

**M. T. Normuradov, B. E. Umirzaqov,
A. Q. Tashatov**

NANOTEKNOLOGIYA ASOSLARI



**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIV VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI**

TOSHKENT DAVLAT TEXNIKA UNIVERSITETI

M.T NORMURADOV, B.E UMIRZAQOV, A.Q TASHATOV

NANOTEKNOLOGIYA ASOSLARI

O'quv qo'llanma

Toshkent - "NIF MSH" - 2020

UDK: 53
BBK: 106.73
N 67

Normuradov M.T., Umirzaqov B.E., Tashatov A.Q.
Nanotexnologiya asoslari./ O'quv qo'llanma /Toshkent:"NIF MSH",
2020, 224 bet.

Qo'llanmada nanotexnologiya materiallari ya'ni, qattiq jismlarning sirti va sirt osti holatlarini o'rganish uchun foydalaniladigan ikkilamchi elektron spektroskopiyasi usullari haqida ma'lumotlar yoritilgan. Turli usullarning fizikaviy ma'nolari va amaliyotda qo'llaniladigan asbob uskunalari haqida fikr yuritiladi.

Qo'llanma Toshkent davlat texnika universitetlarining 5310800 – «Elektronika va asbobsozlik» (asbobsozlik) ixtisosligi va davlat universitetlarining «Fizika» ta'lim yo'nalishlari bo'yicha ta'lim olayotgan bakalavr talabalari ham foydalanishi mumkin.

Taqrizchilar:

D.A.Toshmuxeamedova- Toshkent davlat texnika universiteti
«Elektron apparatlarni ishlab chiqarish texnologiyasi»
kafedra mudiri, f-m.f.d., professor.

A.A.Abduvayitov- Toshkent davlat texnika universiteti
«Umumiy fizika» kafedrasining dotsenti, f-m.f.n.

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM
VAZIRLIGI TOMONIDAN NASHRGA TAVSIYA ETILGAN.

ISBN 978-9943-6793-9-9

© Normuradov M.T va boshq. 2020.
© "NIF MSH", 2020.

KIRISH

Hozirgi vaqtda nanoplyonkalar, nanokristallar olish va ularning xususiyatlarini o'rganishga juda katta e'tibor qaratilmoqda. Bu esa o'z navbatida nanomateriallarni o'rganish usullarini kengayishiga va rivojlanishiga olib kelmoqda. 1965-70 yillarga qadar qattiq jismning deyarli barcha asosiy xususiyatlari uning hajmi holatiga (tarkibi, tuzilishiga) bog'liq deb qaralar edi. Ammo bu davrga kelib jismning juda ko'p xossalari uning yuza qatlamlarining holatiga uzviy ravishda bog'liq ekanligi aniqlana boshlandi. Masalan, jismlarning emission va optikaviy xususiyatlari, korroziyaga va ayrim mexanik ta'sirlarga chidamliligi birinchi holda yuzaning tarkibiga va tuzilishiga bogliq ekanligi ma'lum bo'lib qoldi. Hozirgi paytda qattiq jismning deyarli barcha fizik xususiyatlari, hattoki ayrim mexanik xossalari va ko'pgina kimyoviy xossalari uning yuzasining holati bilan aniqlanishi tajribada isbotlangan. Shuning uchun ham 1970-yillardan boshlab yuzalarni tadqiq qilish va uni o'rganish uchun yangi maxsus usullar ishlab chiqishga juda katta ahamiyat berila boshladi.

Jismning yuza qatlamlari alohida, o'ziga xos bo'lgan murakkab xususiyatlarga ega bo'lib, ular hajmiy xususiyatlardan keskin farq qiladi. Bunday farqlarning juda ko'p sabablari bor. Hattoki, ideal holgacha tozalangan va bir xil tarkibli kristallarda ham yuza va hajm xususiyatlari farq qiladi. Chunki, masalan, hajmda joylashgan atomlar o'zining to'rt tarafidan atomlar bilan bog'langan bo'lsa, yuzadagi atomlar faqat uchta tomondan bog'lanib, tepada atomlar yo'q bo'lganligi uchun to'rtinchi tomondan bog'lanmagan bo'ladi. Shunday qilib yuzadagi kristall tuzulish yoki panjara parametrlari hajmnikidan farq qiladi. Bu esa o'z navbatida hajm va yuza elektron tuzilishlarining bir-biridan farq qilishiga olib keladi. Yuza qatlamlarga tashqi ta'sir ko'rsatib, uning xususiyatlarini kerakli yo'nalishda o'zgartirish mumkin. Buning uchun ionlar implantatsiyasi, lazer va boshqa nurlar bilan ishlov berish, aktiv element atomlari va molekulalar o'tkazish va boshqa usullardan foydalaniladi.

Qattiq jismlarning qator xususiyatlari ko'p jihatdan uning yuza qatlamlariga va o'lchamlariga bog'liqdir. Jumladan hozirgi zamon texnologiyasida, xususan, mikro- va nanoelektronikada, nanoplenkalarni, nanomateriallarni fizikaviy va kimyoviy xossalarni o'rganish asosiy o'rinni egallaydi. Bu nanomateriallarning tarkibini va

tuzulishini o'zgartirish uchun juda ko'p usullar qo'llaniladi: xususan qo'llanmada ionlarni implantatsiya qilish, diffuziya, impulsli elektron dastalari va lazer nurlari bilan ishlov berish, yuqori haroratda qizdirish va qattiq, jism yuzasida atom oqimlardan foydalanib kerakli kristallarning yupqa nanoepitaksial qatlamlarini hosil qilish usullari haqida ma'lumotlar berilgan. Shu qatorda qo'llanmada qattiq jismlarning yuza va yuza osti qatlamlarini tekshiruvchi an'anaviy usullar va zamonaviy usullar haqida qisqacha ma'lumotlar berilgan.

Zamonoviy elektronika asbobsozligida ko'p qatlamli nanoplyonkalar ketma-ketligidan iborat tizimlar asosiy o'rinni egallaydi. Ular asosida katta va o'ta katta integral sxemalar, planar va hajmiy o'ta panjaralar, lazerlar, yuqori va o'ta yuqori chastotali rezanotorlar ishlab chiqilmoqda va takomillashtirilmoqda. Bunday tizimlar nanoplyonkalar va nanokristallar asosida kvant xususiyatli asboblarni ishlab chiqarishda ham katta istiqbolga ega. Bu qo'llanmada qattiq jism yuzasi va uning xususiyatlari haqida batafsil ma'lumotlar berilgan. Undan tashqari bir-biri bilan kontaktga kiritilgan ikki qattiq jism chegarasida zonaviy tuzilishning o'zgarishi haqida ma'lumotlar keltirilgan.

I – BOB. NANOTEXNOLOGIYA VA UNING ISTIQBOLLARI

1.1. Nanotexnologiyaga kirish.

Nanotexnalogiyaning rivojlanish bosqichlari

Ma'lumki, klassik mexanika moddiy zarralarning aniq chiziqlar, ya'ni traektoriyalar bo'ylab harakat qilishini miqdoriy qonuniyatlar yordamida o'rganadi. Bunda zarraning boshlang'ich holatini ifodalovchi shartlar ma'lum bo'lsa, kelgusida uning qanday bo'lishi ham aniqlanadi. Oqibat, fanda chuqur iz qoldiradigan va olamning mexanik manzarasini yaratish (barcha hodisalarni mexanik qonunlari asosida tushuntirish) ga intilish paydo bo'ladi.

Afsuski, olamni faqat mexanika qonunlari asosida desak, xato bo'lmaydi. XIX asr oxiri XX asr boshlarida matematika sohasida erishilgan yutuqlar (differentsial hisob, Minkovskiy geometriyasi) tufayli mexanik qonunlarning yangi ko'rinishlari paydo bo'ldi. To'liq tenglamalarning otasi Ervin Shryodinger tomonidan yaratilgan mikrozarralarning harakat (Shryodinger) tenglamalari klassik tasavvurlarga sig'maydigan natijalarga olib keldi. Masalan, energiyaning kvantlanishi (klassik mexanikada esa enerjiya uzluksiz bo'ladi). O'sha davrda bu tenglamalar to'g'risida fikr yuritishga jazm qiladigan inson yo'q edi. Sababi, bunga ma'lum ma'noda "fandagi shakkoklik" deb ham qaralgan.

Kvant fizikasining asoschilaridan biri M.Plank 1879-yili Myunxenda dissertatsiyasini himoya qilgandan keyin ustozu Filip fon-Jolliga nazariy fizika bilan shug'ullanish niyati borligini aytadi. Ustoz esa o'z navbatida nazariy fizika poyoniga etgani, faqat ba'zi xususiy hollar, boshlang'ich va chegaraviy shartlarni o'zgartirib differentsial tenglamalarning yechimini topish qolgani umuman, bu "istiqbolsiz ish" bilan shug'ullanish befovdaligini uqtiradi.

Shunga qaramay, Plank nazariy fizika bilan shug'ullanishni davom ettirib, 1900-yili elektromagnit nurlanishning diskret ekanligini kashf qildi. 1905-yilda Eynshteyn tomonidan elektromagnit maydonning energiyasi diskret strukturaga egaligi, undagi eng kichik zarra fotonni aniqlaydi. Keyinchalik atomning kvant nazariyasi va kvant mexanikaga asos soladi. U davrda kvant mexanikasi tushunchalarining ilm aqli tomonidan qabul qilinishi qiyin kechdi. Boisi birinchidan, kichik zarralarning kichik o'lchamlarda harakat traektoriyasi degan

tushunchaning yo'qligi, ikkinchidan, Veyner Geyzenberg tomonidan kiritilgan noaniqlik printsipli edi. Unga ko'ra, kichik o'lchamlarda zarrachaning impulsi va koordinatasi (energiya yoki vaqt)ni bir vaqtda katta aniqlikda o'lchab bo'lmaydi.

Fizikadan bilamizki "nano" o'lchov birliklarning old qo'shimchasi bo'lib, milliarddan birini ifodalaydi. Masalan, 1 nanometr – metrnning milliarddan biri degani. Inson soch tolasi o'rtacha 100 000 nanaometr ekanini hisobga olsak uning qanchalik kichik o'lchamligi haqida tasavvurga ega. Nano asli yunoncha "nanos" degan ma'noni anglatadi. Atomlar va ular orasidagi masofa ham nanometr ulushlarida o'lchanadi.

Moddalarning fizik va kimyoviy xususiyatlari ham atomlarning turiga, tuzilishiga va o'zaro munosabatlariga bog'liq. Bugungi ilmiy tadqiqotlar atom o'lchamidagi nanotuzilmalar hajmiy modda xususiyatlaridan anchagina farqlanishini ko'rsatmoqda. Nanotuzilmalardagi fizik va kimyoviy jarayonlarning izohlash esa yangi qonuniyatlarni keltirib chiqarmoqda. Sodda qilib aytganda, bir necha atom o'lchamlardagi ob'ektlarning noan'anaviy xususiyatlarni o'rganadigan, ularda sodir bo'ladigan jarayonlarning qonuniyatlarini anglashdan iboratdir.

Tatbiq qilish yo'llarini ko'rsatadigan yangi yo'nalish bugun nanotexnologiya deyiladi.

Nanotexnologiya atamasini birinchi bo'lib, 1974-yilda yapon olimi Norio Taniguchi (NARIO TANIGUCHI) aloxida atomlarni boshqarib, yangi ob'ekt va materiallar tuzish jarayonini izohlash uchun ishlatgan edi. Ushbu sohada ilk texnik vositalar Shveysariyaning IBM laboratoriyalarida ixtiro qilingan. 1982-yili skanirlovchi zondli mikroskopni ixtiro qilgan Gard Binnig (GERD BINNIG) va Genri Rorerlar (HENRI ROHRER) to'rt yildan so'ng ushbu ixtiro uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'lishgan. 1986-yilga kelib, atom-kuch mikroskopi qilindi. Bu uskunalar nafaqat nanodunyoni tomosha qilishga, balki yangi nanoob'ektlarni qurishga ham imkon bermoqda. Shu bois, bugun dunyo nanotexnologik inqilob ostonasida turibdi desak adashmagan bo'lamiz.

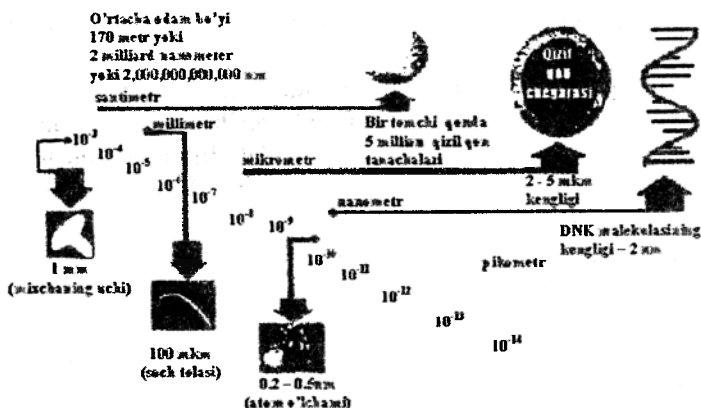
Nanotexnologiya nima uchun kerak. Yigirma-o'ttiz yil ilgari bitta kompyuter bir xonaga sig'mas edi. Ko'p o'tmay stolimiz ustida turadigan darajaga keldi. Hozir esa cho'ntagimizga sig'adiganlari bor. Taraqqiyot shu sur'atda davom etadigan bo'lsa, ertaga soatimizga yoki

uzugimizga taqiladigan kompyuterlar ishlab chiqarilsa ham ajablanmasak bo'ladi. Zero, nanotexnologiya yana shunday imkoniyatlarga yo'l ochmoqda. Xato tushunmaylik, nanotexnologiyaning maqsadi, faqat "mitti" lashtirishdan iborat emas. Texnikada biror vazifani bajarish uchun material, energiya va vaqt sarfi katta ahamiyatga ega. Nanotarmoqdagi o'ta kichiklashtirishga intilish ham qulaylikdan tashqari ana shu unsumni tejash maqsadida yuzaga kelmoqda.

So'ngi yillardagi tadqiqotlar natijasida mikroelektron asbob yasash uchun moddaning nafaqat sirt qatlami, hatto bir necha atom qatlamining o'zi yetarli bo'lib, qolgan hajm esa ortiqcha material sarfi ekanligi ma'lum bo'ldi. Bundan tashqari jism sirtidagi jarayonlar yanada tezroq bo'lishi uchun, yupqa va o'ta yupqa qatlamli qurilmalar vaqt tejashda ham tejamkorlik imkoniyatini beradi. Shuningdek, bitta yoki bir necha atom qatlamlaridan tashkil topgan nanotuzilmalarda fizik va kimyoviy jarayonlarning o'zgacha tus olishni ilm sohasida yangi nanofanlarni keltirib chiqaryapdi. Kvant nazariyasi, sirt fizikasi va kimyosi, kristallografiya, molekulyar biologi, biokimyono-fanlarning asosini tashkil qiladi.

Fullerenlar deb ataluvchi futbol va gerbi to'pi shaklidagi kristall strukturalarga ega uglerod klasterlaridan (ko'p atomli molekular) o'stirilayotgan bir va ko'p qatlamli nanonaychalar nanoelektronika tarmog'iga yo'l ochishi natijasida yaqin o'n yil ichida an'anaviy kremniy chiplarining o'rmini egallashi mumkin. Chunki 50 nanometrdan kichik o'lchamdagi elementlardan tashkil topgan mikrosxemalarda kvant-mexanik effektlar qisqa tutashuvlarga olib keladi. Uglerodli nanonaychalar esa bunday kamchiliklardan xoli. Ularning kristall panjarasiga ozgina ta'sir qilish bilan elektrofizik xususiyatlarini o'zgartirish mumkin. Natijada bir nanometr diometrlil metall va yarim o'tkazuvchanlik xususiyatiga ega uglerodli nanonaychanning bog'lanishidan diod, dielektrik ustidagi nanonaychadan esa maydon tranzistori kanali yasaladi. Bunday nanoasboblarning laboratoriya sharoitida allaqachon sinab ko'rilgan. Nanonaychalarning qalinligi soch tolasidan o'n ming marta kichik ammo mustaqamligi po'latdan o'n marta katta. Kelajakda bir necha metr uzunlikdagi nanonaychalar sintez qilinishga erishilsa sanoat va texnikada katta o'zgarishlar ro'y berishi mumkin. Chunki, yuzlab kilogram yukni ko'taradigan soch tolasidek ingichka material ko'plab soxalarda asqotishi turgan gap.

Yaqinda Kornel (CORNELL) universitetida o'ta kichik og'irlikni ya'ni 10 grammni o'Ichay oladigan nanoelektromexanik tarozi ishlab chiqildi. Nanotexnologiyalar yordamida o'ta sof materiallar olish mumkinligi ham isbotlangan. Ma'lumki materialning bardoshlilik uning kristall nuqsonlardan va begona modda atomlaridan holi ekaniga bog'liq. Oxirgi izlanishlar tekis terilgan, begona atom yoki molekullardan xoli nanokukunchalar bilan qoplangan sirtlarning arzon hamda tashqi ta'sirlarga (yemirilish, issiqlik, namlik, nurlanish va hokazo) chidamli ekanligini ko'rsatgan (1.1-rasm). Athlon va Intel Pentium elektromexanik chiplariga ishlov berilayotganda oltingugurt yodidan iborat nanokukun bilan silliqilinishi ushbu firmalarning mashhur bo'lib ketishida juda muhim rol o'ynaydi.

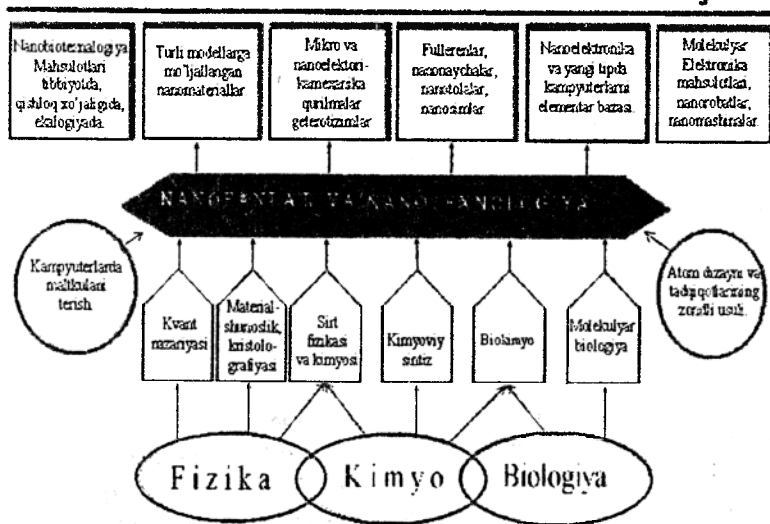


1.1-rasm. Nanotexnologiyaning iqtisodiy rivojlanish tizimi.

Fanning nanokimyo tarmog'ida noan'anaviy xususiyatlarga ega materiallarni sintez qilishga erishilmoqda. Masalan, 3-5 nanometrli oltin nanokukunlari ajoyib katalizator ekani ma'lum bo'lgach, Yaponiyadagi bir shirkat uni hojatxonadagi yoqimsiz hidlar tashuvchi molekullarni parchalaydigan hid yutgich sifatida ishlab chiqarishni yo'lga qo'ydi. Hozirgi tozalash texnologiyalarida neftning deyarli 20 foizi qayta ishlash imkoni yo'q. So'ngi yillarda begona molekulaning umuman o'tkazib yubormaydigan nanokatalizatorlar ustida ilmiy-

tadqiqot ishlari olib borilmoqda. Bunday uskuna yordamida neftning 100 foizini qayta ishlash imkoni tug' ilishi mumkin.

1.1 – jadval.



Ko'pchilik tadqiqotchi va ekspertlarning fikricha, XXI asr nanofanlar va nanotexnologiyalar asri bo'ladi (1.1-jadval). 2015-yili nanotexnologiyalar tarmog'ining ulushi jahon iqtisodida 1,1 trilliard dollarni tashkil qilishi kutilmoqda.

Molekula va hujayra o'lichamlaridagi bioob'ektlar va biojaryonlar bilan shug'ullanuvchi soha – nanotexnologiya yo'nalishida erishilayotgan natijalar ham kishini hayratga soladi (1.2-rasm).



1.2-rasm. C₆₀ fullerening sxematik ko'rinishi .

Nyu-York universitetining xodimlari Nadrian Sekmen (Nadrian Seeman) va Uilyam Shermeren (William Sherman) “ikki oyoqda” harakatlanuvchi biologik nanoqurilmani ishlab chiqishga muvaffaq bo‘lishgan. DNK molekulalaridan yasalgan va mitti konteyner vazifasini bajara oladigan bu nanorobotni murakkab nanotuzilmalarni yig‘ishda ishlatish mumkin. “Nfuture” jurnalining yozishicha, AQSh ning Perdu (Purdue Institute) va Rossiyaning Bioorganik kimyo institutlari tadqiqotchilari hamkorlikda virusni biokimyoviy igna sifatida ishlatib, hujayra ichiga implantatsiya qilishga erishganlar. Tirik hujayra ichiga kira oladigan “bioigna” dan sog‘lom DNK ni xavfli o‘smaga aylanayotgan hujayralar ichiga joylashtirishda foydalanish mumkin. Bu esa kelajakda nanotibbiyotdagi gen-terapiya qurilmalarini xavfli o‘smalarni davolashda ishlatish imkonini beradi.

1.2. Kvant mexanikasining asoslari

«Global Industry Analysis» kompaniyasining mutaxassislari nanotexnologiya olamida Yaponiya, AQSh va Evroitifoq, mamlakatlari peshqadam, degan axborot tarqatdi. Sababi, aynan shu mamlakatlar nano-texnologiyaning rivojiga eng ko‘p miqdordagi investitsiyalar kiritishni rejalashtirgan. Xususan, nanotexnologiya soxasidagi izlanishlar hamda ishlab chiqarish uchun 2006-2010 yillar davomida Yaponiya hukumati 6 milliarddan ko‘proq, AQSh 5,6 milliard hamda Evroitifoq mamlakatlari 4,5 milliard dollar sarmoya sarflamoqchi. Rossiya esa nanotexnologiyani 2011-yilgacha rivojlantirish uchun 8 milliard dollar ajratishni mo‘ljallayotgani haqida xabarlar bor. Mamlakatimizda «Nanotexnologiya» jurnalini chop etish, unda mazkur sohadagi yutuqlar haqida batafsil ma’lumot berib borish zarur, degan fikrdaman. Mavzuga qaytadigan bo‘lsak, fan tarixchisi Richard Buker fikricha, nanotexnologiya tarixini yoritish ikki sababga ko‘ra juda ham murakkab. Birinchidan, bu tushunchaning o‘zi noaniq, misol uchun, nanotexnologiya tushunchasi ko‘pincha odatdagi texnologiya atamasi doirasiga sig‘maydi. Ikkinchidan, insoniyat qadim zamonlardan buyon o‘zi bilmagan holda nanotexnologiya bilan tajriba qilishga uringan. «Nanotexnologiyaga kirish» kitobining muallifi Charlz Pul ushbu fikrga bir misol keltiradi: Britaniya muzeyida qadimgi Rim ustalari yasagan «Likurga Kubogi» (kubokda buyuk spartanlar

qonunining yaratuvchisi hayotidan lavhalar tasvirlangan) saqlanadi. U shishaga qo‘shilgan oltin hamda kumushning mikroskopik zarrachalarini o‘zida mujjassamlashtirgan. Kubok turlicha yoritilganda, rangi to‘qqizildan toza binafshagacha o‘zgaradi. Huddi shunday texnologiyalar O‘rta asrda Evropa cherkovlarida vitraj (surat soladigan rangli oyna)larini tayyorlashda ham qo‘llanilgan. Grek faylasuf olimi Demokrit nanotexnologiyaning «otasi» degan qarashlar ham bor. U moddaning eng kichik zarrachasini tariflash uchun eramizdan 400 yillar muqaddam ilk bor grekcha «atom» («bo‘linmaydigan») so‘zini ishlatgan. 1661-yili Irlandiyalik kimyogar Robert Boyl o‘z maqolasida Aristotelning Yerdagi hamma narsa to‘rt elementdan – suv, tuproq, olov va havodan tarkib topgan degan qarashi (o‘sha davr al-kimyo, kimyo va fizikaning falsafiy asosi) ni tanqid qiladi. Boyl barcha narsalar «korpuskulalardan» o‘ta kichik qismlardan tashkil topgan, ularning turlicha birikuvi har xil modda va buyumlarni hosil qiladi degan qarashni ilgari surgan. Keyinchalik Demokrit va Boyl g‘oyalari ilm ahli tomonidan tan olinadi. Balki hozirgi zamon nanotexnologiyasidagi o‘ktamlik ilk bor Amerikalik ixtirochi Jorj Ismen 1883-yili fotoplenka ligerlanganida ro‘y bergan.

Quyidagi voqealar ham nanotexnologiya olamida muhim o‘ringa ega:

– 1905-yili Shveysariya fizigi Albert Eynshteyn shakar molekulasining o‘lchami taxminan 1 nanometr ekanligini asoslab bergan o‘z maqolasini e‘lon qiladi:

– 1931-yil, Nemis fiziklari Maks Knoll va Ernst Ruska birinchi marotaba nanoolamni o‘rganish imkonini bergan elektron mikroskopni ixtiro qilishdi;

– 1968-yil, Amerikaning “Bell” kompaniyasi ilmiy bo‘limi hodimlari Alfred Cho va Jon Artur yuzani ishlashda nanotexnologiyaning nazariy asoslarini yaratishdi;

– 1974-yil, aslida atom va molekullarning 10 darajasi 9 o‘lchamga ega. «Nano» qo‘shimchasi 10 darajasi 9 ni bildiradi shu tariqa «nanotexnologiya» atamasi paydo bo‘ldi. Yapon fizigi Norio Taniguchi esa “nanotexnologiya» so‘zini ilmiy ibora sifatida fanga kiritdi va bir mikrondan kichik bo‘lgan mexanizmlarni shunday nomlashni taklif etdi;

– 1981-yil, Germaniyalik fiziklar Gerd Binnig va Genrix Rorer alohida atomlarni ko‘rsata oladigan mikroskop yasashdi;

– 1985-yil, Amerikalik fiziklar Robert Kerl, Xerold Kroyu va Richard Smeyli diametri bir nanometr bo'lgan buyumlarni aniq, o'lchay oladigan texnologiya yaratishdi;

– 1986-yil, nanotexnologiya keng jamoatchilikka ma'lum bo'ldi. Amerikalik Futurolog Erik Drekslerning kitobi bosmadan chiqdi va unda nanotexnologiya yaqin kelajakda jadal rivojlanishi haqida bashorat qilindi;

– 1989-yil IBM kompaniyasining xodimi Donald Eygler o'z firmasi nomini Ksenon atomlari bilan platina plastinkasi ustiga terdi. Chizma ilmiy va boshqa jurnallarda namoyish etilgach ilm ahli larzaga keldi;

– 1993-yil, AQShda Feyman mukofoti berila boshlandi;

–1998-yil, Golland Fizigi Seez Dekker nanotexnologiya asosida transistor yasadi;

– 1999-yil, Amerikalik fiziklar Jeyms Tur va Mark Rid alohida molekula molekulyar tizim sifatida harakatlanishi mumkinligini aniqladi;

– 2000-yil, AQSh hukumati Nanotexnologiya sohasida milliy tashabbus (National Nanotechnology Initiative)ni ma'qulladi. Nanotexnologik izlanishlar davlat tomonidan moliyalashtirildi. Davlat byudjetidan 500 million dollar ajratildi;

– 2001-yil, Mark Ratnerning «Nanotexnologiya: yangi katta g'oyaga kirish kitobida nanotexnologiya inson hayotining bir qismiga aynan 2001-yili aylanganligi, o'sha yili ikki muhim voqea: obro'li ilmiy «Science» jurnali nanotexnologiyani – “Yil yangiligi», mashhur “Forbes” biznesjurnali esa “Yangi ko'p ahdli g'oya” deb ataganligi ta'kidlandi. Hozirgi paytda nanotexnologiyaga nisbatan davriy ravishda “yangi sanoat revolyutsiyasi” iborasining qo'llanishi odat tusiga kirib boryapti, degan fikr xulosalarini ilgari surdi.

Ayni kunda nanotexnologiya quyidagi yo'nalishlarga bo'lib qo'llaniladi:

1. An'anaviy kimyoviy usullar yordami bilan (“nanoko'lamdagi texnologiya” deb ataluvchi) nanomateriallar yaratish (nanoo'lchamli elementlari mavjud bo'lgan buyumlar).

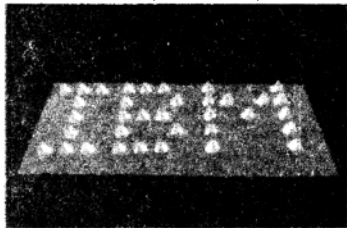
2. Oqsil, DNK va boshqa organik molekulalardan foydalanib, faol nanotizilishlarni yaratishga intilish.

3. Elementlari bir nechta atomdan tarkib topgan elektron chizmalarni yasash.

4. "Molekulyar sanoat" deb nomlanuvchi nanomexanik yondashish doirasida nanoo'lchamli qurilmalar, jumladan, nano-mashinalar (ya'ni, o'lchami molekuladay bo'lgan mexanizm va robot) yaratish; atom va molekulalarni bevosita boshqarish va ulardan istalgan narsani yasash.

Agar to'rtinchi masala hal bo'lganida edi, o'z-o'zidan qolgan uchtasining ham yechimi topilardi. Nanotexnologiya deganida oldin faqat ushbu to'rtinchi masala tushunilardi. Bu qarash umuman olganda, nanotexnologiya tushunchasini aniq yoritib beradi. Lekin moliyaviy masalalardagi chigallik va muammolar tufayli yuqoridagi birinchi uchta yo'nalish ham nanotexnologiya bo'yicha izlanish deb e'tirof etila boshlandi. Bu albatta, izlanish ishlarida birmuncha qulayliklar va imkoniyatlarni ochib berdi. Shu bilan birga, nanotexnologiya tushunchasini biroz chalkashtirib ham yubordi. Dastlabki uchta yo'nalishni rivojlantirish maqsadi ham avvalo to'rtinchi masalani hal qilishga qaratilgandir.

Richard Feynman 1959-yil 25-dekabrda o'tkazilgan Amerika fiziklar jamiyatining yillik majlisidagi maruza-sida insoniyat oldidagi ko'plab muammolar odamlar alohida atomlarni boshqarishni o'rgan-ganidan so'ng yechimini topadi deb bashorat qilgan, ta'kidlash joizki, Feymanga 1965-yili kvant elektrodinamikasi sohasida bajargan ishlari uchun Nobel mukofoti berilgan. Kvant elektrodinamikasi esa hozirda nanofan sohalaridan biriga aylangan. Biroq faqat 1981-83-yillarga kelibgina Shveysariyaning IBM kompaniyasi fiziklari Genrix Rorer va Gerd Binnig alohida atomlarni ko'rsatadigan, ularni o'rnidan ko'chirib, bir joydan boshqa joyga o'tkaza oladigan, ya'ni skanerlaydigan tunel mikroskopni yaratishdi. Oradan besh yil o'tgach, 1986-yili ular nanotexnologiya sohasidagi ushbu misilsiz yutuqlari uchun Nobel mukofoti bilan taqdirlandilar. 1989-yili IBM ning yana bir olimi Donald Eygler platina plastinkasi ustiga inert ksenon gazining 35 atomlarini o'zi istagandek joylashtirib, o'z kompaniyasining logotipini (emblemagini) chizdi (1.3-rasm).



1.3 – rasm: 35 dona ksenon atomi yordamida platinaga IBM so'zining tasviri

Jahon bo'ylab ilmiy jurnallarda tarqalgan ushbu fotosurat insoniyatni lol qoldirdi. Insoniyat tarixida atom ketidan atomni joylashtirib, o'ta kichik tuzilmani yaratish natijasida nanotexnologiya asri boshlangan edi. Lekin nanotexnologiyaning imkoniyatlari faqat shular bilangina cheklanmadi, unga nisbatan bo'layotgan fizik ishlar kundan-kunga ortib bormoqda. Bu fizik ish Erik Drekslarning 1986-yili «Yaratish mashinalari» ilmiy-ommabop kitobi bosmadan chiqqandan so'ng juda ham kuchayib ketdi. E.Dreksler texnologik jarayonini ikkiga bo'lib ko'radi. Birinchisi, unda kashf qilingan texnologiya bo'lib, milliartlab atomlarning yalpi ko'chish jarayoni ro'y beradi. Buni E.Dreksler «balk» deb ataydi. Uning ta'rifiga ko'ra, Gird Binnig va Genrix Roremning 1981-yilgi kashfiyoti texnologiya yo'lidan borib taraqqiy etib kelgan.

Richard Feynman taklif etgan texnologik jarayonni esa E.Dreksler yangi texnologiya deb belgilab, uni yapon fizigi bergan ibora bilan «nanotexnologiya deb nomlaydi. Qachonlardir u molekulyar texnologiya nomi bilan atalgan. Demak, adabiyotlardagi molekulyar texnologiya va nanotexnologiya atamaları bir texnologiyaning ikki xil nomlanishi xolos.

1991-yili Erik Dreksler nanotexnologiya sohasi bo'yicha birinchi bo'lib ilmiy daraja olishga musharraf bo'ldi. 1992-yili u «Nanotuzilmalar: molekulyar mashinalar, ishlab chiqarish va xisoblashlar» nomli ilmiy monografiyasini chop ettirdi. Bu nanotexnologiya sohasida hozircha to'la va chuqur mazmunli kitob hisoblanishi bilan ahamiyatli. Nanotexnologiya va an'anaviy texnologiyalar o'rtasida jiddiy farq bor. Birinchidan, hozirda bizda mavjud asboblarda nano darajada ishlay olish imkonida mukammal emas - atomlar aniqligida faqat ba'zi buyumlarnigina ishlab chiqarish mumkin. Ikkinchidan, nano darajada bo'linganida odatiy fizika qonunlari o'zgaradi: kvant ta'sirlar va molekullar o'rtasidagi o'zaro bog'liqlik sezila boshlaydi. Shu bilan bir qatorda, og'irlik va ishqalanish kuchlari uncha katta bo'lmay qoladi. Nanoo'lchamli ob'yektlarni loyihalash va qurishdagi qiyinchiliklar qisman shu bilan ham bog'liqdir.

Nanotexnologiyadagi birinchi yo'nalish an'anaviy kimyoviy va mikroelektron texnologiyalarning mantiqiy davomidir. Avval bu yo'nalish nanotexnologiyaga mutlaqo oid emas, deb qaralar edi. Nanotizimlarni organik moddalar asosida yaratish tirik organizmlardan

nusxa ko'chirish mumkinligi nuqtai nazaridan e'tiborga loyiqdir, lekin shu bilan bir qatorda u "qurilish materiallarining" ma'lum bir sinfinigina qo'llash imkoniyati bilan cheklangan. Vujudga kelishi lozim bo'lgan tirik organizm uchun qancha aminokislota, DNK, RNK, oqsil, hujayra va h.k.lar kerakligi haqidagi ma'lumotlar DNKda jamlangan bo'ladi. Hozirgi davrda biologlar jonli olam bunyod bo'lishi uchun, avvalambor, aminokislotalar vujudga kelishi kerak, degan xulosaga kelishdi. Shu bilan birga, eng oldin DNK va undagi dastur ham bo'lishi lozim, keyin shart-sharoit, geologik davr va boshqalarga qarab, u yoki bu ko'rinishdagi evolyutsion jarayon kechadi. Avvalo, aynan shu yo'l nanotexnologiya taraqqiyotida ildamlilik bilan bosib o'tilishi kerak. Yuqoridagi ikki yo'nalish qisqa vaqt ichida amaliyotda qo'llanishi mumkinligi bilan olimlar e'tiborini ko'prok tortdi. Keyinchalik erishilgan yutuqlar imkoniyatlarini asosan nanomexanik yo'nalishda qo'llash rejalashtirilmoqda. Nanotexnologiyaning taraqqiyoti bosqich-ma-bosqich bo'lishi shart emasligi bilan ham ahamiyatlidir.

Nanomexanik tuzilmalarni hozirning o'zida yaratish mumkin va ushbu yo'nalishda E.Deksler, qator olimu injenerlar va tashkilotlar katta shijoat bilan ish olib borishmoqda.

Nanomexanik yo'nalish zamirida zarur ish-harakatlarni bajara oladigan nanoo'lchamlardagi suniy qurilmalarni yaratish yotadi. Shunday davr keladiki, sanoatda molekullarni yig'ish darajasi nanorobotlarni o'lchamlari yuz nanometr atrofida bo'lgan va ma'lum dastur asosida atomlar ustida barcha boshqaruvlarni bajara oladigan qurilmalarni yaratish (yig'ish va buzish) imkonini beradi, deb yozadi Dreksler. U alohida atomlar yoki oddiy molekullardan turli-tuman buyumlarni yaratadigan nanorobotlarni «assemblerlar» deb nomlaydi. Agar bunday yig'ish ishlari alohida nanorobotlar tomonidan emas, balki bir butun tizim orqali bajarilayotgan bo'lsa, u holda, nanofabrika haqida so'z boradi.

Har qanday holatda ham atomlar yoki ularning bloklari bilan ishlash uchun nanomanipulyatorlardan foydalaniladi. Nanorobotning har manipulyatori (boshqaruv dastagi) o'ta kichik o'lchamlarda bo'lganligi sababli, bir sekundda million operatsiyalarni bajarishi mumkin. Katta suratda parallel ishlayotgan (nanofabrikada yoki ko'plab alohida assemblerlardagi) millionlab nanomanipulyatorlar yordamida har qanday material, ob'yektni amalda behisob miqdorda juda ham tez va arzon ishlab chiqarish mumkin bo'ladi. Nanofabrikalar

yoki assemblerlar homashyo sifatida amalda har qanday modda: tuproq, kimyoviy va kundaliklik chiqindilarni ishlatishi mumkin. Asosiysi, homashyoda ishlab chiqarish mo'ljallangan barcha unsurlarning yetarlicha mavjud bo'lishidir. Qisqasi, ularga ko'rsatib qo'ysangiz bo'lgani, istagan buyumingizni dastur orqali berilgan topshiriq asosida, o'ziga keragicha dastyorlarni ham yasab olgan holda, tez ishlab beradi.

O'lchamlari bakteriyalardek manipulyator, dvigatel va kompyuterlar bilan ta'minlangan bunday nanorobotlar inson buyrug'iga binoan har qanday vazifani amalda bajarishi mumkin.

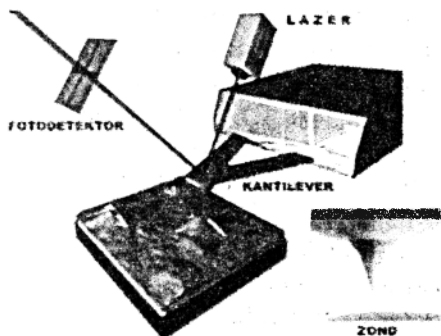
Nanotibbiyot inson tanasining barcha hujayralaridagi har qanday muammolarni: arteriyalarni skleroz toshmalardan tozalash, infeksiyalarni yoki rak hujayralarini yo'q qilish, hatto organizmning barcha hujayralarini genetik darajada qaytadan dasturlab chiqish imkoniyatlariga ega bo'ladi.

Nanomashinalar yaratish yo'lida birinchi qadamlar hozirning o'zida qo'yilyapti. Bugun kompyuter dasturlari asosida un minglab atomlarni o'zida jamlagan nanoqurilmalar loyihalashtirilyapti. Jahonning eng ilgor nanotexnologlaridan biri R.Fraytas tomonidan tibbiyotga oid bir nechta nanoqurilmalarning asosiy loyihalari ishlab chiqilgan: respiratsit (eritrotsitning sun'iy o'rindoshi), mikroivor (leykotsitning o'rmini bosuvchi) va xromallyutsit (hujayradagi xromosomalarni almashtirish uchun nanorobotlar).

Kris Feniks oddiy nanofabrikaning loyahasini ishlab chiqqan. 2007-yili «Foresight Unconferenceda Robert Fraytas va Ralf Merkl nanoob'yektlarning mexanosintezi uchun to'qqiz molekulyar asboblarning yig'indisini namoyish etishdi. Bu nanofabrikalar va molekulyar ishlab chiqarish yo'li tomon qo'yilgan ulkan qadam bo'ldi.

Oxirgi bir necha yillarda nanomexanika istiqbolini ko'rsatuvchi qator muhim natijalar qo'lga kiritildi. Masalan, 2005-yili energiyani alohida fotonlar sifatida oluvchi va yassi sirt bo'ylab harakatlanuvchi "nanoavtomobilning bir nechta molekuladan iborat bo'lgan shossedagi g'ildiragi yaratildi. Nanorobotlar dvigatellari uchun bir necha xil prototiplar, ATF-sintezlar asosida ishlab chiqilgan. 2007-yili Berklidagi Laurens laboratoriyasida bitta nanotrubka yordamida radiopriemnik yaratilgani haqida axborot tarqaldi. Bu esa, o'z navbatida, nanorobotlar radioaloqalar orqali bir-biri va boshqaruvchi kompyuter bilan signal almashishi mumkinligini namoyish etdi.

2008-yili Osaka universiteti olimlari nanotexnologiya misolida kremniy atomlarini qalay atomlari bilan almashtira oladigan “atom” perosini yaratishga erishgani haqida «Pink Tentacle» jurnali xabar tarqatdi. Izlanuvchilar yarim soat mobaynida 2 ga 2 nanometr o‘lchamli yuzada «atom» perosi yordamida kremniyning kimyoviy belgisi “Si”ni, qalayning alohida atomlarini yotqizib yozishga erishishgan. Ushbu nanotexnologik ishxona havo haroratida bajarilgan. Olimlarning fikricha, bundanda maydaroq, yozuvga erishish mumkin emas. “Atom” perosi ilgari kashf qilingan skanerlaydigan atom-kuch mikroskopi zondining (1.4-rasm) yarim o‘tkazgich sirtiga yaqinlashtirilganida kremniy atomlarini qalay atomlariga almashtirish ta’siriga asoslangandir.



*1.4– rasm:
Atom-kuchlanishli
mikroskop.*

AQShning nanotexnologiya bo‘yicha milliy tashabbus tashkiloti (NNI) bashoratiga asosan 2020-yillarda molekulyar nanotizimlar yaratiladi. AQShdagi nanotexnologiyalar markazining hisob-kitoblariga ko‘ra esa mazkur maqsad yo‘lida kuchlar jamlanib yo‘naltirilsa, molekulyar sanoat (nanoassemblerlar yoki nanofabrikalar) 2015-yildayoq barpo qilinishi mumkin.

Yaqin kelajakda nanofabrikalar yetakchi o‘ringa ega bo‘lishi kutilmoqda. Superkompyuterlar nanorobotlar bilan birgalikda inson miyasi tuzilishini va uning ishlash mexanizmini tushunishi, bu orqali inson ongidan kuchli bo‘lgan sun‘iy ongni yaratish imkonini beradi. Insoniyatning barcha xizmatlarini qilish, ularning moddiy to‘kin-sochinligini ta‘minlashni mashinalarga topshirish mumkin bo‘ladi. Odamlar o‘z nosog‘lom organ va to‘qimalarini sog‘lomlariga almashtirib, yangilash imkoniyatiga ega bo‘lishadi.

Ixtiyoriga qarab, inson tashqi qiyofasini ham tanib bo'lmis darajada o'zgartirishi mumkin. Katta tezliklarda harakatlanadigan kosmik kemalarni va fazoda ulkan turar joylarni bunyod etish insoniyatning samoga tezlik bilan yo'l olishi, yulduzlar va boshqa energiya manbaalari atrofini betinim o'zlashtira boshlashiga turtki bo'ladi.

Biroq nanotexnologiyalar taraqqiyoti misli ko'rilmagan xavfni ham o'zida mujassam etgan. Eng xavfli, bu "ko'kimtir shilliqlik" ning paydo bo'lishidir, ya'ni betinim ko'payib boruvchi nanorobotlar (replikatorlar) maqsadli ravishda sayyoramizdagi odamlar, jonivorlar, o'simliklar, butun organik hayotni yuk qilishidir. Bunday holat nanorobotlar harbiy qurol sifatida ishlatilganda ro'y berishi mumkin. Shuning uchun ham nanotexnologiyaning rivojini moliyalashtirish ko'proq. xarbiy tashkilotlarni qiziqirmoqda. Bu kabi tang fojiviy ahvol yuzaga kelmasligi, ayniqsa, qurollanish sohasida mazkur yutuqlar qo'llanishining oldini olish maqsadida jamoatchilik nazorati lozim bo'ladi. Dreksler taklif etgan himoya tamoyillaridan biriga ko'ra, mabodo qo'llanilayotgan qurollar nazoratdan chiqsa, ularning o'zlari mustaqil ravishda vaziyatni aniqlab, hosil bo'lgan qurolni qirib tashlashi orqali xavfni yo'q qilishga erishishdir. Lekin bu kabi faol qalqonlarni hosil qilishning o'zi ham molekulyar texnologiyaga talab tug'diradi.

Bugunga kelib, nanotexnologiya taraqqiyoti xavf tug'diradigan yo'nalishda ketmasligini nazorat qilish bo'yicha usullar, loyihalar ham taklif etilgan. Dasturlar ichidagi eng mukammallaridan biri E.Dreksler ishtirokidagi «Nanorex» kompaniyasi tomonidan yaratilgan «Nanoengineer» dasturidir.

Yana aytish joizki, ayni paytda kvant olami qonunlariga bo'ysunishi bilan hammani hayratga solayotgan makroob'yektlar ham olimlarni juda qiziqtirayapti. Bunga misol Boze-Eynshteyn kondensatidir. Unda millionlab atomlardan tashkil topgan ushoqdek kichik bulut bir butun atomdek harakatlanadi. Shu paytgacha insoniyatga materiyaning to'rt ko'rinishi – gaz, suyuq, qattiq va plazma holatda bo'lishi ma'lum edi. Boze-Eynshteyn kondensati bo'yicha tajribalardan materiyaning beshinchi ko'rinishi ham mavjud ekanligi aniqlandi.

Bu fenomen haqida Albert Eynshteyn hind fizigi Shatendranat Bozening hisob-kitoblarini tahlil qilib, 1924-yili ilm ahliga ma'lum qilgan edi. Kondensat ko'p o'rinlarda, masalan, kvant kompyuterlar elementi sifatida ishlatilishi ehtimoli borligi bilan kam katta ahamiyatga ega. 2005-yili Amerika olimlari Roy Glauber va Jon Xollning Boze-Eynshteyn kondensati xususiyatlari, aniqrog'i, lazer spektroskopiyasi bilan bog'liq hodisalar ustida olib borgan izlanishlari uchun Nobel mukofoti bilan taqdirlanganligi kondensatni o'rganish ahamiyati katta ekanidan dalolat. Boze-Eynshteyn kondensati kashfiyotchilaridan biri, 2001-yilgi Nobel mukofoti sovrindori Wolfgang Ketterle kondensatdan bo'lakchalarni «burdalab» olish mumkinligini ko'rsatib o'tgandi. Bu – atom lazerini qurish, ya'ni yorug'likni nurlantiruvchi lazerni emas, moddani nurlantiruvchi lazerlarni yasashga erishish mumkin degani. Bunday lazerlar bilan nanometr aniqlikdagi o'ta kichik tuzilmalarni yasash imkoni tug'iladi. Bu kashfiyot nanotexnologiya olamida sezilarli siljishlarga olib keldi. Alohida atomlarni boshqirish uchun atom lazerlari hozirgi paytdagi eng aniq vositadir. Qolavyersa, bu kashfiyot nanotexnologiya taraqqiyotini yangi bosqichga olib chiqishi, shubhasiz.

1.3. Nanotexnologiyaning istiqbollari

Bugun nanotexnologiyaning quyidagi ustuvor rivojlanish yonalishlari mavjud:

1. *Tibbiyot.* Odamning tanasida paydo bo'ladigan barcha kasalliklarning oldini oluvchi yoki davolovchi molekulyar nanorobotlarni yaratish. Amalga oshish muddati XXI asrning birinchi yarmi.

2. *Gerontologiya.* Insonlarning jismoniy boqiyiligiga, odam tanasidagi hujayralar qirilishining oldini oluvchi, odam organizmi to'qimalarining ishlashini yaxshilash va qayta qurish uchun molekulalar, robotlarni kiritishga erishish. Amalga oshish muddati – XXI asrning to'rtinchi choragi.

3. *Sanoat.* Iste'mol mollarini ishlab chiqarishda an'anaviy usullardan foydalanishdan bevosita atom va molekulalardan yig'ishga o'tish. Amalga oshish muddati – XXI asrning boshi.

4. *Qishloq xo'jaligi.* Oziq-ovqatni tabiiy ishlab chiqaruvchilarni (masalan, o'simliklar va hayvonlar) molekulyar robotlardan tuzilgan funksional o'xshashlariga almashtirish. Ular tirik organizmda sodir

bo'ladigan kimyoviy jarayonlarni qisqaroq va samaraliroq, yo'l bilan amalga oshirishadi.

Masalan, «tuproq–is gazi–fotosintez–o't–sigir–sut» zanjiridan barcha ortiqcha bo'limlar olib tashlanadi. Faqat «tuproq–is gaz–sut» (qatiq, yog', go'sht) qoladi. Bunday «qishloq xo'jaligi» samaradorligi ob-havo va og'ir mehnat sharoitiga bog'liq, bo'lmaydi. Uning ishlab chiqarish hajmi oziq-ovqat muammosini birato'la hal qiladi. Amalga oshish muddati – XXI asrning ikkinchi-to'rtinchi choraklari.

5. *Biologiya.* Tirik organizmga atomlar darajasidagi nanoelementlarni kiritish mumkin bo'ladi. Buning oqibatlarini turlicha bo'lib, yo'qolib ketgan turlarni tiklashdan tortib, yangi turdagi jonzorlar biorobotlarini yaratishga olib kelishi mumkin. Amalga oshish muddati – XXI asr.

6. *Ekologiya.* Inson faoliyatining atrof-muhitga ta'sirini to'liq bartaraf qilish. Bunga birinchidan, ekosferani inson faoliyati chiqindilarini boshlang'ch homashyoga aylantiruvchi molekulyar robot sanitarlar bilan to'ldirish, ikkinchidan esa sanoat va qishloq, xo'jaligini chiqindisiz nanotexnologik usulga o'tkazish bilan amalga oshirish mumkin. Amalga oshish muddati – XXI asr.

7. *Koinotni o'zlashtirish.* Koinot «odatiy» yo'l bilan emas, balki nano robotlar orqali o'zlashtiriladi. Robot-molekulalarning ulkan armiyasi Yer atrofidagi fazoga chiqariladi va uni inson yashashi uchun yaroqli holatga keltiradi. Oy, asteroidlar va yaqin planetalarda inson yashashi uchun kosmik stantsiyalar qurish. Bu hozirda mavjud bo'lgan usullardan arzon va xavfsiz bo'ladi.

8. *Kibernetika.* Hozirda mavjud bo'lgan planar strukturalardan o'lchamlari molekular o'lchamiga teng bo'lgan hajmiy mikro-sxemalariga o'tish sodir bo'ladi. Kompyuterlarning ishchi chastotasi teragerts qiymatga yetadi. Neytronga o'xshash elementlardan tuzilgan sxemalar paydo bo'ladi. Oqsil molekularidan tuzilgan xotira hajmi terabaytlarda o'lchanadigan, saqlash davri uzoq, bo'lgan xotira elementlari paydo bo'ladi. Inson aqlini komp'yuterga «ko'chirish» mumkin bo'lib qoladi. Amalga oshish muddati – XXI asrning ikkinchi choragi.

9. *Aqliy yashash muhiti.* Barcha tashkiliy qismlarga mantiq elementlarini kiritish hisobiga biz yashayotgan atrof-muhit «aqli» va inson yashashi uchun to'la qulay bo'lib qoladi. Amalga oshish muddati – XXI asrdan keyin.

II BOB. QATTIQ JISM SIRTINING TUZILISHI

2.1. Qattiq jismning elektron tuzilishi

2.1.1. Qattiq jism yuza qatlamlarining tuzilishi

1965-1970-yillarga qadar qattiq jismning deyarli barcha asosiy xususiyatlari uning hajmining holatiga, xususan, kimyoviy tarkibi va kristall tuzilishiga bog'liq deb qaralar edi. Ammo shu davrga kelib, qattiq jismlar juda ko'p fizik va kimyoviy xossalari uning yuza qatlamlarini tuzilishiga uzviy bog'liq ekanligi aniqlana boshlandi. Masalan: Qattiq jismlarning emission, optikaviy xususiyatlari korroziyaga uchrashi ayrim mexanik ta'sirlarga chidamliligi birinchi galda yuzaning kimyoviy tarkibi va kristall tuzilishiga bog'liq bo'lishi ilmiy tekshirishlarda o'z isbotini topdi. Hozirgi paytda qattiq jismlarning deyarli barcha fizik xususiyatlari, hattoki ayrim mexanik va kimyoviy xossalari ularning sirt xususiyatiga bog'liq ekan. Shu sababli 70-yillardan so'ng qattiq jism sirtlarining kimyoviy tarkibini elektron va kristall strukturalarini qattiq jism yuzasidagi nuqsonlarni o'rganish uchun takomillashgan yangi mexanizmlar va usullar tatbiq qilina boshlandi. Bu usullar sirt diagnostikasi usullari hisoblanib, bularga: ion sochilish spektroskopiyasi, ikkilamchi ion spektros-kopiyasi, Oje elektron spektroskopiyasi, Rentgen fotoelektron spektroskopiyasi, ultrabinafsha fotoelektron spektroskopiya, kichik energiyali elektronlar difraksiyasi kabilar kiradi.

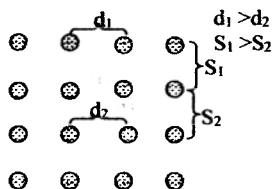
Yuza qatlamlari alohida o'ziga xos bo'lgan murakkab xususiyatlarga ega bo'lgan kristall tuzilishga egadir. Sirt kristall tuzilishi qattiq jism hajmining kristall tuzilishidan keskin farq qiladi. Bunday farqlarning juda ko'p fizik va ximik sabablari mavjuddir. Hattoki ideal holatgacha tozalangan bir xil tarkibli kristallarda ham yuza va hajm xususiyatlari bir-birinikidan farq qiladi. Chunki hajmda joylashgan bitta kristall atomiga to'rt tarafdin boshqa atomlar o'z ta'sirini ko'rsatsa, sirtida joylashgan atomga esa uchta atom o'z ta'sirini ko'rsatadi. Uning yuqori tomonida atom bo'lmaganligi sababli kristall struktura ham hajmnikidan keskin farq qiladi. Bu esa o'z navbatida elektron struktura tizimlarni ham bir-biridan farq qilishini anglatadi. Qattiq jism sirtining o'ziga xos xususiyatlari quyidagilar hisoblanadi:

1. Sirt ustida qatlamlar bo'lmaganligi sababli sirdagi atomlar aro ta'sir kuchlari o'rganilganligi uchun sirt atomlari orasidagi masofa hajmdagiga nisbatan katta bo'ladi (2.1-rasm).

2. Sirt qatlamdagi joylashgan atomlar orasidagi masofalar hajmga nisbatan kattaroq bo'lishi mumkin, ya'ni:

- a) Qatlamlar orasidagi masofaning o'zgarishiga relaksatsiya deyiladi. Bu faqatgina sirdan 4-5 qatlamgacha cho'zilishi mumkin.
- b) Atomlar orasidagi masofaning o'zgarishi rekonstruksiya deyiladi. Bu faqatgina sirt qatlamida vujudga keladi.

2.1-rasm. d_1 va d_2 atomlar orasidagi masofa, S_1 va S_2 qatlamlar orasidagi masofa

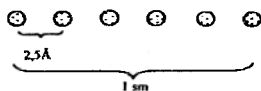


Sirdagi atomlar sonini hisoblash quyidagicha bo'ladi:

Ikkita atom orasidagi o'rtacha masofa $2,5 \text{ \AA} = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ sm}$

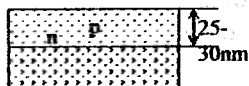
$2,5 \cdot 10^{-8} \text{ sm} - 1 \text{ ta}$

$1 \text{ sm} - x \text{ ta}$



$$X = \frac{1 \cdot 1}{2,5 \cdot 10^{-8}} = 4 \cdot 10^7 \text{ ta}$$

Ideal sirt va uning tuzilishi. Yarimo'tkazgichli materiallar asosida elektron qurilmalar ishlab chiqarish 80-yillardan so'ng juda tez sur'atda rivojlandi. Eng oddiy yarimo'tkazgichli asbobga diod va tranzistorlar kiradi. Ular asosan, fizik jihatdan n-p, n-p-n yarimo'tkazgichga o'tishga asosan ishlaydi.



2.2-rasm. p- va n- tipli qatlamlarning ko'rinishi

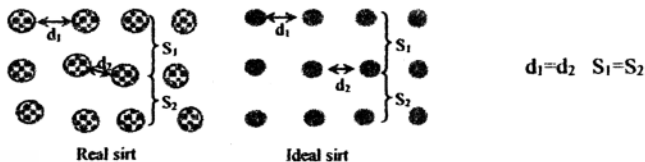
So'nggi yillarda har xil materiallar ustida turli xil fizik usullardan (MNE, QFE, GFE) foydalanib, har xil turdagi elektron asboblari yaratilmoqda. Eng avvalo, turli xil materiallar ustida mikroqalinlikka ega bo'lgan n-tip va uning ustida mikroqalinlikdagi p-tipli yarimo'tkazgichlar joylashtirilib, yarimo'tkazgichli diodlar hosil

qilinadi (2.2-rasm). Ularning chegaraviy qatlamlaridagi o'zaro ta'sir kuchi hajmnikidan keskin farq qiladi. Chunki chegaradagi atomlarning turli tabiatli ekanligidan ular orasidagi kristall panjaralar o'lchamlari, atomlar orasidagi ta'sir kuchi keskin hajmnikidan farq qiladi. Bu soha shu chegarada 4-5 qatlamni tashkil qiladi.

So'nggi yillarda yarimo'tkazgichli materiallar sirtida nanoqatlamlari turli xil plyonkalarini olish va ular asosida elektron asboblari ishlab chiqarish rivojlanmoqda. Eng oddiy usul bu molekulyar nurli epitaksiya usuli hisoblanadi. Undan tashqari yarimo'tkazgichlar ustiga boshqa kimyoviy element atomlarini ion implantatsiya usulida qattiq jism sirtiga kiritish orqali boshqa strukturali nanoqatlamlar olish mumkin. Eng asosiy olinayotgan nanoqatlamlarning qalinligi kamida 25-30 nmga teng bo'lishi zarur. Agar bu o'lchamdan kichik bo'lsa, bu olingan qatlamga asosan, materialning ta'siri kuzatiladi. Masalan: termoishlov berilgan vaqtda asos atomlarning bir qismi diffuziya yoki agregatsiya hodisasiga asosan olingan plyonkaning tarkibiga o'ta boshlaydi. Bu esa o'z navbatida asos atomlari bilan yupqa plyonka atomlari orasidagi ta'sir kuchini o'zgartiradi.

Har qanday usulda olingan kristallar sirt qatlamlarining tuzilishi hajmnikidan keskin farq qiladi. Bu farqlar atomlar orasidagi masofa, qatlamlari orasidagi masofa va elektron, kristall strukturalari bir-biridan farqlidir.

Agar yuza qatlamda joylashgan atomlarning o'rni hajmda joylashgan atomlar o'rni bilan ustma-ust tushsa, bunday sirtlar ideal sirtlar deyiladi (2.3-rasm). Lekin amalda hech qachon yuza qatlamdagi atomlar o'z-o'rni bilan hajmda joylashgan atomlar bilan ustma-ust tushmaydi, chunki yuza qatlamidagi atomga ta'sir qiluvchi kuchlar hajmda joylashgan atomda ta'sir qiluvchi kuchdan farq qiladi. Bunga asosiy sabab yuzadagi atom bog'lanishning, ya'ni bog'lar uzilishining ro'y berishidir. Natijada yuzadagi atomlarning energetik jihatidan hajmning energetik bog'lanishlari kichik bo'ladi va atomlar orasidagi masofa kattalashadi. Real holda har qanday o'stirilgan yoki ma'lum bir texnologik usul yordamida olingan kristallardan foydalanilganda ularni ideal sirtga yaqin qilib tayyorlash zarur.



2.3-rasm. Real va ideal sirtlar atom tuzilishlarining sxematik ko'rinishi

Sirtidagi va hajmdagi atomlar orasidagi masofaning farqi 0.5 \AA ga yaqin bo'lsa, bunday kristallar ideal kristallarga yaqin deb qaraladi. Chunki bu holatlarda sirtning elektron va kristall strukturalari hajmniki bilan bir xil bo'lib, ularning fizik xossalarini unchalik o'zgartirmaydi. Agar sirtidagi atomlar orasidagi farq hajmnikidan, ya'ni 0.5 \AA dan katta bo'lsa, shu kristallning elektron tuzilishi, jumladan, energetik zonalari va elektronlarning fazoviy taqsimoti sezilarli o'zgaradi. Bunday katta siljishlar deyarli barcha yarimo'tkazgichlarda ro'y beradi. Demak, yuza qatlamlarda relax-satsiya va rekonstruksiya hodisalarning ro'y berishi shu qattiq jismlarning turiga bog'liq bo'ladi. Real sharoitda turli usullardan foydalanib, har qanday qattiq jismni ideal holatga keltirganda ham ularning tarkibidagi nuqsonlardan qutilish qiyin. Eng asosiy nuqsonlar ularning kimyoviy tarkibidagi qattiq jism sirti va hajmda turli xil dislokatsiya kuzatiladi.

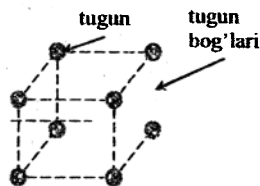
2.1.2. Uch o'lchamli yuza kristallarning tuzilishi

Uch o'lchamli yuza ma'lum bir uch o'lchamli kristall tuzilishga ega bo'ladi. Kristall qattiq jismlarda ularni tashkil qilgan atom va molekular ma'lum bir tartibda joylashgan bo'ladi. Agar bu tartib ikki qo'shni atom yoki molekula orasidagi masofadan bir qancha marta katta bo'lgan masofalargacha saqlansa, uni **uzoq tartib** deb ataymiz. Kristallardagi atomlar yoki molekularning joylashish tartibi butun kristall bo'yicha saqlangan bo'lsa, bunday kristallar **monokristallar** deyiladi. Barcha monokristallar anizotropiyaga ega, ya'ni ma'lum bir yo'nalishlarda ularning fizik xossalari turlicha bo'ladi. Tabiatda monokristallar juda oz, shu sababli polikristall materialarni suyuqlikka aylantirilib, maxsus texnologiyalar asosida monokristallar o'stiriladi. Monokristallar bo'lakchalarining tartibsiz birikishidan hosil bo'lgan

kristallar polikristallar deb yuritiladi. Polikristallar har bitta monokristall yacheykalarining tartibsiz joylashishidan tashkil topganligi uchun ularning fizik xossalari barcha yo'nalishlar bo'yicha bir xil bo'ladi. Bunday jismlar izotrop jismlar deyiladi. Kristallarni tashkil qiluvchi zarrachalar o'z muvozanat nuqtasida tebranma harakat qilib turadi. Ushbu muvozanat nuqtalarni fikran birlashtirsak, kristall panjara shu muvozanat nuqtalari kristall panjaraning tugunlari deb ataladi. Tugunlarni bir-biriga bog'lovchi ipga tugun bog'lari deyiladi.

(2.4-rasm).

2.4-rasm. Kristall panjara tugunlari va tugun bog'larining ko'rinishi



Tugunlar orasidagi masofa 1-5 Å oraligida bo'ladi. Bir yo'nalishdagi tugunlar orasidagi masofa boshqa yo'nalishdagi tugunlar orasidagi masofadan farq qilishi mumkin. Bu jismning kristall tuzilishiga qarab bir turdagi yoki har xil turdagi kristall panjaralar bilan farqlashimiz mumkin. Masalan, kremniy kristallari barcha tugunlarida Si atomlari joylashgan bo'lsa, GaAs kristallining birida Ga, boshqa tugunda As joylashgan bo'ladi. Kristall panjaraning tuzilish qiyofasini saqlagan eng kichik bo'lagi **elementar yacheyka** deb ataladi. Odatda elementar yacheyka kristalli **parallelopiped** shakldan iborat bo'ladi, ushbu parallelopipedning 3 ta qirrasi bo'ylab \vec{a}_1 , \vec{a}_2 va \vec{a}_3 vektorlarni yo'naltiramiz (2.5-rasm). Bu vektorlar uzunliklari shu parallelopipedlarning qirrasi uzunligiga teng bo'lsin. Bunday vektorlar asosiy vektorlar (yoki davrlar) deb ataladi. Ushbu vektorlarning asosiy xossalari shundan iboratki, bu vektorlar yordamida cheksiz katta kristallar hosil qilish mumkin. Eng oddiy parallelopiped shakldagi kristall quyidagicha:

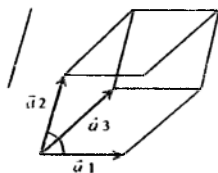
$$R = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3$$

n_1, n_2, n_3 - butun sonlar,

R - kristall panjara hajmi (kattaligi).

2.5-rasm.

Elementar yacheykaning ko'rinishi

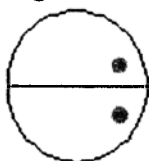


Shu elementar yacheykalarining bir butunligicha ustma-ust hollarda ko'chirilsa, kristall panjara vujudga keladi. Bunday takrorlanuvchi atomlar guruhi bazis deb yuritiladi.

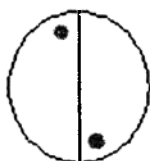
Ixtiyoriy kristallning bazisi va translyatsion kattaligi aniqlangan bo'lsa, bu kristall panjara aniqlangan bo'ladi. Umuman olganda, kristallar ma'lum bir nuqtaviy simmetriyaga ega bo'ladi, ya'ni bu panjaraning ma'lum bir aylanishlar siljitish, akslantirish orqali yana o'zining joyiga keltirish mumkin. Nuqtaviy simmetriya elektron mikroskop yordamida aniqlanadi. Shu nuqtaga qarab monokristallarni anizotropiya xossasiga ega ekanligini aniqlash maqsadida uni azimutlar yoki qutbiy burchaklarga burib fizik xossalarini aniqlash mumkin.



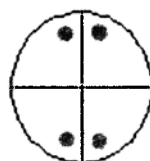
a) 1



b) 1m



v) 2



g) 2mn

2.6-rasm. Simmetriyalarning ko'rinishi

a) 2.6-rasmda berilgan shaklning berilgan o'qqa yoki tekislikka nisbatan simmetriyasi yo'q. Ushbu shakl faqat 360° li burchakka burilganda o'zi bilan o'zi ustma-ust tushadi. Bunday quyi simmetriyaga ega bo'lgan jismlarning xalqaro belgilanishi 1 deb qabul qilingan.

b) dagi shakl uziq-uziq chiziq bilan tasvirlangan. Shu sababli u tekislikka nisbatan simmetriya bo'ladi. Bunday shakl 1m deb belgilanadi.

v) rasmda 180° ga burilganda simmetriya bir-birini ustiga tushadi. 360° ga burilganda esa u 2 marta ustma-ust tushadi. Bunday simmetriya 2-tartibli simmetriya bo'lib, 2 raqami bilan belgilanadi.

g) oxirgi simmetriya tekislikka va buralish o'qiga nisbatan simmetriya bo'lganligi uchun 2mn deb belgilanadi.

Kristall panjaralar elementar yacheykalarni ketma-ket qo'yish, burish (aylantirish) yoki akslantirish orqali hosil bo'ladi, deb qarash mumkin. Demak, kristall panjara ma'lum bir tartibda joylashtirilgan elementar yacheykalarining majmuidan iborat bo'lar ekan.

Umuman, kristall panjaralar ma'lum bir nuqtaviy simmetriyaga ega bo'ladi, ya'ni bu panjarani ma'lum bir aylantirishlar, akslantirishlar orqali yana o'zining joyiga (o'z holiga) keltirish mumkin.

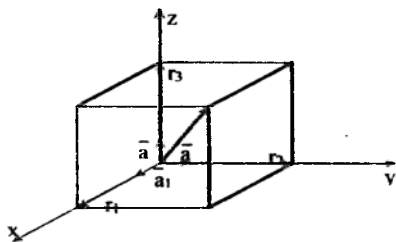
Geometrik nuqtalarning berilgan konfiguratsiyasini (shaklini) invariant holda saqlaydigan aylantirishlar va akslantirishlarning umumiy yig'indisi ma'lum bir guruhni tashkil etadi. Bunday guruhlar nuqtaviy guruhlar deyiladi.

Uch o'lchamli kristall panjaralarni 7 xil nuqtaviy guruhlariga ajratish mumkin. Ular galoedrik nuqtaviy guruhlar deb ataladi. Har bir galoedrik guruhga bittadan kristall sistema to'g'ri keladi. 7 xil kristall sistema mavjud bo'lib, ular 14 tipdagi har xil panjaralarni tashkil etadi (2.7-rasm).

Bu panjaralar **Brave panjaralari** deb ataladi. Ular 2.1-jadvalda berilgan.

Jadvaldan ko'rinadiki, har bir sistema uchun bitta yoki bir necha Brave panjarasi to'g'ri keladi.

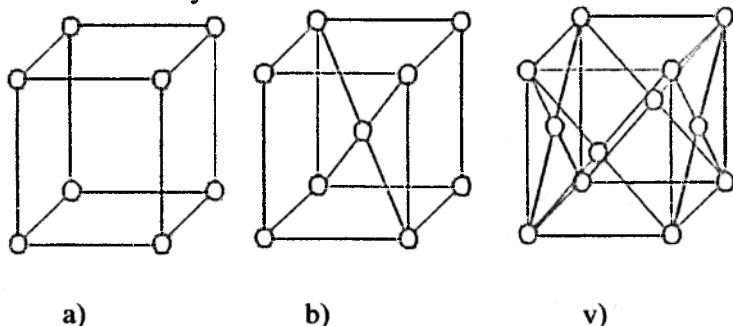
Translyatsion simmetriyadan tashqari kristall panjaralar boshqa simmetriya xossalari bilan ham xarakterlanadi. Bular yo'nalishlarning nuqtaviy guruhlari va fazoviy guruhlari deyiladi. Yo'nalishlarning nuqtaviy guruhlari 32 turga ajratiladi. Bu guruhlarning har biriga bittadan kristall sinflari to'g'ri keladi. Fazoviy guruhlar soni 230 ta. Biz yo'nalishlar guruhi va fazoviy guruhlarni ko'rib o'tmaymiz.



2.7-rasm. Primitiv panjaraning chizma holatdagi ko'rinishi.

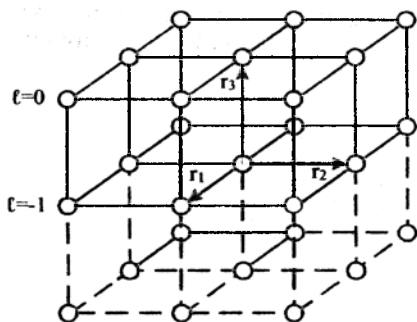
$\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ - birlik vektorlar, r_1, r_2, r_3 - butun sonli koeffitsientlar

Eng sodda panjara kubik panjaradir (2.8-rasm). Qattiq jism kristallini parallel joylashgan kristallografik tekisliklardan iborat sistema deb qarash mumkin. Masalan, primitiv yacheykaning asoslari shunday tekisliklarni tashkil qiladi. Bunday tekisliklarni **atomlar qatlami** deb ham ataymiz.



2.8-rasm. Kubik panjaralar: a – oddiy; b – hajmiy markazlashgan; c – yon yoqlari markazlashgan.

Umuman, kristallofizikada elementar yacheyka asoslarini tashkil qilgan qatlamlar **elementar atom qatlamlari** deb ataladi. Eng yuqoridagi qatlam **yuza** yoki **sirt** deb ataladi. Elementar qatlamlar soni cheksiz ko'p bo'ladi. Bu qatlamlar soni vertikal o'q bo'yicha aniqlanadi va yuza qatlam **nolinchi qatlam** deb belgilanadi. Elementar qatlamlarni ℓ harfi bilan belgilaymiz. Yuza qatlam uchun $\ell=0$, yuza osti qatlami uchun $\ell=-1$ va hokazo. (2.9 – rasm).



2.9-rasm. Qattiq jismning elementar qatlami

Elementar qatlamlar orasida yonaki qatlamlar ham joylashishi mumkin (masalan, hajmiy markazlashgan panjaraning markazida joylashgan atomlar yonaki qatlamni tashkil qilishi mumkin). Yonaki qatlamlar, ayniqsa ko'p turli atomlarga ega bo'lgan sistemalarda yaqqol ko'rinadi. Demak, primitiv yacheykaning uch o'lchamli qirralarida yotmagan atomlar yonaki qatlamlarni tashkil qiladi. Bu atomlarning o'rni vertikal o'q bo'yicha aniqlanadi. Masalan, qattiq jism 2 xil turdagi atomdan tashkil topgan bo'lsa, yonaki qatlam atomlar o'rni quyidagicha aniqlanadi:

$$n = f_3 + \tau_2, \quad (2.1)$$

n xil atom bo'lsa, u holda n -chi xil atomning o'rni $f_3 + \tau_n$ deb aniqlanadi. $f_3 - Z$ o'qi bo'ylab ikki elementar qatlam orasidagi masofa.

2.1-jadval.

Uch o'lchamli kristallarning simmetriya bo'yicha guruhlari.

t/r	Kristall tizim	Brave panjarasi
1	Triklin	Oddiy
2	Monoklin	Oddiy, asosi markazlashgan
3	Ortorombik	Oddiy, asosi markazlashgan, hajmiy markazlashgan, yon yoqlari markazlashgan
4	Trigonal	Oddiy
5	Tetragonal	Oddiy, asosi markazlashgan
6	Geksagonal	Oddiy
7	Kubik	Oddiy, asosi markazlashgan, hajmiy markazlashgan, yon yoqlari markazlashgan

Qattiq jism tarkibida n ta turli atom bo'lsa, birinchi qatlam bilan ikkinchi qatlam orasida birinchi elementar qatlamni qo'shib hisoblaganda n ta yonaki qatlam bo'ladi. Demak, fazoviy panjaradagi istalgan nuqtaning holatini aniqlash uchun avvalo ℓ va n orqali kerakli tekislikni aniqlab olamiz. Undan keyin bu atomning o'rni shu tekislikning koeffitsientlari orqali topiladi. Bu koordinatalar uchun S_1 va S_2 degan musbat koeffitsientlarni kiritamiz. U holda kristall panjaraning istalgan nuqtasidagi atom $R(\ell, n, S_1, S_2)$ holatini quyidagicha aniqlashimiz mumkin bo'ladi:

$$\vec{R} = S_1 \cdot \vec{f}_1 + S_2 \cdot \vec{f}_2 + \ell \cdot \vec{f}_3 + \tau_n, \quad (2.2)$$

ℓ – elementar kristall qatlamlarning nomeri.

n – yonaki qatlamlar nomeri.

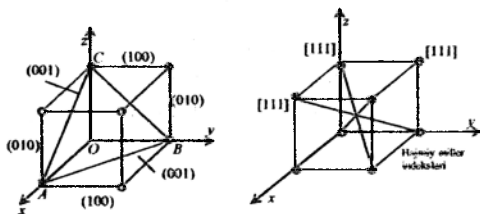
S_1, S_2 – tekislikning X, Y o'qlariga to'g'ri keluvchi butun sonli koeffitsientlar.

τ_n – Z o'qi bo'yicha elementar qatlam bilan yonaki qatlam orasidagi masofaga to'g'ri keluvchi kattalik.

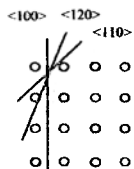
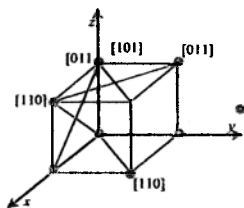
f_1, f_2, f_3 mos ravishda X, Y, Z o'qlari bo'ylab qo'shni elementar yacheykalarda joylashgan atomlar orasidagi masofa.

Qattiq jismning miller indekslarini va yo'nalish bo'yicha miller indekslarini aniqlash o'ta muhim hisoblanadi. Miller indekslarini aniqlashda fazoviy o'qlardan foydalaniladi (2.10-rasm).

Agar yuza qatlamdagi joylashgan atomlarning o'rni hajmda joylashgan atomlar o'rni bilan ustma-ust tushsa, bunday sirtlar ideal sirtlar deyiladi. Yuza qatlam uchun: $\ell = 0, n = 0, \tau_1 = 0$. Eng yuza (sirtqi) qatlamda elementar qatlam va birinchi yonaki qatlam ustma-ust tushadi, shuning uchun ular orasidagi masofa $\tau_1 = 0$ bo'ladi.



$$\left(\frac{AO}{n} \right) \left(\frac{OB}{m} \right) \left(\frac{OC}{p} \right); \frac{1}{1} \frac{1}{2} \frac{1}{3}; (1;2;3), (123), () - \text{miller indekslari}$$



2.10-rasm. Yuza qatlamlarning vujudga kelishida atomlarning siljishi. Relaksatsiyalangan va rekonstruksiyalangan yuzalar

Umuman, eng sirtqi qatlamdagi atomning holatini juda oddiy yozish mumkin. Bunda atomlarning holati R faqatgina S_1, S_2 koeffitsientlarga bog'liq bo'lgan quyidagi formula ko'rinishida bo'ladi:

$$\vec{R} = S_1 \cdot \vec{f}_1 + S_2 \cdot \vec{f}_2, \quad (2.3)$$

Lekin amalda hech qachon yuza qatlamdagi atomlar o'z o'rnini bilan hajmda joylashgan atomlar bilan ustma-ust tushmaydi. Chunki yuza qatlamdagi atomga ta'sir qiluvchi kuchlar hajmda joylashgan atomga ta'sir qiluvchi kuchlardan farq qiladi. Bunga asosiy sabab yuzadagi atom bog'larida uzilishning ro'y berishidir. Natijada yuzadagi atomlar energetik jihatdan eng qulay bo'lgan o'ringa joylashish uchun harakat qiladi, ya'ni yuzadagi atomlarning siljishi ro'y beradi. Birinchi qatlamda ro'y bergan siljish qisman 2-qatlamga, keyin 3-va boshqa qatlamlarga beriladi. Qatlam soni oshgan sari siljish kamayib boradi.

Yuza qatlamda ro'y beradigan siljish kattaligi jismning turiga bog'liq bo'ladi. Agar bu siljish uncha katta bo'lmasa va jismning elektron tuzilishi hamda boshqa xususiyatlarga katta ta'sir qilmasa, bunday sirtlarni ideal sirtlarga yaqin deb qarab, yuzalarning xossalarni aniqlashda hajmga tegishli bo'lgan kattaliklardan foydalanish mumkin bo'ladi. Ko'plab o'tkazilgan tajribalar, nazariy hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, yuza qatlamdagi atomning dastlabki holatga nisbatan siljishi $0,5 \text{ \AA}$ va undan katta bo'lsa, jismning elektron tuzilishi, jumladan, energetik zonalar va elektronlarning fazoviy taqsimoti sezilarli o'zgarar ekan. Bunday katta siljish ($> 0,5 \text{ \AA}$) deyarli barcha yarimo'tkazgichlar uchun xosdir.

Agar yuza qatlamdagi atomlarning siljigandan keyingi real holatini $R'_S(S_1, S_2)$ deb, dastlabki holatini esa $R_S(S_1, S_2)$ deb belgilasak, uyar orasidagi bog'lanishni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

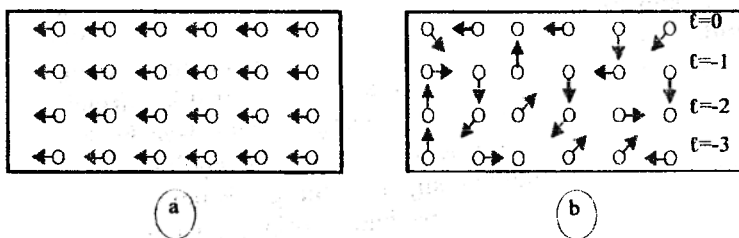
$$\vec{R}'_S(S_1, S_2) = \vec{R}_S(S_1, S_2) + \Delta R_S(S_1, S_2), \quad (2.4)$$

Bu yerda: ΔR_S – yuza qatlamning vujudga kelishida atomlarning siljish kattaligini ifodalaydi. Yuzadan pastki qatlamlarga o'tilgan sari ΔR_S ning qiymati kamayib boradi: $\ell \rightarrow \infty$ bo'lsa, $\Delta R_S \rightarrow 0$.

Translyatsion simmetriyaning ta'siriga qarab ΔR_S siljishni 2 ta sinfga ajratish mumkin:

1. Agar yuza atomlarining siljishi muayyan bir tomonga va bir xil kattalikda ro'y bersa, bunday hodisa **relaksatsiya hodisasi** deyiladi. Bunday siljishda yuzadagi barcha ekvivalent atomlar bir xilda siljiganligi uchun translyatsion simmetriya o'zgarmaydi (2.11 – rasm). Demak, bu holda bazis vektorlari o'zgaradi, panjara vektorlari esa o'zgarmasdan qolaveradi.

2. Agar yuza qatlamdagi atomlar kattaligi jihatdan ham, yo'nalishi jihatdan ham har xil siljisa, bunday siljish (hodisa) **rekonstruksiya** deb ataladi. Bunday holda har xil elementar yacheykalardagi ekvivalent atomlar har xil tomonga va har xil masofaga siljiydi, natijada translyatsion simmetriya o'zgaradi. Ya'ni bazis vektorlari ham, panjara vektorlari ham o'zgaradi (2.10-rasm).



2.11-rasm. Relaksatsiyalangan (a) va rekonstruksiyalangan (b) yuza qatlamlar.

Bizga ma'lumki, har qanday kristall jismda turli xil tipdagi defekt (nuqson) lar mavjud bo'ladi. Yuza qatlamlarda ham har xil defektlar mavjud bo'lib, ularni umumiy holda 2 turga ajratish mumkin:

a) Kristallning hajmiy tuzilishida ro'y beradigan defektlar yuzalarda ham mavjud bo'ladi. Bularga jumladan quyidagilar kiradi:

- vakansiya;
- tugunlar orasida joylashgan atomlar;
- antistruktural defektlar;
- dislokatsiya;
- kristall bo'laklarning chegaralari.

b) Qattiq jism yuzasining vakuum chegarasidagi defektlar: alohida atomlar, sirtiy pog'onalar, har xil orientlangan bir xil tipdagi domenlar, g'adir-budurliklardan iborat qatlam kuchlanganligi va boshqalar.

Yuza qatlamlardagi o'zgarish (nuqson)larga relaksatsiya va rekonstruksiya tashqari kristalda mavjud bo'lgan dislokatsiyalar ham ta'sir qiladi. Dislokatsiyalarning quyidagi turlari mavjud:

- 1) Chekkali dislokatsiya
- 2) Buramali dislokatsiya
- 3) Egri chiziqli dislokatsiya
- 4) Aralashmali dislokatsiya

Dislokatsiyalar alohida ahamiyatga ega bo'lib, u boshqa kurslarda to'liq o'rganiladi.

2.1.3. Kristallardagi atomlarning bog'lanish turlari

Kristall panjarasi ularning geometrik tuzilishi to'g'risida tasavvur hosil qilishga yordam beradi. Lekin ushbu bilim kristallardagi atom yoki molekulalarning kristall panjarasi tugunlarida tutib turuvchi kuchlarning tabiati haqida ma'lumot bera olmaydi. Shuning uchun kristallarni ularni tashkil qilgan atomlar yoki molekulalar orasidagi ta'sir kuchlariga qarab ajratish va o'rganish maqsadga muvofiqdir. Atomlar va molekulalarning bog'lanishiga ko'ra 5 turdagi bog'lanishlar mavjud, bular: kovalent, ion, molekulyar, vodorod va metall bog'lanishli Van-Der-Vaals bog'lanishidir.

Bu bog'lanishlarning har biri bilan qisqacha tanishib o'tamiz:

1. Ionli bog'lanish. Ion bog'lanishli kristall panjarasi tugunlarida ionlar joylashgan bo'ladi. Turli ishorali ionlar orasidagi masofa bir xil ishorali ionlar orasidagi masofa kichik bo'lganligi uchun turli ishorali ionlar orasidagi tortishish kuchi bir xil ishorali ionlar orasidagi itarish kuchidan kattadir. Lekin tortish kuchi ma'lum bir r masofagacha ta'sir

qiladi, agar ionlar orasidagi masofa r dan kichkina bo'lsa, ular orasida itarish kuchlari paydo bo'ladi.

Koordinatsion son K deb ataladi. Koordinatsion sonning qiymati panjaradagi ionlarning radiuslari bilan aniqlanadi. Quyidagi jadvalda koordinatsion sonning panjara atomlarini effektiv zaryadlar radiuslarining nisbati keltirilgan:

Koordinatsion son	12	8	6	4	2
r_a/r_b ning qiymati	$r_a/r_b = 1$	$1 > r_a/r_b > 0.73$	$0.73 > r_a/r_b > 0.41$	$0.41 > r_a/r_b > 0.22$	$r_a/r_b < 0.22$

Bu yerda r_a va r_b A va B elementning effektiv zaryadlarning radiusi. Misol uchun, osh tuzi kristall tuzilishini ko'rib chiqaylik. Na atomi effektiv zaryadining radiusi $r = 0.98 \text{ \AA}$, Cl atominiki esa $r = 1.81 \text{ \AA}$ ekanligini inobatga olsak, $r_{Na}/r_{Cl} = \frac{0.98}{1.81} = 0.54$.

Yuqoridagi jadvaldan ushbu kristall uchun koordinatsion son 6 ga teng, bu degani 1 ta ion atrofmi 6 ta ion o'rab turishini anglatadi.

NaCl kristallining radiusi natriyning radiusidan deyarli ikki barobar katta, shuning uchun ularning o'rtasida yana bir ionni joylashtirish uchun bo'sh joy qolmaydi, natijada ion kristallarda o'zaro bog'lanish energiyasi asosan, elektrostatik tavsifga ega bo'lib, bu energiya **Modelung energiyasi** deb ham ataladi. Kristaldagi ixtiyoriy I(i) va J(j) nomerli atomlar orasidagi bog'lanish energiyasini U_{ij} deb ataylik, u holda i-nomerli ionning boshqa hamma atomlar bilan o'zaro ta'sirlashuv energiyasi:

$$U = \sum_j U_{ij}, \quad (2.5)$$

bu yerda $i \neq j$. ion bog'lanishli kristall uchun ikki qismdan iborat deb qarab, bog'lanish energiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$U_{ij} = \lambda \exp\left(-\frac{r_{ij}}{\rho}\right) = \frac{q^2}{l_{ij}}, \quad (2.6)$$

Ifodadagi 1-had ionlar orasidagi itaruvchi kuchning potentsiali bo'lib, 2-had Kulon qonunining potentsialini ifodalaydi. Qo'shni atomlar orasidagi masofani R deb olsak, u holda ushbu:

$$r_{ij} = P_{ij} \cdot R, \quad (2.7)$$

o'zgartirishini kiritaylik. O'zaro itarish kuchlari faqat yaqin joylashgan atomlar orasida mavjud deb olsak u holda yuqoridagi ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$U_{ij} = \begin{cases} \lambda \exp\left(-\frac{R}{\rho}\right) - \frac{Q^2}{R} & \text{yaqin atomlar uchun} \\ \pm \frac{1}{P_{ij}} \cdot \frac{Q^2}{R} & \text{qolgan atomlar uchun} \end{cases}$$

Kristalldagi musbat va manfiy ionlarning soni $2N$ ga teng bo'lsa kristallning to'liq energiyasi

$$U_T = NU_i, \quad (2.8)$$

ga teng bo'ladi. U_i ni N ga bog'liqligidan, har bir ta'sirlashuvchi ionlarni bir marta hisobga olish zarur. Bundan U_i uchun quyidagini yozamiz:

$$U_i = z \left[\lambda \exp\left(-\frac{R}{\rho}\right) - \frac{q^2}{R} \right] + \sum_j^{N-z} \pm \left(\frac{1}{P_{ij}} \right) \cdot \frac{q^2}{R}, \quad (2.9)$$

Bu yerda z eng yaqin qo'shni atomlar soni, ifodani soddalashtirish uchun $z \frac{q^2}{r}$ ni 2- hadga qo'shib quyidagini hosil qilamiz:

$$U_i = z \lambda \exp\left(-\frac{R}{\rho}\right) - \sum_j \left(\frac{1}{P_{ij}} \right) \cdot \frac{q^2}{R}, \quad (2.10)$$

Bu ifodadan $\sum_j \left(\pm \frac{1}{P_{ij}} \right) = \alpha$ deb belgilaymiz.

Ushbu ifoda **Modelung doimiysi** deb yuritiladi. U holda yuqoridagi ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$U_i = z \lambda \exp\left(-\frac{R}{\rho}\right) - \alpha \frac{q^2}{R}, \quad (2.11)$$

Ifodaning oxirgi hadi eng yaqin z atomlar xossasini o'z ichiga oladi, shuning uchun:

$$U_r = N \left(\lambda \exp\left(-\frac{R}{\rho}\right) - \alpha \frac{q^2}{R} \right), \quad (2.12)$$

To'liq energiya R ga bog'liq bo'lmaydi. U holda:

$$\frac{dU_T}{dR} = 0, \text{ dan (2.10) va (2.11) dan}$$

$$N \frac{dN_i}{dR} = -\frac{Nz\lambda}{\rho} \exp\left(-\frac{R}{\rho}\right) + \frac{N\alpha q^2}{R^2} = 0$$

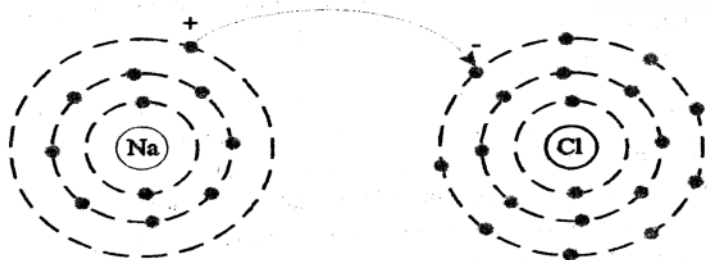
$$U_T = -\frac{N\alpha q^2}{R} \left(1 - \frac{\rho}{R}\right), \quad (2.13)$$

bu yerda ρ juda kichik son bo'lib, $\rho=0.1R$, ni tashkil qiladi. U holda (2.12) ifoda

$$\left[U_T = -\frac{N\alpha q^2}{R} \right], \quad (2.14)$$

(2.13) ga teng bo'ladi. Demak ion bog'lanishdagi kristallarning bog'lanish energiyasining hammasi Kulon energiyasini tashkil qiladi. Ion bog'lanish tashqi ta'sirlarga ham bevosita bog'liq. Masalan temperaturaning ortishi bilan musbat ionlar effektiv zaryadining radiusi manfiy ionnikiga qaraganda tezroq ortadi, bu esa o'z navbatida, kristall tuzilishni o'zgartiradi. Masalan, harorat ortishi bilan CsCl kristalli markazlashgan kubik panjaradan sodda kubik panjaraga aylanadi. Bosimning ortishi esa o'z navbatida kristall panjaraga tasir ko'rsatadi. Masalan, ClCa xlorli brom kabi kristallar hajmiy markazlashgan kubik panjaraga aytiladi.

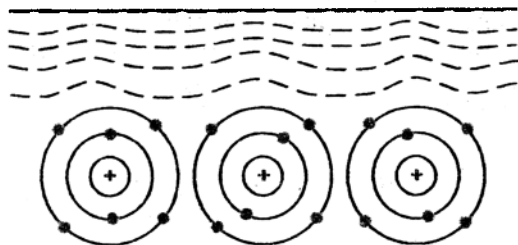
Qattiq jismning tashkil bo'lishida 2 va 3 xil atomlardan tuzilgan sistemalar orasida ionli bog'lanish ko'p holda asosiy rol o'ynaydi. Bunday bog'lanish ko'pincha valentliklari bir-biridan keskin farq qiladigan element atomlari orasida ro'y beradi. Masalan, ishqoriy (ishqoriy yer) metallar bilan galogenlar orasida ionli bog'lanish ro'y berishi mumkin. Bunday bog'lanish orqali hosil bo'ladigan kristallarga misol qilib NaCl, KCl, NaBr, BaF₂, CaF₂ va boshqalarni ko'rsatish mumkin. Bunda Na bir valentli bo'lganligi uchun u o'z elektronini oson beradi. Cl esa 7 valentli bo'lganligi uchun u elektronni tezda biriktirib oladi va elektron qavatlarni to'ldiradi. Bunday almashinish tufayli Na «+», Cl esa «-» zaryadlanib qoladi va ular orasida Kulon kuchlari paydo bo'lib, ion bog'lanish hosil bo'ladi (2.12. a – rasm).



2.12. a – rasm. Ion bog‘lanish hosil bo‘lishining sxematik tasviri.

1. Metall bog‘lanish.

Metall atomlari tashqi elektron qavatlar (valent) elektronlarini umumlashtiradilar. Natijada bu atomlar bir-biriga bog‘lanib turadilar. Bunday bog‘lanish «metall bog‘lanish» deyiladi (2.12-b-rasm).



2.12. b – rasm. Qattiq jism atomlarining valent elektronlari umumlashib valent zonani tashkil qilishining sxematik tasviri.

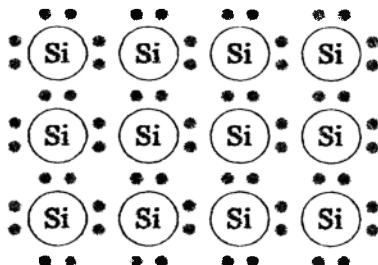
2. Kovalent bog‘lanish.

Gaz holatidagi vodorod, azot, va kislorod molekulari atomlari ham kovalent bog‘lanishga ega bog‘lanish hosil qilishda har bir atomdan bittadan elektron ishtirok etadi. Bu elektronlar bir atomdan ikkinchi atomga o‘tishi ham mumkin, shuning uchun bunday bog‘lanish kuchlari **almashish kuchlari**, bog‘lanish energiyalari esa **almashish energiyasi** deb ataladi. Atom bog‘lanishli kristallarga kremniy kristalli misol bo‘la oladi. Kremniyning kristall tuzilishi olmossimon kristall panjarasiga ega bo‘lib, har bir atom atrofida 4 ta qo‘shni bor. Ushbu atomlar tetraedr ko‘rinishdagi fazoviy panjarasini hosil qilib, markazda kremniy atomi joylashgan bo‘ladi. Qo‘shni ikki atom orasidagi bog‘lanishni hosil qilishda har bir atomdan bitta, ikki

atomdan ikkita elektron qatnashadi. Kovalent bog‘lanishlarning muhim belgilaridan biri ularning to‘yingan bog‘lanish ekanligidir, ya’ni ularda har bir bog‘da elektron qatnashadi. Ikkinchi muhim belgisi shundan iboratki, kovalent bog‘lanishlar qo‘shni atomlar oralig‘i bo‘yicha yo‘nalgan bo‘ladi, bu yo‘nalish **yo‘naltirgan** yoki **anizotropiya** deb ataladi.

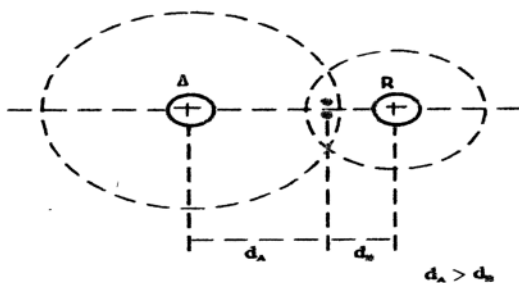
Kovalent bog‘lanish faqat gomoatomli bog‘lanishlarda bo‘lmasdan, balki davriy sistemaning boshqa-boshqa elementlarini o‘zaro bog‘lanishidan ham kelib chiqishi mumkin. Masalan; kremniy karbid, alyumiy nitrat kabi kristallar o‘zaro kovalent bog‘lanishga misol bo‘la oladi. Ko‘p hollarda elementar davriy sistemaning 2-,3-,4- va 5-guruh elementlari kovalent bog‘lanish xossasiga ega.

Kovalent bog‘lanishda yonma-yon turgan atomlar o‘z valent elektronlarini umumlashtiradilar. Masalan: Si va Ge (2.13 –rasm).



2.13.– rasm. Kovalent bog‘lanishning sxematik tasviri.

Ayrim hollarda 2 xil atomlardan tashkil topgan yarimo‘tkazgichlarda ham kovalent bog‘lanish ro‘y berishi mumkin. Bu holda turli xil atomlarning tashqi elektron qavatdagi elektronlar soniga qarab, umumlashgan elektronlar qaysidir bir tur atom tomonga siljigan bo‘lishi mumkin. Masalan: A va B atomlarning bog‘lanishini ko‘raylik (2.14 – rasm). Bu yerda umumlashgan elektronlar B atomga yaqinroq joylashgan. Shuning uchun ham A atom musbat (+), B atom manfiy (–) zaryadlangandek ko‘rinadi. Bunday bog‘lanishlarni qisman ion bog‘lanish va qisman kovalent bog‘lanish deb qarash mumkin. Umuman u **ion-kovalent bog‘lanish** deb ataladi.



2.14 – rasm. Ion – kovalent bog‘lanishning sxematik tasviri.

Si, Ge, GaAs, GaP kabi qattiq jism elektronikasi, jumladan, mikroelektronika sohasida eng ko‘p ishlatiladigan va istiqbolli yarimo‘tkazgichlar kovalent va ion-kovalent bog‘lanishga ega. Ion-kovalent bog‘lanishda ionlashish darajasi I va kationdan anionga o‘tgan zaryad (elektron) sonini Δq aniqlash alohida ahamiyatga ega. Bu kattaliklarni aniqlashda ikkilamchi yoki fotoelektron spektroskopiya usullaridan foydalanish mumkin. Bu usullar bilan biror atom ikkinchi atom bilan kimyoviy birikma hosil qilish jarayonida ularning valent zonaga yaqinroq joylashgan negiz elektron sathlarning energetik siljishi aniqlanadi. Masalan, kremniy bariy bilan birikib, BaSi va BaSi_2 birikmalarni hosil qiladi. Bunda kremniyning L_{23} sathi 2 – 3 eV ga kichik energiyali tomonga siljiydi. Bu esa, kremniy bariydan qisman \bar{e} olganligini bildiradi. Kremniy kislorod bilan birikma hosil qilganda kremniyning L_{23} sathi katta energiya tomonga siljiydi. Bu esa kremniy o‘z elektronini kislorodga berayotganini ko‘rsatadi. Aniqlangan kimyoviy siljish yordamida kationdan anionga o‘tayotgan zaryad miqdori Δq quyidagi formuladan topiladi:

$$\Delta q = \frac{\Delta E}{e^2} \left(\frac{A(r)}{r} - \frac{\alpha}{R} \right), \quad (2.15)$$

α – Modelung doimiysi; ΔE – negiz sathning kimyoviy siljish kattaligi; r – kationning ion radiysi; R – kation va anion orasidagi masofa; $A(r)$ – geometrik faktor bo‘lib, quyidagi formuladan topiladi:

$$A(r) = \frac{1 - \Gamma^2}{1 - \Gamma^3}; \quad \Gamma \approx 0,5, \quad (2.16)$$

Ionlashish darajasi Poling formulasi bilan topiladi:

$$I = \frac{\chi_A - \chi_B}{|\chi_A - \chi_B|} \left(1 - e^{-\frac{1}{4}(\chi_A - \chi_B)^2} \right), \quad (2.17)$$

χ_A – asosning (matritsaning) elektron qabul qiluvchanligi (o'tkazuvchanlik zonasining kengligi).

χ_B – matritsa atomlarining boshqa atomlar bilan birikma hosil qilgandan keyingi elektron qabul qiluvchanligi. Tajribalar ko'rsatadiki, BaSi hosil bo'lishida $\Delta q \approx 1$ ga $I = 25 - 30\%$ bo'lar ekan.

2.1.4. Bog'lanish turlarining kristall tuzilishga bog'liqligi

1. Kristallning tuzilishi shu kristalldagi atomlar qanday turdagi bog'lanishlardan tashkil topganligiga ham bog'liq bo'ladi. Masalan, ion bog'lanishli kristallda asosiy holda kubik panjara hosil bo'ladi. Ionli bog'lanishda shuni eslatib o'tish kerakki, masalan Na va Cl ionlari bir-birini tutib turish kattaligini aniqlaydigan energiya vujudga keladi. Bu panjarada har bir atomning atrofida yaqin joylashgan qo'shni atomlar mavjud bo'ladi. Bu energiya **Modelung energiyasi** deyiladi. Modelung energiyasi NaCl uchun eng katta bo'ladi. Uning eng xarakterli xususiyatlari quyidagilardan iborat:

a) ionli bog'lanish kuchining yo'naltirilmaganligi;

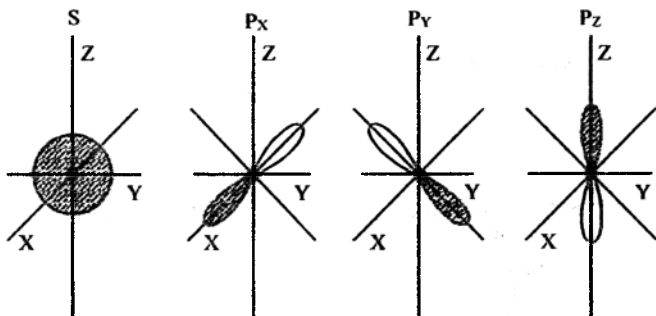
b) bir xil ismli zaryadlar bir-biridan imkon qadar uzoqda joylashadi, har xil ismli zaryadlar esa – imkon qadar bir-biriga yaqin joylashadi.

2. Metall bog'lanishlarda elektronlar umumlashgan bo'lganligi uchun unda barcha atomlar taxminan bir xil sharoitga ega bo'ladi. Bunday atomlarning joylashishini bir-biriga juda zich joylashtirilgan 12 ta qo'shniga ega bo'lgan sharlar deb qarash mumkin. Bunday tipdagi bog'lanishga juda zich joylashgan kubik yoki geksagonal panjaralar mos keladi.

3. Kovalent bog'lanishli kristallarda kristallning tuzilishi kovalent bog'lanishning tipiga bog'liq bo'ladi. Kovalent bog'lanish hosil qiladigan elektronlar bog'lanish ro'y berishidan oldin yoki bog'lanish paytida o'z orbitalarida ma'lum bir yo'nalish bo'yicha orientlangan bo'ladi. Umuman, kovalent bog'lanishlarda asosan *S* yoki *P* elektron ishtirok etadi. Bu yerdagi kovalent bog'lanishlar 2 xil tipda bo'ladi: σ

– va π – bog‘lanishlar. S va P orbitallarning har xil o‘qlar bo‘ylab yo‘nalishi 2.15 – rasmda tasvirlangan.

Atomlar bir-biri bilan yaqinlashib bog‘ hosil qilishida S bilan S , S va P , P va P lar bir-biri bilan qo‘shilishib bog‘lar hosil qilishi mumkin, bunday bog‘lanish hosil bo‘lishida yonma-yon turgan atomlar tashqi elektronlarining orbitallari bir-biriga mos tushishi kerak. Mana shunday bog‘lanishlarga 2.16 – rasmda misollar keltirilgan.



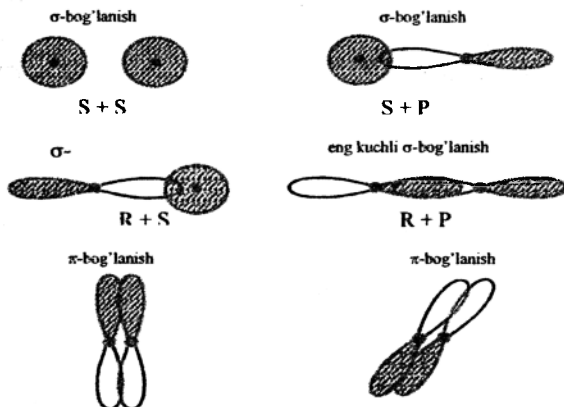
2.15– rasm. Atomning S – va P – orbitallari

Bog‘lanish hosil bo‘lishida yonma-yon joylashgan atom elektronlarining orbitallari qatnashadi. Demak σ – bog‘lanishlarda ma‘lum bir yo‘nalishdagi orbitallar bir-biriga qo‘shilib ketishi mumkin ekan, bunda eng kuchli σ – bog‘lanish $R + R$ bog‘lanishlarga to‘g‘ri keladi. π – bog‘lanishlar asosan R elektronlar orqali amalga oshiriladi, bunda orbitallar bir-biriga parallel joylashgan bo‘ladi ba elektron orbitallari bir-biriga qismangina qo‘shilishi mumkin.

π – bog‘lanish σ – bog‘lanishlarga qaraganda juda ham bo‘sh bo‘ladi.

Kovalent bog‘lanish asosan qo‘shni atomlar orasida ro‘y beradi. Kovalent bog‘lanish keyingi ikkinchi atom bilan ham ro‘y berishi mumkin, ammo bu bog‘lanish juda bo‘sh bo‘ladi. Birinchi qarashda S - va P - tipdagi atom orbitallarining qaysi birlaridan kristallning bog‘lovchi ba antibog‘lovchi orbitallari vujudga kelishini aytish juda qiyin. Si, Ge kabi to‘rtinchi guruh elementlaridan tashkil topgan va A_3B_5 , A_2B_6 ikki komponentli yarimo‘tkazgichlar uchun sp^3 – ko‘rinishidagi gibridlashgan orbitallar eng qulay kombinatsiya ekanligi aniqlangan. Si va Ge guruhi uchun to‘rtta yaqin qo‘shniga ega bo‘lgan

kristall tuzilish xarakterlidir. Bunda qo'shni atomlar tetraedrning uchlariga, qaralayotgan atom uning markaziga joylashadi. Bunda barcha sp^3 – orbitallar σ – tipdagi bog'lovchi va antibog'lovchi orbitalarni tashkil qilishda qatnashadi. Har bir juft atomga 4 ta bog'lovchi va 4 ta antibog'lovchi orbitalar to'g'ri keladi.



2.16 – rasm. Bog'lanish hosil qilgan orbitalar juftligi.

Barcha 8 ta elektronlar 4 ta bog'lovchi orbitalarga joylashsa, antibog'lovchi orbitalar bo'sh qoladi. Atomlarning bunday joylashish konfiguratsiyasi "olmos" tipidagi tuzilish deyiladi.

2.1.5. Kristall yuzalarini tayyorlash va o'rganishning eksperimental usullari

Yuzalar ma'lum bir usullar bilan kimyoviy toza va yuqori darajada silliqlangan holga keltirilmasa, bu yuzalardan olingan ma'lumotlar noto'g'ri talqin qilinishi mumkin. «Yuzani tayyorlash» deganda quyidagi 3 ta kattalikni imkoni boricha ideal holatga yaqinlashtirish tushuniladi:

1. Kimyoviy tarkibi. Bunda qattiq jism yuzasidagi har qanday chetki aralashmalarni yo'qotishga harakat qilinadi. Lekin bizga ma'lumki, adsorbsiya hisobiga yoki qattiq jism tarkibida ozgina miqdorda bo'lsa ham aralashmalarning mavjudligi tufayli begona element atomlaridan tamoman qutilib bo'lmaydi. Agar chetki

atomlarning kontsentratsiyasi qattiq jism xossalari va xususiyatlariga ta'siri sezilmaydigan darajada kichik bo'lsa, bunday yuzalar kimyoviy jihatdan ideal holga yaqinroq deb qabul qilinadi. Umuman, yuzada aktiv element atomlarning miqdori 0,1% dan katta bo'lmasligi maqsadga muvofiqdir.

2. Yuzaning morfologiyasi. Har qanday yuza o'ta yuqori darajada silliqlangan bo'lsa ham ma'lum bir notekisliklarga ega bo'ladi. Bu notekisliklar pog'onalar, vakant (bo'sh) joylar, begona atomlar va boshqalarning yuzada mavjudligi tufayli vujudga keladi. Yuzalarni silliqlash uchun turli xil usullar qo'llaniladi. Agar bu notekisliklarning kattaligi 5 – 6 Å dan katta bo'lmasa, bu yuza ideal holga yaqin qilib silliqlangan deb tushuniladi.

3. Kristall tuzilish. Relaksatsiya va rekonstruksiya hisobiga yuza qatlamlarining kristall tuzilishi hajmnikidan farq qiladi. Umuman olganda, yuzaning kristall panjarasini va bu panjara parametrlarini hajmniki bilan bir xil qilish ideal toza jismlar uchun deyarli mumkin emas. Yuzada kristall tuzilishi saqlansa va u yuzaning barcha maydonlarida bir xil bo'lsa, bunday yuzani kristall tuzilishi jihatidan idealga yaqin deb qarash mumkin. Umuman, idealga yaqin yuzalar hosil qilish uchun dastlab quyidagi usullardan foydalaniladi:

a) kristallarni tabiiy o'stirish. Ammo bu usul juda kam qo'llaniladi.

b) kristallarni yuqori vakuum sharoitida kerakli yo'nalish bo'yicha sindirish.

v) kristallarni kerakli yo'nalish bo'ylab kesish. Bu usulda yuza juda qattiq deformatsiyaga uchraydi va yuzaga har xil begona atomlar kelib o'tirishi mumkin; shuning uchun ularni silliqlash va tozalash uchun maxsus usullar ishlatiladi.

g) maxsus tayyorlangan asoslar yuzida epitaksial plyonkalar hosil qilish.

Epitaksial plyonkalar juda yuqori vakuum sharoitida ($R \leq 10^{-8} Pa$) katta aniqlik bilan hosil qilinadi. Bunday plyonkalarining kimyoviy tozaligi, kristall tuzilishi, yuzasining silliqligi yuqori darajada bo'lganligi uchun ular keyingi paytda mikroelektronikada keng qo'llanilmoqda.

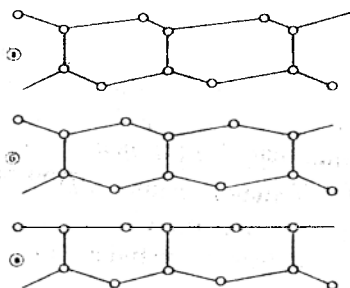
Kristallarning yuzasiga ishlov berish (silliqlash va tozalash). Vakuumda sindirib olingan yoki epitaksial usul bilan olingan kristallarning yuzasida silliqlash olib borilmaydi. Ammo ularning tozaligini va kristall tuzilishini yanada yaxshilash uchun o'ta yuqori

vakuum sharoitida lazer nurlari bilan ishlov berish yoki qizdirish maqsadga muvofiq bo'ladi. Yuzasi eng ko'p nuqsonlarga ega bo'lgan yuza bu kristallardan qirqib olingan shaybalarining yuzasidir. Bunday shaybalar avvaliga shlifovka, keyin esa polirovka qilinadi. Shlifovka shishaning yuzida maxsus, har xil diametrli ($d = 1-10 \text{ mkm}$) kukunlarga shaybani ishqalashdan iborat jarayondir. Polirovka esa maxsus pasta (olmos pastasi, Goya pastalari) yordamida shlifovka qilingan shaybani tig'iz yumshoq materiallarga (zamsha) ishqalash orqali amalga oshiriladi. Ayrim hollarda maxsus eritmalardan tok o'tkazish orqali kristallning yuzasi elektropolirovka qilinadi. Bunday shaybalarini keyingi tozalash ularga yuqori vakuum ($P \leq 10^{-6} \text{ Pa}$) sharoitida harorat ta'sirida, lazer nurlari, elektronlar bilan bombardimon qilish va boshqa usullar bilan ishlov berish orqali amalga oshiriladi. Ayrim hollarda yuzalarni qiyin tozalanadigan aralashmalardan tozalash uchun unga inert gaz ionlari bilan ishlov berilib, keyin yuqori haroratgacha qizdiriladi. Ko'p hollarda ion bilan ishlov berish va harorat ta'sirida qizdirish ketma-ket o'nlab marta qaytarilishi mumkin.

2.1.6. Si va GaAs monokristallarining yuzi

Si ning (100), (111), (110) kristallografik yo'nalishlarga mos kelgan yuzalari juda ko'p o'rganilgan. Ular asosan yuqori vakuumda sindirib o'rganilgan (kremniy (111) yo'nalishi bo'yicha oson sinadi). Sindirilgan zahoti azot haroratigacha ($\approx 10\text{K}$ gacha) sovitilgan kristallarning yuzasi 2×1 yacheykaga ega ekanligi aniqlangan. Bu kristallni 500K gacha qizdirilganda uning yuzasi (7×7) yacheykaga o'tadi. Agar qizdirishni davom ettirsak, taxminan 1170 K da (1×1) yacheyka hosil bo'lishi aniqlangan. Si yuzasiga ozgina miqdorda ($0,1$ monoqatlam) Te yoki Cl atomlarini o'tkazib yuza barqaror-lashtirilsa ham 1×1 yacheyka hosil bo'lganligi aniqlangan. Shuning uchun ham yuqori haroratda Si yuzasida 1×1 yacheykaning hosil bo'lishi begona atomlarning yuzaga chiqib o'ta barqarorlashishi tufayli ro'y beradi, deb faraz qilish mumkin. Umuman, 1×1 yacheyka hosil bo'lganda ham yuzadagi atomlar relaksatsiyalangan (ma'lum bir tartibda siljigan) bo'ladi. Bu siljish kattaligi eng yaxshi sharoitda $0,12 - 0,16 \text{ \AA}$ ekanligi

aniqlangan. 2.17 – rasmda Si (111) monokristallining ideal yuzasi, birinchi qatlami relaksatsiyalangan, birinchi va ikkinchi qatlamlari relaksatsiyalangan hollar uchun to‘g‘ri keladigan shakllar keltirilgan.

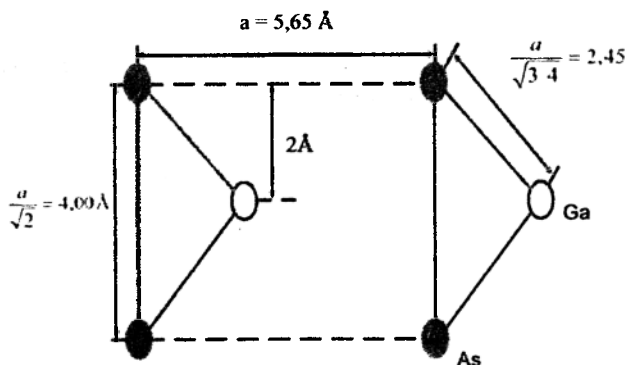


2.17 – rasm. Si (111) yuzasi (1x1) yacheykasining geometrik ko‘rinishi: a – ideal sirt; b – birinchi qatlam relaksatsiyalangan; v – birinchi va ikkinchi qatlam relaksatsiyalangan.

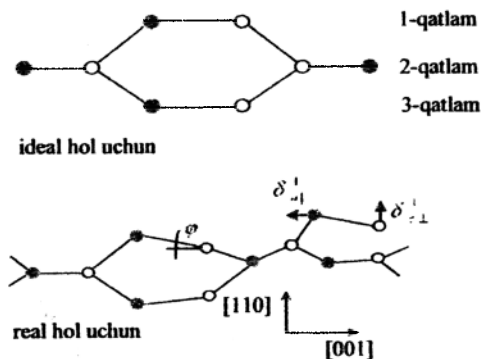
Arsenid galliyning kristall va elektron tuzilishi kremniy va germaniydan farqli ravishda ikki xil atomlardan: arsenid va galliy atomlaridan tashkil topgan. Bu atomlar orasidagi bog‘lanish faqatgina kovalent emas, qisman ionli hamdir. Yuqori vakuumda sindirilgan arsenid galliyning yuza qismida atomlar joylashishi juda ko‘p hollarda hajmnik bilan bir xil bo‘ladi, ya‘ni 1x1 tuzilishni beradi. Arsenid galliyning (111) va (100) yon sirtlari yuzalari bir xil atomlardan: yoki Ga dan yoki As dan iborat bo‘ladi. Demak, bu yo‘nalishlar uchun yuzaning birinchi qatlamida galliy, ikkinchi qatlamida mishyak, uchinchi qatlamida yana galliy joylashgan bo‘ladi. Arsenid galliyning (110) yo‘nalishiga mos keluvchi sirtida har bir qatlamning o‘zida galliy va mishyak atomlari galma-gal almashinib keladi. GaAs (100) kristalliga tepa tomondan qaraganda atomlarning joylashishi 2.18 – rasmdagi ko‘rinishga ega bo‘ladi.

Biz bilamizki, elementar yacheyka hajmiy kristallar uchun parallelopiped ko‘rinishiga ega bo‘lsa, sirt uchun to‘rtburchak shaklga ega bo‘ladi. Rasmda bu elementar yacheyka shtrix chiziq bilan ko‘rsatilgan. Har bir yacheykada hammasi bo‘lib ikkitadan atom joylashgan: bitta Ga va bitta As.

GaAs (110) kristalli yuza qismidagi uchta qatlamda atomlarning joylashishi ideal va real hol uchun 2.19 – rasmda ko‘rsatilgan. Real holda, masalan, Ga atomlari o‘z qatoridan ma’lum bir masofa siljigan bo‘ladi. Bu bog‘lanishlar qisman ionli bo‘lganligi uchun juda kuchli bo‘ladi. Shuning uchun ham ko‘p hollarda kristall panjaraning kuchli rekonstruksiya ro‘y bermaydi. Ammo ozroq bo‘lsa ham relaksatsiya va rekonstruksiyaning mavjudligi GaAs yuza qismi elektron tuzilishining hajmiy elektron tuzilishidan farq qilishiga olib keladi.



2.18 – rasm. GaAs (110) yon sirtining tepasidan ko‘rinishi.



2.19–rasm. GaAs (110) yuzasidagi 3 ta qatlamda atomlarning joylashish sxemasi.

2.2. Elektron sathlarning belgilanishi

2.2.1. Yarimo'tkazgichlarning energetik zonalari haqida tushuncha

Juda yaxshi tozalangan va yuzadagi atomlarining joylashishi hajmdagi bilan deyarli bir xil deb faraz qilingan yarimo'tkazgichlar ideal yarimo'tkazgichlar deb hisoblanadi. Qattiq jismlarda sathlar atomlardagi kabi harflar yoki sonlar bilan belgilanadi. Qattiq jismda elektronlarning energiya bo'yicha taqsimlanishi va sathlarning belgilanishi (germaniy misolida) 2.20 – rasmda keltirilgan.

Endi bu rasmsga izoh beramiz:

1. Yadroga eng yaqin joylashgan sath K harfi yoki 1 raqami bilan belgilanadi. Bu sathda 2 tagacha elektron joylashishi mumkin. Uni $1s_{1/2}$ deb belgilash mumkin.

2. K dan keyingi sathlar to'plamini L yoki 2 deb belgilanadi. Bu to'plamdagi 4 ta sathda 8 tagacha elektron joylashadi. Bu sathlar L_1 yoki ($2s_{1/2}$), L_2 ($2p_{1/2}$), L_3 ($2p_{3/2}$) deb belgilanadi. L_3 ya'ni ($2p_{3/2}$) sath juda yaqin joylashgan 2 ta sathdan iborat bo'lganligi uchun unda 4 tagacha elektron bo'ladi.

3. Keyingi bir necha sathlar to'plami M yoki 3 deb belgilanadi. Bu to'plamda 9 ta sath bo'lib, ularda 18 tagacha elektronlar joylashishi mumkin. Bu sathlardagi belgilashlar: $M_1 - 3s_{1/2}$ (2 ta elektron), $M_2 - 3p_{1/2}$ (2 ta), $M_3 - 3p_{3/2}$ (4 ta), $M_4 - 3d_{3/2}$ (4 ta), $M_5 - 3d_{5/2}$ (6 ta).

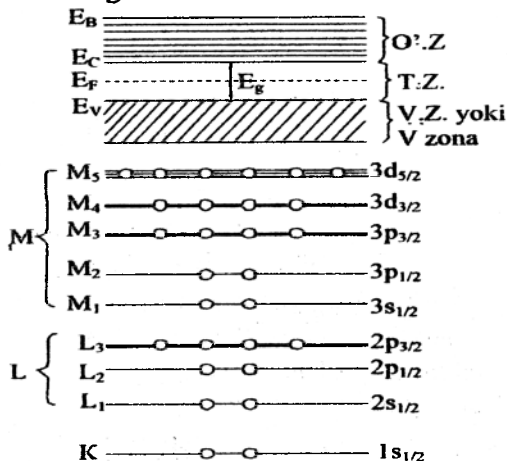
4. M dan keyingi sathlar to'plami N yoki 4 deb belgilanadi. Bu to'plamda 32 tagacha elektron bo'lishi mumkin. Bizning misolimiz (2.20 – rasm) shartli ravishda Ge ga to'g'ri kelganligi uchun bu sathlar to'plamida 4 ta elektron bo'ladi. Bu elektronlar umumlashib, valent zonani tashkil qiladi.

Sathlarni hisobga olganda Ge atomi uchun elektron konfiguratsiyalarini quyidagicha yozish mumkin: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^2$. s , p va d larning daraja ko'rsatkichlari shu sathlardagi elektronlarning soniga teng bo'ladi. Ge atomi uchun $4s^2 4p^2$ valent elektronlarga to'g'ri keladi. Qattiq jismda bu elektronlar valent zonani tashkil qilganligi uchun B deb belgilanadi. Boshqa belgilashlar atomdigidan farq qilmaydi.

Amalda toza yarimo'tkazgichlar deyarli ishlatilmaydi. Ularning tarkibiga ma'lum bir miqdorda chetki qo'shimchalar kiritiladi. Masalan, kremniyga bor (B), alyuminiy (Al), fosfor (P), ruh (Zn). Bu

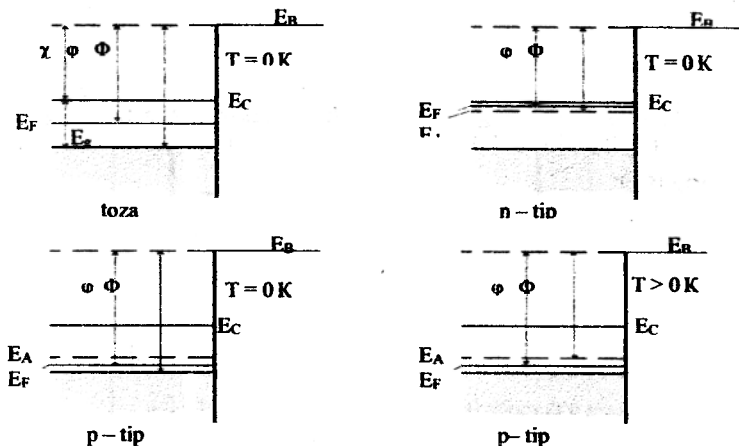
qo'shimchalarning miqdori 1,0% atrofida bo'lishi mumkin. Qo'shimchasi bor yarimo'tkazgichda, agar bu qo'shimchalar kristallning hamma joylarida bir tekis taqsimlangan va yuzadagi atomlar hajm bilan bir xil joylashgan bo'lsa, u aralashmali ideal yarimo'tkazgich deb ataladi.

Masalan, kremniyga (4 valentli) fosfor (5 valentli) kiritilsa va u kremniyning o'rnini olsa, uning 4 elektroni atrofidagi kremniylarning valent elektronlari bilan kovalent bog' hosil qiladi, bittasi esa bo'sh qoladi. U bu elektronnii osongina elektr maydon ta'sirida yoki boshqa biror ta'sir natijasida o'tkazuvchanlik zonasiga bera oladi. Bunday hosil bo'lgan o'tkazuvchanlik donorli yoki elektronli yoki n-tipli o'tkazuvchanlik deb ataladi. Agar kremniyga B kiritilgan bo'lsa (3 valentli), uning uchta elektroni atrofidagi uchta Si bilan kovalent bog'lanish hosil qiladi. Bitta kremniyga esa elektron etishmay qoladi, ya'ni u musbat ishoraga ega bo'lib qoladi va o'ziga valent zonadan elektron olishga harakat qiladi. Bunday o'tkazuvchanlik akseptorli o'tkazuvchanlik yoki teshikli (yoki p - tip) o'tkazuvchanlik deb ataladi. 2.21-rasmda toza va aralashmali o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ideal yarimo'tkazgichlar energetik zonalarning tuzilishi ko'rsatilgan.



2.20-rasm. Qattiq jismda elektronlarning energiya bo'yicha taqsimlanishi: E_B —vakuum sathi, E_F —Fermi sathi, E_S — o'tkazuvchanlik zonasining (O'.Z) pastki chegarasi, E_B — valent zonasining (V.Z) yuqori chegarasi, E_g — taqiqlangan zona kengligi.

Rasmdagi belgilashlar quyidagicha: χ – yarimo‘tkazgich o‘tkazuvchanlik zonasining kengligi, E_g – taqiqlangan zonaning kengligi, φ – termoelektronlarning chiqish ishi, Φ – fotoelektronlarning chiqish ishi, E_D – donor va E_A – akseptor sathlari.

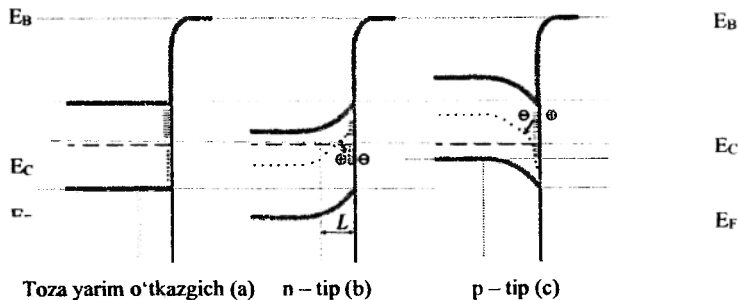


2.21-rasm. Toza va aralashmali yarimo‘tkazgichlar energetik zonalarining sxematik ko‘rinishi.

Rasmdan ko‘rinadiki, termoelektron chiqish ishi φ har qanday yarimo‘tkazgich uchun (toza yoki aralashmali) va har qanday haroratda ham Fermi sathidan hisoblanadi. Fotoelektron chiqish ishi Φ esa ko‘p hollarda yarimo‘tkazgichning turiga va haroratiga bog‘liq bo‘ladi. Toza yarimo‘tkazgichda Φ ning qiymati valent zonaning eng yuqori sathidan vakuum sathigacha bo‘lgan energiyaga teng bo‘ladi ($T > 0 K$ da : $\Phi = E_v - E_B$). n-tip yarimo‘tkazgichda Φ ning qiymati $T = 0 K$ da donor sathlaridan hisoblanadi: $\Phi = E_D - E_B$. p-tip yarimo‘tkazgichda $T = 0 K$ uchun $\Phi = E_B - E_B$, $T > 0 K$ uchun esa $\Phi = E_A - E_B$. Bunga sabab p-tip yarimo‘tkazgichda $T = 0 K$ da akseptor sathlarda elektronlar mavjud bo‘lmaydi. $T > 0 K$ da akseptor sathlarga valent zonadan o‘tgan elektronlar joylashishi mumkin. Ushbu rasmdagi holatlar yetarli darajada yuqori legirlangan p- va n-tip yarimo‘tkazgichlarga taalluqli. Umuman ko‘p hollarda fotoemissiya valent elektronlarning emissiyasi bilan aniqlanadi va Φ aralashmali yarimo‘tkazgichlar uchun ham valent zonaning yuqori sathi E_B dan hisoblanadi.

2.2.2. Yarimo'tkazgichlar yuzasining real holdagi energetik tuzilishi

Real holdagi yarimo'tkazgichning yuzasi juda murakkab kristall tuzilishga ega, shuningdek, murakkab elektron tuzilishga ega bo'ladi. Real kristallarning elektron tuzilishi haqida umumiy mulohazalarga suyangan holda ayrim ma'lumotlarni berish mumkin bo'ladi.



2.22–rasm. Toza va aralashmali yarimo'tkazgichning tuzilishi.

Har qanday kristallning energetik holatini tasvirlashda «har qanday sharoitda (aralashma qo'shilsa, boshqa modda bilan birikma hosil qilsa va hokazo) ham, ularning Fermi sathlari o'z joyini o'zgartirmaydi», degan tushunchaga asoslanish kerak. Bizga ma'lumki, eng tashqi, ya'ni yuzadagi atomlarning, masalan kremniy atomlarining bittadan elektronlari bog'lanmagan holda bo'ladi, ular neytrallanishi uchun bu atomlar bittadan elektron qabul qilib olishlari kerak. Yuzadagi har bir atomning bittadan bo'sh elektroni bor bo'lgani uchun yuzaga tegishli yangi sathlar hosil bo'ladi. Bu sathlar Tamm sathlari (yoki adashgan atomlar sathlari) deyiladi. Toza yarimo'tkazgichda Tamm sathlarining yarmi elektronlar bilan to'la, yarmi bo'sh bo'ladi (2.22 a-rasm). n – tip yarimo'tkazgichda ortiqcha va oson harakat qila oladigan elektronlar mavjud bo'lganligi uchun bu elektronlar yuzadagi Tamm sathlarini to'ldira boshlaydi.

Natijada kristallning yuza qismi manfiy, yuza osti qismi esa musbat zaryadlanadi va donor elektronlarning yuzaga o'tishi qiyinlasha boradi. Bu esa zona chegaralarining egilishiga olib keladi. Egilish qismining kengligi donor elektronlarining konsentratsiyasiga bog'liq bo'ladi.

Donor elektronlarining konsentratsiyasi qancha katta bo'lsa, egilish kengligi L shuncha qisqa bo'ladi. Chunki bu elektronlar qancha ko'p bo'lsa, shuncha tez va qisqa masofada Tamning bo'sh sathlarini to'ldirishga ulguradi (2.22 b-rasm). p-tip yarimo'tkazgichda ortiqcha teshiklar mavjud bo'lganligi uchun ular Tamn sathlaridagi elektronlarni o'ziga qabul qila boshlaydi. Yuza musbat, yuza osti esa manfiy zaryadlanib qoladi (2.22 c - rasm).

Shunday qilib, yuzada zonalar egilishining vujudga kelishi yarimo'tkazgich n-tip bo'lsa, elektronlarning chiqish ishini kattalashtiradi, p-tip bo'lsa kamaytiradi.

Rasmdan ko'rinadiki, yarimo'tkazgichlarda termoelektron chiqish ishi sirdagi (yuzadagi) Fermi sathining holati bilan aniqlanadi va uning qiymati yarimo'tkazgichga qanday aralashma kiritilishidan qat'iy nazar (p - tipdan n - tipga o'tsa ham), deyarli o'zgarmaydi hamda quyidagi formula bilan aniqlanadi:

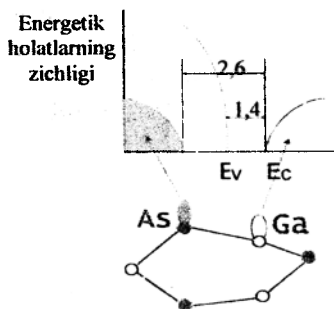
$$\varphi \cong \chi + \frac{1}{2} E_g \quad (2.17)$$

Bu yarimo'tkazgichlarning yuzasida Fermi sathi holati o'zgarmaydi, ammo hajmdagi Fermi sathi o'zgaradi. Bunday yarimo'tkazgichlar yuzasidagi Fermi sathining holati **fiksatsiyalangan (muvofiqlashgan) yarimo'tkazgichlar** deb ataladi: agar u elektronli (donorli, ya'ni n - tip) yarimo'tkazgich bo'lsa, uning yuzasi har doim manfiy, agar kovakli (akseptorli, ya'ni p - tip) bo'lsa - musbat zaryadlanadi.

Ko'rib o'tilgan yarimo'tkazgichlarda fotoelektronlarning chiqish ishi (valent zonasining eng yuqori sathidan hisoblanganda) aralashmaning turiga qarab sezilarli darajada o'zgaradi. Bu o'zgarishning eng maksimal qiymati yarimo'tkazgichning taqiqlangan zonasi kengligiga yaqin bo'ladi (masalan, Si uchun ~1 eV, GaAs uchun ~1,4 eV).

Agar yarimo'tkazgich yuzasida zonalar egilishi yo'q deb faraz qilinsa, Fermi sathi fiksatsiyalanmagan bo'ladi. Bunda yarimo'tkazgich n - tipdan p - tipga o'tganda (yoki aksi) fotoelektronlar chiqish ishi o'zgarmaydi va aksincha, termoelektronlar chiqish ishi o'zgaradi. Ammo deyarli hamma yarimo'tkazgichlarda (ayrim ion bog'lanishli birikmalardan tashqari) zonalar egilishi kuzatiladi.

Zonalar chegaralarining egilishi toza va aralashmali kremniya yaqqol ko'rinadi. GaAs va Ga kabi ikki komponentli yarimo'tkazgichlarda yuzadagi atomlarning joylashishi hajmdagi joylashishga juda yaqin bo'ladi, ya'ni 1×1 tuzilish hosil bo'ladi. Ammo real holda, hattoki qisman ion bog'lanishga ega bo'lgan kristallarda ham, ma'lum bir miqdorda relaksatsiya yoki rekonstruksiya ro'y beradi. Natijada yuzada bitta qatorda turishi kerak bo'lgan atomlar biroz siljiydi (2.23–rasm). Tajribalarning ko'rsati-shicha, siljish natijasida hosil bo'lgan burchak – $\varphi \approx 25 \div 30^\circ$ atrofida bo'lishi mumkin. Natijada, GaAs ning yuza qismidagi elektron tuzilish hajmnikidan sezilarli farq qiladi. Bu farq 2.23–rasmda aks ettirilgan.



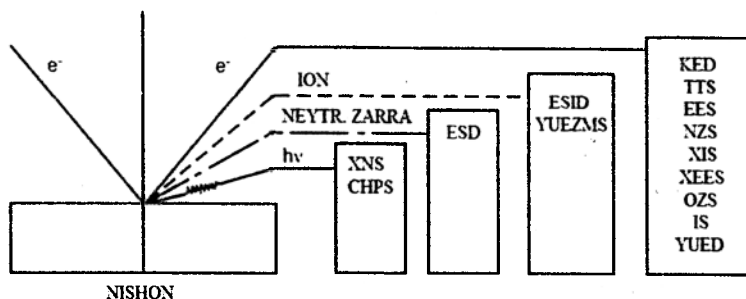
2.23–rasm. GaAs (110) ning relaksatsiyalangan yuzasi elektron va fazoviy tuzilishining sxematik tasviri.

Ideal holda hajm uchun taqiqlangan zonaning (E_v va E_c orasidagi masofa) kengligi 1,4 eV ni tashkil etadi. Yuzadagi atomlar hosil qiladigan energetik sathlarining tuzilishi hajmnikidan farq qiladi.

O'tkazilgan tajribalar shuni ko'rsatadiki, bu farq asosan, Tamm sathlari (bog'larning uzilishi tufayli hosil bo'ladigan sathlar) tufayli vujudga keladi. Bunda mishyak atomlari Ga dan elektron qabul qilib olib, valent zonaning ichkarirog'iga joylashgan to'la sathlarni vujudga keltiradi. Ga atomlari esa elektronlarini bergani uchun o'tkazuvchanlik zonasida bo'sh sathlar hosil qiladi. Yuzaga tegishli bo'lgan to'la va bo'sh sathlar orasidagi masofa, ya'ni taqiqlangan zona kengligi 2,6 eV ni tashkil qiladi.

III-BOB. YARIMO'TKAZGICHLI NANOPLYONKALARNING FIZIKAVIY VA KIMYOVIY XOSSALARINI O'RGANISH

Tezlashtirilgan (energiyali) elektronlar bilan «o'qqa tutilgan» qattiq jismda sodir bo'ladigan oddiy jarayonlarni o'rganish sirtning va sirt osti qatlamlarining elektron va kristall tuzilishi to'g'risida, element va kimyoviy (undagi atom zarralarining kimyoviy bog'lanishlari) tarkibi haqida, o'rganilayotgan namuna-moddaning chiqish ishi va boshqa emission xossalari to'g'risida hamda turli faktorlar (ionli implantatsiya, plyonkaning changlanishi elektron «o'qqa tutish», qizish va hokazo) ta'sirida moddaning yuqorida keltirilgan parametrlarining o'zgarishi to'g'risida mufassal ma'lumot olish imkonini beradi.



3.1- rasm. Elektronlar bilan nurlantirishga asoslangan metodlar:

KED-kichik energiyali elektronlarning difraksiyasi; TTS-to'la toklar spektroskopiyasi; EES va NES-elastik va noelastik qaytgan elektronlarning spektroskopiyasi; HIS-haqiqiy ikkilamchi elektronlarning spektroskopiyasi; XEES-xarakterli energiyasini yo'qotgan elektronlar spektroskopiyasi; IS-ionlanish spektroskopiyasi; OES – oje-elektronlarning spektroskopiyasi; YUED-yuqori energiyali elektronlarning difraksiyasi; ESID- elektronlar bilan stimullashtirilgan ionlar desorbsiyasi; YUEZMS-yuzalarning elektron zondli mass-spektrometriyasi; ESD-elektron bilan stimullashgan zarralarning desorbsiyasi; XNS-xarakterli nurlanish spektroskopiyasi; CHPS-chegaraviy potentsiallar spektroskopiyasi.

Qattiq jism yuzasiga tushayotgan birlamchi elektronlar undan yuqorida aytilgan zarralarning to'rttala turini ham urib chiqarishi mumkin. Bu protsesslar va ayrim asosiy metodlarning nomlari 3.1- rasmda keltirilgan. Umuman har bir turdagi zarralar uchun turli xil analiz qilish metodlarini qo'llash mumkin. Amalda bu zarralar ichida ko'proq ikkilamchi elektronlarni analiz qilishga asoslangan usullar ishlatiladi. Quyida biz birlamchi elektronlardan foydalanishga asoslangan eng ko'p tarqalgan usullarning ayrimlarini ko'rib chiqamiz.

3.1- rasm. Elektronlar bilan nurlantirishga asoslangan metodlar:

KED-kichik energiyali elektronlarning difraksiyasi; TTS-to'la toklar spektroskopiyasi; EES va NES-elastik va noelastik qaytgan elektronlarning spektroskopiyasi; HIS-haqiqiy ikkilamchi elektronlarning spektroskopiyasi; XEES-xarakterli energiyasini yo'qotgan elektronlar spektroskopiyasi; IS-ionlanish spektroskopiyasi; OES – oje-elektronlarning spektroskopiyasi; YUED-yuqori energiyali elektronlarning difraksiyasi; ESID- elektronlar bilan stimullashtirilgan ionlar desorbsiyasi; YUEZMS-yuzalarning elektron zondli mass-spektrometriyasi; ESD-elektron bilan stimullashgan zarralarning desorbsiyasi; XNS-xarakterli nurlanish spektroskopiyasi; CHPS-chegaraviy potentsiallar spektroskopiyasi.

3.1. Nanoplyonkalar va nanostrukturalarni o'rganishning an'anaviy usullari va qurilmalari

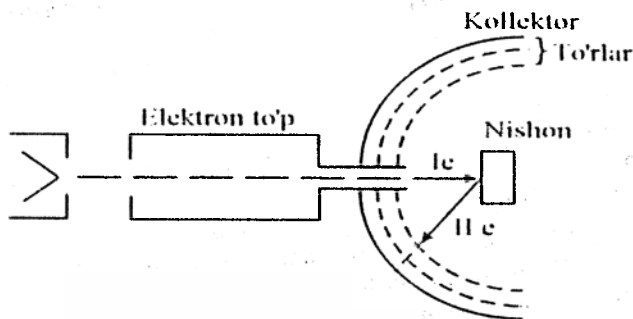
Uchib chiqayotgan elektronlarni ularning energiyasi, soni va fazoviy tarqalishiga qarab analiz qilish mumkin. Ayrim hollarda faqatgina bitta kattalik haqida olingan ma'lumotlar yetarli bo'ladi. Masalan, kichik energiyali elektronlarning difraksiyasi (KED) metodi uchun elastik qaytgan elektronlarning fazoviy tarqalishini analiz qilish kifoya qiladi.

Umuman elektron-elektron (ikkilamchi elektron) emissiyada uchib chikayotgan elektronlarning tarkibida uch turdagi elektronlar mavjud bo'ladi. 1. Elastik (enegiyasini yo'qotmasdan) qaytgan birlamchi elektronlar (EQE). Bu elektronlarning energiyasi taxminan birlamchi elektronlarning energiyasiga teng bo'ladi. 2. Noelastik

(energiyasining bir qismni yuqotib) qaytgan birlamchi elektronlar (NKE). Shartli ravishda energiyasini 50 eV dan katta bo'lgan ikkilamchi elektronlar NKE deb qabul qilinadi. 3. Haqiqiy ikkilamchi elektronlar (HIE), ya'ni birlamchi elektronlar ta'sirida jismning o'zidan uchib chiqqan elektronlar. Energiyasi 0-50 eV oraliqda bo'lgan elektronlar HIE shartli deb qabul qilinadi.

Ikkilamchi elektronlarni analiz qilish uchun ishlatiladigan eng oddiy qurilmaning tasviri 3.2- rasmda keltirilgan.

Bunday o'lchashlar albatta yuqori vakuum ($r(10^{-5} \text{ Pa})$) sharoitida amalga oshiriladi. Qurilma elektron manbai, mishen (o'rganilayotgan jism) va elektron analizatoridan iborat. Elektronlar analizatori sifatida ko'pincha kollektor va to'rlardan (1tadan 4 tagacha to'r bo'lishi mumkin) iborat tizim ishlatiladi. To'rlarga mishenga nisbatan to'xtovchi potensial berib kollektorga o'tadigan elektronlarning energiya bo'yicha taqsimlanishini aniqlash mumkin. Maxsus usullar qo'llab kollektorning har xil nuqtalaridagi elektronlarni qayd qilib ularning fazoviy burchaklar buyicha taqsimotini ham o'rganish mumkin. Qattik jism sirtini KED usuli bilan analiz qilish uchun kollektorning ichki tomoniga lyuminafor moddasi suriladi.



3.2-rasm. Yuzalarni elektron–elektron emissiya usullari bilan analiz qilish qurilmasining eng oddiy chizmasi.

Yuzalarni tekshirishning ikkilamchi elektron emissiyasiga asoslangan usullari birlamchi elektronlarning energiyasiga bog'liq bo'ladi. Birlamchi elektronlarning energiyasini shartli ravishda uchta diapozon (oraliq)ga bo'lish mumkin: kichik (YE1(100eV), o'rta

(YE1(100-5000 eV) va katta (YE1(5000 eV) energiyalar. YE1 ning kichik energiyali diapozonida quyidagi usularni qullash mumkin.

1. Kichik energiyali elektronlarning difraksiyasi. Bu usul jism yuzasining birinchi va ikkinchi qatlamlarining kristallik tuzilishi va panjara parametrlari to'g'risida ma'lumot beradi.

2. To'la toklar spektroskopiyasi (TTS). Bu usulda YE1 qiymatini 0 dan ~50 eV gacha o'zgartirib borilib unga mos kelgan ikkilamchi elektronlar tokining qiymati qayd qilinib boriladi. YE1ning qiymati valent elektronlar taqsimotining maksimumiga mos kelganda ikkilamchi elektronlarning soni sezilarli oshadi. Buday hodisa YE1 ning qiymati plazmonlarning uyg'onish energiyasiga teng (yoki yaqin) bo'lganda ham ro'y beradi. Bu usul valent zonasi va bo'sh sathlarning energetik tuzilishini o'rganish uchun qo'llaniladi.

3. Elastik qaytgan kichik energiyali elektronlar spektroskopiyasi. Bu usulda YE1 ni o'zgartira borib elastik qaytgan elektronlar tokining qiymati qayd qilib boriladi. Bunda ham TTS dagi kabi ma'lumotlar olinadi.

Keyingi ikkala usulda ham tokning YE1ga bog'liqlik egri chizig'i emas, balki bu egri chiziqning birinchi yoki ikkinchi tartibli hosilalari qayd qilinadi.

Tekshirish usullarining eng ko'pi YE1 ning o'rtacha energiyali diapozonida to'g'ri keladi. Bu diapozon uchun ikkilamchi elektronlarning energetik taqsimoti $N(E)$ shartli ravishda 3.3-rasmda keltirilgan. Bunday spektr ikkilamchi tokning to'xtatuvchi potensial (energiya)ga bog'liqlik $I_2(E^2)$ egri chizig'ini differensiallash orqali olinadi, ya'ni $N(E)(dI_2/dE^2)$. Differensiallashlar birlamchi yoki ikkilamchi toklarda (kichik qiymatli o'zgaruvchan kuchlanish yordamida) o'zgaruvchan tashkil etuvchilarni hosil qilishga asoslangan holda elektrik jihatdan amalga oshiriladi.

1. YE1ning o'rta energiyali diapozonlarida quyidagi usullarni qo'llash mumkin.

2. Elastik qaytgan elektronlarning spektroskopiyasi (EES).

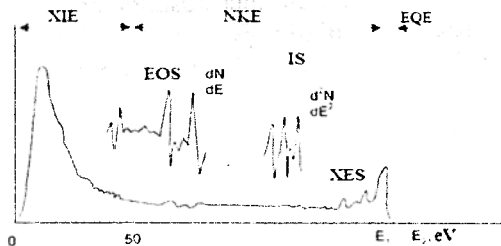
3. Noelastik qaytgan elektronlarning spektroskopiyasi (NES).

4. Haqiqiy ikkilamchi elektronlarning spektroskopiyasi.

Bu usullarning har biri bir necha turlarga bo'linishi mumkin va ular jism sirtining elektron tuzilishi va tarkibining o'zgarishi haqida qimmatli ma'lumotlar beradi. 3.3-rasmda keltirilgan spektrning uchala

qismida ham intensivligi uncha katta bo'lmagan cho'qqichalar va chuqurchalar borligi ko'rinib turibdi.

Bularni yaqqol ko'rish uchun spektrni yana bir marta yoki ikki marta differensiallash mumkin. Elektron-elektron emissiyaning ko'pgina metodlari ana shu cho'qqilarni analiz qilishga asoslangan. 3.3-rasmdagi spektrni tahlil qilishga asoslangan YEI ning o'rtacha energiyali diapozonda keng qo'llaniladigan usullar quyidagilardir:



3.3 – rasm. Ikkilamchi elektronlarning energiya bo'yicha taqsimoti (spektri).

1. Xarakterli energiya yo'qotgan elektronlarning spektroskopiyasi (XEES). Bu usul elastik qaytgan elektronlarning hosil bo'lgan cho'qqilarni analiz qilishga asoslangan. Bunday energiya yo'qotishlar har bir element uchun xarakterli bo'lib uning (ya'ni yo'qotilgan energiyaning) qiymati birlamchi elektronlarning energiyasiga bog'liq bo'lmaydi. Bu cho'qqilar bilan elastik qaytgan elektronlar hosil qilgan cho'qqi orasidagi energetik masofa birlamchi energiya Yei o'zgarishi bilan o'zgarmaydi. Bu cho'qqilar plazmonlarning o'yg'onishi va har xil zonalararo o'tishning ro'y berish natijasida vujudga keladi.

2. Oje-elektron spektroskopiya. $N(E)$ spektrning 15(20 eV dan boshlab to noelastik qaytgan elektronlar qismining o'rtalarigacha bo'lgan oraliqda hosil bo'ladigan juda kichik cho'qqilarni analiz qilishga asoslangan usulni Oje-elektron spektroskopiya (EOS) deyiladi. Bunday cho'qqilarni hosil qiladigan elektronlar haqiqiy ikkilamchi elektronlar bo'lib, ular uch bosqichli jarayon natijasida vujudga keladi. EOS metodi jism sirtining elementar va kimyoviy tarkibini, atomlarning konsentratsiyasini aniqlashda keng qo'llaniladi.

3. Ionizatsion spektroskopiya. Bunday spektroskopiya $N(E)$ spektrning kattaroq energiyali noelastik qaytgan elektronlar qismidagi

cho'qqilarni analiz qilishga asoslangan (3.3-rasmga qarang). Ionizatsion spektroskopiya (IS) birlamchi elektronlarning jism atomining ichki sathlaridagi elektronlarini urib chiqarishga asoslangan. IS jism sirtining tarkibi, elektron tuzilishi haqida ma'lumot beradi.

E₁ ning katta energiyali diapozonida asosan yuqori energiyali elektronlar difraksiyasi (YUED) degan metod ishlatiladi. Bu metod sirt osti qatlamlarining tuzilishi va panjara parametrlari haqida ma'lumot beradi.

Biz elektron-elektron spektroskopiyaning (bo'lgan hol uchun) eng ko'p tarqalgan usullarinigina ko'rib o'tdik. Bu spektroskopiyaning elektronlarning energiyasi va fazoviy burchagiga bog'liq bo'lgan yana juda ko'p usullari mavjuddir. Bular bilan maxsus adabiyotlar yordamida tanishish mumkin.

3.2.Oje-jarayon. Oje-elektron spektrometr qurilmasining asosiy qismlari

OES keyingi paytlarda qattiq jism sirtlarining kimyoviy tarkibini tahlil qilishda eng ko'p tarqalgan usullardan biri bo'lib qoldi. Bu usulning asosiy afzalliklari quyidagilardan iborat: qalinligi 5(20 YE bo'lgan yuza qatlamlarni katta aniqlik bilan juda tez (bir necha minut) fursatda tahlil qila oladi. Mendelejev davriy jadvalidagi (N va Ne dan boshqa) hamma elementlar to'g'risida miqdoriy ma'lumot bera olishi bilan birga, atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlarni ham aniqlash imkonini beradi.

Hozirgi paytda OES faqatgina ilmiy izlanishlardagina emas, balki standart tahlil usuli sifatida elektron asbobsozlikda keng qo'llanilmoqda. U, ayniqsa, yarim o'tkazgichlar texnologiyasida, metallshunoslikda, katalizda, mineralogiyada va foydali qazilmalarni tahlil qilishda, kristallarni o'stirishda keng qo'llanilmoqda.

OES bilan bir paytda yuzalarni ionlar yordamida yemirish usulini qo'llab jismlarning sirt osti qatlamlarini (hajmini) ham tahlil qilish mumkin.

OES usulining yaratilishi, prinsipi, turlari, imkoniyatlari va olingan natijalar to'g'risida rus va ingliz tillarida juda ko'p ilmiy monografiya va maqolalar e'lon qilingan. Biz bu yerda asosan oje-jarayon, EOS usulining prinsiplari va qurilmalar to'g'risida to'xtalib o'tamiz.

Oje – jarayon. Energiyasi yetarli darajada katta bo‘lgan birlamchi elektron jism atomlarining ichki sathlarining bittasidan, masalan, K sathdan elektron urib chiqarishi mumkin. Bu bo‘sh qolgan joy tezda ($10^{-12} - 10^{-13}$ s ichida) yuqori sathlardan biridagi (masalan, L_1 sathdagi) elektronning o‘tishi bilan to‘ladi. Bu o‘tish natijasida Ek –EL energiya ajralib chiqadi. Bu energiya xarakterli rentgen nurlanish holida ajralishi mumkin yoki boshqa (masalan, L_2) sathdagi elektronga berilishi mumkin. Agar aytilgan energiya elektronga berilib, uni vakumga chiqarsa, ko‘rib o‘tilgan jarayon oje – jarayon, uchib chiqqan elektron esa oje-elektron deyiladi. Bu o‘tishlar KL_1L_2 kabi belgilanadi. Demak oje-jarayon uchta bosqichdan iborat bo‘lar ekan:

- 1) ichki sathlarning birida vakant (bo‘sh) joy hosil bo‘ladi;
- 2) yuqoridagi sathlardan biridagi (yoki valent zonadagi) elektron bilan vakant joy to‘ldiriladi;
- 3) ajralib chiqqan energiya yuqori sathlardagi yoki valent zonadagi elektronlardan biriga berilib, uni vakuumga chiqaradi (Ajralib chiqqan energiya albatta to‘ldiruvchi elektron joylashgan sathdagi yoki undan yuqoridagi sathlardagi elektronga beriladi). 2.4-rasmda oje – o‘tishlarga ayrim misollar keltirilgan.

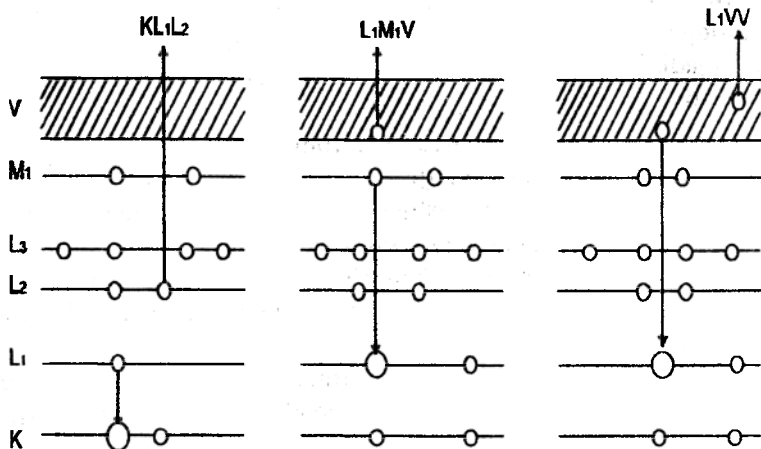
Oje-elektronlarning energiyasi E_{wxy} umumiy holda taxminan quyidagiga teng bo‘ladi:

$$E_{wxy} = E_w - E_x - E_y, \quad (3.1)$$

bunda w – vakansiya hosil bo‘lgan sath: x – vakansiyaning to‘ldirish uchun elektron bergan sath: y – oje-elektron uchib chiqqan sath. Oje-elektronlarning energiyasini aniqroq hisoblash uchun quyidagi empirik formuladan foydalanish mumkin:

$$E_{wxy} = E_w(z) - E_x(z) - E_y(z) - 1/2\{E_y(z+1) - E_y(z) + E_x(z+1) - E_x(z)\} - \varphi_a, \quad (3.2)$$

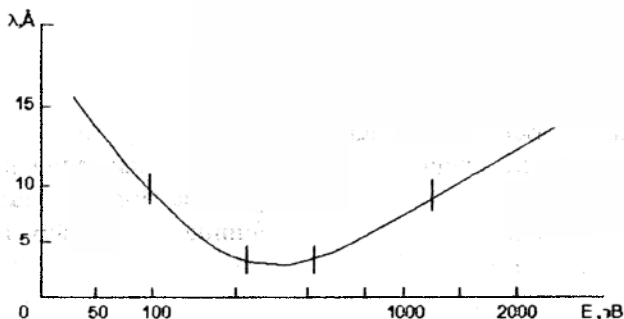
Bu yerda, z – tekshirilayotgan elementning tartib nomeri, (a – oje-elektronlarni qabul qilib olayotgan elektrod (analizator) ning chiqish ishi.



3.4-rasm. Oje o'tishlar. KL_1L_2 – K sathda vakansiya hosil bo'ladi, L_1 dagi elektron uni to'ldiradi, L_2 dan oje-elektron uchib chiqadi; L_1M_1V – L_1 dagi vakansiya M_1 dan to'ldiriladi, V dan oje-elektron chiqadi; L_1VV – L_1 dagi vakansiya V dan to'ldiriladi va V dan oje-elektron chiqadi.

Demak, oje-jarayon uchun kamida 2 ta elektron sath bo'lishi kerak ekan. Shuning uchun ham N va Ne atomlari uchun oje-o'tish ro'y bermaydi. Elementning tartib nomeri oshib borgan sari unda ruy beradigan oje-o'tishlarning soni ham ortib boradi, ya'ni har bir energiyali oje-elektronlar hosil bo'ladi. Har qanday elementdagi bir necha oje-o'tishlar energiyalari, boshqa elementdagi oje-o'tishlarning energiyalari bilan hech qachon bir xil bo'lmaydi. Ya'ni oje-elektronlarning energiyasini tahlil qilib har qanday elementni aniqlash mumkin.

Oje-elektronlarning chiqish chuqurligi (ikkilamchi elektronlarning erkin yo'l uzunligiga teng bo'lib, ularning energiyasiga bog'liq bo'ladi. Bu chuqurlik elementning turiga unchalik bog'liq emasligi tajribada aniqlangan. 3.5-rasmida barcha elementlar uchun universal bo'lgan oje-elektronlar energiyasi va chiqish chuqurligi orasidagi bog'lanish $E_{oje}(\lambda)$ berilgan.



3.5— rasm. Oje-elektronlar chiqish chuqurligi va energiyasi orasidagi bog‘lanishini ifodalovchi egri chiziq.

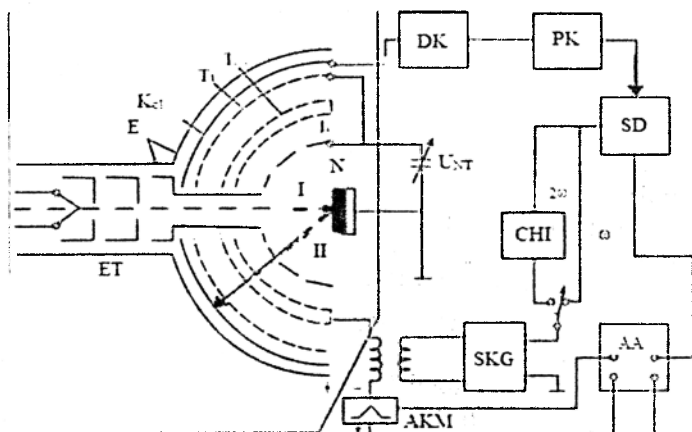
Oje – elektronlar spektrometri. Jism yuzasini o‘rganish uchun undan chiqayotgan oje-elektronlarni tahlil qilish usuli **oje-elektron spektroskopiya** deyiladi. Oje-elektronlar soni juda kam bo‘lganligi uchun ular hosil qilgan tok ikkilamchi elektronlar tokining to‘xtatuvchi potensialga (energiyaga) bog‘lanish $J^2(U)$ egri chizig‘ida umuman sezilmaydi. Ikkilamchi elektronlarning energetik spektrida (ya‘ni $N(E)=dJ/dE^2$) oje-elektronlar juda kichik intensivlikka ega bo‘lgan cho‘qqichalar hosil qiladi. Ularni yaqqol sezish uchun spektrdan yana bir marta hosila olinadi: $dN/dE=dJ^2/dE^2$.

Oje-elektronlarni hosil qilish, ularni qabul qilish va kuchaytirish, hamda differensiallangan energetik spektrlarini yozib olishlarni amalga oshiruvchi qurilmalar **oje-elektron spektrometrlar** deb ataladi. Analizatorining (tahlillagichning) tuzilishi va ishlash prinsipiga qarab spektrometrlarning turlari har xil bo‘ladi. Biz shulardan eng ko‘p tarqalgan ikki turini ko‘rib o‘tamiz. Boshqa turdagi analizatorlar ham mohiyat jihatdan bulardan tubdan farq qilmaydi.

1. To‘xtatuvchi (tormozlovchi) maydonli analizatorga ega bo‘lgan spektrometrlar. Eng oddiy ko‘rinishdagi OES qurilmasi qo‘yidagilardan iborat bo‘ladi: yuqori vakuumli ($R \approx 10^{-6}$ Pa) kamera, elektron energiyali oqimi, nishon (tekshirilayotgan jism) va elektron analizator (spektrometr). OES qattiq jism mishen yuzaning holatiga uzviy bog‘liq bo‘lganligi uchun tekshirishlar o‘ta yuqori vakuum sharoitida olib borilishi kerak. Elektron energiyali oqimi yuqori darajada fokuslangan (mishendagi o‘lchami 100-150 mkm),

intensivligi kerakli darajada ($J_1=103(105 \text{ mkA/sm}^2)$) katta bo'lgan birlamchi elektronlar dastasini hosil qiladi. Ko'pincha bu elektronlarning energiyasi E_1 (1-5 keV oralig'ida bo'ladi. Analizator esa ikkilamchi elektronlarni energiya bo'yicha taqsimlanishini tahlil qilishga xizmat qiladi.

To'xtatuvchi maydonli analizator sferik (yarim sferik) ko'rinishdagi to'rlar (2 tadan 4 tagacha) va kollektordan iborat bo'ladi. To'rtta to'rga ega bo'lgan analizatorli spektrometrlning chizmasi 3.6-rasmda keltirilgan. Bu yerda T_1 to'ri mishendan uchib chiqayotgan ikkilamchi elektronlarning maydonsiz fazoda harakatlanishini ta'minlashga xizmat qiladi. Buning uchun nishon bilan to'rt T_1 taxminan bir bil potentsialga ega bo'lishi kerak (Ular orasidagi kontakt potentsiallar farqi U_{nt} manba yordamida kompensatsiya qilinadi).



3.6-rasm. To'xtatuvchi maydonli analizatorga ega bo'lgan spektrometr: EEO – elektron energiyali oqimi, E – ekran, Kol. – kollektor, $T_1(T_4)$ – to'rlar, N – mishen, DK va RK – dastlabki va rezonans kuchaytirgich, SD – sinxron detektor, CHI – chastotani ikkilantiruvchi, SKG – sinusoidal kuchlanishlar generatori, AKM – arrasimon kuchlanish manbai, AA – avtomatik yozuvchi asbob.

Shuning uchun ikkilamchi elektronlar T_1 gacha o'z yo'nalishlarini o'zgartirmay yetib keladi. Ikkilamchi elektronlarni to'xtatuvchi potensial (maydon) T_1 va T_2 oralig'ida beriladi. To'xtatuvchi U_T potensialning to'r katakchalari o'rtasida ham bir xilda qolishini ta'minlash uchun T_2 ga juda yaqin qilib T_3 to'r joylashtiriladi. Energiyasi to'xtatuvchi maydon energiyasidan katta bo'lgan ikkilamchi elektronlar kollektorga tushadi. Kollektor va T_{23} to'rlar orasidagi sig'imni keskin kamaytirish uchun ular orasiga T_4 to'r joylashtiriladi. To'xtatuvchi potensialni sekin asta 0 dan U_1 gacha monoton o'zgartira borib $J_2(U_2)$, ya'ni $J_2(E_2)$ bog'lanish egri chizig'ini yozish mumkin. Bu bog'lanishning hosilasini olish uchun T_{23} to'rga U_T bilan birgalikda (chastotali ozgina kuchlanish ($U=K\sin\omega t$)) beriladi. Bu yerda $K=0,5\div 3V$ atrofida bo'ladi.

Natijada kollektorga o'tayotgan ikkilamchi tok (chastota bilan modulyatsiyalangan (tebrangan) bo'ladi, ya'ni uni quyidagicha yozish mumkin: $I_2(U_2+U)$. Bu ifodani Teylor qatoriga yoyib chiqamiz:

$$I_2(U_2 + K \sin \omega t) = I_{20}(U) + I_2^I K \sin \omega t + I_2^{II} K^2 \frac{\sin^2 \omega t}{2} + \dots, \quad (3.3)$$

Ma'lum almashtirishlardan keyin (2.3) ni quyidagicha yozish mumkin:

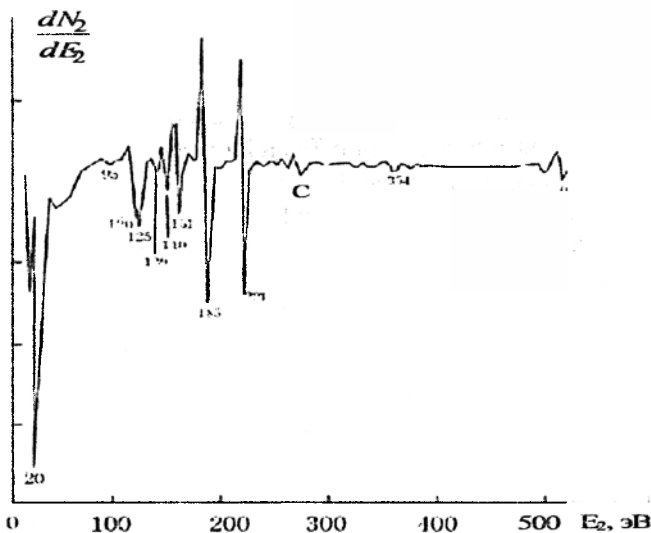
$$I_2(U + K \sin \omega t) = I_{20}(U) + (I_2^I K + \frac{I_2^{III}}{2} K^3 + \dots) \sin \omega t - (\frac{I_2^{II}}{4} K^2 + \frac{I_2^{IV}}{48} + \dots) \cos \omega t$$

Bu yerda $I_{20}(U)$ – vaqtga bog'liq bo'lmagan hamma hadlarni o'z ichiga oladi. $K(U$ bo'lganligi uchun K^3 va undan yuqori darajali hadlarni tashlab yuborsak:

$$I_2(U + K \sin \omega t) = I_{20}(U) + I_2^I (K \sin \omega t) - \frac{I_2^{II}}{4} K^2 \cos 2\omega t, \quad (3.4)$$

Qabul qiluvchi sistemadagi dastlabki va rezonans kuchaytirgichlarni hamda sinxron detektorni ω chastotada ishlaydigan qilib sozlansa, yozib oluvchi qurilmada $N(E)$ qayd qilinadi. $N(E)$ spektr ikkilamchi elektron-larning birinchi garmonikasining amplitudasi $I_2^I K$ ga proporsional bo'ladi. Qayd qiluvchi sitemani 2ω chastotaga sozlab $I_2^{II} K^2$ amplitudaga proporsional bo'lgan $N^I(E) = dN_2/dE_2$ signallarni yozib olish mumkin.

3.7-rasmda Mo monokristalli uchun $N^I(E)$ spektrlari keltirilgan. Oje-spektrda Mo dan tashqari S va O ga tegishli cho'qqilar aniq ko'rinib turibdi.

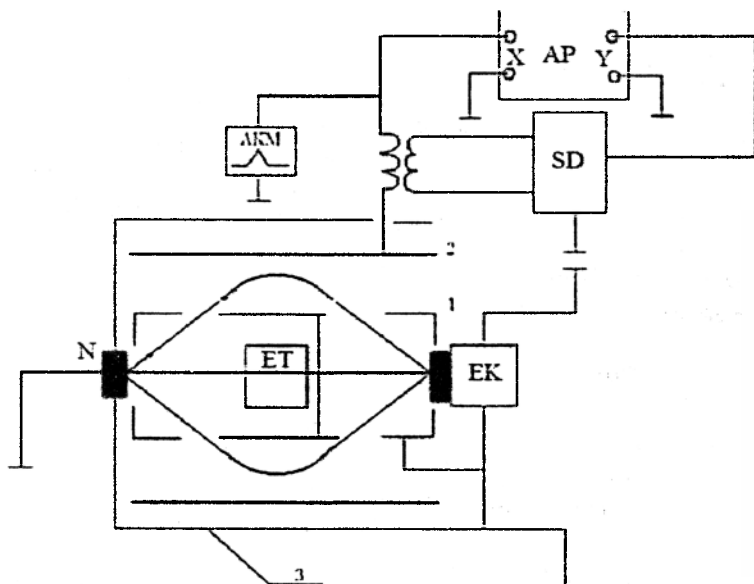


3.7-rasm. Molibden monokristalining oje-spektri

Ko'rib o'tilgan oje-spektrometrda har xil burchaklar ostida chiqayotgan barcha ikkilamchi elektronlar qayd qilinganligi uchun ular hosil qilgan tok katta bo'ladi. Ammo bunda kerakli oje-signallar bilan birgalikda boshqa signallar (shovqin) ham kollektorga yetib keladi va qayd qilinadi. Eng yaxshi hollardagina signalning shovqinga nisbatini 10^2 ga yetkazish mumkin.

Bunday analizatorlarning ajrata olish qobiliyati $\Delta E \sim 0,5 \div 1\%$ atrofida bo'ladi. ΔE - ajratish lozim bo'lgan ikki yonma-yon cho'qqi orasidagi energetik oraliq.

2. Silindrik ko'zguli analizatorga ega bo'lgan spektrometrlar. Bunday analizator bitta markaziy o'qqa ega bo'lgan ikkita (ichki va tashqi) silindrdan iborat bo'ladi. Ichki silindr ichiga optik o'qi analizatorlarning markaziy o'qi bilan ustma-ust tushadigan qilib elektron to'p joylashtiriladi. Analizator ikkita fokusga ega bo'lib, ulardan biriga mishen, ikkinchisiga esa ikkilamchi elektronlarni qabul qiluvchi asbob (elektron kuchaytirgich - EK) o'rnatiladi (3.8 – rasm).



3.8-rasm. Silindrik ko'zguli analizator spektrometri:
EK – elektron kuchaytirgich, EEO – elektronlar energiyali
oqimi, T – to'siq, 1 va 2 – ichki va tashqi silindrlar

Nishondan uchib chiqqan elektronlar radial yo'nalishlar bo'ylab harakatlanib, ichki silindrdagi halqasimon tirqish orqali o'ta boshlaydi. Tashqi silindrga berilgan manfiy potensial ma'lum energiyali elektronlarni orqaga qaytarib, ikkinchi halqasimon ko'zgu orqali EK ga yo'naltiradi. Tahlil qilinayotgan elektronlarning energiyasi tashqi silindr potensialiga proporsional bo'ladi. Maydonning ekvipotensialligini saqlash uchun halqasimon tirqishlarga to'rlar qoplanadi. Elektronlar ichki silindr orqali EK ga tushmasligi uchun elektron energiyali oqimi (EEO) orqa tomoniga to'siq qo'yiladi.

Bu usulda yozib olingan signal to'g'ridan-to'g'ri ikkilamchi elektronlarning spektri $N(E)$ ni beradi. Oje-signallarni yozish uchun tashqi silindrga qo'shimcha ozgina sinusoida kuchlanish $\Delta U = K \sin \omega t$ beriladi. Bu spektrometrdan signalning shovqininga nisbati 103 va undan katta bo'ladi.

Ajrata olish qobiliyati esa $0,2 \pm 0,5\%$ ni tashkil qiladi. Demak, silindrik ko'zguli analizatorlarning sezgirlik va aniqlik darajasi to'xtatuvchi maydonli analizatorlardan ancha yuqori bo'ladi.

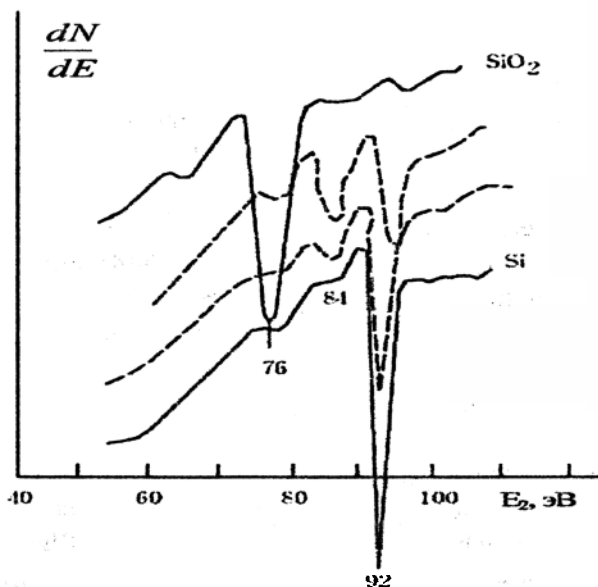
Biz ko'rib o'tgan bu ikkala turdagi analizatorlarning o'nlab modifikatsiyalari ishlab chiqilgan. Bundan tashqari uchinchi tur analizatorlar ham mavjud. Bunday analizatorlar Yuza-Rojanskiy analizatori deb ataladi. Bu analizatorlar hozirgi kunda oje-elektron spektroskopiya keng tarqalmagan.

3.2.1. Sifatliy va miqdoriy analizlar. Kimyoviy siljishlar.

Sifat tahlili. Kimyoviy siljishlar. Jism yuzasidagi elementlarning tarkibini va atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlar bor yoki yo'q ekanligini aniqlash bilan kifoyalanish sifat tahlili deyiladi. Sifat tahlilida ma'lum bir elementning ko'p yoki ozligi to'g'risida Oje-cho'qqilarning intensivligiga qarab fikr yuritish mumkin, ammo ularning konsentratsiyalari to'g'risida ma'lumot berilmaydi. Masalan 3.7-rasmga qarab Mo tarkibida uglerod ko'proq, kislorod ozroq deb fikrlash mumkin. Ammo ularning konsentratsiyalarini aniqlaganimizda teskarisi bo'lishi ham mumkin.

Jism yuzasidagi atomlar o'zaro kimyoviy birikmalar hosil qilsa, Oje-cho'qqilarning energetik o'rni va shakli o'zgarishi mumkin. Bu o'zgarishlar asosan SVV turidagi Oje-cho'qqilarda sezilarli bo'ladi, shuning uchun ular atomlarning kimyoviy holatini aniqlash uchun keng qo'llaniladi. 3.9-rasmda oksidlanish jarayonida kremniyning L₂₃VV cho'qqisining o'zgarishi ko'rsatilgan.

Oksidlanish davomida yangi cho'qqining hosil bo'lishi, uning siljishi va shaklining o'zgarishiga qarab yangi birikma hosil bo'layotganligini yaqqol bilish mumkin. Yuqori oksidlanish ro'y berganda kremniyga tegishli energiyali 92 eV bo'lgan L₂₃VV cho'qqi butunlay yo'qoladi va energiyasi 76 eV bo'lgan kremniy oksidiga tegishli cho'qqi paydo bo'ladi. Bu holda SiO₂ ning plyonkasi hosil bo'ldi deb (adabiyotlardagi ma'lumotlarga suyangan holda) aytish mumkin. Ammo bu yerda ham maxsus usullar qo'llamay turib yuzadagi atomlarning konsentratsiyalarini va kimyoviy birikmaning tipini to'g'ri aniqlash mumkin emas.



3.9-rasm. Kremniyning oksidlanish jarayonida $L_{23}VV$ – Oje-cho‘qqining o‘zgarishi.

Sifat tahlili elektron texnikaning hamma sohalarida (jumladan mikroelektronikada) juda ko‘p qo‘llaniladi. Chunki ko‘p hollarda jismda qanday chet elementlar bor ekanligini, ular kimyoviy birikma hosil qiladimi- yo‘qmi ekanligini taxminiy aniqlash yetarli bo‘ladi.

Miqdoriy tahlil. OES ni amaliy qo‘llashda ko‘pgina hollarda yarim miqdoriy tahlil bilan chegaralanish mumkin. Ammo yangi texnologiyani amalga oshirishda, hamda yangi hosil qilinayotgan materialarning kimyoviy tarkibini o‘rganishda yuqori aniqlikdagi miqdoriy ma‘lumotlar zarur bo‘ladi. Qattiq jism yuzada mavjud bo‘lgan elementlarning har birining miqdorini, ularning qancha qismi birikma hosil qilganligini, birikmalarni turini v konsentratsiyalarini aniqlash – miqdoriy tahlil deyiladi.

Miqdoriy tahlil qilishda tekshirilayotgan elementning oje-elektronlar toki bilan uning konsentratsiyasi orasidagi bog‘lanishni aniqlash zarur bo‘ladi. Oje-elektronning toki sifatida Oje-cho‘qqining amplitudasi (intensivligi) yoki cho‘qqi osti yuzasi olinishi mumkin. Bu

bog'liqlikni biror γ elementning WXY oje-jarayoni uchun quyidagi soddalashtirilgan ko'rinishda yozish mumkin:

$$I_{\gamma}(wxy) = I_1 T N_{\gamma} \gamma_{\gamma}(wxy) \sigma_{\gamma}(E_1, E_w) \lambda (1 + R_B) , \quad (3.5)$$

Bu yerda R_B – elektronlarning orqaga qaytish ko'effitsiyenti, I_1 – birlamchi elektronlarning toki, T – analizatorning o'tkazish qobiliyati, N_{γ} - γ -elementning atom zichligi, $\gamma_{\gamma}(wxy)$ – WXY-oje-o'tishning ehtimolligi, λ - oje - elektronlarning chiqish chuqurligi, E_1 - birlamchi elektronlarning energiyasi, $\sigma_{\gamma}(E_1, E_w)$ - ichki W sathning ionlashish ko'ndalang kesimi.

Biz miqdoriy tahlilning ikki xil usulini qisqacha ko'rib o'tamiz.

A) Tashqi etalonlar usuli

Bu usulda tekshirilayotgan jismning Oje-spektrlari, tarkibida aniq miqdorli bizni qiziqtirayotgan element atomlari bo'lgan, etalon namunaning Oje-spektrlari bilan taqqoslanadi. γ elementning etalondagi N_{γ}^{\ominus} konsentratsiyasi ma'lum bo'lsa, uning tekshirilayotgan jismdagi noma'lum N_{γ}^T konsentratsiyasini quyidagi formuladan topish mumkin:

$$\frac{N_{\gamma}^T}{N_{\gamma}^{\ominus}} = \frac{I_J^T \lambda^{\ominus}}{I_J^{\ominus} \lambda^T} \left(\frac{1 + R_B^{\ominus}}{1 + R_B^T} \right), \quad (3.6)$$

Bu usulning asosiy afzalligi shundaki, bunda ionizatsiya ko'ndalang kesimi va Oje-elektronlarning chiqish ehtimolini bilish shart emas. Bundan tashqari etalon va tekshirilayotgan jismning tarkiblari katta farq qilmasa $\lambda^{\ominus} \approx \lambda^T$ ba $R_B^{\ominus} \approx R_B^T$ deb olish mumkin. Bu holda konsentratsiyani faqatgina Oje-cho'qqilarning intensivliklari orqali aniqlash mumkin.

Ammo kerakli etalonlarga har doim ega bo'lish juda qiyin. Shuning uchun bu usul kam qo'llaniladi.

B) Elementlarning sezgirlik ko'effitsiyenti usuli

Elementlarning sezgirlik ko'effitsiyenti usulining aniqlik darajasi kichikroq bo'lsa ham, ahamiyati juda kattadir. Chunki bu usul universal bo'lib, har qanday elementning konsentratsiyasini hech qanday etalon qo'llanmasdan aniqlash imkonini beradi. Bu yerda har bir element ma'lum bir sezgirlik ko'effitsiyentiga ega deb qabul qilinadi. Elementlarning sezgirlik ko'effitsiyenti birorta o'ta toza elementga

nisbatan olingan. Bunday element sifatida ko‘pincha kumush elementi olinadi.

Biror jism tarkibidagi S – elementning noma’lum S_S miqdori (konsentratsiyasi) atom % larda quyidagi formuladan topiladi:

$$C_X = \frac{I_X / S_X}{\sum (I_i / S_i)}, \quad (3.7)$$

bu yerda I_x – x element oje-cho‘qqisining balandligi (maksimum va minimum orasidagi masofa); S_x – x elementning sezgirlik koeffitsiyenti; $\sum(I_i/S_i)$ – jismdagi barcha elementlarning I/S nisbatlarining yig‘indisi.

Har xil elementlar uchun S ning qiymatini maxsus jadval – katalogdan olish mumkin. Ammo aniqlikni oshirish uchun elementlarning sezgirlik koeffitsiyentini matrisa tuzatmalarini hisobga olgan holda hisoblash mumkin.

$$S = S_T \cdot \alpha, \quad (3.8)$$

S_T - S ning jadvaldan aniqlangan qiymati:

α - matrisa tuzatmasi:

$$\alpha = \frac{\lambda_i^j \cdot N_i^j (1 + r_i^j)}{\lambda_i^i \cdot N_i^i (1 + r_i^i)}, \quad (3.9)$$

Bu yerda λ_i^j - j elementlardan tashkil topgan matrisa tarkibidagi I element oje-elektronlarining chiqish chuqurligi, λ_i^i – bir xil I elementlardan tashkil topgan matrisadan I oje-elektronlarining chiqish chuqurligi, N – atom zichligi, r – orqaga qaytish koeffitsiyenti.

N, λ va r parametrlar maxsus formulalar yordamida hisoblanadi.

OES usuli yordamida chuqurlik bo‘yicha ma’lumot olish uchun u bilan birgalikda yuzalarni ionlar bilan yemirish usulidan foydalaniladi. Bunda avvaliga sirt yedirilish qalinligining vaqtga bog‘liqligi aniqlab olinadi. Vaqtning ma’lum bir qiymatlarida yedirilish to‘xtatilib, OES yordamida jismning shu yerdagi tarkibi aniqlanadi. Umuman tarkibni aniqlash ionli yedirish bilan bir vaqtda ham olib borilishi mumkin.

3.3. Xarakterli energiyasini yo'qotgan elektronlar spektroskopiyasi (XEES)

Ikkilamchi elektronlar energetik spektrining elastik qaytgan elektronlar cho'qqisi yaqinida muayyan materialning turiga mos ravishda xarakterli energiya yo'qotgan elektronlarga (XEYE) tegishli bo'lgan cho'qqichalar paydo bo'ladi. Energiyaning xarakterli yo'qolishi deganda, birlamchi elektronlarning qattiq jismga uzatayotgan energiyasining ΔE porsiyasi tushuniladi. EQE cho'qqidan hisoblangan XEYE cho'qqiining ΔE vaziyati umuman olganda birlamchi elektronlarning energiyasi E_1 ga ham, birlamchi dastaning (tushish burchagiga ham bog'liq bo'lmaydi va namuna moddasiga xos xususiyat hisoblanadi. Elektronlarning xarakterli energiya yo'qotishi ro'y berishining asosiy sabablari: birlamchi elektronlar energiyasining qisman qattiq jismdagi elektronlarning zonalararo yakka zarrali holda o'tishlarini vujudga keltirishga sarf bo'lishi va qisman valent elektronlarning guruhlashgan (plazmon) tebranishlari uyg'onishiga sarf bo'lishi.

Qattiq jismdagi elektron gazning plazmon (kollektiv) tebranishlari hajmiy va sirtiy elektronlarning tebranishlaridan tashkil topgan diskret energetik spektrga ega bo'ladi.

Hajmiy elektronlar uchun energiya yo'qolishi ya'ni hajmiy plazmon energiyasi ΔE quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$\Delta E_v = nh\omega_v, \quad (3.10)$$

bu yerda ω_v - bo'ylama plazmon tebranishlar chastotasi, h - Plank doimiysi, n -butun son ($n=1,2,3,..$). Plazmon tebranishlari karrali va gibrid bo'lishi mumkin. Masalan xajmiy plazmonga ikki karrali plazmon o'yg'onsa $n=2$, uch karrali o'yg'onsa $n=3$ bo'ladi. Agar $h\nu_v + h\nu_s$ energiyali (yoki ularga karrali $n h\nu_v + m h\nu_s$) plazmon o'yg'onsa gibrid plazmon tebranishlar deyiladi. ω_v - chastotani Lengmyur formulasi bo'yicha hisoblash mumkin:

$$\omega_v \approx (4\pi N e^2 / m)^{1/2}, \quad (3.11)$$

bu yerda, N – valent elektronlar konsentratsiyasi, m va e – elektronning mos ravishda massasi va zaryadi.

Sirtiy plazmon energiyasi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$E_s = \hbar\omega_s, \quad (3.12)$$

Sirti plazmon chastotasi $\omega_s = \omega_v / \sqrt{1 + \epsilon}$ bo'lganligi uchun

$$E_s = \hbar\omega_s = \hbar\omega_v / \sqrt{1 + \epsilon}, \quad (3.13)$$

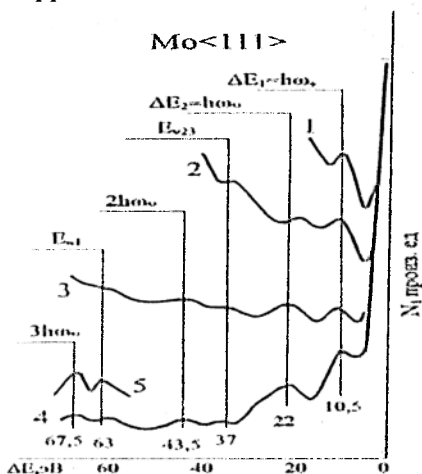
kabi aniqlanadi, bu yerda, ϵ - namunaga chegaradosh muxitning dielektrik singdiruvchanligi.

Zonalararo o'tish jarayonida birlamchi elektronning qattiq jism elektroniga uzatadigan o'rtacha energiyasi ΔE_c quyidagi formulaga ko'ra hisoblanadi.

$$\Delta E_c = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi m}{d} \right)^2 \approx 150(n/d)^2, \quad (3.14)$$

Bu yerda d - panjara doimiysi, n - teskari panjara vektori.

Plazmonlar energiyasining nazariy hisoblangan qiymatlari tajriba natijalari bilan doim mos tushavermaydi. Bunday farqlarning vujudga kelishi dastavval plazmon tebranishlarida qatnashayotgan valent elektronlar sonini aniq bilmaslik bilan bog'liq. Masalan grafitning spektrida ikkita bir karrali xajmiy plazmon kuzatiladi: atomlardagi bittadan valent elektronlarning kollektivlashgan plazmon o'yg'onishiga mos keluvchi 10,7 eV energiyali cho'qqi va uchtadan valent elektronlar kollektivlashgan plazmon o'yg'onishi uchun 21,5 eV energiyali cho'qqi.



3.10 – rasm.
 E_p ning eV larda ifodalangan turli qiymatlarida Mo <111> uchun olingan EXI spektrlari: 1 – 30; 2 – 60; 3 – 100; 4 – 350.

O'tish metallarida va ularning birikmalarida sirtiy plazmonlar uchun tajribaviy va nazariy ma'lumotlar orasida katta farq bor. Masalan, Mo uchun tajribada kuzatilgan $\hbar\omega_s$ ning $(\Delta E_s=10,5 \text{ eV})$ qiymatlari nazariy (16 eV) qiymatidan kam. Buning sababi elektron gazning xajmiy va sirtiy moddalariga ionli asosning ta'siri bo'lishi mumkin. Masalan, d – o'tish metallarining plazmon tebranishlarida hamma s – va, d – elektronlar qatnashishi yoki faqatgina d – elektronlar qatnashishi mumkin. Shu munosabat bilan d – metallarning XEES spektrlarida elektronlarning guruxlarga bo'linishi tufayli vujudga keladigan qo'shimcha cho'qqilar kuzatiladi.

Turli xil plazmonli va yakka zarrali o'yg'onishlar mavjudligi sababli XEES spektrlarida kuzatiladigan barcha cho'qqilarni nazariy jihatdan izoxlash benixoya qiyindir. XEES cho'qqilarini taqqoslash uchun odatda turli xil tabiatli energiya yo'qolishiga mos keluvchi cho'qqi intensivliklari birlamchi elektronlarning YER energiyasiga va dastaning mishen sirtiga φ tushish burchagiga turlicha bog'liqligidan foydalaniladi. XEES cho'qqilarini izohlashda quyidagi qonuniyatlarga asoslanish zarur. YER ning ortishi bilan sirtiy plazmon cho'qqisining amplitudasi hajmiy plazmon cho'qqisi amplitudasiga nisbatan kamayadi, φ ning ortishi bilan esa bu intensivliklar qarama-qarshi yo'nalishda o'zgaradi. Hajmiy plazmon cho'qqisi amplitudasining zonalararo o'tish cho'qqisi amplitudasiga nisbati birlamchi dasta energiyasiga proporsional ortadi. YER ning barcha qiymatlarida plazmon tebranish cho'qqilarining intensivliklari zonalararo o'tish cho'qqilari intensivliklariga nisbatan ancha katta bo'ladi.

Misol tariqasida 3.10 – rasmda E_p ning turli qiymatlarida Mo (111) uchun qayd qilingan XEE spektrlari keltirilgan. Egri chiziq EQE cho'qqisiga normallashtirilgan va bir-biriga nisbatan vertikal bo'yicha siljirilgan.

Ko'rinib turibdiki, E_p ning ortishi bilan ΔE yo'qolishiga mos keluvchi birinchi cho'qqining amplitudasi kamayadi, ikkinchi cho'qqining amplitudasi esa ortadi. Shunga asoslanib bu yo'qolishlar sirtiy ($\hbar\omega_s = 10,5 \text{ eV}$) va xajmiy ($\hbar\omega_v = 22 \text{ eV}$) plazmonlarning o'yg'onishi sababli vujudga keladi deb faraz qilish mumkin.

E_p ning ortishi bilan birlamchi elektronlarning sirt elektronlari bilan o'zaro ta'sirlashuv ehtimolligi kamayadi va natijada sirtiy

plazmon tebranishlari hosil qilgan cho'qqining amplitudasi kamayib boradi. Hajmiy plazmon tebranishlari energiyasining tajribaviy qiymatlari nazariy ($\hbar\omega_v \approx 23$ eB, hisoblashlarda plazmon tebranishlarda beshta 4 d – va bitta 5 s – elektronlar qatnashadi deb qabul qilingan) qiymatga juda yaqin. $\Delta E = 435$ eB, $\Delta E = 665$ eB energiyali cho'qqilar xajmiy plazmon tebranishlariga karrali tebranishlar natijasi deb tushuntirish mumkin. $\Delta E = 37$ eB energiyali cho'qqini N_{23} (35 eB) satxning ionlashishi bilan bog'lash mumkin.

Kuzatilayotgan cho'qqilarni aniqroq namoyon qilish uchun odatda $N(E_2)$ taqsimlanish egri chizig'idan hosila olinadi, ya'ni $N(E_2) = dN/dE_2$ egri chiziqlar qayd qilinadi.

Shunday qilib, XEES cho'qqilari intensivliklarining energiya va burchakka bog'liqligini o'rgana borib turli xil energiya yo'qotishlar tabiatini aniqlash va shu bilan birga qattiq jism sirtining elektron tuzilishi haqida ma'lumotlar olish mumkin. Masalan, plazmonning uyg'onish energiyasini bilgan holda berilgan moddaning valent elektronlari konsentratsiyasini aniqlash mumkin.

Sirti plazmonlar chastotasi o'rganilayotgan material sirtining dielektrik doimiysiga juda sezgir. Shuning uchun sirti plazmonlar uyg'onishi bilan bog'liq xarakterli energiya yo'qotish cho'qqilarini tahlil qilish yupqa plyonkalar hosil qilish, tozalash, kataliz, adsorbsiya va shu kabi jarayonlarni o'rganishda foydali ma'lumotlar berishi mumkin; elektronlar sathlarining ionlashishi bilan bog'liq cho'qqilarni o'rganish esa material sirtiga yaqin qatlamlarning kimyoviy tarkibini tahlil qilishning effektiv vositasi hisoblanadi.

3.4. Kichik energiyali elastik qaytgan elektronlar spektroskopiyasi

Kichik energiyali ($E_p = 0 - 50$ eB) sohada $\sigma(E_p)$, $R(E_p)$ yoki $\delta(E_p)$ egri chiziqlarini o'rganish qattiq jism sirtining elektron va kristall tuzilishi haqida noyob ma'lumotlar berishi mumkin. Bunday ma'lumotlar olish uchun ko'pincha $\delta(E_p)$ yoki $R(E_p)$ bog'lanishlarning birinchi tartibli hosilasi avtomatik ravishda yozib olinib, ularda hosil bo'ladigan maksimum va minimumlar o'rganiladi. Bu usul to'la toklar spektroskopiyasi (TTS) yoki kichik energiyali elastik qaytgan elektronlarning spektroskopiyasi (KEEAES) usuli deb ataladi.

Birlamchi elektronlarning kichik energiyali sohasida haqiqiy ikkilamchi va elastik qaytgan birlamchi elektronlar koefitsiyentlarining energiyaga va chiqish burchagiga bog'liqlik egri chizig'ida faqatgina monokristall namunalari uchun emas, hatto polikristall va amorf moddalar uchun ham yaqqol namoyon bo'ladigan notekisliklar kuzatiladi. Bu hodisa plazmonlar o'yg'onishi energiyaviy chegarasida elektronlarning rezonansli elastik sochilishi deb ataladi. Bunday notekisliklarni o'rganishga va vujudga kelish sabablarini aniqlashga ko'pgina nazariy va tajribaviy ishlar bag'ishlangan.

Elektronlarning elastik qaytishiga ta'sir qiluvchi asosiy sabablar quyidagilar hisoblanadi:

- 1) qattiq jism – vakuum chegarasidagi potensial baryer;
- 2) noelastik sochilish kanallarining mavjudligi;
- 3) zonalararo va sohalararo o'tishlarning uyg'onishi;
- 4) elektronlarning alohida atomlar bilan yakkazarrali o'zaro ta'siri;
- 5) sekinlashgan elektronlarning plazmonlardan rezonansli elastik sochilishi;
- 6) monokristall materiallarda esa bulardan tashqari tartibli joylashgan atomlardan elektronlarning difraksiyasi.

Sochilish va noelastik kanallarning ko'plab mexanizmlari mavjudligi tufayli elektronlarning elastik qaytishiga yuqorida qayd etilgan har bir faktorning qay darajada ta'sir etishini aniq aytish mumkin emas. Shu sababli ham hozirgi vaqtgacha berilgan sirt uchun $R(E_p)$ grafigini nazariy hisoblash imkonini beruvchi elektronlar elastik qaytishining tugallangan nazariyasi ishlab chiqilmagan.

Shunday bo'lsa ham tajribaviy natijalar majmuasi va ba'zi nazariy tahlillar ya'ni oldindan aytib berish kichik energiyalar sohasida $R(E_p)$ va mos ravishda $\sigma(E_p)$ bog'liqlik egri chiziqlaridagi notekisliklarning shakllanishida asosiy sabablar rolini aniqlash imkonini beradi:

1. Qattiq jismning alohida-alohida atomlaridan elektronlarning kvanto mexanik sochilishi $R(EP)$ egri chizig'ida keng ($\Delta E \approx 10 \div 15 \text{ eV}$) maksimumlar paydo bo'lishiga olib keladi.

2. Elektronlarning monokristallar kristall panjarasida difraksiyalanishi $R(EP)$ egri chizig'ida ancha tor ($\Delta E \approx 2 \div 5 \text{ eV}$) maksimumlarni vujudga keltiradi. Birlamchi dastaning tushish burchagi o'zgarganda bu maksimumlar aralashib yoki silliqanib

ketadilar, sirtida tartibsizlik (amorfizatsiya) paydo bo'lganda esa batamom yo'qolib ketadilar.

3. Yakkazarrali (valent zona va yuqori satxlardagi elektronlarning) o'yg'onishlari va valent elektronlarining kollektiv tebranishlarining (plazmon) o'yg'onishi hisobiga noelastik kanal-larning ochilishi ham tor maksimumlarni vujudga keltiradi.

Elektronning energiyasi plazmon energiyasiga teng (yaqin) bo'lgan holda u o'z energiyasini to'laligicha plazmonni uyg'otishga berishi mumkin. Uyg'ongan plazmonning so'nishi jarayonida elektronlardan biri dastavval uyg'otish uchun sarflangan energiyani qaytib olishi va kvazielastik sochilgan kabi vakuumba chiqishi mumkin. Shunday qilib, valent elektronlarning kollektiv tebranishlarining o'yg'onishi faqat noelastik sochilish kanaligina bo'lib qolmay, balki elastik sochilish kanali ham bo'lishi mumkin. Bunday kanallar hisobiga $R(Yer)$ egri chizig'ida juda kam intensivlikli notekisliklar vujudga keladi.

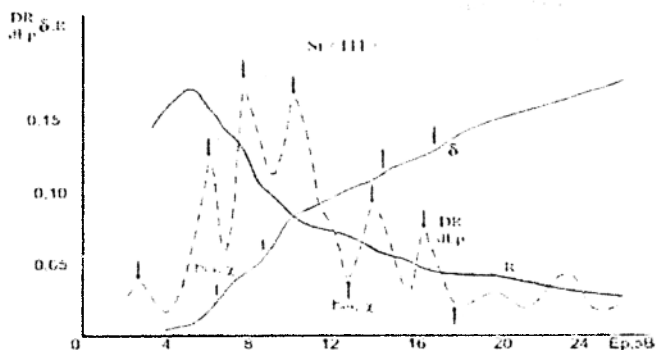
Bu notekisliklar (maksimum va minimumlar) ning energetik vaziyatlari difraksion maksimumlardan farqli ravishda, birlamchi dastaning tushish burchagiga va berilgan material sirtining kristall tuzilishiga deyarli bog'liq emas. Ayni paytda noelastik kanallardagi sochilish sirt qatlamlaridagi begona aralashmalarga juda sezgir bo'ladi.

Zamonaviy asbob-uskunalarining qo'llanilishi va elektrik differensiallashdan foydalanish deyarli hamma tor va kichik intensivlikka ega bo'lgan cho'qqichalarni ajratish imkonini beradi.

Hozirgi vaqtda R , σ koeffitsiyentlarning va ularning dR/dE_p , $d\sigma/dE_p$ xosilalarining energiyaga bog'liqligini o'rganishga asoslan-gan usullarning bir necha turlari mavjud: to'la toklar spektroskopiyasi va chegaraviy potentsiallar spektroskopiyasi. So'nggi usuldan odatda $E_p = 50 - 1500$ eB sohada foydalaniladi. EQE spektroskopiyasida sirtini o'rganish chuqurligi qolgan elektronlar spektroskopiyasi ($O\bar{O}C$, $X\bar{O}C$ va boshqalar) usullaridagiga nisbatan deyarli 2 marta kam va YER ning kichik qiymatlari sohasida 5 - 50 E oralig'ida yotadi.

Kichik energiyali elastik qaytgan elektronlar spektroskopiyasi usulini birinchi bo'lib Bajanova N.P. va Fridrixov S.A. taklif qilishgan va NaCl $\langle 100 \rangle$ monokristalli sirtini o'rganish uchun tadbiiq qilishgan. Keyinchalik bunday hodisaning mavjudligi bir qancha metallar, yarim o'tkazgichlar va dielektriklarda ko'p marta tasdiqlangan hamda bu

hodisaning asosiy qonuniyatlari aniqlangan. S.A.Kamolov va boshqalar to'la toklar spektroskopiyasidan foydalanib bir qancha metallar va yarim o'tkazgichli birlashmalarning o'tkazuvchanlik va valent sohalaridagi elektron holatlarining zichligi tuzilishini o'rganishgan. Shu mualliflarning o'zlari $E_p < 10 \text{ eV}$ sohada $dR/dE_p = f(E_p)$ bog'liqlikni hisoblash usulini taklif qilishgan va usulga ko'ra hisoblashlar tajriba natijalari bilan yaxshi muvofiqlikga ega bo'ldi. Ushbu darslik mualliflari IEE koeffitsiyentlarini integ-ral o'lchash, R va dR/dE_p ning E_p ga bog'liqligini o'rganish hamda XEES ma'lumotlariga asoslanib sof va ionli legirlangan kremniyning elektron holatlarining zichligi taqsimotini o'rgangan. 3.11-rasmda sof kremniy uchun R , δ va dR/dE_p larning E_p ra bog'liqlik grafigi ko'rsatilgan.



3.11 – rasm. Sof Si <111> uchun R , δ va dR/dE_p larning E_p ga bog'liqligi.

Haqiqiy ikkilamchi elektronlar $\delta = \sigma - R$ munosabatdan aniqlangan. E_p ning kichik qiymatlari sohasidagi haqiqiy ikkilamchi elektronlar guruhiga no-elastik sochilgan birlamchi elektronlar ham kiradi. $-dR/dE_p$ manfiy hosilaning E_p energiyaga bog'liqlik grafigida maksimum va minimumlarni mavjudligi

3.11-rasmda yaqqol ko'rinib turibdi: maksimumlar elastik qaytgan elektronlar sonining kamayishini (yutilishini), minimumlar esa qaytgan elektronlar sonining oshishini anglatadi. $-dR(E_p)/dE_p$ egri chiziqning asosiy xususiyalarini interpretatsiya qilish (izohlash,

tushintirish) XEES spektrlaridan foydalanib o'tkazildi. $R(E_p)$ egri chiziqdagi ba'zi "zina"larining va mos ravishda $dR/dE_p(E_p)$ egri chiziqdagi minimumlarning vaziyatlari sirtiy ($\hbar\omega_3 - \chi$) hajmiy ($\hbar\omega_v - \chi$) va ularga karrali plazmon tebranishlar uyg'onishining chegaraviy energiyalari bilan mos tushadi, ya'ni E_p ning bunday qiymatlarida plazmonlar uyg'onish chegarasida elastik qaytgan elektronlar sonining biroz ko'payishi sodir bo'ladi.

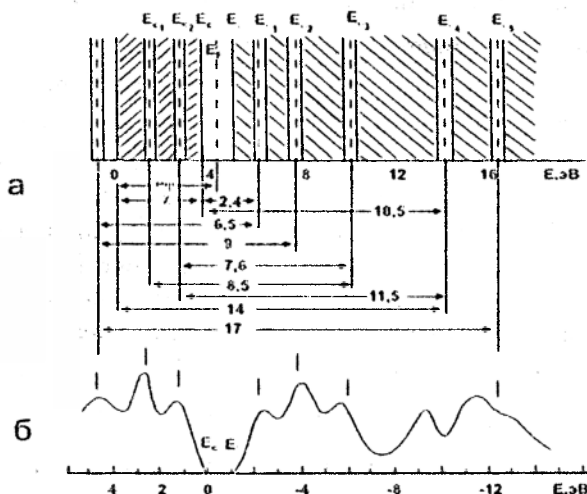
Elektronlarning intensiv yutilishi doim yangi noelastik kanalning paydo bo'lishi bilan bog'liq. Ayni paytda noelastik sochilgan birlamchi elektronlar ham, haqiqiy ikkilamchi elektronlar ham paydo bo'lishi mumkin. Vakuumba noelastik sochilgan elektronlarning vujudga kelishi chegaraviy energiyasini $E_{p\eta} = E_\eta - x$, ikkilamchi elektronlar emissiyasi boshlanishini esa $E_{p\delta} = E_\eta - x$, formuladan topiladi. Bu yerda E_η -negiz elektronlarning Fermi satxiga nisbatan energiyasi 3.11-rasmdagi ma'lumotlar asosida 3.12-rasmda kremniy sirtning elektron xolatlari zichligining diagrammasi chizilgan. Diagrammani chizishda qo'yidagi taxminlarga amal qilingan;

1) δ ning dastlabki keskin ortishi E_p ning qiymati valent zonaning yuqori chegarasi energiyasi qiymatiga mos kelganda ro'y beradi.

2) $dR/dE_p(E_p)$ egri chiziqdagi maksimumlar kuzatiladigan E_p ning qiymatlari valent elektronlar holatlari zichligining maksimumlariga mos keladi;

3) Agar E_p ning R keskin o'zgaradigan oralig'ida δ keskin ortsa, u holda uyg'ongan elektronlar valent zonadan vakuumba o'tadi, agar E_p ning qayd qilingan intervallarida δ ning o'sish tezligi sekinlashgan holda esa uyg'ongan elektronlar o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadi. δ ning sezilarli o'sishi $E_p \approx 5\text{eV}$ qiymatda boshlanishi 3.11-rasmdan ko'rinib turibdi, shuning uchun valent zonaning yuqori sathi E_v vakuum sathidan (BC) taxminan 5 eV pastda yotadi deb faraz qilish mumkin (3.11-rasm). $E_p = 6; 7,6; 14$ va $16,5 \text{ eV}$ energiyalarda - $dR/dE_p(E_p)$ bog'liqlik grafigida valent sohadagi

elektron holatlari zichligiga mos ravishda, E_{v1} , E_{v2} , E_{v3} , E_{v4} , va E_{v5} maksimumlar kuzatiladi.



3.12 – rasm. a – 3.11-rasm asosida chizilgan kremniy sirtidagi elektron holatlari zichligining diagrammasi; b – Keynning nazariy diagrammasi.

Elektron yutilishining birinchi maksimumi ($E_p \approx 2,4 \text{эВ}$) elektronlarning sathdan o'tkazuvchanlik zonasida YES ning eng qo'yi chegarasida o'tishi tufayli hosil bo'ladi deb qarash mumkin. $\delta(E_p)$ egri chiziq tuzilishining tahliliga o'tamiz. $E_p=6,5$; 9 va 17 эВ energiyalarda δ ning keskin ortishini valent zona elektronlarining E_{v1} , E_{v2} va E_{v3} maksimumlardan vakuumga nisbatan 0,5-1 эВ yuqorida joylashgan E^* sathga o'tishlari bilan tushuntirish mumkin. $E_p = 14$ эВ qiymatda δ ning biroz ortishi, elektronlarning E_{v4} maksimumdan vakuumga chiqishi ehtimolligi bilan tushuntiriladi. $E_p=7,6$ va 10 эВ energiyalaridagi $dR/dE_p(E_p)$ egri chiziq maksimumlarining o'sish tezligining kamayishiga mos keladi va bu valent zonadan o'tkazuvchanlik zonadagi bo'sh xolatlarga elektronlarning o'tishi tufayli sodir bo'ladi, ya'ni elektronlarning vakuumga chiqishi ro'y bermaydi. δ ning o'sish tezligining

kamayishiga yana quyidagi o'tishlar sabab bo'lishi mumkin; $E_{v3} \rightarrow E_{v2}(7,8\text{eB}), E_{v3} \rightarrow E_{v1}(8,5\text{eB}), E_{v4} \rightarrow E_c(10,5\text{eB})$ va $E_{v4} \rightarrow E_{v2}(11,5\text{eB})$.

δ shunday qilib, EKE spektroskopiyasi sirtini o'rganishning noyob usuli hisoblanadi hamda zonalarda va sathlarda elektronlarning energiya bo'yicha taqsimotini aniqlash adsorbsiya va desorbsiya jarayonlarini o'rganish, sirt holatini nazorat qilish imkoniyatlarini beradi.

3.5. Katta energiyali difraksiya usuli bilan epitaksial plyonkalarining kristall tuzilishi haqida ma'lumot olish to'g'risidagi umumiy ko'rsatmalar

Yupqa plyonkalar olishda, ayniqsa, epitaksial plyonkalar olishda, ularning tarkibidan tashqari kristall tuzilishi haqida axborot olish eng asosiy masaladir. Qalinligi 10-20 YE dan 100-200 YE gacha bo'lgan plyonkalarining kristall tuzilishi haqida katta energiyali elektronlar difraksiyasi usuli eng qulaydir.

KEED usulida qanday qalinlikni aniqlashga qarab elektronlarning energiyasi 10-15 keV dan 90-100 keV gacha o'zgarishi mumkin.

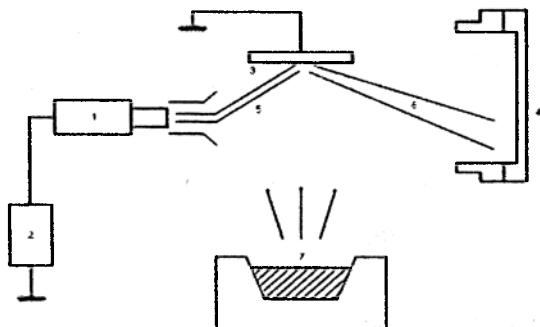
3.13 – rasmda KEED qurilmasining chizmasi keltirilgan. Qurilma quyidagi asosiy qismlardan tashkil topgan: elektronlar energiyali oqimi, lyuminaforli ekran, mishen, mishen yuzasida plyonka hosil qilish uchun bug'lantiradigan materiallar manbai. Yaxshi fokuslangan monoenergetik elektronlar elektron energiyali oqimi mishen yuzasiga 2-100 burchak ostida sirpanib tushadi, yuza va yuza osti qatlamlardagi panjara atomlarida sochiladi. KEED usulida elektronlarning D-Broyl

to'lqin uzunligi $\left(\lambda \left(\begin{smallmatrix} 0 \\ A \end{smallmatrix} \right) = \frac{12.4}{E(\text{keV})} \right)$ qattiq jism panjarasi doimiysiga

($a \approx 1E$) yaqin bo'lganligi uchun elektronlarning panjaradagi difraksiyasi uchun Laue sharti bajariladi. Uch o'lchamli difraksiya uchun Laue tenglamalari quyidagicha yoziladi:

$$\begin{aligned} a_x \cdot \sin \theta_n &= n\lambda, \\ a_y \cdot \sin \theta_m &= m\lambda, \\ a_z \cdot \sin \theta_\kappa &= \kappa\lambda, \end{aligned} \quad (3.14)$$

bu yerda: a_x, a_y, a_z – panjara doimiylar; $\theta_n, \theta_m, \theta_k$ – elektronlarning sochilish burchaklari; n, m, k – butun sonlar.



3.13–rasm. Katta energiyali elektronlarning difraktometri:
1 – elektron energiyali oqimi; 2–elektron tokni ta’minlavchi tizim;
3 – mishen; 4 – lyuminaforli ekran; 5 – elektronlar dastasi;
6 – elastik qaytgan elektronlar; 7 – bug‘lantiruvchi modda.

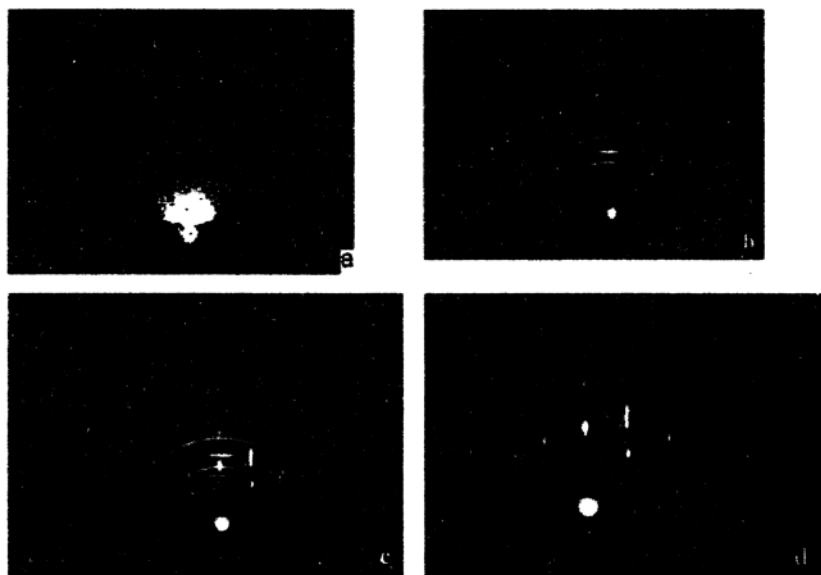
Difraksiyalanib sochilgan elektronlar lyuminaforli ekranda interferension manzara hosil qiladi. Bu manzara yordamida sirtining kristall holati to‘g‘risida ma’lumot olinadi. Difraksion maksimumlarning davriyligi vektor holda beriladi. Bu vektor yo‘nalishi bo‘yicha atomlar zanjirining translyatsion vektori bilan ustma-ust tushadi va kattaligi jihatidan atomlar orasidagi masofaga teskari proporsional bo‘ladi. Difraksion reflekslar orasidagi masofa atomlarning ekvivalent qatorlari orasidagi masofa bilan quyidagicha bog‘lanadi:

$$d\Delta x = L\lambda \quad , \quad (3.15)$$

Bu yerda: L – mishen va ekran orasidagi masofa; λ – elektronlarning to‘lqin uzunligi; Δx – ekrandagi reflekslar orasidagi masofa; d – tushayotgan elektronlar nurining yo‘nalishiga parallel bo‘lgan yuza atomlarining ekvivalent qatorlari orasidagi masofa.

Elektronlarning fiksatsiyalangan energiyasida eksperiment olib borib muayyan qurilma uchun $L\lambda$ kattalikni panjara doimiysi ma’lum bo‘lgan monokristallga nisbatan kalibrovkalab olish mumkin. Shu yo‘l bilan panjara doimiysini 10^{-3} aniqlikda o‘lchash mumkin bo‘ladi.

KEED kartinalarini quyidagi prinsplarga asosan ajratish mumkin (3.14-rasm):



3.14 – rasm. Va^+ ionlari bilan legirlangan Si (100) yuzasining har xil temperaturada qizdirilganidan keyingi elektronogrammlar: a – $T=300\text{ K}$ (amorf sirt); b – $T=700\text{ K}$ (polikristall); s – $T=900\text{ K}$ (teksturlangan); d – $T=1100\text{ K}$ (monokristall).

1. Agar elektronogrammada (KEED kartinada) bittagina katta yorug' fon kuzatilsa, bunday plyonka amorf bo'ladi;

2. Agar elektronogrammalarda konsentrik aylanalar paydo bo'lsa, u polikristallga o'ta boshlaydi, konsentrik aylanalarning o'zi bo'lsa, to'liq polikristal bo'ladi.

3. Agar konsentrik aylanalarda vertikal chiziqlar paydo bo'la boshlasa, tekstura hosil bo'ladi, ya'ni monokristallga o'ta boshlaydi.

Agar konsentrik aylanalar tamoman yo'qolib, vertikal chiziqlar yoki nuqtalar hosil bo'lsa, to'liq monokristall hosil bo'ladi. Agar plyonkaning hamma qatlamlarida kristall panjara doimiysi bir xil bo'lsa, alohida nuqtalar yoki chiziqlar paydo bo'ladi, bir xillikdan chetga chiqilsa, qo'sh chiziqchalar paydo bo'ladi.

Monokristallar uchun elektronogrammalardan foydalanib plyonka kristall panjarasining turini (geksogonal, tetrogonal, kubik va

boshqalar) va panjara kattaliklarini aniqlash mumkin. Monokristall va polikristallarning elektronogrammlaridan foydalanib har xil qirralar uchun qirralararo masofalarni aniqlash mumkin:

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (3.16)$$

Bu formula kubik panjara uchun o'rinli, d_{hkl} - qirralar orasidagi masofa, a – panjara doimiysi, h, k, l - Miller indekslarining qiymatlari. Masalan, (111) qirra uchun $h=1, k=1, l=1$.

Yuzalarning topografiyasini olish, ulardagi defektlarni aniqlash uchun rastri elektron mikroskop, transmission elektron mikroskoplardan foydalaniladi.

Transmission topografiya ikki xil bo'ladi:

Rentgen-transmission topografiya;

Elektron-transmission topografiya.

Bu ikkala usul ham nurlarning plyonkadan o'tishiga asoslangan, bunda elektronlarning energiyasi 100-200 keV bo'ladi.

Rastri elektron mikroskoplar juda yaxshi fokuslangan nuqtaviy elektronlar dastasining yuza bo'ylab, ya'ni X va U o'qlari bo'yicha, tez harakatlanishiga asoslangan va u yuzaning topografiyasi haqida ma'lumot beradi.

3.6. Sekinlashtirilgan elektronlar difraksiyasi usuli bilan submonoqatlam qatlamlar hosil bo'lish jarayonini o'rganish

SED qattiq jism yoki plyonka sirtining mikroskopik tuzilishini o'rganishning eng bevosita usullaridan biri hisoblanadi. U modda sirtining kristall tuzilishini va turli ta'sirlar ostida bu tuzilishning o'zgarishini tekshirish uchun katta muvaffaqiyat bilan qo'llanilmoqda. Hozirgi kunda SED usulining qo'llanish sohasi juda keng. Xususan, SED turli moddalarning sirtiga submonoqatlam va monoqatlamli plyonkalar bilan changlantirish yoki gaz atomlarning adsorbsiya (moddalar yoki gazlarning qattiq jism yoki suyuqlik sirtiga o'tirib qolishi) qilishda monokristall sirtida vujudga keladigan ikki o'lchamli tuzilish to'g'risida ma'lumotlar olish imkoniyatini beradi.

Sekinlashtirilgan elektronlarning elastik sochilishi qattiq jismning sirtiga yaqin qatlamda sodir bo'ladigan kogerent va nokogerent sochilish jarayonlarini o'z ichiga oladi. SED qattiq jism sirtida tartibli joylashgan alohida atomlar yoki atomlarning sochilish markazi tomonidan elektronlarning kogerent elastik qaytishi jarayonida vujudga keladi. Bir karrali va ko'p karrali kogerent elastik qaytgan elektronlar farq qilinadi. Odatda SED uchun $E_p \approx 5-500$ eB energiyali elektronlar dastasidan foydalaniladi, ammo 50 eB dan 150 eB gacha oraliq eng qulay hisoblanadi. Shu bilan birga kogerent sochilish uzunligi L – ikki atom qatlamidan oshmaydi, ya'ni SED reflekslari yoki natijalari intensivligiga amalda atomning eng yuqori qatlami asosiy hissa qo'shadi.

Difraksion manzara alohida elektronlarning mustaqil sochilishi hodisalarining jamlanishi natijasida hosil bo'ladi. Dastadagi elektronlar to'lqin paketining o'rtacha o'lchami bilan xarakterlanadi. O'rganilayotgan sirtning yo'nalishidagi to'lqin paketining o'lchami elektronlarning kogerentlik kengligi deyiladi. Kogerentlik kengligi ΔX ga qo'yidagi omillar ta'sir qiladi: elektron energiyali oqimi katodining hamma qismida bir xil emasligi tufayli undan uchib chiqayotgan harorat elektronlar tezligining har xilligi (tarqoqligi); asbobning elektron-optik tizimining mukammal emasligiga bog'liq bo'lgan yo'nalish bo'yicha tezliklar tarqoqligi. Bu omillar hisobga olinganda ΔX qo'yidagi formulaga ko'ra aniqlanadi:

$$\Delta X = \frac{\lambda}{[(\Delta E/2E_p)^2 \sin^2 \theta + \beta^2 \cos^2 \varphi]^2}, \quad (3.17)$$

Bu yerda λ - elektronning to'lqin uzunligi, ΔE – elektronlarning energiya bo'yicha tarqoqligi, φ - dastaning namunaga tushish burchagi, θ - qaytish burchagi, β - turli yo'nalishlar bo'yicha elektronlar tezliklarining tarqoqligini xarakterlovchi burchak.

Kogerentlik kengligiga ikkinchi omil asosiy ta'sir o'tkazadi, u omilni xarakterlovchi kattalik 100 E dan oshmaydi. Elektronlarning kogerent sochilishi jarayonida qatnashuvchi sohaning o'lchami ham aynan shunga yaqin. Shuning uchun ham SED usuli katta masshtabli yuza emasligini, ya'ni bu usul sirt topografiyasini emas, balki aynan atom tuzilishini o'rganuvchi usul ekanligini anglatadi.

Sochilgan to'liq intensivligining kuchayishi sodir bo'ladigan yo'nalishlar (ekranda hosil bo'ladigan maksimumlar) Vulf-Bregg shartidan aniqlanadi:

$$d \sin \varphi = n \lambda, \quad (3.18)$$

Bu yerda d – panjara doimiysi, φ - tushayotgan dasta va tekislik orasidagi burchak, n – butun son kiyvatli difraksiya tartibi. Agar panjara tekisligiga tushayotgan elektronlar energiyasining ixtiyoriy qiymatlarida difraksiya kuzatilsa, u holda uch o'lvhovli panjara uchun Vulf-Bregg sharti qanoatlantirilganda eng yuqori potensial (yorqin) manzara kuzatiladi. Amalda difraksion maksimumlar yo'nalishi Evalsd qurilmasi yordamida oson aniqlanadi.

Difraksiyaning kinematik nazariyasi bir karrali elastik sochilishni yaxshi tavsiflaydi. Nazariy hisoblashlarda elastik qaytgan elektronlar to'liqini yassi to'liqin deb qabul qilinadi. SEDga ko'p karrali sochilish jarayonlari kuchli ta'sir qiladi. Shu sababga ko'ra eksperiment natijalarini to'la tahlil qilishda faqatgina bir karrali sochilish hodisalari hisobga olinadigan difraksiyaning kinematik nazariyasini qo'llab bo'lmasligi aniqlandi. SEDning dinamik nazariyasida ko'p karrali sochilish va noelastik hodisalar tufayli yo'qotishlar mavjudligi hisobga olinadi. Qayd etilgan jarayonlar elektronogrammalarda qo'shimcha reflekslar va boshqa kuchli effektlar paydo bo'lishiga olib keladi.

Birlamchi dasta intensivligini o'zgartirmay uning energiyasi YER va tushish burchagi φ ning turli qiymatlaridagi difraksion manzaralar intensivligini topish SEDning dinamik nazariyasi bo'yicha hisoblashlarning asosini tashkil qiladi. Bu nazariya asosida hisoblashlar murakkab va uzoq davom etadigan bo'lganligi sababli zarur aniqlikni saqlagan holda hisoblashlarni soddalashtirish imkonini beruvchi yo'llarni topish uchun faol izlanishlar olib borilmoqda.

SEDning hozirgi zamon dinamik nazariyasi tajriba natijalari asosida sirt tuzilishi to'g'risida to'la ma'lumotlarni olish imkonini beradi.

IV - BOB. MIKRO- VA NANOMATERIALLARNING SIRTINI TEKSHIRISHDA FOTONLAR VA IONLAR OQIMIDAN FOYDALANISH

4.1. Fotoelektronlar spektroskopiyasi

Qattiq jism yuzasiga fotonlar oqimi kelib tushganda undan elektronlar uchib chiqishi kuzatiladi. Bu hodisa fotoeffekt deb ataladi. Bu elektronlarning energiya bo'yicha taqsimotini tahlil qilish orqali yuzalarning holati to'g'risida qimmatli ma'lumotlar olish mumkin. Olinishi lozim bo'lgan ma'lumotning turiga qarab har xil to'lqin uzunlikdagi (chastotali) yorug'lik nurlaridan foydalanish mumkin. Bunda albatta fotonlarning energiyasi ($\epsilon = h\nu$) elektronlarning chiqish ishiga ($A = e\phi$) teng yoki undan katta bo'lishi kerak. Shuning uchun ham fotoelektronlarning spektroskopiyasida asosan ultrabinafsha ($h\nu \sim 3 \div 50 \text{ eV}$) va rentgen ($h\nu \sim 50 \div 2000 \text{ eV}$) nurlar ishlatiladi. (Ichki fotoeffekt hodisalariga asoslangan usullarda infraqizil va ko'zga ko'rinuvchi nurlardan foydalaniladi.)

Kvant (foton) larning energiyasi juda kichik qiymatga ega bo'lganligi uchun ularni Joullarda emas, balki elektron-voltlarda o'lchash qulaydir ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$).

Kvantning elektron-voltlarda ifodalangan energiyasi bilan uning nanometrlarda o'lchangan to'lqin uzunligi orasidagi quyidagi bog'lanish mavjud:

$$\epsilon = h\nu = hc/\lambda = 1236/\lambda, \quad (4.1)$$

Masalan, binafsha nurlar uchun $\lambda = 380 \text{ nm}$ ligi ma'lum bo'lsa, bu nurlarning har bir kvantining energiyasi $\epsilon_s = 1236/380 = 3,25 \text{ eV}$ bo'ladi.

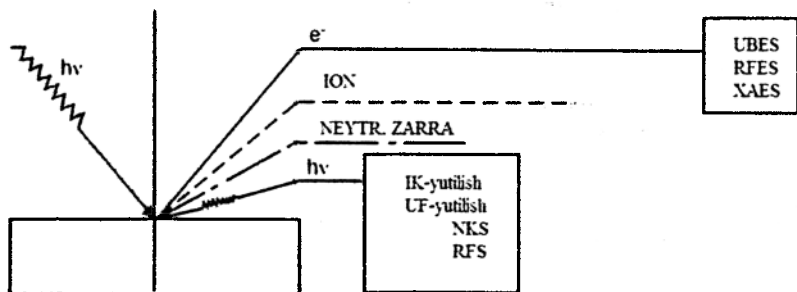
Elektromagnit to'lqinlarning chastotasi (yoki to'lqin uzunligi $\lambda = c/\nu$ elektromagnit nurlanishning asosiy xarakteristikasi bo'lib hisoblanadi.

Bir xil chastotali (to'lqin uzunlikli) nurlar dastasi monoromatik nurlar deyiladi. Birlik vaqt ichida birlik yuzadan o'tayotgan monoxromatik fotonlar oqimi F orqali nurlanish intensivligi N_q ni qo'yidagi formula yordamida aniqlash mumkin:

$$N_q = F/h\nu, \quad (4.2)$$

Biz ushbu bo'limda asosan ultrabinafsha nurlarning elektron spektroskopiyasini ko'rib o'tamiz. Bu usul qattiq jismning yuza qismida valent elektronlarning energetik taqsimoti haqida bevosita ma'lumot bera oladigan yagona usuldir.

Yuzalarni diagnostika qilishda zond sifatida ishlatiladigan zarralarning orasida fotonlar yuza xususiyatlariga eng kam ta'sir qiladigan zarradir. Bunga sabab, birinchidan, fotonning impulsi juda kichik, ikkinchidan u neytral zarra bo'lganligi uchun yuzalarning zaryadlanib qolishiga bog'liq bo'lgan jarayonlar keskin kamayadi. Fotonlardan foydalanishning salbiy tomonlari ham bor. Kerakli diapazonda fotonlarning kuchli intensivlikka ega bo'lgan oqimini olish juda qiyin. Bundan tashqari ikkilamchi zarralarni hosil qilish effekti juda kam. Shuning uchun yuza qatlamlardan chiqayotgan signallar juda kichik bo'ladi. Ammo sezgirligi yuqori bo'lgan zamonaviy detektorlardan foydalanib bunday signallarni katta aniqlik bilan qayd qilish mumkin. Asosan foto-elektron va foto-foton emissiyaga asoslangan usullar ko'p qo'llaniladi. (4.1-rasm). Yuzaga tushayotgan va undan qaytayotgan fotonlarning to'lqin uzunliklariga qarab to'rtta guruhga ajratish mumkin: infra-qizil (IQ), ko'zga ko'rinadigan, ultrabinafsha (UB) va rentgen nurlari.



4.1.-rasm. Fotonlar bilan nurlantirishga asoslangan usullar:
UBES-ultrabinafsha nurlar fotoelektron spektroskopiyasi;
RFES- rentgen nurlar FESi; KAES- kimyoviy analiz uchun elektron
spektroskopiya; NKS- nurlarning kombinatsion sochilishi;
RFS- rentgen-foton spektroskopiyasi.

Bu usul orasida quyidagilarni alohida ta'kidlash mumkin:

1. IQ-yutilish. Bunda IQ fotonlar yuzaning monomolekulyar tebranma holatni vujudga keltirish mumkin: IQ ning bu tebranishlardan yutilishini analiz qilib yuza qatlarning molekulyar tuzilishi haqida ma'lumot olinadi. Yarim o'tkazgichlarda va dielektriklarda IQ nurlar yutilishi natijasida donor sathlardan o'tkazuvchanlik zonasiga, valent zonadan akseptor sathlarga elektronlar o'tishi ro'y beradi. Bu esa donor va akseptor sathlarning energetik holatini aniqlash imkonini beradi.

2. Ko'zga ko'rinuvchi nurlar diapazonida ellipsometriya va nurlarning kombinatsion sochilishi (NKS) usullari qo'llaniladi. Ellipsometriya metodida yuzaga yaxshi kontrol qilinadigan nurlar dastasi yuboriladi va uning qaytishida qutblanish fazasining o'zgarishi analiz qilinadi. Bunda yuzaning holati to'g'risida ma'lumot sindirish ko'rsatkichini o'lchash orqali olinadi. NKS metodi, yorug'lik material bilan ta'sirlashishi natijasida har xil o'tishlarning vujudga kelishiga asoslangan. Sochilayotgan fotonlar bunday o'tishlar natijasida o'z energiyasini oshirishi yoki kamaytirishi mumkin. Emissiyalangan fotonlar chastotalarining o'zgarishini analiz qilib, tekshirilayotgan jism yuzasi to'g'risida ma'lumot olinadi.

3. UB-yutilish. Bu usul ko'proq yuza va yuza osti qatlamlarida elektronlarning energetik taqsimoti haqida eng aniq ma'lumotlar bera oladi. Bu usul yordamida yuza qatlamlarning zonaviy tuzilishi va zona parametrlari aniqlanadi.

4. Rentgen-foton spektroskopiyasi. Rentgen nurlar ta'sirida jismdagi atomlarning elektronlari bir satxdan ikkinchi satxga o'tadi. Bunda koldik energiya nurlanish (foton) hosil qilishi mumkin. Bu nurlanishlarning chastotalari va intensivliklarini analiz kilib yuza holati to'g'risida juda kerakli ma'lumotlar olinadi.

Foto-elektron emissiyaga asoslangan metodlar juda ko'p. Ularning eng asosiylari:

1. *Ultrabinafsha fotoelektronlarning spektroskopiyasi (UBES)*. Yuzalardan ultrabinafsha nurlar ta'sirida uchib chiqqan elektronlarning energiya bo'yicha taqsimlanishi analiz qilinadi. UBES valent zonasidagi elektronlarning energiya bo'yicha taqsimoti (spektri) haqida to'g'ridan-to'g'ri informatsiya beradi. Bundan tashqari zonalarning parametrlarini (kengligi, Fermi sathining o'rni, zonalarning egilishi va boshqalar) aniqlashga imkon beradi.

2. *Rentgen fotoelektronlarning spektroskopiyasi (RFES)*. Bu metod valent zona va undan pastda joylashgan elektron sathlar to'g'risida ma'lumot bera oladi.

3. *Kimyoviy analiz uchun elektron spektroskopiya (KAES)*. Bu metod OES metodiga o'xshash. Bunda pastki elektron sathlardagi bo'sh o'rinlar elektron ta'sirida emas, rentgen nurlari ta'sirida hosil qilinadi (II-bobga qarang). KAES-yordamida material yuzasining elementar va kimyoviy tarkibi, atomlarning konsentratsiyalari aniqlanadi.

Tashqi fotoeffekt qonunlari. Yorug'lik ta'sirida qattiq jism yuzasidan vakuumga uchib chiqayotgan elektronlarning emissiyasiga oid qonunlarni ko'rib o'tamiz. Fotoeffektning asosiy qonunlari tajribalar asosida yaratilgan bo'lib u monoxromatik nurlar uchun quyidagilardan iborat:

1. To'yinish rejimida (ya'ni uchib chiqayotgan barcha fotoelektronlar qayd qilinganda) fototokning qiymati jismga tushayotgan nurlarning intensivligiga to'g'ri proporsional bo'ladi (Stoletov qonuni).

2. Har bir jism uchun ma'lum bir chegaraviy λ_0 to'lqin uzunlik mavjud bo'lib, jismga tushayotgan nurlarning to'lqin uzunligi λ undan katta bo'lsa, fotoemissiya hodisasi ro'y bermaydi. Ko'pincha bu qonun fotoeffektning qizil (yoki uzun to'lqinli) chegarasi deb ataladi. Uzun to'lqinli chegaraga chastotaning eng kichik qiymati mos keladi: $\nu_0 = c/\lambda_0$. Bu yerda ν_0 chegaraviy chastota deyiladi. Agar tushayotgan nur chastotasi (o dan kichik bo'lsa, fotoeffekt ro'y bermaydi).

3. Fotoelektronlarning maksimal kinetik energiyasi chastota oshishi bilan oshib boradi va fotonlarning intensivligiga bog'liq bo'lmaydi (Eynshteyn qonuni).

Umuman, Eynshteyn fotoeffekt qonunlarini o'zida to'la mujassamlashtirgan qonunni yaratdi. Bunday qonunni yaratishda u o'z tajribalari yordamida asoslagan quyidagi ikkita mulohazalardan foydalandi: birinchidan foton jism elektroni bilan to'qnashganda unga o'zining barcha energiyasini to'la beradi, ikkinchidan jism elektroni bitta fotondan energiya olib g'alayonlanish davrida ($\tau = 10^{-13} - 10^{-14}c$) boshqa fotonlardan energiya olmaydi, ya'ni har bir uchib chiqqan elektron faqatgina bitta fotonning energiyasini olgan bo'ladi. (Bu aytilgan fikrlar yuqori intensivlikdagi nurlar uchun, masalan lazer nurlari uchun bajarilmaydi).

Eynshteyn qonuni to'laroq holda qo'yidagicha ifodalanishi mumkin: jismga tushayotgan foton energiyasining bir qismi chiqish ishini yengishga, qolgan qismi esa elektronlarga kinetik energiya berishga sarf bo'ladi:

$$h\nu = A + \frac{m\vartheta_{\max}^2}{2}, \quad (4.3)$$

bu yerda A – fotoelektronlarning chiqish ishi, m – elektronning massasi, ϑ_{\max} – fotoelektronlarning maksimal tezligi, $\frac{m\vartheta_{\max}^2}{2}$ - ularning maksimal kinetik energiyasi.

Uchib chiqayotgan fotoelektronlarning vakuumdagi maksimal kinetik energiyasi (tezligi) har xil bo'lishi mumkin. Bunga sabab bu elektronlarning jism ichidagi boshlang'ich energiyalarining har xilligidir. Fotondan energiya olganga qadar jism ichidagi elektronlarning energiyasi qancha katta bo'lsa, uchib chiqqandan keyin ham uning energiyasi shuncha katta bo'ladi. Masalan, qattiq jismning valent zonasidagi elektronlar ichida valent zonaning tepa qismidagilari eng katta energiyaga ega bo'ladi. Demak, vakuumda ham bu zonaning tepa qismidan chiqqan elektronlar eng katta energiyaga ega bo'ladi. Valent zonaning pastki qismlaridan chiqqan elektronlar kamroq energiyaga ega bo'ladi.

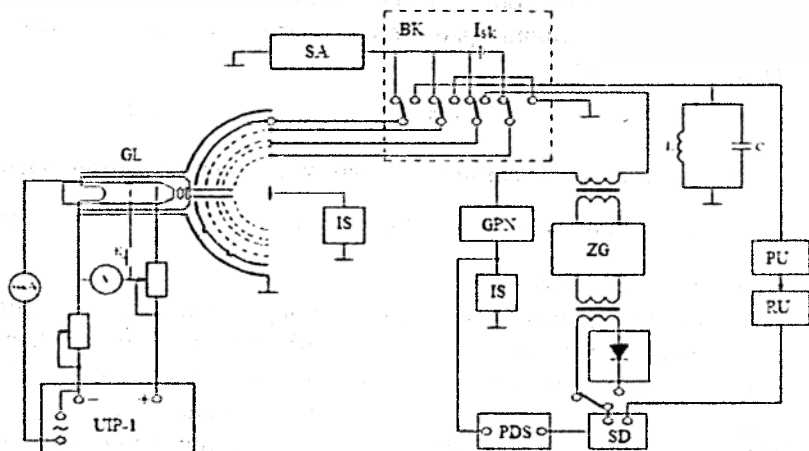
Fotoeffektning miqdoriy jihatdan barqarorlash uchun fotoelektronlarning kvant chiqishi (degan kattalik ishlatiladi.

$$\gamma = \frac{n}{N_{\phi}}, \quad (4.4)$$

n – uchib chiqqan fotoelektronlar soni, N_{ϕ} – yuzaga tushayotgan fotonlar soni.

4.2. Ultrabinafsha nurlarning fotoelektron spektroskopiyasi (UBES)

Valent zonadagi elektronlarning energiya bo'yicha taqsimlanishi to'g'risida ma'lumot olish uchun UBES usuli juda keng qo'llaniladi. Buning uchun fotoelektronlar hosil qilayotgan tok bilan to'xtatuvchi potensial orasidagi bog'lanish egri chizig'ining birinchi tartibli differensial (hosilasi), ya'ni fotoelektronlarning spektri $N_{\phi}(E)=dJ_{\phi}(E)/dE$ yozib olinadi.



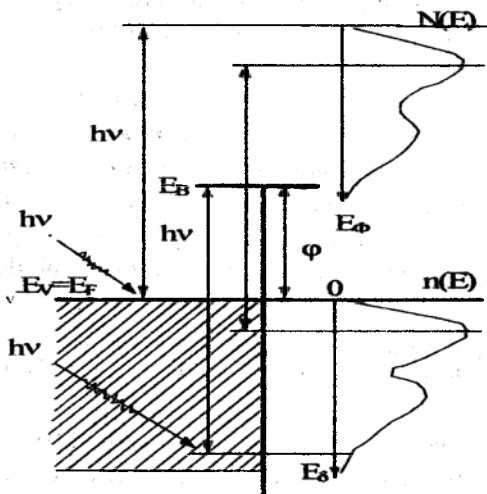
4.2 – rasm. UBES qurilmasining blok sxemasi: GL – gazorazryad lampasi, IS – surilish manbai, PU i RU – boshlang‘ich va rezonans kuchaytirgichlar, SD – sinxron detektor, ZG – tovush chastotasi generatori, GPN – arrasimon kuchlanish generatori, SA – sonli mikroampermetr, PDS – o‘zi yozuvchi asbob, BK – kommutatsiya bloki.

$N_{\phi}(E)$ bog‘lanishni yozib olishning elektr sxemasi ikkilamchi elektronlarning spektrini (masalan, oje-elektronlarni) yozib olish sxemasidan deyarli farq qilmaydi. Faqat bu yerda birlamchi elektronlar manbai o‘rniga fotonlar manbai o‘rnatiladi (4.2 – rasm). Fotonlar manbai sifatida ultrabinafsha nurlar sohasida chiziqli spektrga ega bo‘lgan K_{SR} (ksenon to‘ldirilgan), K_{pP} (kriptonli) va B_{MP} (vodorodli) standart gazorazryad yoki simob lampalaridan foydalanish mumkin. Ultrabinafsha nurlar sohasida $N_{\phi}(E)$ spektrini yozib olishda ko‘p to‘rli sferik analizatorlar ishlatish ancha qulaydir.

4.3-rasmda metallning yuza qismida valent elektronlarning energetik taqsimoti va shu metalldan vakuumga uchib chiqayotgan fotoelektronlarning spektri sxematik ravishda ko‘rsatilgan. Bu spektrlarning ko‘rinishi bir-biriga juda o‘xshash. Bundan fotoelektronlar spektrini yozib olish orqali valent elektronlarning taqsimoti haqida to‘g‘ridan-to‘g‘ri ma‘lumot olish mumkin degan xulosa kelib chiqadi. Rasmdan ko‘rinadiki, agar elektronning metall

ichidagi to'la energiyasi YE bo'lsa, uning fotondan energiya olib vakuumba uchib chiqishi uchun quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$E = hv \geq E_v + \Phi, \quad (4.5)$$



4.3-rasm. Metallarda valent elektronlarining energiya bo'yicha taqsimlanishi $n(E)$ va fotoelektronlarning spektri $N(E)$: E (- boshlang'ich energiya, E_F – fotoelektronlar energiyasi, E_v - vakuum sathi, E_v – valent zonaning eng yuqori sathi, E_F – Fermi sathi

Bu yerda E_v – valent zonaning eng yuqori sathi. Bu sath metallarda Fermi sathi bilan ustma-ust tushadi. F – fotoelektronlarning chiqish ishi. U holda vakuumba uchib chiqqan elektronlarning energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E_{kin} \approx (E+h\nu)-(E_v+\Phi), \quad (4.6)$$

Jism ichidagi eng katta energiyaga ega bo'lgan elektronlar E_v sathda joylashgan bo'ladi, ya'ni $E=E_v$ sathdan uchib chiqqan elektronlar eng katta kinetik energiyaga ega bo'ladi. Demak $E=E_v$ bo'lgan hol uchun (4.6) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$E_{kin,max} \approx h\nu - \Phi, \quad (4.7)$$

Bu formula Eynshteyn formulasidir (4.3-formulaga qarang)

Elektronlar valent zonasining E_v ga nisbatan qancha quyi sohasidan uchib chiqsa, uning vakuumdagi kinetik energiyasi shuncha

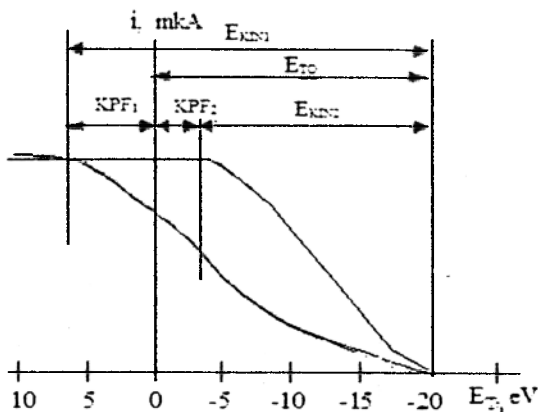
kam bo'ladi. Bunda ma'lum energiya bilan chiqayotgan fotoelektronlarning soni valent zonadagi elektronlarning zichligiga bog'liq bo'ladi: zichlik katta (maksimum) bo'lgan sohalardan uchib chiqqan elektronlar soni ko'p, zichlik kichik bo'lgan sohalardan uchib chiqqan elektronlar soni esa kam bo'ladi.

Metall va yarim o'tkazgichlarning valent zonasidagi elektronlarning energiya bo'yicha taqsimotini o'rganishda energiyasi $h\nu=10\div 15\text{эВ}$ bo'lgan fotonlardan foydalanish maqsadga muvofiqdir. Fotonlar energiyasi bundan katta bo'lsa, uchib chiqayotgan fotoelektronlar tarkibida ikkilamchi (fotoelektronlar jism ichida harakat qilishi vaqtida hosil qilgan) elektronlarning miqdori oshib ketishi mumkin. Natijada fotoelektronlar spektrining ko'rinishi valent elektronlar spektridan farq qilishi mumkin. Agar $h\nu \leq 10 \div 15 \text{ эВ}$ bo'lsa, fotoelektronlar valent zonaning yuqori qismidagina chiqishi mumkin.

Dielektriklarning valent zonalarini tahlil qilishda esa fotonlarning energiyasini $20\div 25 \text{ eV}$ gacha oshirish mumkin. Chunki taqiqlangan zonasi keng bo'lgan dielektriklarda fotoelektronlarning chiqish ishi $8\text{-}10 \text{ eV}$ ni tashkil qiladi.

4.3. Fotoelektron spektroskopiya yordamida metallar va yarim o'tkazgichlar zonalarining parametrlarini aniqlash

Fotonlar ta'sirida qattiq jism yuzasidan uchib chiqayotgan elektronlarni energiya bo'yicha analiz qilish uchun qattiq jismga nisbatan kollektorga to'xtatuvchi (manfiy) potensial 0 dan boshlab beriladi. Fotoelektronlar hosil qilgan tokning to'xtatuvchi potensialga nisbatan o'zgarishini volt-ampere xarakteristika (VAX) deb ataladi. VAX yoki uning birinchi tartibli differensial (fotoelektronlarning spektri) yordamida qattiq jism sirti zonalarining ayrim parametrlarini aniqlash mumkin. Bu yerda biz ideal metall va yarim o'tkazgich ($T=0\text{K}$) uchun bunday parametrlarni aniqlashni qisqacha ko'rsatib o'tamiz.



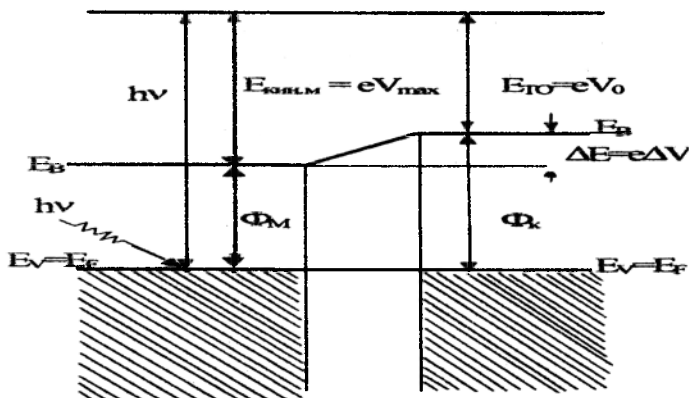
4.4-rasm. Chiqish ishlari har xil bo'lgan metallar uchun fotoelektronlar toki (J) ning to'xtatuvchi potensial (YET) bog'liqlik egri chizig'i.

Metall sirti zonalarining parametrlarini aniqlash.

Elektronlarning spektrini qayd qilishda mishen va kollektor orasida kantakt potensiallar farqi vujudga keladi. Mishenning chiqish ishi kollektornikidan katta yoki kichik bo'lishi mumkin. Shuning uchun to'xtatuvchi potensialni (energiyani) noldan emas, ma'lum bir musbat qiymatdan boshlash kerak. 4.4-rasmda ikki xil metall uchun fotoelektronlar tokining to'xtatuvchi potensialga bog'liqlik egri chizig'i ko'rsatilgan. M_1 metall uchun $\Phi_{M1} < \Phi_K$, M_2 metall uchun $\Phi_{M2} > \Phi_K$. 4.5-rasmda ikkita metall (masalan mishen va kollektor) orasida potensiallar farqining vujudga kelishi sxemasi keltirilgan. Ma'lumki, kontakt paytida har xil jismlarning Fermi sathlari E_F bir-biri bilan mos tushadi, ya'ni bitta gorizontaal chiziqda joylashadi.

Eng katta energiyali elektronlar valent zonaning eng yuqori E_v sathidan chiqadi. Metallarda E_v va E_F bir-biri bilan ustma-ust tushadi. Shuning uchun metallarda fotoelektronlarning chiqish ishi FM va termoelektronlarning chiqish ishi (M doim bir-biriga teng bo'ladi). Eng tez elektronlar to'xtatuvchi potensialning eng katta qiymatida to'xtaydi. Spektarning o'zi esa valent zonadagi elektronning energetik taqsimotini ifodalaydi.

4.5-rasmga asoslanib FM ni qo'yidagicha topamiz:



4.5-rasm. Ikki xil metall (mishen va kollektor) uchun fotoeffektning energetik tasviri: FM – tekshirilayotgan metal (mishen) ning chiqish ishi, FK-kollektorning chiqish ishi.

$$\Phi_M = \varphi_m = h\nu - eV_{max} = h\nu - (eV_0 + e\Delta V), \quad (4.8)$$

bu yerda $eV_{max} = \frac{m\nu_{max}^2}{2}$ - metalldan uchib chiqayotgan elektronlar

olishi mumkin bo'lgan eng katta energiya, $E_{TO} = eV_0$ – to'xtatuvchi potensial energiyasining eng katta qiymati, ΔV – kontakt potentsiallar farqi (КПФ). Agar $\Phi_M < \Phi_K$ bo'lsa, $eV_{max} > eV_0$, agar $\Phi_M > \Phi_K$ bo'lsa, $eV_{max} < eV_0$ ba agar $\Phi_M = \Phi_K$ bo'lsa, $eV_{max} = eV_0$ bo'ladi. Bu yerda F ning qiymati o'tkazuvchanlik zonasining metall-vakuum chegara*sigacha bo'lgan kengligiga tengdir.

$$E\Delta V_K = \Phi_K - \Phi_M = \varphi_K - \varphi_m, \quad (4.9)$$

ekanligini hisobga olsak, quyidagi hosil bo'ladi:

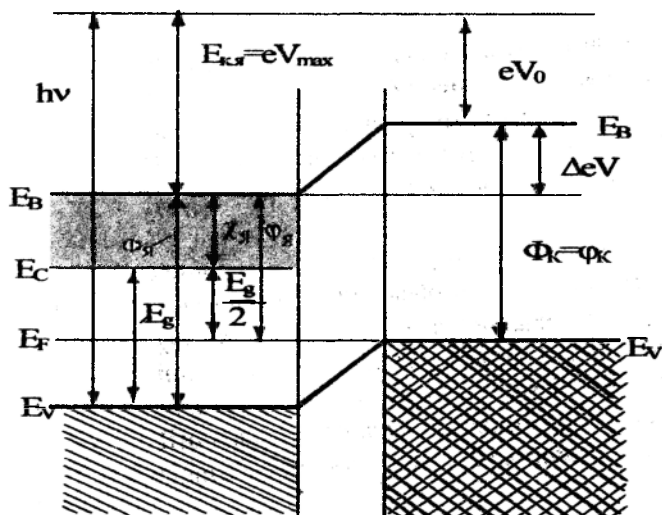
$$eV_0 = E_0 = h\nu - \Phi_K, \quad (4.10)$$

Demak, metallarda to'xtatuvchi potensialning kattaligi elektronlarning metallardan chiqish ishiga bog'liq emas, faqatgina kollektorning chiqish ishi FK ga bog'liq bo'lar ekan. Bundan, $h\nu = \text{const}$ bo'lganda har qanday metall uchun eV_0 bitta qiymatga ega bo'lishi kelib chiqadi. $h\nu$ ning qiymatini o'zgartirilsa, spektrining kengligi ham o'zgaradi. ya'ni $h\nu$ ni o'zgartira borib, valent zona kengligini topish mumkin.

Aralashmasi yo'q ideal yarim o'tkazgich zonalarining parametrlarini aniqlash. Ideal xususiy yarim o'tkazgichlarda Fermi

sathi taqiqlangan zonaning o'rtasida joylashadi. Absolyut nol temperatura deb qaralsa, yarim o'tkazgich yuzasiga tushayotgan fotonlar elektronlarni E_V sath va undan pastki sathlardan chiqara oladi. E_V dan E_B (qattiq jism va vakuum chegarasi) gacha bo'lgan energetik masofa fotoelektron chiqish ishiga teng bo'ladi. Termoelektron chiqish ishi esa E_F dan E_B gacha bo'lgan energetik oraliqni ifodalaydi.

(4.6-rasm).



4.6-rasm. Ideal yarim o'tkazgich uchun tashqi fotoeffektning energetik sxemasi.

$$\Phi_s = \varphi_s + \frac{E_g}{2}, \quad (4.11)$$

Bu yerda Φ_s – yarim o'tkazgich uchun fotoelektronlar chiqish ishi, φ_s – termoelektronlarning chiqish ishi, ΔE_g – taqiqlangan zonaning kengligi. E_V sathdan chiqayotgan elektronlar eng katta kinetik energiyaga ega bo'ladi va uni quyidagi formuladan aniqlash mumkin:

$$eV_{\max} = hv - \varphi_s - \frac{E_g}{2}. \quad (4.12)$$

Yarim o'tkazgichdan uchib chiqqan elektronlar kollektorga kelib tushadi, ya'ni mishen va kollektor orasida kontakt hosil bo'ladi. Bu

holda ularning Fermi sathlari bitta gorizontaal chiziqda yotgani uchun (4.12) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$eV_{\max} = eV_0 + e\Delta V, \quad (4.13), (4.14)$$

$$e\Delta V = \varphi_K - \varphi_A,$$

φ_K – kollektorning termoelektron chiqish ishi.

U holda eng tez elektronlarni to'xtatuvchi potensial maydonining energiyasi

$$eV_0 = hv - \varphi_K - \frac{E_g}{2}, \quad (4.15)$$

bo'ladi. Bu formuladan ko'rinadiki, yarim o'tkazgichlarda to'xtatuvchi potensialning eng katta qiymati eV_0 , metallardan farqli ravishda, yorug'liq kvanti energiyasi hv va kollektorning materialidan tashqari yarim o'tkazgichning turiga ham bog'liq bo'lar ekan. Har xil yarimo'tkazgich uchun E_g ning qiymati ham har xil, demak E_{T0} ning qiymati ham har xil bo'ladi.

Bu formuladan eV_0 , hv va φ_K ning qiymatlarini bilgan holda taqiqlangan zona kengligi E_g ni ham aniqlash mumkin bo'ladi. Umuman UBES yordamida yarim o'tkazgichlarning (dielektriklarning ham) E_V , E_F , E_C sathlarining energetik o'rmini, zonalarning kengligini aniqlash mumkin. Bulardan tashqari real yarim o'tkazgichlar uchun yuzada zonalarning egilish kattaligini hamda taqiqlangan zonada hosil bo'ladigan har xil donor va akseptor sathlarning holatini (o'rmini) aniqlash mumkin.

Aralashmali o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarim o'tkazgich zonalarning parametrlarini aniqlash. Radioelektronikada, umuman elektron texnikaning hamma sohalarida ishlatiladigan yarim o'tkazgichlarning deyarli hammasi ma'lum bir aralashmaga ega bo'ladi. Bu aralashmaning tarkibiga qarab yarim o'tkazgich teshikli (p-tipli) yoki elektronli (n-tipli) o'tkazuvchanlikka ega bo'lishi mumkin. Bu o'tkazuvchanlik ishlatish jarayonida asosiy rolni o'ynagani uchun aralashmali yarim o'tkazgichlarning zonal parametrlarini aniqlash hozirgi zamon elektronikasi, umuman asbobsozlik uchun katta ahamiyatga ega bo'ladi. UBES usulidan foydalanib kerakli ma'lumotlar olish mumkin. 4.7-rasmda n-tipli yarim o'tkazgich va kollektor orasidagi vujudga keladigan potenciallar farqi va boshqa energetik bog'lanishlar ko'rsatilgan. Bu keltirilgan sxema

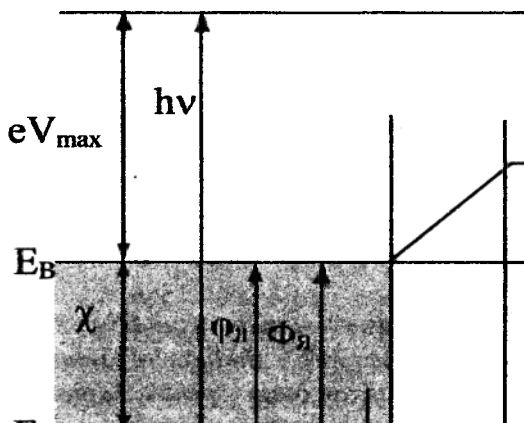
asosida energiyalar orasidagi muvozanatlarni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$h\nu = eV_{\max} + \Phi_{\text{я}} = eV_{\max} + \varphi_{\text{я}} + \frac{\Delta E_d}{2} = eV_0 + e\Delta V + \Phi_{\text{я}}, \quad (4.16)$$

$$e\Delta V = \varphi_{\text{к}} - \varphi_{\text{я}} = \Phi_{\text{к}} - \Phi_{\text{я}} + \frac{\Delta E_d}{2}. \quad (4.17)$$

Bu yerda (4.16) dan yarim o'tkazgichning fotoelektron chiqish ishini aniqlash mumkin, undan keyin esa (4.17) dan foydalanib donor sathlarning o'rmini (ya'ni YED ni) aniqlash mumkin.

Shuni ta'kidlash lozimki, fotoelektronlar tarkibida donor sathlar yoki akseptor sathlar borligi tufayli vujudga keladigan fotoelektronlarning miqdori juda kam bo'ladi. Ularni qayd qilish uchun yuqori darajadagi tokni kuchaytira oladigan maxsus kuchaytirgichli tizimlar ishlatiladi. Bu sathlardan chiqqan fotoelektronlar hosil qilgan toklari valent zonadan uchib chiqayotgan fotoelektronlar hosil qiladigan toklarga nisbatan juda kichik bo'lishiga qaramasdan ularni katta aniqlik bilan qayd qilish mumkin. Chunki donor sathlar hosil qiladigan cho'qqilar kuzatiladigan holatlar valent elektronlar spektridan energetik jihatdan sezilarli ($\geq 0,6 \text{ эВ}$) farq qiladi. Akseptorli yarim o'tkazgichlarda esa bu sathlardan chiqayotgan fotoelektronlar hosil qilgan cho'qqi E_v ga juda yaqin joylashgan bo'ladi va bu cho'qqini valent elektronlarning spektridan ajratib qarash birmuncha qiyinchilik uyg'otadi.



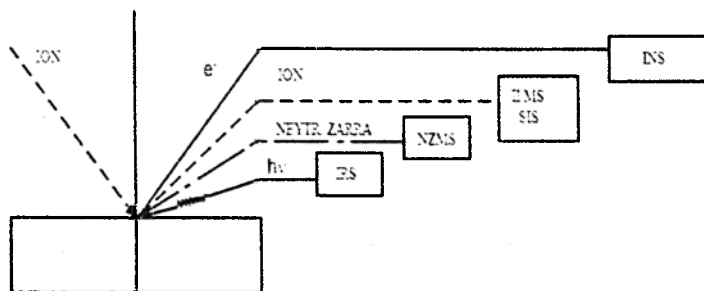
4.7-rasm.
n – tipdagi yarim o'tkazgich uchun tashqi fotoeffektning energetik sxemasi.

Yarim o'tkazgichlarning boshqa parametrlari esa aralashmasiz yarim o'tkazgichlarniki kabi aniqlanadi. Shuni ta'kidlash lozimki, yarim o'tkazgichlarda yuza qismning holati hajm holatidan farq qilgani uchun zonalarining egilishi ro'y beradi. UBES yordamida bu egilish kattaligini ham aniqlash mumkin.

4.4. Ikkilamchi ionlarning mass-spektroskopiyasi (IIMS)

Yuzalarni tekshirishda ionlardan foydalanish. Ionlar bilan ta'sir qilganda ham yuzadan to'rt xil zarralar ajralib chiqqanligi uchun yuqorida ko'rib o'tilgan usullarni bu yerda ham qo'llash mumkin. Ammo ionlarni hosil qilish va boshqarish elektronlarga nisbatan ancha murakkabdir va bunday kurilmalarni yaratish juda ko'p qiyinchiliklar bilan aloqador bo'ladi. Shuning uchun yuzalarni analiz qilishda ionlar eng kerakli, yuqori aniqlikdagi informatsiyalarni olishdagina qo'llaniladi. Eng ko'p qo'llaniladigan usullar 4.8-rasmda ko'rsatilgan. Bular ichida eng ahamiyatlilari ikkilamchi ionlarning mass-spektrometriyasi (IIMS) va sochilgan (qaytgan) ionlarning spektroskopiyasidir (SIS). Bu usullar jismning tarkibini va atomlar konsentratsiyasini yuqori darajada aniqlash imkonini beradi.

Ionlar ta'sirida ajralib chiqqan neytral zarralarni ham analiz qilish mumkin. Ammo, ilgari aytib o'tganimizdek, ularni qayd qilish qiyin bo'lganligi uchun bunday metodlar deyarli qo'llanmaydi.



4.8-rasm. Ionlar bilan nurlantirishga asoslangan usullar: INS – ion – neytrallanish spektroskopiyasi; IIMS- ikkilamchi ionlar mass-spektrometriyasi; SIS- sochilgan ionlar spektroskopiyasi; IRS – ion zondli rentgen nurlari spektroskopiyasi.

Ionlar ta'sirida ajralib chiqqan elektronlarni analiz qilishga asoslangan har xil usullarni joriy qilish mumkin. Bunda ikki xil emissiya ro'y berishi mumkin: potentsial va kinetik emissiya. Ion-elektron emissiyaga asoslangan metodlar elektron-elektron emissiya usullariga nisbatan murakkab bo'lsa ham aniqligi yuqori bo'lganligi uchun yuzalarni analiz qilishda ancha keng qo'llaniladi.

Ion-foton emissiyaga asoslangan usullarda ko'pincha rentgen nurlari analiz qilinadi. Bunda ion zondli rentgen nurlari spektroskopiyasi (IRS) degan usul ahamiyatliroqdir. Ammo bu usul asosan yuzadan ancha pastroqda joylashgan qatlamlar to'g'risida ma'lumot beradi.

Ilgari ko'rib o'tganimizdek, qattiq jism yuzasiga ionlar kelib urilganda undan to'rt xil turdagi zarralar uchib chiqishi mumkin. Shulardan ionlar va neytral atom (molekula)larning uchib chiqishi yuzaning yemirilishiga olib keladi. Bu zarralarni massa bo'yicha tahlil qilish jismning yuza tarkibi haqida to'g'ridan-to'g'ri ma'lumot beradi. Ikkilamchi ionlarni tahlil qilish nisbatan oson bo'lgani uchun hozirgi paytda IIMS usuli juda ko'p qo'llaniladi. Bu usulning sezgirligi juda yuqori bo'lib, ko'pgina elementlar uchun $10^{-4}\%$ ni tashkil qiladi. OES dan farqli ravishda bu usul yordamida N va Ne ni ham aniqlash mumkin. Ammo uchib chiqayotgan ionlarning miqdori juda ko'p kattaliklarga bog'liq bo'lganligi uchun bu usul yordamida miqdoriy tahlil ko'p qiyinchiliklarga olib keladi. Bundan tashqari agar jism yuzasining tarkibi juda ham murakkab bo'lib unda har xil birikmalar mavjud bo'lsa, ularni massa bo'yicha ajratish (ayniqsa katta massalarda) qiyinlashadi. Lekin maxsus usullar qo'llash orqali tahlilni katta aniqlikda olib borish mumkin.

Yuzaning yedirilish kattaligi unga tushayotgan birlamchi ionlarning energiyasiga, massasiga va tushish burchagiga bog'liq bo'ladi. IIMS usulida ko'pincha O_2^+ va Ar^+ ionlari ishlatiladi. Bunda ularning energiyasi $\sim 1-20$ keV atrofida bo'ladi.

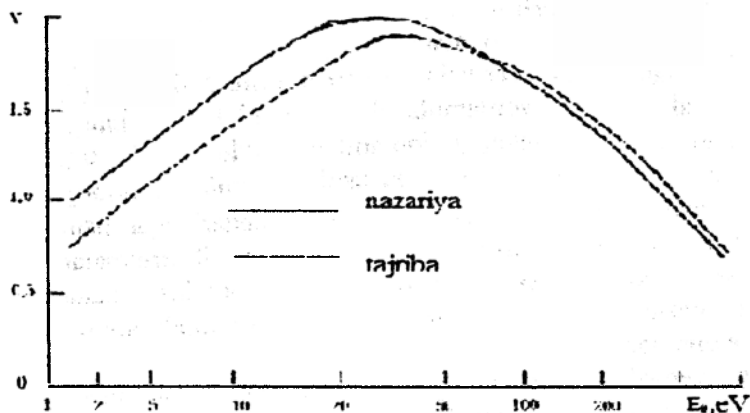
Yuzalarni tahlil qilishda tushayotgan ionlarning intensivligini kichik, tushish burchagini (normalga nisbatan) esa kattaroq ($80-85^\circ$) qilib olishga harakat qilinadi. Bunda yuzaning yedirilishi ancha kamayadi. Hajmiy tahlil qilish uchun esa yuzaning yedirilish tezligi oshiriladi. Umuman yedirilish tezligini juda katta: 10^{-5} dan 10^3 E/c gacha oraliqda o'zgartirish mumkin.

Qattiq jism yuzalari ionlar bilan bombardimon qilinganda u yemiriladi. Yemirilish tezligi birinchi galda yuzadagi moddalarning uchib chiqish kattaligi Y ga bog'liq bo'ladi.

$$Y = \frac{\text{Uchib chiqayotgan atomlarning o'rtacha miqdori}}{\text{tushayotgan atomlar miqdori}}$$

Moddalarning uchib chiqish kattaligi materialning tuzilishi va tarkibiga hamda ionlar dastasining parametriga bog'liq bo'ladi. Y ning qiymati juda katta diapazonda o'zgarishi mumkin. Ammo chuqurlik bo'yicha atomlarning taqsimlanishini aniqlashda asosan energiyasi bir necha kiloelektronvolt bo'lgan o'rtacha massali ionlar ishlatiladi. Bunday hol uchun Y ning qiymati 0,5 dan 20 gacha bo'ladi.

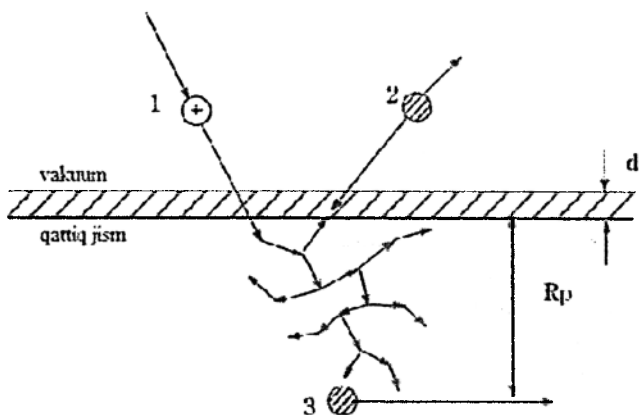
4.9-rasmda kremniyini argon bilan bombardimon qilinganda hol uchun $Y(E_1)$ bog'lanish egri chizig'i keltirilgan.



4.9-rasm. Kremniy atomlari uchib chiqish kattaligining Ar^+ ionlarining energiyasiga bog'liqligi.

Bunda nazariy va tajribaviy natijalar bir-biriga yaxshi mos keladi. Nazariy hisoblarda ionlar energiyasini yadroviy to'qnashuvlarda yo'qotadi va bu yo'qotish juda ko'p atomlar ishtirok etadigan kaskadli to'qnashuvlar uchun sarf bo'ladi deb faraz qilingan (4.10-rasm). Hozirgi paytda juda ko'p ion va qattiq jism kombinatsiyalari uchun Y

ning qiymati aniqlangan. To'qnashuv jarayonida jism atomlari yuzaning eng yuqori qatlamlaridan uchib chiqadi. Yuzaga kelib urilgan ion o'z energiyasini jism atomlariga beradi. Bu atomlar o'z navbatida boshqa atomlar bilan to'qnashib ularga o'z energiyasini beradi. Natijada yuzaga yaqin joylashgan atomlar yetarli darajada energiyaga ega bo'lsa, undan ajralib chiqadi. Tushayotgan ion to'qnashuvlar jarayonida energiyasining bir qismini yo'qotib vakuumga qaytib chiqishi yoki qattiq jism ichida qolib ketishi mumkin. Birlamchi ionlar (atomlar)ning jism ichida joylashib qolishi legirlanish yoki implantatsiya deyiladi.



4.10 – rasm. Ionlarning qattiq jism bilan to'qnashishining shakliy tasviri: 1 – birlamchi ion, 2 – uchib chiqayotgan zarra (ion yoki neytral atom), 3 – implantatsiya qilingan atom (jismda joylashib qolgan ion), R_p – birlamchi ionlarning kirish chuqurligi, d – jism moddalarining uchib chiqish chuqurligi.

Yedirilish kattaligi joyidan qo'zg'atilgan va uchib chiqayotgan atomlarning soniga proporsional bo'ladi. Chiziqli kaskad uchun qo'zg'atilgan va uchib chiqayotgan atomlar miqdori birlik qatlamdagi yadroviy energiya yo'qotishga proporsional bo'ladi.

U holda ionlarning tik tushayotgan holi uchun moddalarning uchib chiqishi:

$$Y = \Lambda F_0 (E_0) , \quad (4.18)$$

bo'ladi. Bu yerda (- moddaning hamma xususiyatlarini, shu jumladan sirtiy bog'lanish energiyasini ham ifoda etadi, $F_0(E_0)$ - energiyaning yuzada yutilish zichligi. U ionning turi, energiyasi va tushish burchagiga, mishenning parametrlariga (elementlarning tartib nomeri, massasi va konsentratsiyasiga) bog'liq bo'ladi. Uni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$F_0(E_0) = \gamma NS_n(E_0), \quad (4.19)$$

bunda N - mishen atomlarining konsentratsiyasi, $S_n(E_0)$ - yadroviy tormozlanishning ko'ndalang kesimi, γ - tushish burchagiga bog'liq bo'lgan ko'paytma, $NS_n(E) = (dE/dx)_n$ - yadroviy yo'qotish energiyasi. Uni quyidagi formuladan topish mumkin:

$$NS_n(E) = \frac{dE}{dX} \Big|_n = N \frac{\pi^2}{2} Z_1 Z_2 e^2 a \frac{M_1}{M_1 + M_2}, \quad (4.20)$$

bu yerda Z_1 va Z_2 - ion (tushayotgan atom) va mishen atomlarining tartib nomeri, M_1 va M_2 - ularning massalari, a - Tomas-Fermining ekranlash (himoya) radiusi.

(4.18) - formuladagi (ning kattaligini eng sodda holda quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\Lambda = \frac{0,042}{NU_0} (e/\vartheta B), \quad (4.21)$$

Bu yerda N-jism atomlarining e^{-3} da ifodalangan konsentratsiyasi, U_0 - sirtning bog'lanish energiyasi (ϑB). U_0 ni sublimatsiya temperaturasi (taxminan bug'lanish energiyasiga teng) orqali aniqlash mumkin. Umuman U_0 ning qiymati 2 dan 4 eV gacha bo'ladi.

Bularni hisobga olib (4.18) formula yordamida Y ni aniqlash mumkin. Bunda γ ning qiymati M_2/M_1 nisbatga va tushish burchagiga bog'liq ekanligini va u 0,2 dan 0,4 gacha o'zgarishini hisobga olish kerak. Jism yuzasiga tik tushayotgan o'rtacha massali ionlar uchun γ ning o'rtacha qiymati $\sim 0,25$.

Misni Ar^+ ionlari bilan bombardimon qilingan hol uchun Y ni hisoblaymiz. (4.20) formuladan foydalanib NS_n ni topamiz:

$NS_n = 124 \vartheta B/e$, Cu uchun: $U_0 = 3 \vartheta B$, atomlar zichligi $N = 8,5 \cdot 10^{-2}/e^3$, u holda,

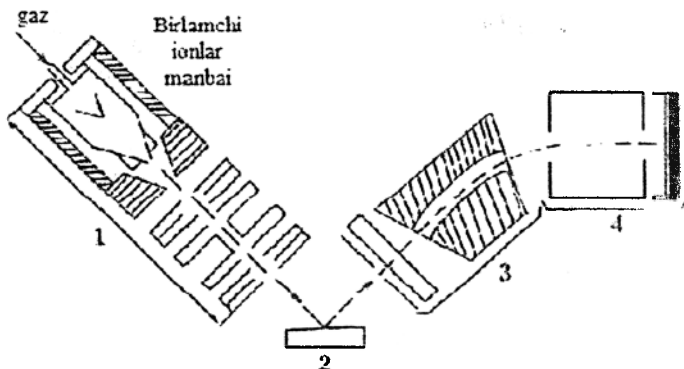
$$Y = \frac{0,042 \cdot 0,25 \cdot 1,24}{8,45 \cdot 10^{-3}} = 5,1.$$

Bu natija tajribada olingan qiymatga juda yaqin. Tajribada $Y = 6$.

Jism ionlar bilan bombardimon qilinganda undan neytral atomlar, bir va bir necha marta ionlashgan musbat va manfiy ionlar hamda har xil klasterlar uchib chiqishi mumkin. Yuzaning holatiga qarab bitta jismning o'zi uchun uchib chiqayotgan ionlarning soni neytral atomlarga nisbatan o'nlab, yuzlab marta o'zgarishi mumkin.

Jism tarkibini undan birlamchi ionlar ta'sirida uchib chiqayotgan ikkilamchi ionlarning massasani tahlil qilish yo'li bilan o'rganish ikkilamchi ionlarning mass-spektroskopiyasi deyiladi. IIMS qurilmasi o'ta yuqori vakuumli ($P \leq 10^{-6} \text{Pa}$) asbob ichiga joylashtirilgan to'rtta asosiy qismlardan iborat bo'ladi (4.11-rasm):

- 1) birlamchi ionlar manbai. Bu to'p ionlar manbai va fokuslovchi qurilmadan iborat bo'ladi;
- 2) maxsus o'rnatilgan mishen;
- 3) ikkilamchi ionlarni tortuvchi diafragmalar va elektrostatik linzalar va analizator;
- 4) ionlarni massa bo'yicha (m/e) tahlil qiluvchi qurilma.

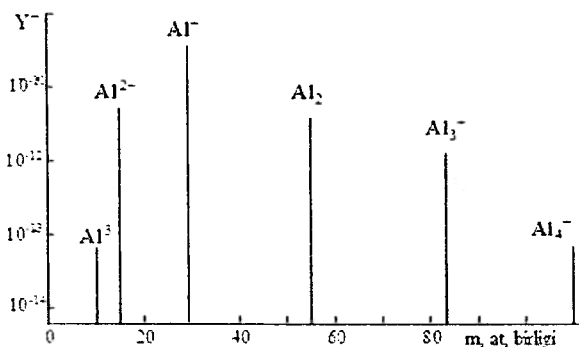


4.11-rasm. Ikkilamchi ionlar mass-spektrometrining chizmasi:
1 – birlamchi ionlarning manbai, 2 – mishen, 3 – elektrostatik analizator, 4 – mass-analizator.

Ikkilamchi zarralar ichidan musbat yoki manfiy ionlar tortib olinadi. Bu ionlar elektrostatik linzalar orqali mass-analizatorlarga kelib tushadi. Kraterning qirralaridan chiqqan ionlar qayd qilinmasligi uchun asosan ion tushayotgan yuzaning o'rta qismidan chiqqan ikkilamchi ionlarga qabul qilib olinadi. Manfiy ionlarning ham,

musbat ionlarning ham spektri juda murakkab tuzilishga ega bo'ladi. Hattoki o'ta toza materialning spektrida ham juda ko'p chiziqlar (cho'qqilar) mavjud bo'ladi. 4.12-rasmda Al ni Ar^+ ionlari bilan bombardimon qilinish natijasida olingan ionlarning mass - spektri keltirilgan. Spekr bir, ikki va uch marta ionlashgan Al atomlari hamda ikki, uch va to'rt atomdan tuzilgan klasterlardan iboratdir. Ammo deyarli hamma vaqt bir marta ionlashgan atomlarning chiqishi eng katta bo'ladi.

Ion-neytral zarralarning mass-spektroskopiyasi (INZMS). Uchib chiqayotgan ikkilamchi ionlarning konsentrasiyasi yuza holatiga bog'liq ravishda, aynan bir jism uchun 100, hatto 1000 martagacha o'zgarib turishi mumkin.

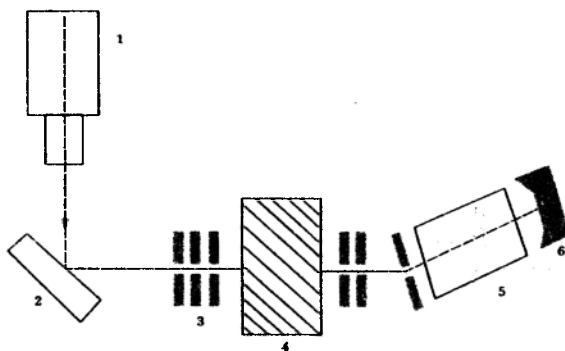


4.12-rasm. Al plastinkasining ikkilamchi ion mass-spektri.

Shuning uchun IIMS usuli yordamida konsentratsiyalarni to'g'ri aniqlash mumkin emas. Matrisa yuzasining toza emasligiga bog'liq bo'lgan effektlardan qutilish uchun ikkilamchi ionlar o'rniga uchib chiqayotgan neytral zarralarni qayd qilish maqsadga muvofiqdir. Bu usulda neytral atomlar avvaliga musbat va manfiy ionlardan ajratib olinadi, keyin esa ular ionlashtiriladi. INZMS qurilmasining chizmasi 4.13-rasmda keltirilgan.

Bu qurilmaning IIMS dan asosiy farqi shundaki, unda mass-analizatorning oldiga ionlash kamerasi o'rnatilgan bo'ladi. Mishen va ionlash kamerasi orasiga qo'yilgan to'rlarga shunday potentsiallar beriladiki, ular musbat hamda manfiy ionlarning mishendan kamerasiga,

kameradan esa mishenga o'tishiga yo'l qo'ymaydi. Neytral atomlarni ionlash uchun tezlashtirilgan elektronlar bilan uyg'otilgan plazma qo'llaniladi. Ayrim hollarda plazmaning o'rniga kuchli lazerlardan foydalanish mumkin.



4.13-rasm. Ion-neytral zarralarning mass-spektrometri:
1 – ion manbai, 2 – mishen, 3–to‘rlar, 4 – ionlash kamerasi,
5 – mass-analizator, 6 – detektor.

Tekshirilayotgan qandaydir neytral zarralarni A deb belgilasak, uni ionlashdan keyin hosil bo'lgan signalni qo'yidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$I_A^o = i_P Y_A J_A r_A, \quad (4.22)$$

bunda J_P - birlamchi ionlarning toki, Y - A zarralarning to'la chiqish kattaligi, J_A - uchib chiqqan neytral zarralarning ionlashishi darajasi, r_A - asbob doimiysi. Asl metallar (Au, Pt, Pd) uchun J_A ning qiymati 10^{-1} , qiyin eriydigan metallar uchun esa 10^{-2} gacha bo'lishi mumkin. INZMS usulning sezgirligi IIMS nikiga yaqin bo'lib, 10^{-3} ni tashkil qiladi. Yuza holatiga qarab uchib chiqayotgan neytral zarralarning soni sezilarli o'zgarماسligi uchun INZMS usulini miqdoriy analiz uchun ham qo'llash mumkin.

V BOB. NANOPLYONKALAR OLIISHNING ASOSIY TEXNOLOGIYALARI

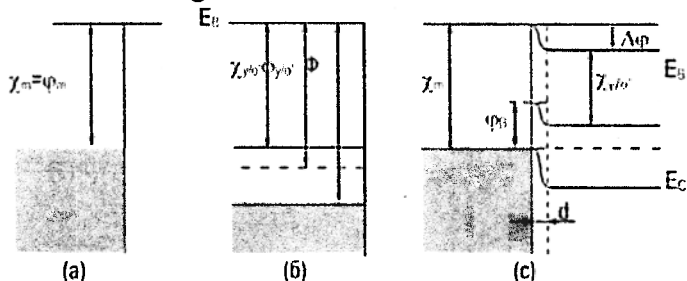
Yarim o'tkazgichlar texnologiyasida strukturalarning sirtiga yupqa qatlamli qoplamalarni vakuumda o'tqazish yoki olib tashlash kabi jarayonlar katta o'rin egallaydi. Bu jarayonlar siyraklashgan gazlarda kechadigan molekular-kinetik hodisalarga asoslangan. Yupqa plyonkalar o'tqazishning ikkita asosiy usuli mavjud: termovakuumli bug'lantirib o'tqazish va katodli changlantirib o'tqazish. Termovakuumli bug'lantirib o'tqazishda modda bug'lanish temperaturasigacha qizdiriladi va uning bug'lari taglik sirtida kondensatsiyalanadi. Bunda taglikning temperaturasi bug' manbaining temperaturasidan pastroq bo'ladi. Katodli changlantirib o'tkazishda xona tempreaturasida bo'lgan o'tqaziladigan modda gaz razryadi plazmasidagi kichik energiyali ionlar bilan bombardimon qilinadi. Buning natijasida changlangan atomlar taglikka etib boradi va uning sirtida kondensatsiyalanadi. Bu ikkala usuldan o'tkazuvchi, rezistivli va dielektrikli plyonkalar hosil qilishda foydalaniladi.

5.1. Metall va yarim o'tkazgich chegarasidagi qatlamning tuzilishi

Biz shu paytgacha yuza qatlamlarining tuzilishi bilan tanishib chiqdik. Yuza qatlamni ham "ikki muhit chegarasi" deb qarash mumkin. Ammo bu yerda, ya'ni ikkinchi muhitda atomlar umuman yo'q (vakuum sharoitida) yoki juda kam (gaz muhitida) bo'ladi. Biz endi qattiq jism bilan qattiq jism kontaktlarida ro'y beradigan hodisalar bilan qisqacha tanishib o'tamiz. Bunda asosan ideal hollarni va faqatgina elektron tuzilishnigina ko'rib o'tamiz. Jumladan, bir jism ikkinchi jism bilan kontakt hosil qilgan joydagi atomlarning diffuziyasini hisobga olmaymiz va bu joyda kristall panjara o'zgar olmaydi deb faraz qilamiz.

Metall bilan yarimo'tkazgich o'zaro kontakt qilinganda ular orasida to'g'rilash xususiyatiga ega bo'lgan kontakt hosil bo'lishi 1874 yilda aniqlangan. 5.1-rasmda ideal hol uchun metall va yarim

o'tkazgichning elektron tuzilishi, ular kontaktga kirmasdan oldingi va keyingi holati tasvirlangan.



5.1-rasm. Energetik diagramma: a – metall; b – yarim o'tkazgich; v – metall-yarim o'tkazgich kontakti.

Umuman olganda, har qanday to'g'rilovchi kontaktida ikki jism chegarasida bar'yer (to'siq) hosil bo'ladi. Bu to'siq «Shottki bar'yeri» deyiladi. Uning kattaligi:

$$\varphi_B = \varphi_m - \chi_{y/o} \quad (5.1)$$

φ_B – Shottki bar'yering kattaligi, φ_m – metallning chiqish ishi, $\chi_{y/o}$ – yarim o'tkazgichning elektron qabul qiluvchanligi, d – metall va yarim o'tkazgich kontakt qilingandan keyingi oraliq (kontakt kengligi), E_F – Fermi sathi. Metall bilan yarim o'tkazgich qo'shilganda omik yoki to'g'rilovchi kontakt hosil bo'lishi mumkin. Qanday kontakt hosil bo'lishi yarim o'tkazgichning turiga hamda uning chiqish ishiga bog'liq bo'ladi (5.2–rasm).

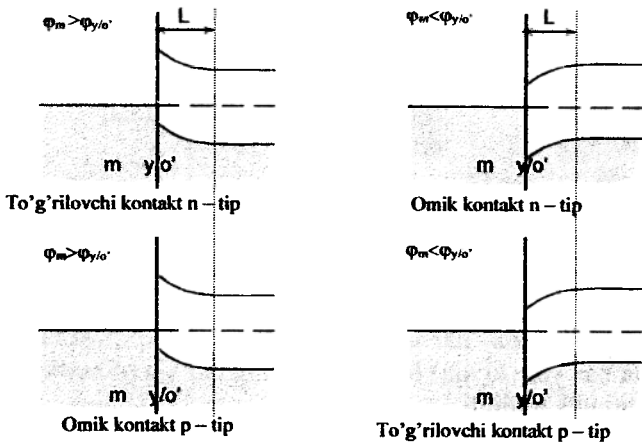
Metall – yarim o'tkazgich kontaktida o'tish qatlami ichida termodinamik muvozanat Fermi sathlarining barobarlashishi tufayli o'rnatiladi. 5.1–rasmdagi holni (ya'ni $\chi_{y/o} < \varphi_m$) ko'rib o'tamiz. Metall – yarim o'tkazgich kontakti vujudga kelgach, elektronlar yarim o'tkazgichdan metallga o'ta boshlaydi. Natijada metallning sirti yarim o'tkazgichga nisbatan manfiy zaryadlanish boshlaydi. Bu zaryadlanish d oraliqda elektronlarning o'tishini to'xtatadigan kuchlanish E ga teng bo'lgan elektr maydoni vujudga kelguncha davom etadi. Bunda metall – yarim o'tkazgich chegarasida hosil bo'ladigan kontakt potentsiallar farqi (KPF) $\Delta\varphi$ quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta\varphi = \chi_m - \chi_{y/o} \quad (5.2)$$

Bunda d oraliqda elektr maydonning kuchlanishi

$$E = \frac{\Delta\varphi}{ekd} \quad (5.3)$$

ga teng bo'ladi: e – elektron zaryadi, k – oraliq d ning dielektrik doimiysi.



5.2–rasm. Har xil metall – yarim o'tkazgich kontaktlarining energetik diagrammasi.

Materialdan ketgan yoki unga kelgan ortiqcha elektronlarning qanday qalinlikdan (L) chiqqanligini quyidagi formuladan topamiz:

$$L = \frac{\chi_m - \chi_{y/o'}}{4\pi e^2 \kappa n d} \quad (5.4)$$

n – moddaning birlik hajmidagi elektronlar konsentratsiyasi.

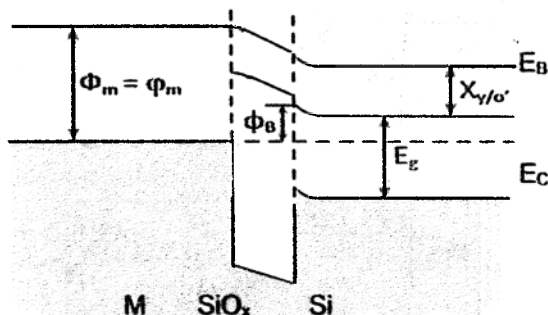
Misol, $\chi_m - \chi_{y/o'} = 1 \text{ eV}$, $k = \omega$, $n_{y/o'} = 10^{14} \text{ sm}^{-3}$, $n_m = 10^{22} \text{ sm}^{-3}$ va $d \approx 10^{-7} \text{ sm}$ bo'lsa, $L_{y/o'} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ sm}$, $L_m \approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ sm}$ bo'ladi. Demak metallda L qalinlik juda kichik bo'ladi, yarim o'tkazgichda esa u sezilarli kattalikka ega bo'ladi. Bunda yarim o'tkazgichdan metallga elektronlar chegaraga yaqin joydan eng ko'p o'tadi. Chiqib ketgan elektronlar soni kontakt sohasidan (chegaradan) uzoqlashgan sari kamayib borib L qalinlikda nolga teng bo'ladi. Demak, yarim o'tkazgichda kontakt yuzasida elektronlar soni eng kam va L qalinlikdan keyin esa kontaktga kirmagan holdagiga (n_0) teng bo'ladi.

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}}, \quad (5.5)$$

n_0 – yarim o'tkazgichning ichki ($x \geq L$) qismidagi, ya'ni $\Delta\varphi = 0$ bo'lgan joyidagi elektronlar konsentratsiyasi.

Elektronlarning chiqib ketishi kontakt yaqinida yarim o'tkazgich zonalarining egilishiga olib keladi (5.2–rasm), bu egilish kengligi L ga teng bo'ladi.

Real holda har qanday yarim o'tkazgichning yuza qismida yupqa oksid qatlami bo'ladi. Masalan, kremniyning yuzida kremniy oksidi mavjud bo'ladi ($SiO_2 \rightarrow SiO_x$). Shuning uchun ham real sistemalarda biz xohlaymizmi, yo'qmi, har doim yarim o'tkazgich va metall kontakti chegarasida oksid qatlami mavjud bo'ladi. Kontakt hosil qilishdan oldin yuqori vakuum sharoitida yarim o'tkazgich va metall juda yaxshilab tozalangan bo'lsa, oksid qatlami juda ham yupqa bo'ladi ($< 20 - 25 \text{ \AA}$). Oksid qatlamini hisobga olsak, kontakt yaqinidagi qatlamlarning zonaviy tuzilishini 5.3–rasmda keltirilgan shaklda tasvirlash mumkin bo'ladi.

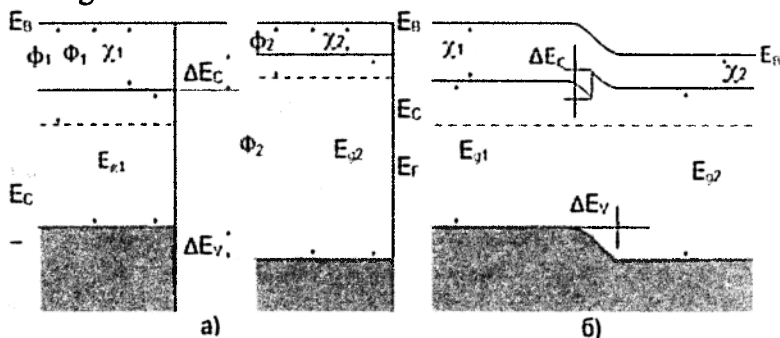


5.3–rasm. Yupqa oksid qatlamiga ega bo'lgan yarim o'tkazgich va metall orasidagi Shottki baryerining ko'rinishi.

5.2. Yarim o'tkazgich va yarim o'tkazgich orasidagi chegaraviy qatlam

Hozirgi zamon texnologiyasida geteroo'tishlar tayyorlash eng dolzarb muammolardan biri bo'lib kelmoqda. Shuning uchun bitta yarim o'tkazgichning ustida ikkinchi yarim o'tkazgich qatlamlarini

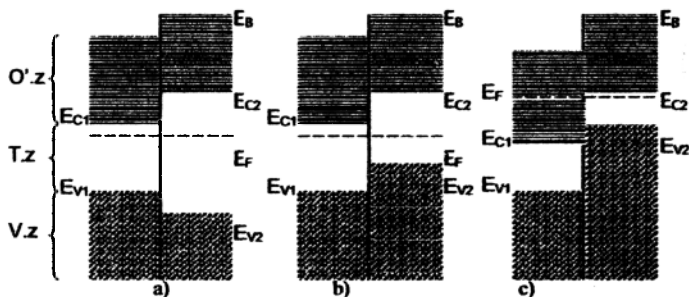
hosil qilish va chegaraviy qatlamni o'rganish keyingi vaqtda juda ham rivojlandi. Buning asosiy sababi hozirgi zamon mikroelektronika asboblarning (tranzistor, integral sxemalar, har xil nurlarning detektorlari, o'ta yuqori chastotali asboblari, axborotlarni eslab qoluvchi sistemalar) asosiy qismini bir-biri bilan kontaktga kiritilgan yarim o'tkazgichlar tashkil qiladi. Bitta tipdagi yarim o'tkazgich ustiga boshqa tipdagi yarim o'tkazgich o'tkazilsa va ularning tarkibi (energetik zonalarining tuzilishi, masalan, taqiqlangan zonaning kengligi) bir-biridan farq qilsa, geterostruktura hosil qilingan bo'ladi. Geteroo'tishga qisqacha quyidagicha ta'rif berish mumkin: **geteroo'tish – bu taqiqlangan zonalarining kengligi har xil bo'lgan ikkita yarim o'tkazgichlar kontaktidan hosil qilingan tizimdir.** Masalan, *Ge* ($E_g = 0,7$ eV) – *GaAs* (1,4 eV), *Si* (1,1 eV) – *GaAs* (1,4 eV). Bunday sistemalarni hosil qilish uchun har xil usullardan: purkash (adsorbtsiya), epitaksial o'tkazish, ionlar implantatsiyasi va boshqalardan foydalaniladi. Ikkita yarim o'tkazgich kontaktga kiritilganda yangi bir xususiyatli materialning paydo bo'lishi asosan kontakt qilingan sohada elektron tuzilishning keskin o'zgarishi sababli bo'ladi. 5.4 – rasmda bir-biridan ta'qiqlangan zonasining kengligi bilan farq qiladigan ikkita *n* – tipdagi yarim o'tkazgichning kontaktdan oldingi va kontakt hosil qilingandan keyingi zonaviy tuzilishi tasvirlangan.



5.4–rasm. *n* – tipdagi yarim o'tkazgichlarning kontaktdan oldingi (a) va keyingi (b) zonaviy diagrammasi.

Umuman yarim o'tkazgichlar kontaktlari uchun ikki xil turdagi getero strukturalar mavjud bo'ladi. Ularning ideal hol uchun (kontakt

sohasida ro'y beradigan zonalar egilishini hisobga olmasdan hosil qilingan) energetik diagrammalari 5.5–rasmda keltirilgan.



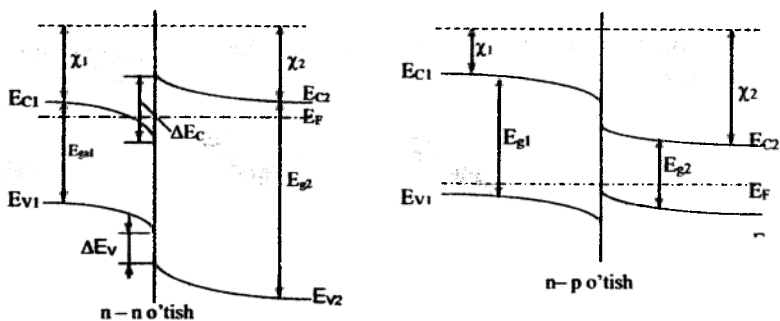
5.5-rasm. Geteroo'tishlarning tiplari: a – I tip, o'z ichiga oluvchi; b – II tip, pog'onali; c – III tip, uzilgan.

Bu rasmda keltirilgan misollar ideal hol uchun mos keladi. Real holda zonalarining egilishlarini va energetik zonalarining boshqa xususiyatlarini hisobga olish kerak bo'ladi. Geteroo'tishlar bir xil tip o'tkazuvchanlikka (masalan n–n, p–p) ega bo'lsa uni izotipli geteroo'tish, har xil tip o'tkazuvchanlikka ega bo'lsa anizotipli geteroo'tish deyiladi. 5.6–rasmda zonalarining egilishini hisobga olgan holda izotip va anizotip geteroo'tishlarga misollar keltirilgan.

5.3. Molekulyar nurli epitaksiya

Mikroelektronikaning asosiy yutuqlari, nanoelektronikaning paydo bo'lishi va rivojlanishi tarkibi, tuzilishi va xususiyatlari jihatidan mukammal yupqa va o'ta yupqa ko'p komponentli va ko'p qatlamli plyonkalar tizimlarini hosil qilish bilan chambarchas bog'liqdir.

Plyonkali materiallarning elektronika sohasida ishlatilishida eng asosiy o'rinni epitaksial plyonkalar egallaydi. Bunday plyonkalar katta va o'ta katta integral sxemalar ishlab chiqarishda, umuman eng zamonaviy va eng noyob mikroelektron asboblari ishlab chiqarishda alohida rol o'ynaydi. U kelajak elektronikasi, ya'ni nanoelektronikaning ham asosini tashkil etishi tabiiy.



5.6-rasm. Geteroo'tishli kristallning zonaviy diagrammasi.

Kristill panjarasining tuzilishi asosning kristall panjarasi tuzilishi bilan bir xil bo'lgan monokristall plyonkalar epitaksial plyonkalar deyiladi.

MNE da hosil bo'layotgan plyonka berilgan asosning yuzasida o'sadi va bu yuza bilan plyonka atomlari aralashib ketmaydi. MNE da kerakli atomlar asosning yuzasiga kelib o'tiradi va yuzada qatlam-qatlam o'sib boraveradi.

Kremniyning yuzasiga kobalt kremniy ($CoSi_2$) plyonkasini MNE yo'li bilan hosil qilish jarayoni: yuqori vakuum sharoitida yuzasi juda yaxshi tozalangan kremniy monokristalining sirtiga kobalt (Co) va kremniy (Si) manbalaridan ularning atomlari kelib o'tira boshlaydi. Bunda har bir momentda bitta kobalt atomi kelib o'tirganda, ikkita kremniy atomi tushadi. Asosning harorati shunday tanlanadiki, yuzaga kelib o'tiradigan atomlar $CoSi_2$ birikmasini hosil qiladi va ularning plyonkasi epitaksial o'sa boshlaydi.

Boshqa usullarga nisbatan, avval qayd qilganimizdek, MNE usuli quyidagi asosiy afzalliklarga ega:

1) asos va atom (molekula) lar manbalarini yuqori darajada tozalash va eksperimentni juda yuqori vakuumda o'tkazish hisobiga epitaksiya haroratini juda pastga tushirish mumkin ($500 \div 600$ K);

2) har xil turdagi (metall, yarim o'tkazgich, dielektrik) materiallarni bir-birining ustiga qatlam-qatlam kerakli qalinlikda o'tkazish mumkin;

3) bunday qatlamlarni (masalan: metall – dielektrik – yarim o‘tkazgich, metall – oksid – yarim o‘tkazgich, yarim o‘tkazgich – dielektrik – yarim o‘tkazgich) davriy ravishda bir xil ustma-ust o‘tkazib borish mumkin, ya’ni hajmiy strukturalar olish mumkin;

4) bunday o‘stirishda bitta turdagi qatlam ikkinchi turdagi qatlam bilan keskin chegara hosil qilishi mumkin;

5) plyonkalar hosil qilish jarayonida uni legirlash uchun legirlovchi moddaning tarkibini va konsentratsiyasini o‘zgartirish yo‘li bilan xususiyati o‘zgarib boruvchi tizimlarni hosil qilish mumkin.

Yuqorida ko‘rsatilgan afzalliklar tufayli MNE plyonkalar mikroelektronikaning rivojlanishida asosiy rolni o‘ynagan bo‘lsa, nanoelektronikaning paydo bo‘lishiga sabab bo‘ldi. Umuman yupqa epitaksial plyonkalar alohida o‘ziga xos bo‘lgan xususiyatlarga ega bo‘ladi. Bunday xususiyatlarning paydo bo‘lishida asosning ta’siri ham, plyonka o‘shish davomida legirlanish darajasi ham, plyonkaga tushgan, undan o‘tayotgan va chiqayotgan elektronlar va fotonlarning ta’sirlari ham massiv plyonkalardan ko‘ra farq qilishlari asosiy rolni o‘ynaydi.

Shunday qilib, kristall panjara parametrlari bir xil bo‘lgan MNE qatlam va asos chegarasida, nazariy jihatdan atomlarning o‘zaro aralashib ketishi ro‘y bermaydi. Ammo amaliyotda har qanday ideal sharoitda, masalan avtoepitaksiya (Si monokristali yuzasida Si qatlami, Ge da Ge va h.k.) usuli bilan hosil qilingan plyonkalarda ham asos va plyonka chegarasida atomlarning o‘zaro aralashib ketishi ro‘y beradi. Ya’ni ular chegarasida yangi qatlam hosil bo‘ladi. Bunday qatlam chegaraviy qatlam deb ataladi. O‘ta yuqori vakuum ($R \leq 10^{-8}$ Pa) sharoitida yuqori darajada silliqlangan va tozalangan asos yuzasida avtoepitaksial qatlam hosil qilinsa, chegaraviy qatlamning kengligi $10 \div 20 \text{ \AA}$ bo‘ladi. Shunday sharoitda asosning yuzasida boshqa tarkibli plyonka o‘stirilsa va ularning panjara doimiylari o‘zaro juda kam farq qilsa ($< 0,7\%$), chegaraviy qatlamning qalinligini $20 \div 50 \text{ \AA}$ gacha kamaytirish mumkin. Agar plyonka va asosning panjara parametrlari katta farq qilsa ($3 \div 4\%$), chegaraviy qatlamning qalinligi $400 \div 500 \text{ \AA}$ gacha borishi mumkin.

Chegaraviy qatlamning kengligi yana plyonka va asosning sirtiy energiyalariga bog‘liq bo‘ladi. Ularning sirtiy energiyalari keskin farq qilishi plyonkaning orolchali bo‘lib o‘shishiga va natijada notekis

qatlamlar hosil bo'lishiga olib keladi. Natijada chegaraviy qatlamning kengligi ham o'zgaruvchan bo'ladi.

Epitaksial plyonkalar hosil qilish qizdirish va keyin sovitish jarayonlari bilan uzviy bog'liqdir. Shuning uchun ham hosil qilinayotgan plyonkaning mukammalligi ham chegaraviy qatlamning kengligi va sifati hamda plyonka va asosning kristall panjaralarining kengayish harorat koeffitsientlari kattaliklariga bog'liq bo'ladi. Agar ularning harorat koeffitsientlari sezilarli farq qilsa, qizdirish yoki sovitish jarayonida plyonka va asos orasida qo'shimcha kuchlanish vujudga keladi va u plyonkaning ham, chegaraviy qatlamning ham sifatiga salbiy ta'sir qiladi.

Shunday qilib, mukammal plyonkalar va chegaraviy qatlamlar hosil qilish uchun o'ta yuqori vakuum, asosning o'ta yuqori darajada silliqilinishi va tozalanishi, molekulyar va atomar manbalarini yuqori tozalash, o'tqazish rejimlarini juda aniq olib borish bilan bir qatorda quyidagilar ham katta rol o'ynar ekan:

1. Asos va plyonka panjara parametrlarining bir-biriga juda yaqin bo'lishi ($\leq 0,7\%$);
2. Asos va plyonka sirtiy solishtirma erkin energiyalarining (SSEE) mumkin qadar keskin farq qilmasligi;
3. Kristall panjara chiziqli kengayish harorat koeffitsientlari (ChKHK) ning o'zaro yaqin bo'lishi.

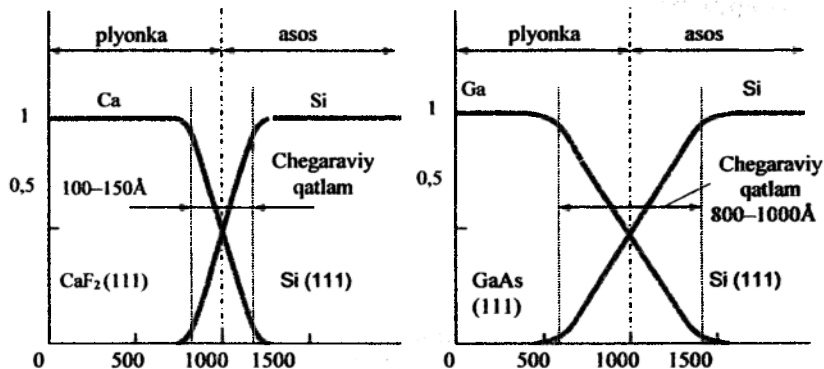
Hozirgi zamon elektronikasida *Si*, *GaAs*, *CoSi₂*, *CaF₂* lar va ularning birikmalari YaDYa va MDYa tizimlar hosil qilishda keng qo'llaniladi. Quyidagi 5.1-jadvalda ularning ayrim kattaliklari keltirilgan.

Jadvaldan ko'rinadiki, *CoSi₂ - Si - CaF₂* tizimini hosil qilish har tomonlama nisbatan qulayliklarga ega. Chunki ularning panjaralari bir xil tipda va doimiysi katta farq qilmaydi. Ammo ChKHK farq qilganligi tufayli chegaraviy qatlam kengroq bo'ladi. Plyonka hosil qilishda yuza tomonga qaysi kristallografik tomon to'g'ri kelishi ham muhim rol o'ynaydi. Masalan, (100) yo'nalishda *CaF₂* uchun SSEE juda katta. Shuning uchun bunday sirtlarda o'ta mukammal plyonkalar olish deyarli mumkin emas.

GaAs ning panjara doimiysi keskin farq qilganligi uchun *Si - GaAs*, *CaF₂ - GaAs*, *CoSi₂ - GaAs* tizimlarida o'tish qatlamlari juda keng

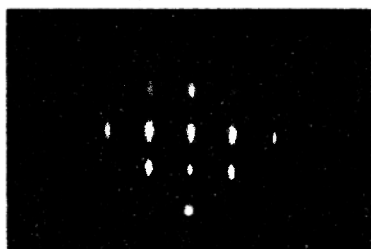
bo'ladi. 5.7-rasmda har xil "plyonka-asos" tizimlari uchun chegaraviy qatlam qalinliklari keltirilgan.

Rasmdan ko'rinadiki, panjara doimiysi katta farq qilsa, chegaraviy qatlam ham juda keng bo'lar ekan.



5.7-rasm. CaF_2/Si va $GaAs/Si$ chegaralarida atomlar konsentratsiyalarining chuqurlik profilli bo'yicha o'zgarishi.

Panjara doimiylarining mos kelmasligi o'stirilayotgan MNE plyonkaning kristall tuzilishida nuqsonlarni vujudga keltiradi. Bu ayniqsa yupqa plyonkalarda ($\leq 200 \div 300 \text{ \AA}$) yaqqol seziladi. 5.8-rasmda Si yuzasida o'stirilgan CaF_2 va $GaAs$ plyonkalarining elektronogrammalari (katta energiyali difraksiya tasvirlari) keltirilgan. Ikkala holda ham plyonka qalinligi 300 \AA .



$GaAs/Si$



CaF_2/Si

5.8-rasm. $Si(111)$ yuzasida hosil qilingan $GaAs$ va CaF_2 plyonkalarining elektronogrammalari

Rasmdan ko'rinadiki, $GaAs/Si$ uchun tasvir CaF_2/Si ga nisbatan ancha chaplangan va ikkilamchi reflekslar mavjud. Buning asosiy sababi $GaAs$ va Si panjara doimiylarining bir-biridan sezilarli farq qilishidir (5.1-jadvalga qarang).

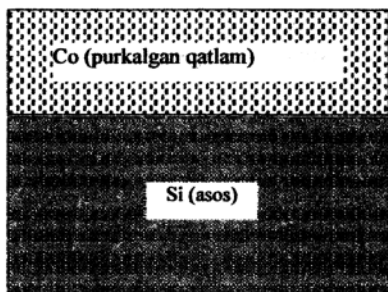
5.1-jadval

Si , $GaAs$, $CoSi_2$, CaF_2 larning fizikaviy va strukturaviy xususiyatlari

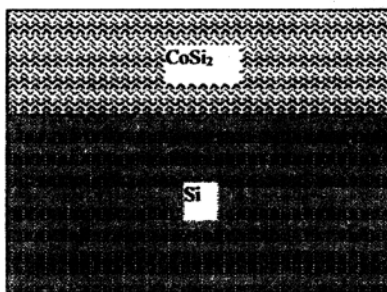
Material	Kristall tuzilish	Panjara doimiysi a , Å	CHKHK, Å/°S	Eriş haro-rati T , °S	Fizikaviy xususiyati	SSEE, erg/sm ²		
						100	110	111
Si	Kubik (olmos)	5,431	$2,5 \cdot 10^{-6}$	1415	yarim o'tk-ch	1710	1690	1360
CaF_2	Kubik (flyuorit)	5,464	$19,1 \cdot 10^{-6}$	1360	diel-k	-	1082	540
$CoSi_2$	Kubik (flyuorit)	5,365	$15,4 \cdot 10^{-6}$	1320	metall	4130	2960	2380
$GaAs$	Kubik (aldamchi ruh pan-jarasi)	5,653			yarim o'tk-ch			

5.4. Qattiq fazali epitaksiya (QFE) usuli bilan olingan plyonka va asos orasidagi chegaraviy qatlam

Qattiq fazali epitaksiya usulida yuzaga kelib o'tirayotgan atomlar (molekularlar) asos atomlari bilan aralashib o'zaro birikma hosil qilib yangi xususiyatli plyonkani vujudga keltiradi. 5.9-rasmda $CoSi_2$ plyonkasini QFE usuli bilan hosil qilishning shakliy tasviri keltirilgan.



T = 300 K



T = 1000 K

5.9–rasm. QFE usuli bilan $CoSi_2$ plyonkasining hosil bo‘lish jarayoni.

Qattiq fazali epitaksiya ham molekulyar nurli epitaksiya (MNE) kabi o‘ta yuqori vakuumda amalga oshiriladi. QFE ni uchta bosqichga ajratish mumkin:

- 1) asos yuqori darajada aralashmalardan tozalanadi va yuzasi silliqlanadi, kelib o‘tiradigan atomlar manbai ham qizdirish yo‘li bilan aralashmalardan tozalanadi;
- 2) xona haroratida (yoki past haroratda) asos yuzasiga kerakli atomlar o‘tqaziladi;
- 3) asos sekin-asta kerakli haroratgacha qizdiriladi, bunda yuzadagi plyonka atomlari asos ichiga va asosdagi atomlar plyonka ichiga kirib boradi, ular orasida kimyoviy reaksiya ro‘y beradi va birikmalar hosil bo‘ladi.

Shunday qilib, QFE da avvaliga asosning yuziga kerakli atomlar (molekulalar) o‘tqaziladi, so‘ng asos kerakli darajada qizdirilishi yo‘li bilan yupqa epitaksial qatlam olinadi.

QFE da hosil bo‘ladigan plyonkaning tarkibi va qalinligi o‘tqazilayotgan atomlarning konsentratsiyasiga, haroratiga va ma‘lum paytgacha vaqtga bog‘liq bo‘ladi.

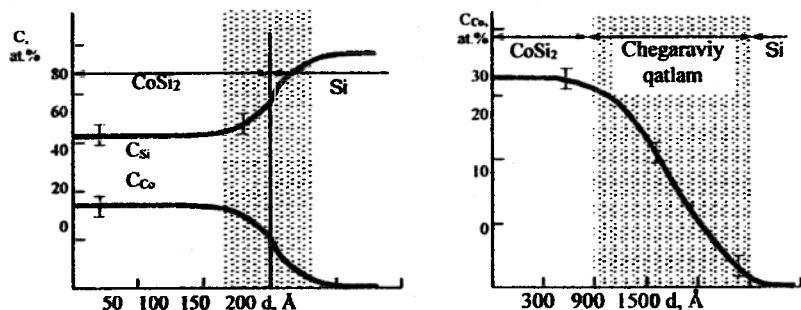
Ayrim hollarda 2 yoki 3 komponentli plyonkalar olishda QFE ning boshqacha usuli ham qo‘llaniladi. Masalan, kobalt-kremniy ($CoSi_2$) hosil qilish uchun kremniyning yuzasida kremniy plyonkasi hosil qilinib, uning yuzasiga kobalt o‘tqaziladi, yoki kremniyning yuzasiga kobalt o‘tqazilib, uning yuzasiga kremniy o‘tqaziladi, keyin kerakli darajada qizdiriladi.

QFE quyidagi kamchiliklarga ega:

- a) plyonkada har xil kanallar hosil bo'lishi mumkin;
- b) ayrim qismlarda tarkib boshqacha bo'lishi mumkin;
- v) plyonka atomlarning aralashib ketishi hisobiga hosil bo'lgani uchun uning qalinligini to'g'ri nazorat qilish qiyin;
- g) uning asos bilan chegarasi bir tekis bo'lmaydi va hokazo.

Reaktiv epitaksiya deb, asosning yuzasiga atomlarni kelib o'tirishi jarayonida asosni qizdirish yo'li bilan asos va kelib o'tirgan modda atomlaridan tashkil topgan plyonka hosil qilish jarayoniga aytiladi.

Shunday qilib, QFE da ham RE da ham plyonka asosning yuza va yuza osti qatlamlarida o'sadi. Bunday o'sish o'zaro diffuziya hodisasiga asoslangan. Bunda yuzaga o'tqazilgan (tushayotgan) atomlarning konsentratsiyasiga bog'liq ravishda har xil qalinlikdagi plyonkalar olish mumkin. QFE va RE o'sishda asos va plyonka orasida qat'iy chegara bo'lmaydi. Masalan, $CoSi_2$ va Si orasida qat'iy chegara yo'q. $CoSi_2$ plyonkaning pastki chegarasidan boshlab Co ning miqdori sekin-asta kamayib boradi, ya'ni chegaraviy qatlam vujudga keladi. Ko'pincha bu chegaraviy qatlamning kengligi 1000 – 1200 Å gacha boradi. Agar $CoSi_2$ epitaksial plyonka bo'lsa, chegaraviy qatlam ham epitaksial bo'ladi.



5.10–rasm. $CoSi_2/Si$ chegarasida atomlarning profil bo'yicha taqsimlanishi.

5.10–rasmda $CoSi_2/Si$ (110) plyonka – asos tizimida Co atomlari konsentratsiyasining (C_{Co}) profil bo'yicha taqsimlanishi ko'rsatilgan.

Rasmdan ko'rinadiki, $CoSi_2$ plyonkasining qalinligi 100–150Å dan kichik bo'lsa, o'tish qatlamining qalinligi ham 100 – 120 Å dan katta

bo'lmaydi, nisbatan qalin $>100 - 150 \text{ \AA}$ plyonkalar olishda esa chegaraviy qatlam qalinligi keskin oshib ketadi.

Shuni ta'kidlash kerakki, plyonka qalinligi $800 - 1000 \text{ \AA}$ dan keyin qancha kattalashtirilsa ham chegaraviy qatlam qalinligi juda kam o'zgaradi.

5.5. Kichik energiyali ionlar implantatsiyasi.

Energiyaga bog'liq ravishda ion implantatsiya usulini shartli ravishda 3turga bo'lish mumkin:

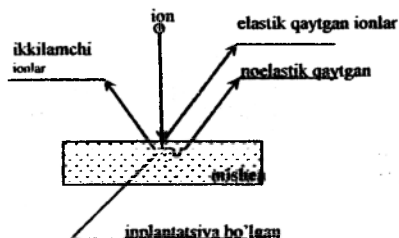
1 - kichik energiyali $E \approx 0.2 - 10 \text{ keV}$

2 - o'rta energiyali $E \approx 10 - 50 \text{ keV}$

3 - katta energiyali $E > 50 \text{ keV}$.

O'rta va katta energiyali ionli implantatsiyasi yarim-o'tkazgichlarda p yoki n tipli aralashmalar hosil qilish uchun ishlatiladi. So'ngi yillarda ular chuqur qatlamlarda nanonuqtalar olish uchun ham ishlatilmoqda. Kichik energiyali ionlar implantatsiyasi asosan qattiq jismni yuza qatlamlarini modifikatsiya qilish uchun, hamda nanofazalar, nanoklasterlar, nanokristallar va nanoplenkalar olish uchun qo'llanilmoqda. Modifikatsiya jarayonini sirtida reaksiyasiz amalga oshirish mumkin, buning natijasida sirtning fizik xususiyatlari o'zgarib boradi va ikkilamchi emissiya xususiyati oshib boradi. Ion bombardirovka – mishenga urilgan ionlar kristall ichida qolishi ham yoki qolmasligi ham mumkin. Ion implantatsiyada esa ionlar mishen ichida qoladi.

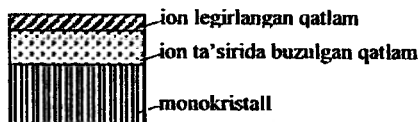
Kichik energiyali ionlar implantatsiyasida ionlar asosan qattiq jismning yuza va yuza osti qatlamlariga joylashadi. Ionlar monokristall yuziga tushganda, ularning ayrimlari kanallar bo'ylab o'z harakatini davom ettirishi va bu uzoq masofalargacha davom etishi mumkin.



5.11 –rasm. Ion implantatsiya jarayonida sirtida yuz beradigan hodisalar.

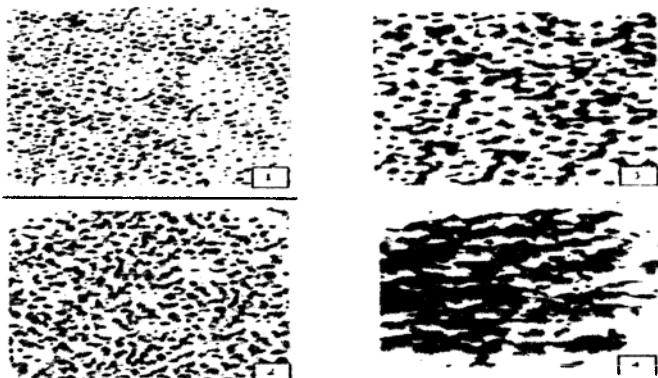
Kanallanish ikki xil bo'ladi: o'q va tekislik bo'yicha. Ionlarni asosiy qismi betartib tarqalib yuza osti qatlamlarga joylasha boshlaydi, bunday joylashish diffusion joylashish deb ataladi. Ular energiyaga bog'liq ravishda muayyan bir chuqurlikda joylashadi. Ionlar joylashgan qatlamlarni ionli legirlangan qatlam deb ataladi. Ionli legirlangan qatlam va bu qatlamning pastida, legirlangan qatlamdan ko'ra 2-3 barobar katta bo'lgan qatlamlarni kristall panjarasi buzuladi va amorflana boshlanadi.

Kerakli brikmani hosil qilish uchun, amorf qatlamlarni kristallash uchun ion inplantatsiyadan so'ng, haroratli yoki lazer nuri bilan ishlov beriladi.



5.12-rasm. Ion legirlangan qatlarning ko'rinishi.

Tajribalar ko'rsatadiki, kichik dozalarda $D < 10^{15} \text{sm}^{-2}$ ionlar yuzani alohida – alohida maydonlariga tushadi, bu joylarni shartli ravshida nanoklasterlar, kattaroq bo'lsa orolchalar deb atash mumkin. Bu no'munalarni qizdirib monokristallar hosil qilish mumkin. Shu usul bilan Si yuzasida BaSi_2 , CoSi_2 ; GaAs yuzasida esa $\text{Ga}_x\text{Ba}_{1-x}\text{As}$, $\text{Ga}_x\text{Na}_{1-x}\text{As}$ larning nanoklasterlari olingan.



5.13– rasm. Ba^+ ionlari bilan legirlangan $\text{Si}(111)$ sirtiing ko'rinishi, $E_f = 1 \text{keV}$.

Ionlar dozasi oshirilib borganda klasterlar kengayib, orolchalar hosil bo'ladi, katta dozalarda $D > 10^{16} \text{sm}^{-2}$ yaxlit legirlangan qatlam hosil bo'ladi, bu qatlamni qizdirib yangi turdagi nanomaterial olish mumkin. Ion implantatsiya usuli yordamida bir xil atomli plenklar olish, asosan yuza va yuza osti qismlariga ma'lum dozali boshqa atomlarni kiritish orqali, shu material yuzasida va yuzaga osti qatlamlarida nanomateriallar yoki nanplenklar hosil qilish mumkin.

Bunday turdagi materiallar lazer texnologiyalarida har xil kuchaytiruvchi qurilmalarda, tranzistorlarni ishlab chiqarishda keng qo'llaniladi. Agar birlik yuzaga tushayotgan ionlar konsentratsiyasi $10^{14} - 10^{15} \text{sm}^{-2}$ ta bo'lsa, u holda yuzaning turli nuqtalarida nanomateriallar hosil qilinadi, doza ortib borishi bilan yuzada nanopenklar hosil bo'ladi.

5.6. Termovakuumli bug'lantirib o'tqazish

Usulning asosi. Usul modda bug'ining yo'nalgan oqimini hosil qilish va bu bug' oqimini temperaturasi bug' manbai temperaturasidan kichik bo'lgan taglik sirtiga kondensatlanishiga asoslangan. Termovakuumli bug'lantirib o'tqazish jarayonini to'rta bosqichga bo'lish mumkin: modda bug'ini hosil qilish, bug'ning manbadan taglikka tomon tarqalishi, taglikda bug'ning kondensatsiyalanishi, o'sish markazlarining hosil bo'lishi va plyonkaning o'sishi.

Modda bug'ini hosil qilish uchun modda bug'lantiriladi yoki sublimatsiyalanadi. Modda qizdirilganda undagi atomlarning o'rtacha kinetik energiyasi oshib boradi. Buning natijasida ularning atomlararo bog'lanishni uzish ehtimoli ham oshadi. Atomlar sirtidan ajralib chiqadi va fazoda tarqalib bug' hosil qiladi.

Tizimning muvozanat holatida, ya'ni modda sirtidan chiqib ketayotgan atomlar soni qaytib tushayotgan atomlar soniga teng bo'lgan holatga mos keluvchi bug'ning bosimi r_s to'yingan bug'ning bosimi deyiladi. Bug'lanishning shartli temperaturasi deb $r_s = 1,33 \text{ Pa}$ ga teng bo'ladigan moddaning temperaturasiga aytiladi.

Bug'lanishning solishtirma tezligi deb 1 sm^2 yuzadan bir sekundda bug'lanayotgan moddaning grammlar hisobidagi miqdoriga aytiladi va quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$V_{6yz} = 5,85 \rho_s \sqrt{\frac{M}{T}}, \quad (5.6)$$

bu yerda p_s – modda to‘yingan bug‘ining bosimi, Pa; M – moddaning molekular massasi, g/mol; T – moddaning temperaturasi, K.

Bug‘ning manbadan taglikka tomon tarqalishi birinchi navbatda vakuum darajasi ta‘sir qiladigan diffuziya va konveksiya yo‘llari bilan amalga oshadi. Bug‘lanayotgan materialning isroflanishini kamaytirish va bir xil qalinlikdagi plyonka hosil qilish uchun zarrachalarning taglik tomon to‘g‘ri chiziqli harakatini amalga oshirish kerak. Buning asosiy sharti bug‘ zarrachasining erkin yugurish yo‘li uzunligi manba – taglik masofasidan katta bo‘lishligidir.

Gazlarning kinetik nazariyasiga binoan:

$$\lambda_0 r t = \kappa T / (\pi \sqrt{2} \delta^2 p), \quad (5.7)$$

bu yerda λ_0 – gaz molekulasini erkin yugurish yo‘lining o‘rtacha uzunligi, sm;

$k = 1,37 \cdot 10^{-17}$ Pa·sm³/K – Boltsman doimiysi; T – gazning absolyut temperaturasi, K; δ – gaz zarrachasining effektiv diametri, sm; r – gazning bosimi, Pa.

(5.7) ifodaga binoan $r \approx 10^{-3}$ Pa dan boshlab gaz zarrachalarining erkin yugurish yo‘li uzunligi bug‘ manbaidan taglikkacha bo‘lgan masofadan (bu masofa sanoatda ishlatiladigan vakuum qurilmalarida 30 sm dan oshmaydi) katta bo‘ladi. Demak, mana shu bosimdan boshlab bug‘ zarrachasining qoldiq gaz molekulari bilan to‘qnashish ehtimolligi juda kichik bo‘ladi va bug‘lantirilayotgan moddaning zarrachalari taglik tomon to‘g‘ri chiziqli harakat qiladi.

Taglik sirtida bug‘ning kondensatsiyalanishi taglikning temperaturasi va atomli oqim zichligiga bog‘liq bo‘ladi. Taglikka yetib borgan bug‘ atomlari a) shu zahoti undan qaytishi (elastik to‘qnashish), b) adsorbsiyalanadi va qisqa vaqtdan so‘ng taglikdan qaytib chiqishi (qayta bug‘lanish), v) adsorbsiyalanadi va sirt bo‘ylab qisqa vaqtlil migratsiyadan so‘ng unda butunlay qoladi (kondensatsiya).

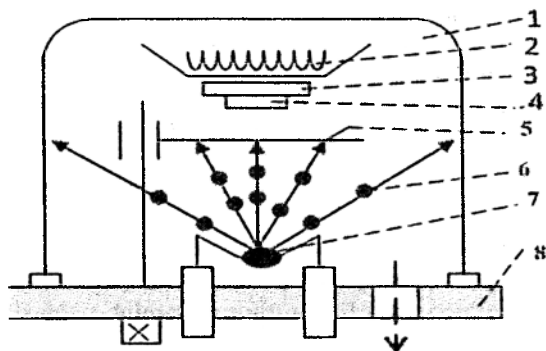
Bug‘ atomlarining taglik atomlari bilan bog‘lanish energiyasi taglik atomlarining o‘rtacha energiyasidan katta bo‘lsa, kondensatsiya kuzatiladi, aks holda atomlar sirtidan qaytib ketadi. Agar taglik qizdirilgan bo‘lsa, uning atomlarining energiyasi katta va bug‘larning kondensatsiyalanish ehtimoli kichik bo‘ladi.

Bug‘ oqimining berilgan zichligida taglik sirtidan hamma atomlar qaytib ketadigan va yupqa qatlam hosil bo‘lmaydigan temperatura kondensatsiyaning kritik temperaturasi deyiladi.

Berilgan temperatura uchun atomar oqimning kritik zichligi deb, taglikda atomlar kondensatsiyalanadigan eng kichik zichlikka aytiladi.

O'sish markazlarining hosil bo'lishi atomlarning atom – taglik tizimida erkin energiyaning minimumiga mos keluvchi o'rinlarni topish natijasida ro'y beradi. Bug'larning kondensatsiyalanishi davomida o'simtalar o'sib boradi, ular orasida birlashtiruvchi ko'priklar hosil bo'ladi, o'simtalar birlashib yirik orolchalarga aylanadi. Bundan so'ng orolchalar birlashib bitta to'r hosil bo'ladi. To'r yaxlit plyonkaga aylanadi va qalinlik bo'yicha o'sish boshlanadi. Mana shu vaqtdan boshlab taglikning ta'siri yo'q bo'ladi va bug' zarrachalari sirdan umuman qaytmasdan hammasi amalda kondensatsiyalana boshlaydi.

Termovakuumli bug'lantirish (TVB) texnikasi. Kremniy oksidi plyonkalarini termik bug'lantirish bilan hosil qilish jarayoni maxsus bosimli vakuum kameralarida o'tkaziladi. Buning uchun VUP-5 vakuum qurilmasidan foydalaniladi. Jarayonning sxemasi 5.14-rasmda keltirilgan.



5.14-rasm. Termovakuum changlatish jarayonining sxemasi:
1–vakuum kamerasi, **2**–taglik qizdirgichi, **3**–taglik ushlagichi,
4 – taglik, **5** – berkitgich (zaslonka), **6**–bug'lanuvchi moddaning
zarralari, **7** – kremniy monooksidi bo'lagi solingan bug'lantirgich;
8 – tayanch plita.

Jarayon vakuum kamerasini yuklash bilan boshlanadi: bug'lantiriluvchi material tigellarga joylashtiriladi, tagliklar taglik ushlagichlarga, niqoblar niqob ushlagichlarga o'rnatiladi. Undan keyin kamera germetik yopilib, undagi havoni so'rish boshlanadi. Berkitgich

(zaslonka)ning yopiq holatida tagliklarni belgilangan haroratgacha, bug'latgichlar esa bug'lanish haroratigacha qizdiriladi. Kameradan havoni so'rish chegaraviy vakuum darajasigacha amalga oshiriladi.

Bundan keyin berkitgich ochiladi va chang-lantirish boshlanadi. Belgilangan qalinlikdagi plenka hosil qilinganidan keyin berkitgichni yopish yo'li bilan changlatish jarayoni to'xtatiladi. Tagliklar sovitiladi va keyin sekin - asta kameraga havo kiritiladi, so'ng tagliklar yechib olinadi.

TVB jarayonining asosiy parametrlari: vakuum kamerasidagi bosim, bug'lantirgichlarning temperaturasi, tagliklarning temperaturasi, bug'lantirish vaqti.

Usulning ustunliklari va kamchiliklari. TVB jarayoni yaxshi o'rganilgan bo'lib, ko'pgina passiv elementlar hosil qilish, yarim o'tkazgichli strukturalarni metallash imkoniyatini beradi, fotoshablonlar va shu kabilarni tayyorlashda qo'llaniladi. TVB yordamida metallar, yarim o'tkazgichlar, dielektriklarning plenkalarni hosil qilish mumkin. Jarayonni avtomatlashtirishning nisbatan osonligi EHM yordamida boshqariladigan murakkab vakuum qurilmalar va komplekslar yaratish imkoniyatini beradi.

Usulning kamchiliklari: qotishmalar va murakkab moddalarni bug'lantirib o'tqazishda komponentlarning protsentli nisbatlarining o'zagirishi, katta sirtli tagliklarda bir xil qalinlikdagi plenka hosil qilish qiyinligi, qiyin eruvchan materiallarning plenkalarni hosil qilish qiyinligi, bug'lantirgichlarning yuqori inertsiyali, plenka adgeziyasining nisbatan yuqori emasligi, bug'latirish vaqtiga nisbatan so'rish jarayoni tayyorgarlik vaqtining uzunligi, ishlash resurslari 50 ... 100 soatdan oshiq bug'lantirgichlarni yaratish murakkabligi, jihozlarning nisbatan murakkabligi.

5.7. Dielektriklarning yupqa himoya qatlamlarini hosil qilish texnologiyasi.

Himoyalovchi yupqa qatlamlarga qo'yiladigan talablar.

Yarim o'tkazgichli asboblardan va integral mikroshemalarni planar texnologiya bo'yicha tayyorlashda himoyalovchi dielektrikli yupqa qatlamlar asosiy rol o'ynaydi. Ular donor va akseptor kirishmalarni lokal diffuziya qilish, mikroshemalarning bir-biridan izolyatsiyalangan

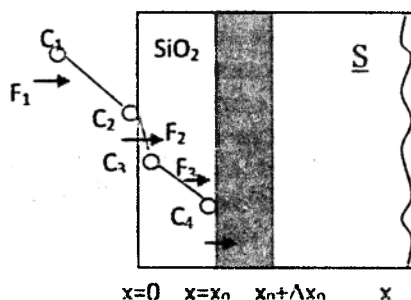
aktiv va passiv elementlarini shakllantirish, hamda p-n o'tishlarni tashqi ta'sirlardan himoya qilish imkoniyatlarini beradi.

Shu sababli planar texnologiyada himoyalovchi dielektrikli yupqa qatlamlarga quyidagi asosiy talablar qo'yiladi: dastlabki taglikning sirtini diffuziyalanuvchi elementar (bor, fosfor, sur'ma, mishyak va boshqalar) kirishmalarning kirishidan to'liq himoyalash; vaqt bo'yicha kimyoviy chidamlilik va barqarorlik; bir jinslilik va nuqsonsizlik; solishtirma qarshilik va elektr mustahkamligining yuqoriligi; yuqori mexanik mustahkamlik.

Himoyalovchi dielektrikli yupqa qatlamlar yuqorida keltirilgan talablarga mumkin qadar to'liq javob bera oladigan moddalardan xosil qilinadi.

Himoyalovchi dielektrikli yupqa qatlamlar tayyorlash uchun boshlang'ich materiallar sifatida kvarts, kremniyning monooksidi va dioksidi, kremniy nitridi, alyuminiy oksidi va nitridi, bor nitridi va boshqalardan foydalanish mumkin. Biroq xozirgi davrda sanoatda ko'proq ikki material: kremniy dioksidi va nitridi keng qo'llanilmoqda.

Kremniyni termik oksidlash kinetikasi. Yarim o'tkazgichli asboblar va IMSlarni planar texnologiya bo'yicha tayyorlashda kremniyni termik oksidlash usuli eng ko'p tarqalgan bo'lib, bunda himoyalovchi dielektrikli yupqa qatlam SiO_2 boshlang'ich kremniyli tagliklarni oksidlovchi muhitda qizdirish bilan hosil qilinadi. Bu usul yuqori sifatli niqoblovchi, bir xil qalinlik va strukturali, yuqori



himoyalovchi va dielektrikli hossalarga ega bo'lgan yupqa qatlamlar olish imkoniyatini beradi.

Kislorodli atmosferada termik oksidlash bilan himoyalovchi dielektrikli yupqa qatlam SiO_2 ning hosil bo'lish jarayoni kinetikasini ko'rib chiqamiz.

5.15 – rasm. Kremniyni termik oksidlash jarayonining modeli.

5.15 – rasmda kremniyni termik oksidlash jarayonining modeli keltirilgan bo‘lib, u oksidlovchi (gaz) – oksid qatlami (qattiq) - kremniy tagligi tizimidan iborat. Bu tizim orqali to‘rtta oqimdan tashkil topgan “oksidlovchining oqimi” o‘tadi.

“Oksidlovchining oqimi” deganda taglikning birlik sirtidan birlik vaqtda kesib o‘tadigan oksidlovchining molekulari miqdori tushuniladi. To‘rtta oqimning xar bittasi oksidlovchi muhit - kremniy tagligi tizimining bitta sohasiga tegishlidir.

Rasmdan shu narsa ko‘rinib turibdiki, F_1 oqim kremniy taglik sirtiga oksidlovchining gaz fazasidagi massa uzatilishiga mos keladi. Kremniy sirtida doimo oksidning yupqa qatlami bo‘lgani uchun F_1 oqimni oksidlovchining oksid sirtiga uzatiladigan oqim deb hisoblashimiz mumkin. Bu uzatilish diffuziya jarayoni hisobiga, hamda majburiy ravishda gaz – uzatuvchi yoki oksidlovchi oqimining siljishi hisobiga amalga oshishi mumkin. Uzatilish tezligi oksidlash jarayonining texnologik rejimiga bog‘liq bo‘ladi.

Sanoatda kremniyni termik oksidlash jarayoni uchun ishchi kameradan ma‘lum bir tezlikda o‘tayotgan F_1 oksidlovchining majburiy oqimidan foydalaniladi:

$$F_1 = h(C_1 - C_2), \quad (5.8)$$

bu yerda h - oksidlovchini gaz fazasidan massa uzatish jarayoni tezligining konstantasi; S_1 – gaz fazasi hajmidagi oksidlovchining muvozanatli konsentratsiyasi; S_2 – oksidlovchining oksid sirtidagi konsentratsiyasi.

Oksid sirtiga yetib borgan oksidlovchi shu sirtga adsorbsiyalanadi va unda erib ketadi. Bunda gaz fazadagi oksidlovchining konsentratsiyasi bilan qattiq fazada erigan oksidlovchining konsentratsiyalari orasida taqsimlash koeffitsiyenti bilan aniqlanadigan nisbat amalga oshadi. Oksidda oksidlovchining erish jarayonini xarakatlantiradigan kuch gaz – oksid sirti tizimidagi oksidlovchining konsentratsiya gradienti hisoblanadi. Shu sababli oksidlovchining oqimi

$$F_2 = \delta(C_2 - C_3), \quad (5.9)$$

bu yerda δ - oksid qatlamidagi oksidlovchining erish jarayoni tezligining konstantasi; S_3 – gaz faza chegarasidagi oksidlovchining konsentratsiyasi.

Oksid qatlamda erigan oksidlovchi gaz faza – oksid bo‘linish sirtidan oksid – kremniy taglik bo‘linish sirtiga diffuziyalanadi. Bu xolatda oksidlovchining oqimi F_3 oksidlanish chegarasidagi konsentratsiyalar farqiga to‘g‘ri proporsional, oksid qatlami qalinligiga esa teskari proporsional bo‘ladi:

$$F_3 = D \frac{C_3 - C_4}{x_0}, \quad (5.10)$$

bu yerda D – oksidlovchining oksiddagi diffuziya koeffitsienti; C_4 – oksid - kremniy taglik chegarasidagi oksidlovchining konsentratsiyasi; x_0 – oksid qatlamining qalinligi.

Oksid qatlami orqali diffuziyalangan oksidlovchi oksid – kremniy chegarasiga yetib keladi va kremniy bilan reaksiyaga kirishadi. Kremniyning oksidlanishi natijasida oksidning yangi qatlami xosil bo‘ladi. F_4 oqim oksid – kremniy bo‘linish sirtida kechayotgan oksidlanish kimyoviy reaksiyasining tezligini ifodalaydi. Kremniyning oksidlanish tezligi oksidlovchining konsentratsiyasiga proporsional, shu sababli,

$$F_4 = RC_4, \quad (5.11)$$

bu yerda R – oksidlash reaksiyasi tezligining konstantasi.

Turg‘un rejimda (muvozanatda) hamma oqimlar bir – biriga teng, ya‘ni $F_1 = F_2 = F_3 = F_4 = F$ bo‘lgani uchun oqimlar tenglamalarini birgalikda echib oksidlovchining yig‘indi oqimi uchun alohida oqimlarni hisobga olgan holdagi ifodasini topish mumkin.

Bu ifodaning oxirgi ko‘rinishi quyidagicha bo‘ladi:

$$F = \frac{\frac{R}{a} C_1}{1 + \frac{R}{\delta} + \frac{R x_0}{D}} = R_{ef} C_1, \quad (5.12)$$

bu yerda $0 < a < 1$, R_{ef} – oksidlash jarayoni tezligining effektiv konstantasi.

Agar V birlik hajmdagi oksidni oksidlash reaksiyasi natijasida hosil bo‘lishi uchun oksidlovchining N zarrachasi ketgan bo‘lsa, unda oksid qatlamining o‘shish tezligi quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

$$\frac{dx_0}{dt} = \frac{F}{N} = FV = R_{ef} C_1 V; \quad (5.13)$$

yoki

$$\frac{dx_0}{dt} = \frac{\frac{1}{a}C_1V}{\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{\delta}\right) + \frac{x_0}{D}} = \frac{\frac{1}{a}C_1VD}{\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{\delta}\right)D + x_0}, \quad (5.14)$$

Quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

$$A = 2\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{\delta}\right)D \quad \text{va} \quad B = 2\frac{1}{a}C_1VD, \quad (5.15)$$

unda $\frac{dx_0}{dt} = \frac{B}{A + 2x_0}$ ni hosil qilamiz. Endi bu ifodani

o'zgaruvchilarni bo'laklash usuli bilan integrallaymiz:

$$\int (A + 2x_0)dx_0 = \int Bdt \quad \text{va} \quad x_0^2 + Ax_0 - Bt = 0 \quad \text{ni hosil qilamiz.}$$

Bu kvadrat tenglamani yechib, oksid qalinligining vaqt bo'yicha funksiyasining ifodasini topamiz:

$$x_0 = -\frac{A}{2} + \frac{A}{2} \sqrt{1 + \frac{t}{A^2/(4B)}}, \quad (5.16)$$

yoki
$$\frac{x_0}{A/2} = \sqrt{1 + \frac{t}{A^2/(4B)}} - 1, \quad (5.17)$$

Kremniyni termik oksidlash jarayonining ikkita chegaraviy holini ko'rib chiqamiz:

1-hol. Oksidlash jarayoni katta vaqtda o'tkazilmoqda, ya'ni $t \gg A^2/(4B)$, unda quyidagi ifodani xosil qilamiz:

$$\left(\frac{x_0}{A/2}\right)^2 = \frac{t}{A^2/(4B)} \quad \text{yoki} \quad x_0^2 = Bt \quad (5.18)$$

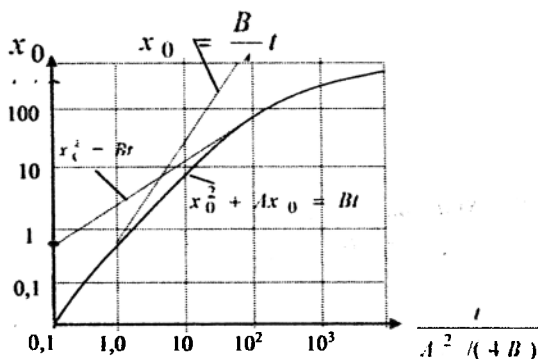
Shunday qilib, bu chegaraviy holda termik oksidlash jarayonining parabolik qonuni amal qiladi. V konstanta oksidlash tezligi konstantasi sifatida qaraladi.

2-hol. Oksidlash jarayoni nisbatan kichik vaqtda o'tkazilmoqda, ya'ni $t \ll A^2/(4B)$, bunda

$$\frac{x_0}{A/2} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{t}{A^2/(4B)} \right);$$

Bundan

$$x_0 = \frac{B}{A}t, \quad (5.19)$$



5.16 – rasm. SiO_2 yupqa qatlami qalinligining kremniyni oksidlash jarayoni o'tkazilayotgan vaqtga bog'lanishi.

5.16 – rasmda oksid qalinligining termik oksidlash jarayoni vaqtiga umumiy va uning 2 ta chegaraviy holi uchun bog'lanishlari ko'rsatilgan.

Kremniyni suv bug'ida termik oksidlash. Kremniyda himoyalovchi dielektrik yupqa qatlamini hosil qilish uchun yuqori tozalikdagi suv bug'ida (10-20 $\text{MOm}\cdot\text{sm}$ atrofida) termik oksidlashdan foydalaniladi. Agar bug' miqdori reaksiya tezligini cheklamasa, kremniyning suv bug'i bilan yuqori temperaturali reaksiyasidan foydalaniladi.

Kremniy plastinkasi sirtida suv bug'ining kerakli partial bosimini ushlab turish uchun suv isitiladi.

Oksid yupqa qatlamining strukturaviy shakllanishi oksid qatlami orqali kremniy sirtiga suvning diffuziyali uzatilishi hisobiga ro'y beradi. Oksid yupqa qatlamining strukturaviy shakllanishiga oksidlash reaksiyasi jarayonida hosil bo'ladigan va plastinkaning ichkarisiga diffuziyalanadigan vodorod ta'sir ko'rsatadi. Vodorodning diffuziya koeffitsiyentining ($2 \cdot 10^{-6} \text{ sm}^2/\text{s}$, 1050°C da) suv diffuziya koeffitsiyentidan ($2 \cdot 10^{-10} \text{ sm}^2/\text{s}$, 1050°C da) ancha katta ekanligidan kremniy – oksid bo'linish chegarasida gidroksid guruhining hosil bo'lishi faqat suv molekulasini borligi bilan emas, balki vodorodning ham borligi bilan tushuntiriladi.

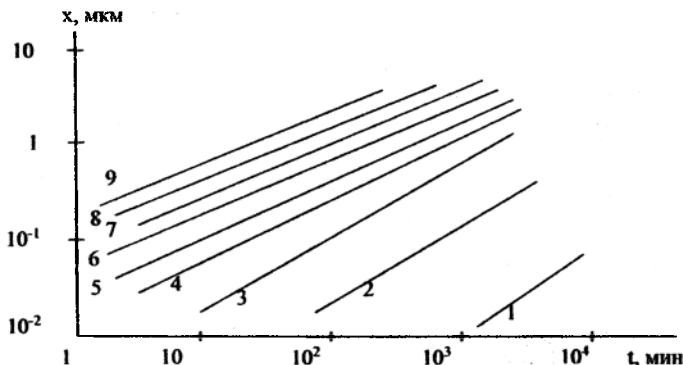
Oksidlanish jarayoni 1100°C temperaturadan yuqori temperaturalarda o'tkazilganda oksid qatlami parabolik qonun bo'yicha

hosil bo'ladi va $x^2=Bt$ ifoda bilan tasvirlanadi. Jarayon 1100°C dan past temperaturada o'tkazilganda oksid qatlamining hosil bo'lish qonuni parabolik bo'lmasdan

$$x^2+b_1x=b_2t \quad (5.20)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

Oksidlanish jarayoni past temperaturada o'tkazilgan sari oksid qatlami chiziqli qonunga yaqin qonun bo'yicha hosil bo'ladi. Oksid yupqa qatlami o'sishining chiziqli qonuni yuqori bosimli ($2,5 \cdot 10^5 - 4,0 \cdot 10^7$ Pa) suv bug'ida $500 - 800^{\circ}\text{C}$ temperaturalarda kuzatiladi. 5.17-rasmda suv bug'i atmosferasida xar xil temperaturalar uchun oksid yupqa qatlami qalinligining jarayonni o'tkazish vaqtiga bog'lanishi keltirilgan.



5.17 – rasm. Suv bug'i atmosferasida o'stirilgan SiO_2 yupqa qatlamining har xil temperaturalarda vaqtga bog'lanishi: 1 – 600°C ; 2 – 700°C ; 3 – 800°C ; 4 – 900°C ; 5 – 1000°C ; 6 – 1100°C ; 7 – 1200°C ; 8 – 1300°C ; 9 – 1400°C .

Oksidli yupqa qatlamning o'sish tezligiga taglikning orientatsiyasi, elektr o'tkazuvchanlik turi va boshlang'ich taglikdagi kirishmalar konsentratsiyasi katta ta'sir qiladi.

Planar texnologiyada yarim o'tkazgichli asboblarda va integral mikrosxemalarda tayyorlashda himoyalovchi dielektrik yupqa qatlamlar muhim ahamiyatga ega. Ular donor va akseptor kirishmalarini lokal

diffuziya o'tkazish, mikrosxemalarning bir-biridan izolyatsiyalangan passiv va aktiv elementlarini shakllantirish, shuningdek p-n o'tishlarni tashqi ta'sirlardan himoyalash imkoniyatlarini beradi.

Himoyalovchi dielektrik plyonkalarini hosil qilish uchun boshlang'ich materiallar sifatida kvarts, kremniy monooksidi va dioksidi, kremniy nitridi, alyuminiy oksidi va nitridi, bor nitridi va hokazolar ishlatilishi mumkin.

Himoyalovchi kremniy oksidi yupqa qatlamlarini hosil qilish uchun kremniy monooksidini bug'lantirishga asoslangan ikkita usul qo'llaniladi. Birinchi usulda texnik kukunsimon kremniy monooksidi ishlatiladi. Ikkinchi usulda esa kremniyli elektrod kislorod atmosferasida qizdiriladi. Bunda uning sirti kremniyga nisbatan bug'larining bosimi yuqoriroq bo'lgan va oson bug'lanadigan kremniy monooksidi bilan qoplanadi.

Yarim o'tkazgichli taglikka changlatish yo'li bilan hosil qilinadigan oksidlar Si-SiO-SiO₂ kompleksi ko'rinishida bo'ladi. Bir jinsli himoyalovchi oksid qatlamini hosil qilish uchun kremniy monooksidi kukunidan bug'lantirish manbai sifatida foydalanilganda eng e'tiborli narsalardan biri kremniy monooksidi kukuni joylashtiriladigan mahsus likobcha (tigel) ning konstruksiyasi hisoblanadi.

Bug'lanish tezligi likobchani geometrik shakliga, monooksid kukunining haroratiga, bosimiga, shuningdek bir jinsliligiga bog'liq bo'ladi. Ma'lum bir turdagi manbalardan foydalanilganda bug'lanish tezligi likobchani qizdiradigan elektr quvvatini o'zgartirish bilan boshqariladi. Bu usulda boshlang'ich plastinaga himoyalovchi qatlamning adgeziyasi yaxshi bo'lishini ta'minlash uchun kremniy plastinalari 300°C va undan yuqoriroqgacha qizdiriladi. Agar changlatish kichik tezlikda, lekin kislorodning yuqori partsiyal bosimida amalga oshirilsa, bu holda yupqa qatlam SiO₂ kabi xususiyatlarga ega bo'ladi. O'tkazish tezligining katta qiymatlarida yoki kislorodning nisbatan kichikroq partsiyal bosimlarida o'tqazilgan yupqa qatlamning optik xarakteristikalari SiO₂ plyonkalariga xos xususiyatlarga o'xshash bo'ladi. SiO₂ plyonkasi xususiyatlariga ega bo'lgan himoyalovchi yupqa qatlamlarni odatda manbaning 1300-1400 °C haroratida va umumiy bosimi 6,5·10⁻⁴Pa dan kam bo'lmagan holda hosil qilinadi.

Oksid plyonkalarini vakuumda changlatish usuli bilan olish uchun manba sifatida kremniy qo'llanilishi mumkin. Bunda kremniyning sirtida ro'y beradigan reaksiya asosiy rol o'ynaydi.

Bu sirt yaqinidagi kislorodning harorati va partsial bosimi kremniy sirtiga kislorod adsorbsiyasi va SiO_2 ning bug'lanish tezliklarini aniqlaydi. Kremniy 700-1000 °C haroratgacha qizdiriladi. Kislorodning partsial bosimi shunday bo'lishi kerakki, bunda kremniyli manba sirtida $\text{Si} + \text{O} \rightarrow \text{SiO}$ reaksiyasi ta'minlanishi lozim. Bu usul bilan boshlang'ich yarim o'tkazgichli plastinada 0,1 mkm qalinlikdagi yupqa qatlamni 900 °C haroratda va $1,3 \cdot 10^{-4}$ Pa bosimda 30 daqiqa ichida olish mumkin. Plastinalar joylashtirilgan taglik qizdirilganda oksid bug'larining adsorbsiyasi va ularning yarim o'tkazgichli plastinalarga adgeziyasi yaxshilanadi. O'tkazilgan oksid plenkasining bug'lanib ketmasligi uchun plastinalarining harorati manba haroratidan 100 – 200 °C pastroq bo'lishi lozim.

VI BOB. ELEKTRON OPTIK VA ZAMONAVIY MIKRASKOPLAR YORDAMIDA NANOPLYONKALARNI O'RGANISH USULLARI

Hozirgi kunda qattiq jism yuzalarini, nanomateriallar tuzilishini o'rganish uchun elektron mikroskoplar keng qo'llanilmoqda. Jismni elektronlar dastasi bilan yoritish usuli yorug'lik dastasi jism orqali o'tuvchi va shundan so'ng optik tizimga tushuvchi oddiy yorug'lik mikroskopni eslatadi. Amalda esa elektronoptik tasvirni hosil bo'lishiga olib keluvchi jismning elektronlar to'plam bilan ta'sirlashish xarakteri, yorug'lik mikroskopda jismning yorug'lik to'plami bilan ta'sirlashish mexanizimidan mutloq farq qiladi. Mikroskoplarning turlari juda ko'p bo'lishiga qaramasdan ularni shartli ravishda ikki turga ajratish mumkin: yorug'lik (optik) mikroskoplari va elektron mikroskoplardir. Mikroskoplar asosan uchta tizimdan iborat bo'ladi: elektronlar (yorug'lik) manbai, nurlarni boshqarish tizimi va tekshirilayotgan jism. Jismning o'lchami va qo'yilgan vazifaga qarab mikroskoplar ikki xil rejimda ishlashi mumkin: o'tuvchi nurlar va qaytgan nurlar mikroskopiyasi. Nurlarning o'lchami 5 – 10 mkm dan 100 mkm gacha bo'lishi mumkin. Yuzani to'liq tekshirish uchun rastri mikroskoplar ishlatiladi. Elektron to'p qabul qilgichda iloji boricha kichik o'lchamga ega bo'lgan fokuslangan elektron dastani hosil qilish uchun xizmat qiladi. Bunday to'plar quyidagi shartlarni qanoatlantirishi lozim:

- qabul qilgichda ko'ndalang kesimi eng kichik qiymatga ega bo'lgan elektron dastani hosil qilish;
- ekran tekisligida dastadagi tok zichligining kerakli qiymatlarini ta'minlashi;
- dastadagi tok kattaligi kerakli oraliqda oson o'zgartirilishi lozim.

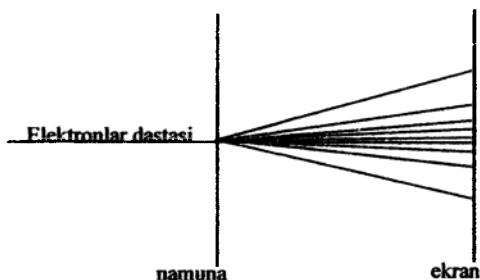
Hozirgi kunda kattalashtirish koeffitsiyenti 10^6 ga teng bo'lgan mikroskoplar mavjud.

6.1. Elektron mikroskopda tasvirlar hosil qilish

Yorug'lik mikroskopida jism orqali o'tuvchi yorug'lik to'plami jismdagi yorug'likni turlicha *yutuvchi*, *qaytaruvchi*, *sindiruvchi* va *sochuvchi* qismlarda turlicha susayadi. Bu esa jismning tasvirini

ko'rish imkonini beradi. Misol uchun turlicha yutuvchi soha holatida jism bo'laklari tomonidan yorug'likni kuchliroq to'xtatuvchi soha, tasvirda jismning shaffof sohasiga nisbatan qoraroq bo'ladi. Elektron to'plami bilan ishlaganda elektronlarning shunday tezligini tanlash mumkin bo'ladi, unda elektron jism orqali o'tayotganda undagi zich va qalin bo'laklar tomonidan qisman ushlanardi. Biroq ishlashning bu turi yorituvchi turdagi elektron mikroskop uchun yaroqsizdir. Elektronlar jism tomonidan ushlanishi uchun u o'zining energiyasini yo'qotishi kerak. Biroq elektronlar jism atomlari bilan to'qnashib, o'zining energiyasini asosan katta bo'lmagan bo'laklarda beradi. Berilgan energiya kattaligi boshlang'ich energiyaning katta bo'lmagan qismini tashkil qiladi. Shuning uchun elektron jism orqali o'tayotganda, uning tezligi sekin asta kamayadi. Demak, elektronlarning boshlang'ich tezligini jismning ma'lum bir bo'laklarida ushlanishi uchun tanlansa, u holda boshqa bo'laklar orqali o'tgan elektronlar o'z energiyasining sezilarli qismini yo'qotadi va tezliklari keskin farqlanishi vujudga keladi. Bu esa katta xromatik aberratsiyani yuzaga keltiradi. Shuning uchun ular tasvirni hosil qilish uchun yaroqsizdir.

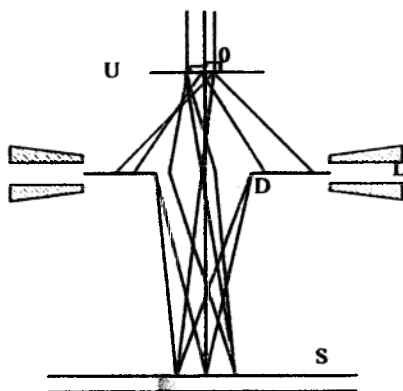
Jismning elektronoptik tasvirini olish uchun jismda elektronlarning to'xtalishi emas, balki *elektronlarning sochilishi* deb nomlanuvchi hodisadan foydalaniladi. Bu hodisa tez elektronlar jismning yupqa qatlami orqali o'tayotganda, ular o'zining boshlang'ich yo'nalishidan og'ishadi. Bunda elektronlarning tezligi juda kam o'zgaradi, sochilish natijasida yupqa parallel elektron to'plam jism orqali o'tib, tarqala boshlaydi (6.1 – rasm).



6.1 – rasm. Elektronlarni sochilishi

Agarda tarqaluvchi to'plam yo'liga, unga perpendikulyar bo'lgan ekran qo'ysak, u holda ekranda quyidagi manzarani ko'rishimiz mumkin. Elektronlarning eng katta zichligi, elektronlarni ekranga tushushi orqali hosil bo'lgan doira markazida bo'ladi, ya'ni elektronlar og'magan joy. Markazdan qanchalik uzoq bo'lsa, shunchalik ekranga tushuvchi elektronlarning zichligi kichik bo'ladi. Markazdan ma'lum bir masofada elektronlar umuman mavjud bo'lmaydi. Shunday qilib, sochilgan elektron konusni to'ldirib, u uchun og'magan elektronlar nuri simmetriya o'qi hisoblanadi. Elektronlarning boshlang'ich yo'nalishidan og'ish burchagi qanchalik kichik bo'lsa, shunchalik sochilgan elektronlar zichligi katta bo'ladi. Agarda jismning sochuvchi qatlami qalinligini yoki zichligini oshirsak, u holda katta sochilish burchagiga to'g'ri keluvchi sochilgan elektronlar ulushi oshadi, hamda sochilgan elektronlar konusi cho'qqisidagi burchak kattalashadi. Xuddi shunga o'xshash hodisa elektronlarning energiyasi kamayganda ham kuzatiladi.

Sochilgan elektronlar hisobiga jismning elektron optik tasvirini olishni ko'rib chiqamiz. Monoxromatik parallel elektronlar to'plami tushuvchi jism orqasiga elektron linza L va apertura diafragmasi D joylashtirilgan bo'lsin (6.2 – rasm). Oxirgisining ahamiyati katta bo'lib, u apertura burchagidan katta burchakka sochilgan elektronlarni ushlab qoladi.



6.2 – rasm. Yorug' tasvirni olish

Elektron to'plam jism tomonidan sochilsa, apertura diafragmasi tomonidan ushlab qolinadi. Jism elektronlarni kuchsiz sochuvchi

Agar geometrik aberratsiyalar haqida gapiradigan bo'lsak, kichik apertura va kichik o'lchamli obyektlardan foydalaniladigan elektron mikroskoplarda *sferik aberratsiya* muhim ahamiyatga ega bo'ladi. Bunda nuqtaviy obyektning tasviri (yuzaga tushayotgan dastaning diametri) apertura kubiga proporsionaldir, ya'ni

$$d_{\text{cf}} = C\alpha^3 \quad (6.1)$$

Manba kuchlanishining nostabilligi, katoddan chiqayotgan elektronlarning boshlang'ich tezliklari bir – biridan farq qilishi va obyektдан o'tganda elektronlar o'z energiyasini yo'qotishi sababli, hosil bo'ladigan *xromatik aberratsiya* yuqori tezlashtiruvchi kuchlanishlarda, yaxshi stabillangan manbada va obyektning qalinligi kichik bo'lganda katta ahamiyatga ega emas.

Shuni ta'kidlab o'tish kerakki, elektron mikroskoplarda asosiy buzilishlarni Ob'yektivda ya'ni, birinchi linzada hosil bo'lgan *aberratsiyalar* keltirib chiqaradi. Chunki proyeksion linza uchun obyekt vazifasini Ob'yektiv tomonidan kattalashtirilgan dastlabki tasvir bajaradi. Shunday qilib, ajrata olish qobiliyatiga asosiy ta'sirni *sferik aberratsiyalar va mikroskop Ob'yektividagi difraksiyalar* o'tkazadi.

Sferik aberratsiyani kamaytirish uchun apertur burchakni amaytirish zarur. Ammo (ning ma'lum bir kattaliklarida apertura burchagi kamayishi bilan ortib boradigan difraksiya kuchayadi. Demak, apertur burchakning shunday kattaligini tanlash lozimki, bunda eng kichik ruxsat etilgan masofa d_p , ya'ni eng katta ajrata olish qobiliyatini ta'minlash mumkin bo'lsin.

Ikkala faktor hisobiga yuzaga keladigan buzilishlarni

$$d = d_{\text{duf}} + d_{\text{cf}} \quad (6.2)$$

orqali belgilab, (6.1) ni (6.2)

$$d_p = \frac{0,61\lambda}{n \sin \alpha} \quad (6.3)$$

ga qo'yib, $\sin \alpha \approx \alpha$ deb quyidagi formulani yozish mumkin:

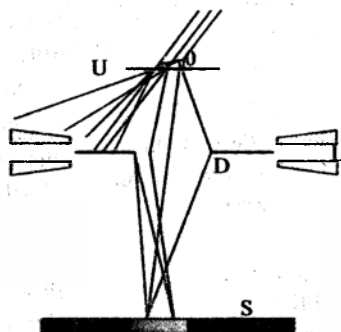
$$d = d_{\text{duf}} + d_{\text{cf}} = \frac{0,61\lambda}{\alpha} + C_{\text{cf}}\alpha^3 \quad (6.4)$$

Bu tenglikning hosilasini nolga tenglab, optimal apertur burchakni aniqlaymiz:

taglikda (yupqa parda) yotibdi. Jism bir jinsli bo'lmaganligi uchun elektronlar uning turli sohalarida turlicha sochiladi. Jismdan o'tuvchi elektronlar qanchalik kuchsiz sochilsa, ular apertura diafragmasidan o'tadi. Shuning uchun L linza yordamida S fluorensent ekranda olingan jism tasvirida, ekranga tushuvchi elektronlarning zichligi, jismning qalin va zich joylarida sochilishi hisobiga kichik bo'ladi. Aksincha kam sochilgan joylar uchun ekranda yorug'roq bo'ladi. Bu usulning nomi *yorug' maydonli tasvir* deyiladi.

Tasvirni olishning boshqacha usuli ham mavjuddir. Elektronlar to'plami elektron optik tizimning bosh optik o'qiga nisbatan ma'lum bir burchak ostida namunaga yo'naltiriladi (6.3 – rasm).

Bunda sochilishga uchramagan elektronlar diafragma tirqishiga tushmaydi va unda ushlanadi. Diafragma orqali kuchli sochilishga uchragan elektronlar o'tadi. Tasvirni hosil qilishda sochilgan elektronlar ishtirok etadi. Kuchli sochilishga uchraganlar yorug'roq bo'ladi. Kuchsiz sochilishga uchraganlar esa qoraroq bo'ladi. Bunday tasvir *qora maydonli tasvir* deyiladi.



6.3 – rasm. Qorong'u tasvirni olish

Elektron mikroskoplarning ajrata olish qobiliyati. Yorug'lik va elektron nurlarining to'liq uzunliklarini taqqoslasak, elektron mikroskoplarning ajrata olish qobiliyati yorug'lik (optik) mikroskoplarinikidan 5 va undan yuqori qiymatlarga katta bo'lishi lozim. Ammo amaliyotda bu narsaga erishish qiyin. Chunki yorug'lik linzalaridan farqli ravishda elektron linzalarda aberratsiyalar, difraksiya bilan birgalikda ajrata olish qobiliyatini chegaralaydi.

$$\alpha_{omn} = \sqrt[4]{\frac{0,2\lambda}{C_{\text{of}}}} \quad (6.5)$$

A_{opt} qiymatini (6.4) ga qo'yib eng kichik ruxsat etilgan masofani quyidagi formula yordamida hisoblash mumkin.

$$d_p = 12\lambda \sqrt[4]{\frac{C_{\text{no}}}{\lambda}} \quad (6.6)$$

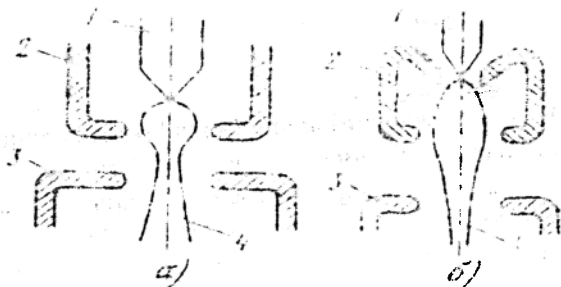
Elektronlarni tezlashtiruvchi kuchlanish 100 kV va magnit linza hosil qilayotgan maydonning maksimumidagi qiymati 10000 erg ga mos keluvchi to'lqin uzunligi uchun nazariy ravishda hisoblab chiqilgan eng kichik ruxsat etilgan masofa 2 Å ga tengligi aniqlandi va bu qiymat elektron mikroskoplarni modifikatsiya qilishda oriyentir vazifasini bajardi. Bunda foydali kattalashtirishlar $2 \cdot 10^5$ va undan yuqori qiymatlarga erishishi mumkin. Uzoq vaqt davomida ajrata olish qobiliyatini chegaralanib qolishiga yuqorida keltirilgan shartlar emas, balki texnologik va konstruktiv xususiyatga ega bo'lgan sabablar olib kelgan. Bu sabablarga, birinchi navbatda mikroskop linzasi maydoni aksial simmetriyasining buzilishi, magnit o'tkazgich materiallarining bir jinsli bo'lmasligi kiradi. Bundan tashqari elektron mikroskoplarda hamma elementlarning yuqori darajadagi yustirovkasini amalga oshirish lozim. Oz miqdordagi og'ishlar ham simmetriya o'qi *astigmatizimining* vujudga kelishiga olib keladi va bu hodisa ajrata olish qobiliyatini chegaralaydi.

6.2. Yorituvchi elektron mikroskoplarning magnitli va elektrostatik turlari

Magnit mikroskoplarda magnit elektron linzalardan foydalaniladi (Linza sifatida tok oqib o'tuvchi g'altaklar yoki o'zgarmas magnitlardan foydalanish mumkin). Bu linzalarni ko'rib chiqishdan oldin elektron dastani hosil qiluvchi qurilmani, ya'ni yorituvchi qurilmani ko'rib chiqaylik. Bu qurilma odatda uch elektrodli elektron to'p ko'rinishda bo'lib, katod, hosil qiluvchi elektrod va anoddan iborat bo'ladi. Bunday to'p ikki turining sxematik konstruksiyasi 6.4 – rasmda keltirilgan.

Mikroskopning yuqori kattalashtirishini hisobga olgan holda yoritish tizimi obyektning juda kichik (bir necha o'n mikron) qismini

yoritishi lozim. Boshqa qismlarning yoritilishi ularning qizishi va obyektning buzilishiga olib kelishi mumkin.



6.4 – rasm. Elektron mikroskop yoritish sistemasining sxemasi.

Bundan tashqari keyinchalik kattalashtirish paytida lyuminitsent ekranda kerakli yoritilganlikni olish uchun yoritilayotgan qismda yetarlicha yuqori bo'lgan tok zichligini hosil qilish kerak. 6.4 a – rasmda keltirilgan elektrod va anod orasida eng kichik kesimli dastani, chiqishda esa sochiluvchi dastani hosil qiluvchi to'pning konstruksiyasi optimal hisoblanmaydi. Shuning uchun yoritish tizimi obyekt va to'p orasiga joylashtirilgan va dastani obyektga to'plovchi magnit linza – kondensor (6.4 b – rasm.) bilan to'ldiriladi. Uning optik kuchini o'zgartirish orqali dasta bilan yoritilayotgan yuzani va obyektga tok zichligini o'zgartirish mumkin.

Ob'yektdagi dastaning fokuslanishini yaxshilash uchun bugungi kunda ikkita linzali kondensordan foydalanilmoqda. Bunday turdagi yoritish tizimlari magnitli elektron mikroskoplar uchun harakterlidir. Ayrim hollarda elektrostatik mikroskoplarda kondensor linza bo'lmaydi, ammo tezlashtiruvchi elektrodning shakli murakkablashtiradi, hamda anod teshigining diametri kattalashtiriladi, natijada dastaning torayishi anoddan ancha uzoq masofada sodir bo'ladi va uni obyektga jamlash imkoni vujudga keladi. Bunday turdagi uzun fokusli to'pning konstruksiyasi 6.4 b – rasmda keltirilgan.

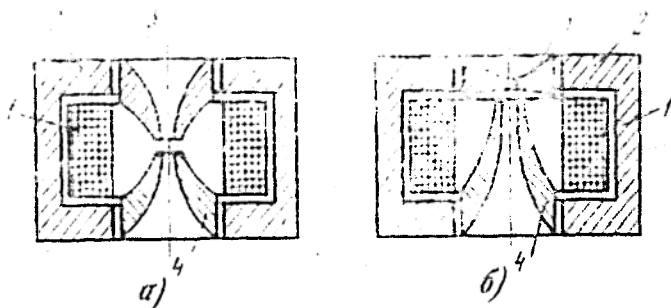
Ko'rib turganimizdek, mikroskopning elektron-optik tizimi oraliq kattalashtirish tizimlari bo'lmasa, kamiga 2 ta, ob'yektiv va proyeksion linzalarni o'z ichiga olishi zarur.

Asbobning to'liq kattalashtirishi 200000 ga yaqin bo'lganida bu linzalar juda kuchli bo'lishlari va 1-2 mm ga teng bo'lgan fokus masofasiga ega bo'lishlari kerak. Magnit linzalarni ishlatishda bunday parametrlarni olish uchun, ularni faqatgina panser bilan emas, balki asbobning ishchi hajmida joylashtirilgan qutbli nakonechniklar bilan ham ta'minlash lozim.

Bunda hosil bo'lgan tasvirning sifati va birinchi navbatda mikroskopning ajrata olish qobiliyati qutbli nakonechniklar tomonidan belgilanadi:

*Birinchi*dan, ular magnit maydonni optik o'q bo'ylab iloji boricha qisqa sohaga jamlashi va bu maydonning amplituda bo'yicha kattaligi 20000 atrofida bo'lishini ta'minlashi kerak. Demak, qutbli nakonechniklarning materiali iloji boricha yuqori magnit o'tkazuvchanlikka va to'yinish induksiyasiga ega bo'lishi kerak.

*Ikkinchi*dan, qutbli nakonechniklarning shakli linzaning magnit maydoni aksial simmetriyasini ta'minlashi lozim. Buning uchun materialning butun hajmi bo'yicha xususiyatlari bir jinsli bo'lishi va material yaxshi qayta ishlanishi kerak. Uzoq vaqt davomida linzalarning magnit simlarini tayyorlash uchun eng yaxshi materiallar sifatida o'ta yuqori tozalangan armko temir va 40 % li temir va 60 % li kobalt qotishmasi hisoblangan. Undan ham yuqori natijalarni temir – nikel qotishmalarini ishlatish orqali olish mumkin.



6.5– rasm. Mikroskoplarning magnit linzalari sxemasi:

a – proyeksion, b – Ob'yektiv, 1 – g'altak, 2 – pansir, 3 – yuqorigi qutbli nakonechniklar, 4 – pastki qutbli nakonechniklar.

Proyeksion linzaning qutbli nakonechniklarining sxematik ko'rinishi 6.5 a – rasmda keltirilgan. Odatda, ular simmetrik tarzda

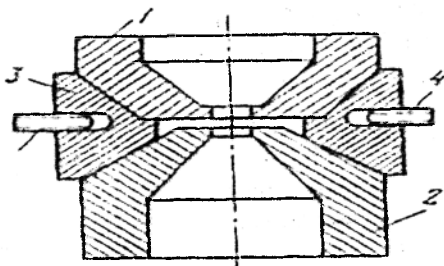
joylashgan bo'ladi, chunki bunda linza maydonining kerakli shaklini olish imkoniyati bo'ladi. Ob'yektiv linzada esa sezilarli darajadagi kattalashtirishni hosil qilish uchun obyektни linzaning maydoniga iloji boricha yaqin joylashtirish zarur, ya'ni obyektни yuqoridagi qutbli nakonechniklar orasidagi tirqishga joylashtirish kerak.

Shuning uchun ob'yektiv linzadagi qutbli nakonechniklarning shakli simmetrik emas (6.5 b – rasm). Shuni aytib o'tish lozimki qutbli nakonechniklarni qanchalik katta aniqlikda yasalsa ham, ular orasidagi tirqishda hosil bo'ladigan maydon to'liq aksial-simmetrik bo'lmaydi. Shuning uchun maksimal ajrata olishga erishish qiyinlashadi.

Maydonning bunday buzilishlariga materialning bir jinsli emasligi, mikroyoriqlar va boshqa defektlar sabab bo'lishi mumkin.

Shuning uchun, mikroskopni sozlaganda linza maydonlarining assimetriyasini kompensatsiyalash lozim. Buni amalga oshirish uchun stigmatlardan foydalaniladi (6.6–rasm). 1 va 2 qutbli nakonechniklarning bashmaklari orasiga magnit xususiyatlarini namoyon qilmaydigan, masalan, latun materialidan yasalgan belbog' shaklidagi element joylashtirilgan bo'lib, uning perimetri bo'ylab teng masofalarda magnit materialdan (temir) yasalgan sakkizta vint (4) o'rnatilgan. Ularning belbog'ga kirish chuqurligiga bog'liq ravishda linza maydoninig u yoki bu buzulishini vujudga keltirish mumkin.

6.6 – rasm. Elektron mikroskop linzasining stigmati.



Stigmatorning vintlari chuqurligini o'zgartirish orqali, ular vujudga keltirayotgan buzilishlar bilan maydonning tabiiy assimetriyasini kompensatsiyalashga erishish mumkin. Lekin, bunday turdagi stigmatlar bilan ishlash ancha mushkul, shuning uchun bugungi kunda ulardan ko'ra mukammalroq elektromagnit stigmatlardan foydalanilmoqda. Bu stigmatlar tok oqib o'tuvchi g'altaklar ko'rinishida bo'ladi va ularni sozlash ancha osondir.

Uzoq vaqt davomida magnit elektron mikroskoplar ustida elektrostatik mikroskoplarga qaraganda ko'proq izlanishlar olib borilganligi uchun, birinchi navbatda ularda maksimal ajrata olishga erishildi.

Lekin elektrostatik mikroskoplar magnit mikroskoplarga qaraganda kamchiliklardan (magnit mikroskoplarga qaraganda past ajrata olish qobiliyati va past ishchi kuchlanishlari) tashqari bir qancha afzalliklarga ham ega: yoritish qurilmasi uchun ham mikroskopning elektrostatik linzalari uchun ham manba sifatida ishlatilishi mumkin bo'lgan soddalashgan manba sxemasi, linzalarning sodda konstruksiyalari, hamda kuchlanishlarning stabilizatsiya qilinishiga qo'yiladigan talablarning pastligi.

Elektrostatik elektron mikroskopning optik sxemasi magnit mikroskopning sxemasi bilan bir xildir. Faqatgina u ba'zi bir hollarda unda kondensor linzaning bo'lmasligi va yoritish tizimi uzun fokusli to'p shaklida bo'lishi bilan farqlanadi (6.4 b – rasm).

Elektron linzalar sifatida yakkalangan elektrostatik linzalar ishlatiladi. Ularning optik kuchi elektrodlar orasidagi masofaning qisqarishi va ularga berilgan kuchlanishning oshirilishi bilan oshadi. Lekin bu ikki yo'l ham elektr mustaxkamlik buzilishi mumkinligi sababli chegaralanadi va shuning uchun elektrostatik mikroskoplarning ishchi kuchlanishi, odatda, 50 – 60 kV dan oshmaydi. Elektrodlar orasidagi teshilish asosan ularning yuzalarida vujudga keladigan avtoelektron emissiya sababli sodir bo'ladi. Shuning uchun ularga ishlov berishga katta e'tibor qaratiladi. Undan tashqari, linzani tashkil etuvchilarning sifatli tayyorlanishi, ishlov berilishi va montaj qilinishi maydonning aksial simmetriyasiga ta'sir qiladi.

Yakkalangan linzalarning asosiy yutug'i sifatida, ularning optik kuchini o'rta elektrod elektronlar manbai bilan ulangan holda stabilashtirish imkoniyati mavjudligida deb aytish mumkin. Elektrostatik elektron mikroskoplarda yakkalangan linzalarning o'rta elektrodlarini pushkaning katodi va chetdagilarni yerga ulangan anod bilan ulangan holda manbaning stabilligiga bo'lgan talablarni magnit mikroskoplardagiga qaraganda kamaytirish mumkin.

Magnitli mikroskopda ham elektrostatik elektron mikroskopda ham yoritish tizimi, elektron linzalar, stigmatorlar, diafragmalar, obyekt qotiriladigan stol va lyuminessentli ekran fotoplastinkalari bilan birga mikroskop kolonnasi deb nomlanadigan vertikal kameraga

joylashtiriladi. Undan tashqari mikroskop manba va kolonna ishchi hajmida 10^{-5} mm. sim. ust. ga teng bo'lgan vakuumni ta'minlaydigan vakuum qurilma bilan jihozlangan.

O'ta yuqori ajrata olish qobiliyati va kompleks tadqiqotlar olib borish imkoniyatini beruvchi universal mikroskoplar bilan bir qatorida soddaroq tuzilishga, kichik o'lchamlarga, ishlash kuchlanishi 30 – 50 kV va ajrata olish qobiliyati 30 – 60 Å bo'lgan sodda mikroskoplar ham mavjud. Bu turdagi kichik o'lchamga ega bo'lgan mikroskoplar yuqori ajrata olish qobiliyatini talab qilinmaydigan tadqiqotlarda keng ishlatilishi mumkin.

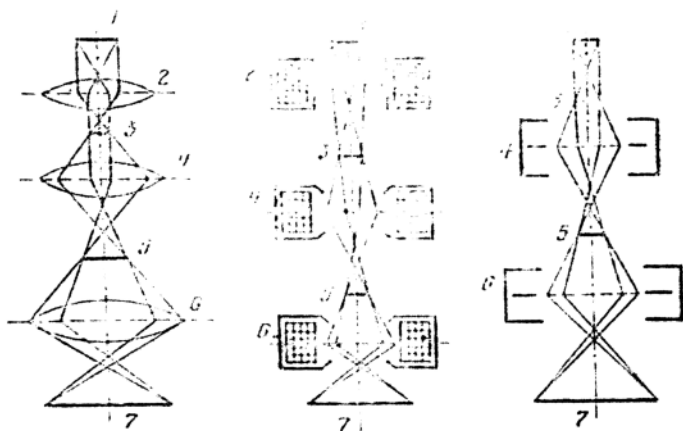
Shuni ta'kidlab o'tish kerakki bugungi kunda 150 kV dan million kV gacha va undan yuqori kuchlanishda ishlaydigan o'ta yuqori vol'tli mikroskoplar katta qiziqish uyg'otmoqda. Bunday energiyali elektronlarning yuqori kirish qobiliyati sababli qalinligi bir necha mikron bo'lgan obyektlarni o'rganish imkoniyati vujudga keldi.

6.3. Yorug'lik mikroskopining ishlash prinsipi va ishlash chegaralari

Insonning ko'zi $1 - 1,5^\circ$ burchak ostida joylashgan ikki nuqtani ajrata oladi. Agar burchak kichik bo'lsa, bu ikki nuqta birlashib ketadi. Bu nuqtalar bir – biridan 0,1 mm masofada joylashgan bo'ladi va bu masofa *ruxsat etilgan masofa* deb nomlanadi.

Linza (lupa) lardan foydalanish amalda 20-25 marta kattalashtirish imkonini beradi va buning oqibatida ruxsat etilgan masofa kichrayadi. Ruxsat etilgan masofaga teskari kattalikni *ajrata olish qobiliyati* deb ataladi.

Yorug'lik mikroskopining ishlash prinsipini qisqacha ko'rib chiqamiz. 6.7 a – rasmda yorug'lik mikroskopining prinsipial optik sxemasi keltirilgan. Yorug'lik manbaidan yorug'lik dastasi (1) kondenslangan linza (kondensor) 2 ga yo'naltiriladi, bu linza dastani konsentrlab obyekt (3) tomon yuboradi. Bu obyektning turli elementlari turli xil yutish qobiliyatiga ega. Demak yorug'lik dastasi obyektning turli qismlaridan o'tishi natijasida uning intensivligi yoki spektral tarkibi har xil bo'ladi.



6.7 – rasm. Yoritiladigan mikroskoplar optik sistemasining prinsipial sxemasi: a – yorug‘lik mikroskopi; b – magnit linzali elektron mikroskopi; v – elektrostatik linzali elektron mikroskopi.

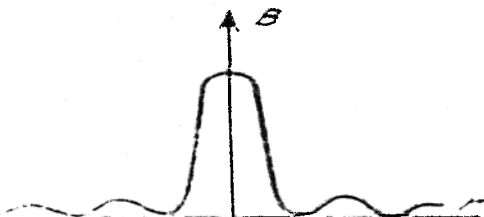
Keyingi linza – Ob’yektivli (ob’yektiv) 4 linza ob’yektning (5) oraliq kattalashtirilgan tasvirini hosil qiladi. Bu tasvir proyeksion linza (okulyar – 6) uchun ob’yekt vazifasini bajaradi. Okulyar oraliq tasvirning kattalashtirilgan ko‘rinishini, ya’ni yakuniy tasvirni (7) shakllantiradi. Ko‘rinib turganidek berilgan xolatda haqiqiy tasvir yuzaga keladi va uni fotoplastinka yoki kinoplyonkaga yozib qo‘yish mumkin. Tasvirni bevosita kuzatish (odam ko‘zi yordamida) lozim bo‘lgan hollarda yorug‘lik nurlarining harakat trayektoriyalari boshqacha bo‘lishi lozim, chunki mikroskop yana bir optik asbob – odam ko‘zining setchatkasida yakuniy haqiqiy tasvirni hosil qiladi.

Mikroskop beradigan to‘liq kattalashtirish Ob’yektiv kattalashtirishi (100-110 dan katta emas) va okulyar kattalashtirishlarining (15-16) ko‘paytmasiga teng, ya’ni kattalashtirishning qiymati 1600-1700 bo‘lishi mumkin. Albatta linzalarning optik kuchini kattalashtirib yoki qo‘shimcha linza qo‘shib kattalashtirish qiymatini oshirish mumkin. Biroq bu amalda foydasizdir, chunki yorug‘lik linzalarida ham elektron linzalar kabi aberratsiyalar mavjud.

Aberratsiyalar ta'sirida nuqtaviy obyektning tasviri qandaydir figura ko'rinishida hosil qilinishi mumkin. Biroq aytib o'tish kerakki, zamonaviy texnika juda kichik aberratsiyali optik sistemalarni yaratishga imkon beradi va ular mikroskopda olinadigan tasvir sifatiga katta ta'sir qilmaydi. Bu yerda asosiy rolni yorug'likning to'lqin xossasi bilan bog'liq bo'lgan *difraksiya* xodisasi o'ynaydi.

Simmetriya o'qida joylashgan nuqtaning tasvirini biror bir aberratsiyalardan xoli ideal linza yordamida hosil qilmoqchi bo'lsak, yorug'lik difraksiyasi tufayli u yorug' dog' va uning atrofida joylashgan qorong'u va yorug' xalqalardan iborat bo'ladi. Bu xalqalarning ravshanligi markazdan uzoqlashgan sari kamayib boradi. Oqibatda tasvir tekisligining radius bo'yicha yoritilganligining taqsimoti 6.8 – rasmda keltirilgan ko'rinishda bo'ladi.

6.8 – rasm.
Difraksiya mavjud bo'lganda yoritilganlikning taqsimoti.



Agar linza bir – biridan d masofada joylashgan ikki nuqtaning tasvirini hosil qilayotgan bo'lsa, bu masofaning kamayishi markaziy difraksion xalqalarning bir – biri ustiga tushib qolishiga olib keladi. Oxir oqibatda minimal d_p masofaga yetgandan keyin ular qo'shilib ketadi va ikki nuqta mavjudligini aniqlash mumkin bo'lmay qoladi. Shuning uchun bundan keyingi kattalashtirish tasvirning sifatini oshira olmaydi. d_p ni aniqlash uchun to'lqin optikasida quyidagi formuladan foydalaniladi:

$$d_p = \frac{0,61\lambda}{n \sin \alpha} \quad (6.7)$$

Bu yerda λ – foydalanilayotgan yorug'likning to'lqin uzunligi; n – buyum sohasidagi sindirish ko'rsatkichi; α – linzaning apertur burchagi, bu burchak linzaning o'lchamlari va obyektдан linzagacha bo'lgan masofa bilan aniqlanadi. Mikroskopning eng kichik ruxsat etilgan d_p uning sifatini belgilaydi. Agar $\lambda \approx 560 \cdot 10^{-7}$ cm,

$\alpha = 60 - 70^\circ$, ob'yeht sindirish ko'rsatkichi ($n \approx 1,5 - 1,6$) ra teng suyuqlikka joylashirilgan bo'lsa, $d_p = 0,18 - 0,2$ mkm bo'ladi. Bunday ajrata olish qobiliyatiga ega bo'lgan mikroskoplarni yaratish juda katta yangiliklar qilishga turtki bo'ldi. Jumladan shu mikroskoplar yordamida bakteriyalarning mavjudligi va ularning formasi haqida ma'lumot olindi. Ammo bu mikroskoplarning ajrata olish qobiliyati chegaralangan bo'lganligi uchun yangi elektron mikroskoplarni yaratishga extiyoj paydo bo'ldi.

O'tuvchi elektronlarga asoslangan (yorituvchi elektron) mikroskop qurilmasi. Yorituvchi elektron mikroskop murakkab optik mikroskopning elektron analogidir (6.9 – rasm). Bunday mikroskoplar 1930 yillarda ENT asosidagi displeyni tayyorlashda qo'laniladigan texnologiyalardan foydalanilgan xolda yaratilgan. Bunda yupqa namuna bir tomondan nurlantiruvchi tizim xosil qilgan, ma'lum bir energiyadagi bir jinsli elektron to'plam bilan nurlantiradi. Namunaning boshqa tomonidagi quvvatli Ob'yektiv linzalar tasvirni hosil qiladi. Ob'ektiv orqasida proyeksion tizim joylantirilgan bo'lib, uning vazifasi namuna tasvirini ko'z ko'rishi mumkin bo'lgan o'lchamgacha kattalashtirgan holda fluoressent xosil qiladi.

Tasvirni yozish uchun fluoressent ekran, fotoplenka yoki fotoplastika bilan almashtiriladi. Namunaning qalinligi uni nurlantiruvchi elektronning o'rtacha erkin yurish yo'lidan kichik bo'lishi kerak. Namunaning qalinligi iloji boricha yupqa bo'lishi kerak, aks xolda yuqori ajrata olish imkoniyati va elektron mikroskopning keskinlik chuqurligining kattaligi sababli tasvirda ko'p miqdorda bir birining ustiga tushgan elementlar xosil bo'ladi. Namunaning qalinligi ajrata olish imkoni kattaligidan 10 marta oshmasligi kerak. Metall qotishmalar va yarimo'tkazgichlarning 10-100 mm qalinlikdagi pardalarni olish uchun mikroyemirish usulidan foydalaniladi. Kattalashtirilgan tasvirning kontrastligi namuna orqali o'tuvchi elektronlarni bir qismini atom bilan to'qnashishi xisobiga erishiladi. Bunda elektron sochiladi yoki ularni energiyasi kamayadi. Tasvirni yozish uchun fluoressent ekran, fotoplenka yoki fotoplastika bilan almashtiriladi. Namunaning qalinligi uni nurlantiruvchi elektronning o'rtacha erkin yurish yo'lidan kichik bo'lishi kerak. Namunaning qalinligi iloji boricha yupqa bo'lishi kerak, aks holda yuqori ajrata olish imkoniyati va elektron mikroskopning keskinlik chuqurligining

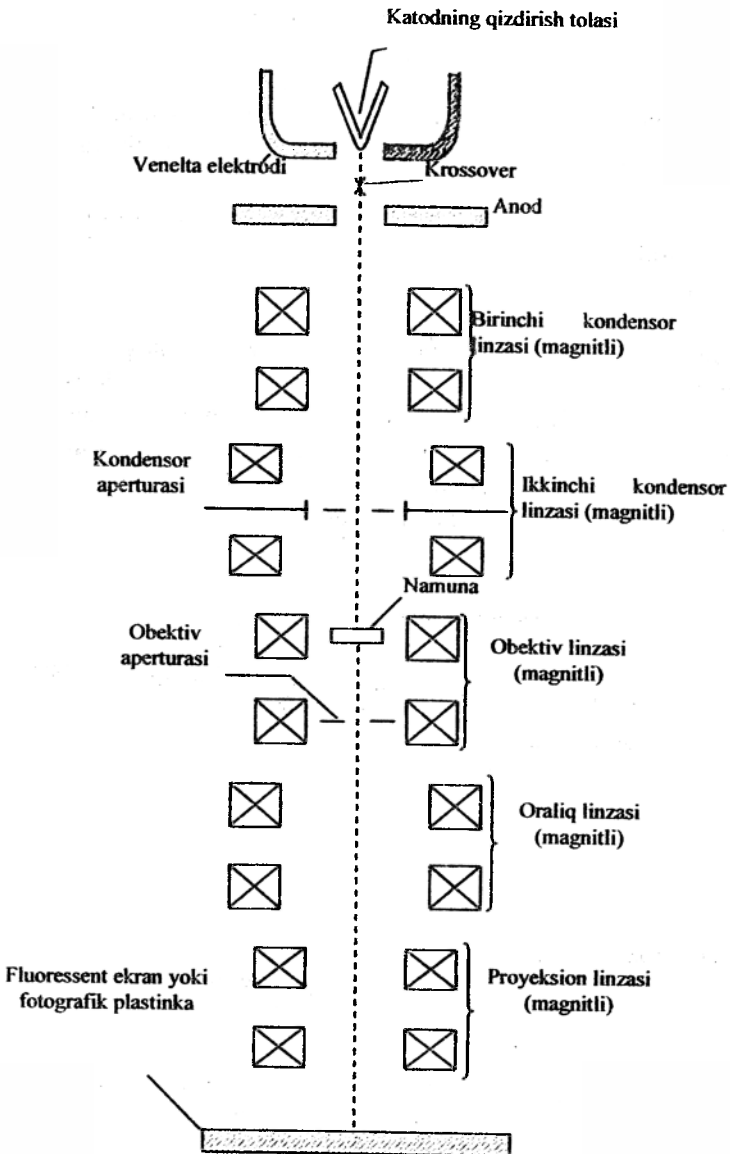
kattaligi sababli tasvirda ko'p miqdorda bir birining ustiga tushgan elementlar xosil bo'ladi. Namunaning qalinligi ajrata olish imkoni kattaligidan 10 marta oshmasligi kerak. Metall qotishmalar va yarimo'tkazgichlarning 10-100 mm qalinlikdagi pardalarni olish uchun mikroyemirish usulidan foydalaniladi. Kattalashtirilgan tasvirning kontrastligi namuna orqali o'tuvchi elektronlarni bir qismini atom bilan to'qnashishi hisobiga erishiladi. Bunda elektron sochiladi yoki ularni energiyasi kamayadi.

Sochilgan elektronlarni tasvirni fokal tekisligiga yig'ish uchun ob'yektiv linzada apertura diafragmasi joylashtiriladi. Yorituvchi elektron mikroskopda apertura diafragmasi tasvirni hosil mexanizmida muhim rol o'ynaydi. U tomonidan α_{ort} katta burchakka og'gan elektronlarni yutib oladi. Bu esa fluoressent ekranda fon hosil bo'lishini oldini oladi. Shuningdek apertura ob'yektiv linzaning sferik aberratsiyasini kamaytiruvchi vosita hisoblanadi. Uning o'lchami sferik aberratsiya xisobiga tasvirning yoyilishi difraksiyadagidek bo'lguncha kichraytiriladi. Aperturaning o'lchamini yanada kichaytirish, tasvirni difraksion yoyilishini oshishiga olib keladi. Elektronlar energiyasi qanchalik katta bo'lsa, ularning to'lqin uzunligi shunchalik kichik bo'ladi. Bunga bog'liq ravishda apertura shunchalik kichik bo'ladi. Odatiy 10 – 100 kV ishchi kuchlanishlarda optimal apertura burchagi $0,5^\circ$ bo'lishi kerak. Ob'yektiv linzasining 2 mm fokus masofasiga 40 mkm diametrlil apertura diafragmasi mos keladi.

Fluoressent ekranda tasvirni ko'rish yoki foto plastinkaga uni tasvirini olish uchun namunani nurlantiruvchi elektronlarning intensivligi iloji boricha katta bo'lishi kerak. Nurlantiruvchi tizim shu xolatni hisobga olgan holda ishlab chiqariladi va turli konstruksiyaga ega bo'lishi mumkin. Odatda u elektrostatik uch elektrodli manbadan iborat bo'lib, undan so'ng ikkita magnit linzali kondensor joylashtiriladi. Uch elektrodli manbaning katod va anod orasida krossover hosil qilinadi va elektronlar to'plamining anoddan chiqqandagi yoyilganlik 10^{-2} rad ($0,5^\circ$) tashkil qiladi.

Birinchi kondensorning linzasi pastki o'ram ichida krossoverning kichiklashtirilgan tasvirini hosil qiladi. Bu tasvir namunani nurlantiruvchi dog'ni olish uchun ikkinchi kondensor linzasi tomonidan kattalashtiriladi (kattalashtirish koeffitsiyenti 1 – 2 oraliq atrofida). Bu dog'ning diametri ikkinchi kondensor linzadagi magnit maydoni

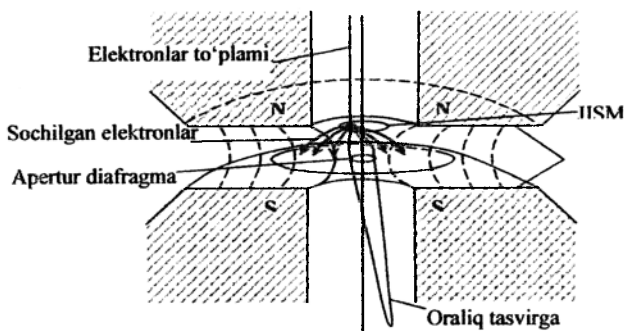
kuchlanganligini o'zgartirish bilan boshqariladi. Dog'ning diametri ko'rilishi kerak bo'lgan yuzadan katta bo'lishi kerak emas.



6.9 – rasm. Yorituvchi elektron mikroskopning sxematik tasviri.

To'plam tokining zichligi kondensorning apertura o'lchami, manba elektrodlaridagi kuchlanish va katoddan emissiyaning maksimal ravshanligi bilan aniqlanadi. Birinchi kondensor linzasi to'plam krossoverini 10 – 15 marta kamaytiradi. Namunadagi nurlantiruvchi dog' diametrini V – shakli katod cho'lg'ami ishlatilganda, 1 mkm gacha kamaytirilishi mumkin. Agarda yanada kamaytirish talab qilinsa, elektronlarning nuqtaviy manbalari ishlatiladi.

Ob'yektiv linzasi kichik fokus masofaga ega bo'lib, uni 1 mm qilish mumkin. Namuna bevosita fokusga joylashtiriladi. 200000 marta kattalashtirish uchun ob'yektiv, oraliq va proyeksion linzalar orasidagi kattalashtirishlarning nisbati 100:20:100 ga teng qilib olinadi. Oraliq linzaning vazifasi mikroskopning uzunligini faqatgina proyeksion linzaning o'zi ishlatilgan mikroskopga qaraganda kichiklashtiradi. Bu bilan 1mm kichik fokus masofali magnit linzani yaratish qiyinchiligidan holi bo'linadi. Kondensor va kattalashtiruvchi tizimlarda magnit linzalar qo'llaniladi, chunki ularda elektrostatikga nisbatan kichik aberratsiyaga erishiladi.



6.10 – rasm. Yoritilgan elektron mikroskopda namuna va barcha linzalarning o'q joylashuvi.

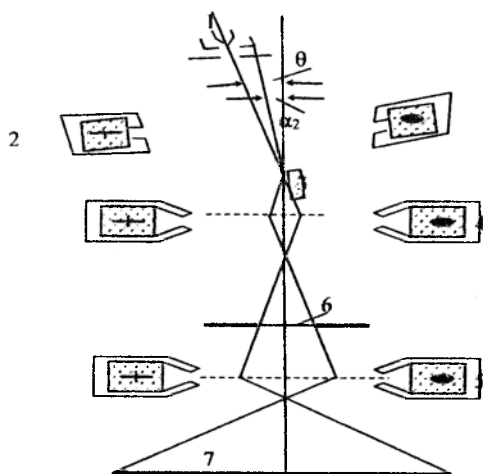
Yoritilgan elektron mikroskopda namuna va barcha linzalarning o'q joylashuvi qo'zg'almas qilib o'rnatilgan. Fokushlash va kattalashtirish Ob'yektiv, oraliq va proyeksion linzalarning fokus masofasini o'zgartirish bilan boshqariladi. Bunda fokus masofa linzalarning magnit o'ramlari orqali oqib o'tayotgan tokni o'zgartirish bilan amalga oshiriladi (6.10 – rasm). Shuning uchun manba

elektrodlaridagi tok va kuchlanishlarning turg'unligi, mikroskopning ishlashida muhim ahamiyatga egadir. Bundan tashqari linza va aperturaning optik o'qining yustirovkasi yuqori aniqlikda qilinishi kerak.

Yoritilgan elektron mikroskopda yordamida sirt strukturasi kuzatishda ikkita usuldan foydalaniladi. Yupqa namunalar uchun qorong'ulash (soylash) usuli ishlatilsa, qalin namunalarda esa nusxa olish usulidan foydalaniladi.

6.4. Elastik qaytgan elektronlar mikroskopining tuzilishi va ishlash tamoyillari

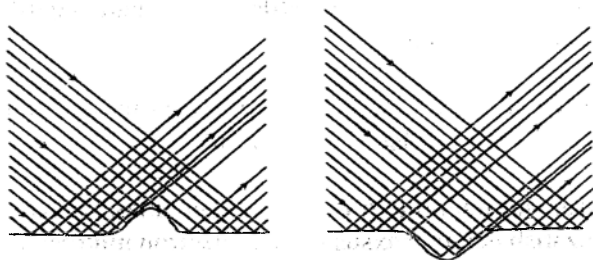
Elektronlar oqimini o'tqazmaydigan massiv namuna sirtini bevosita kuzatish uchun maxsus turdagi elektron mikroskop yaratilgan. Akslanuvchi mikroskopning optik kattalashtirish tizimi (6.11 – rasm) yorituvchi turdagi mikroskop kabi bo'lib, biroq jismni tasvirini hosil qilishga olib keluvchi, jismni elektron to'plam bilan o'zaro ta'sirlashishi o'zgacha bo'ladi. Akslanuvchi mikroskopda tekshirilayotgan namuna, uning sirtiga ma'lum burchak ostida tushuvchi elektron to'plam bilan nurlantiriladi. Jismning tasviri akslangan, aniqrog'i namuna sirtidan sochilgan elektronlar hosil qiladi.



6.11 – rasm.
Akslanuvchi
magnit elektron
mikroskop
sxemasi:
1 – Elektron to'p;
2 – kondensor
linza; 3 – namuna;
4 – obektiv linza;
5 – proyeksion
linza; 6 – oraliq
tasvir; 7 – yakuniy
tasvir.

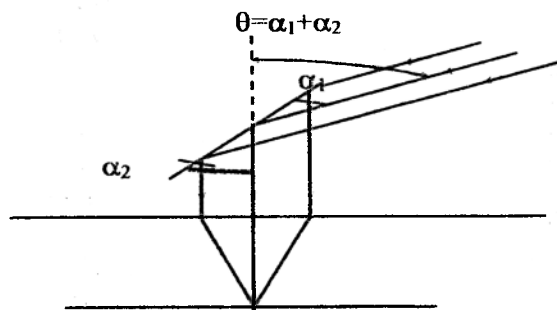
Tasvirni olishdagi xatolikka quyidagi holat sabab bo'ladi, ya'ni elektronlar namuna sirti bilan o'zaro ta'sirlashganda o'z energiyasini turli darajada yo'qotadi.

Akslangan to'plamdagi tok zichligining taqsimoti sirt relefiga bog'liq bo'ladi (6.12 – rasm). Shuning usun ekrandagi yakuniy tasvir ma'lum darajada shu relefni tasvirleydi.



6.12. – rasm. Akslanuvchi mikroskopda elektronlar zichligining taqsimoti

Buning natijasida akslangan to'plam monoenergiyali bo'lmaydi. Akslangan to'plamda energiya farqlanishi katta bo'ladi. Uni tushuvchi va akslangan elektronlarni, namuna sirti bilan hosil qilgan burchakni kamaytirish bilan erishiladi (mos ravishda α_1 va α_2). Kichik burchaklarda ($\alpha_1, \alpha_2 \approx 8^\circ$) farqlanish kattaligi 80 keV energiyali elektronlar uchun 100 eV ni tashkil qiladi (6.13 – rasm).



6.13. – rasm. Akslanuvchi elektron mikroskopda jisimga elektron to'plamni og'ma tushushi:
 O – obektiv;
 D – obektivning fokal tekisligi.

Bu esa tushush tekisligiga perpendikulyar yo'nalishda bir necha 100 angstromga teng bo'lgan ajratishni beradi. Namuna sirtiga kichik

burchak ostida tushuvchi va akslanuvchi elektron to'plamlarga ega bo'lgan akslanuvchi mikroskoplar qo'llaniladi. Bunday mikroskoplarda obektiv o'qi tekshirilayotgan namuna tekisligi bilan α_2 burchak hosil qiladi. Jismga tushuvchi elektron to'plam shu o'q bilan θ burchakni tashkil qiladi va $8 - 12^\circ$ ga teng bo'ladi. Kerakli elektron to'plam yo'nalishini olish uchun mikroskopning yorituvchi tizimi obektiv o'qiga nisbatan og'dirilgan holda joylashtiriladi.

Akslanuvchi mikroskopning kamchiligi, elektron to'plamning og'ma tushushi bilan bog'liq bo'lgan tasvir buzilishidir. To'plamning bunday yo'li tufayli tushush tekisligiga parallel yo'nalishdagi sirt o'lchami, shu tekislikka perpendikulyar bo'lgan tasvir o'lchamiga nisbatan kichiklashgan bo'ladi. Darhaqiqat, agar mikroskop optik tizimining kattalashtirishi M ga teng bo'lsa, u holda tushush tekisligiga perpendikulyar bo'lgan jism sirtida yotuvchi a uzunlikdagi tasvir qismi Ma bo'ladi. Tushush tekisligiga parallel joylashgan xudi shu uzunlikdagi tasvir $Ma \sin\alpha_2$ o'lchamga ega bo'ladi. Bu yerda α_2 - akslangan elektronni namuna sirti bilan hosil qilgan burchak. Shunday qilib, birinchi holatda kattalashtirish $M_{\perp} = M$ bo'lsa, ikkinchi holatda $M_{||} = M \sin\alpha_2$ bo'ladi.

Bundan tashqari o'lcham jasmning ko'tariluvchi qismlarida ham o'zgaradi. h balanlikka ega ko'tariluvchi qism tasvirining uzunligi $Mh \cos\alpha_2$ teng bo'ladi. Bu holatda kattalashtirish $Mh \cos\alpha_2$ ga teng bo'ladi.

Akslanuvchi elektron mikroskopning eng katta kamchiligi ajrata olishning cheklanganli va tasvirning deformatsiyalanishiga qaramasdan, u shaffof bo'lmagan jism sirtini bevosita kuzatishda eng samarali uskuna bo'lib hisoblanadi. Akslanuvchi mikroskop yordamida temir namunani tasviri 6.14 - rasmda keltirilgan.



6.14 - rasm.
Akslanuvchi mikroskop
yordamida olingan tasvir.

6.5. Rastrli elektron mikroskopi

«Rastr elektron mikroskopiya» soʻzi turli xil asboblarni guruhini oʻz ichiga qamrab oladi va ularni koʻpincha yagona konstruktiv birlikga birlashtirishadi. Tasvirni nuqtalar boʻyicha qurish, tasvir oʻlchamlarini radiotexnik usullar bilan oʻzgartirish, elektronlar toʻplamini rastrga yoyish bu asboblarning umumiy hosligidir. Asboblarni orasidagi farqlar, skanerlovchi toʻplamdagi elektronlarning obyekt moddalarini bilan taʼsirlashish natijasini qayd qilish bilan aniqlanadi. Qayd qilinuvchi taʼsirlashishlarni natijasining tabiati va intensivligi olinayotgan tasvirning koʻrinishini aniqlaydi.

REM – oddiy boʻlmagan elektron mikroskop boʻlib, unda tasvir obyekt orqali oʻtgan elektronlar yordamida elektronlar linzalar tomonidan hosil qilinadi. REM da tasvirni hosil qilish va uning oʻlchamlarini oʻzgartirish uchun elektron-optik tizimlar ishlatilmaydi. Unda tasvir nuqta boʻyicha quriladi va u elektron toʻplamining namuna sirti bilan taʼsirlashish natijasidir. Kuzatilayotgan soxa mikroskop elektron toʻpi bilan siljitib nurlantiriladi, mos keluvchi tasvir sinxron va sinfoz quriladi. Elektron linzalar REMning elektron-optik usulda muhim qismini tashkil qilib, biroq ular elektron toʻplamini hosil qilish uchun ishlatiladi.

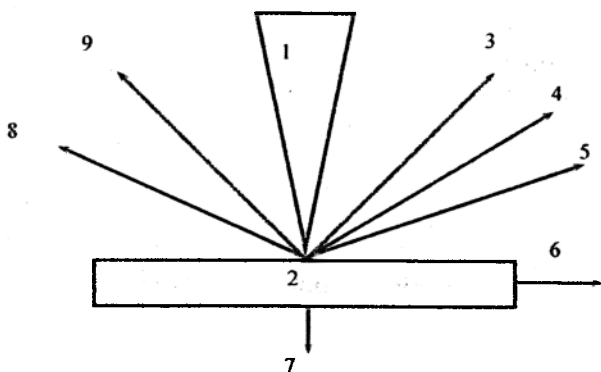
Rastr elektron mikroskopda ishlatiladigan elektronlar oqimi, nurlarga qoʻyilgan barcha talablarni qanoatlantiradi:

– elektronlar oqimini elektr yoki magnit maydoni yordamida ogʻdirish mumkin. Biroq bittasini ishlatishni afzal koʻriladi ham mikroskopni elektron zondida, hamda tasvirni kuzatish va sifatga olish uchun moʻljallangan elektron-nur trubkalarida. Hozirda elektromagnit ogʻdiruvchi tizimlardan foydalaniladi, chunki ularni vakuumdan tashqariga joylashtirish mumkin. Elektr maydon orqali elektronlarni ogʻdirish uchun plastinkani kalonna ichiga joylashtirish kerak boʻladi. Ularni ifloslanishi tasvirni buzilishiga olib keladi.

– toʻplam diametri namuna sirtida maʼlum bir oʻlchamga keltirish mumkin. Elektronlar oqimini elektrostatik yoki elektromagnit linzalar yordamida fokuslash mumkin.

– nurlanish namuna tizimida taʼsirlashish samaradorligi va kuzatilayotgan namuna tarkibi va topografiyasi haqida maʼlumotlarni olib boruvchi sirt xususiyatlari orasidagi bogʻliqlikni mavjudligi.

Rastr elektron mikroskopning fizikaviy asosi. Rastr elektron mikroskopning ishlash prinsipi, fokuslangan elektron to'plam – zond bilan jism sirtini nurlantirganda hosil bo'ladigan jarayonlarga asoslanadi. 6.15 – rasmda ko'rsatilgandek elektronlarning namuna (modda) bilan ta'sirlashish natijasida turli xil signallar vujudga keladi. Ulardan asosiylarni quyidagi elektronlar oqimi tashkil qiladi: qaytgan, ikkilamchi, Oje – elektronlar, yutilgan va namunadan o'tgan elektronlar, shuningdek quyidagi nurlanishlar: katodlyuminessentiya va rentgen.



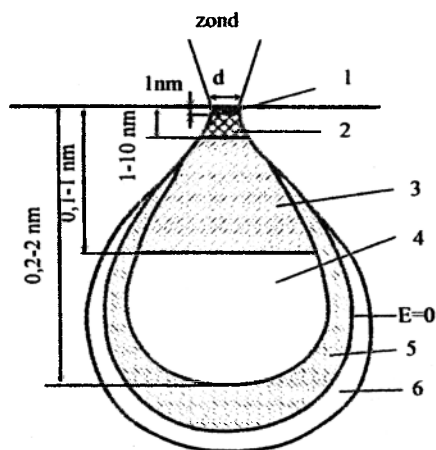
6.15 – rasm. Elektron nurni jism bilan o'zaro ta'sirlashish effekti.
1 – elektron nur, 2 – jism, 3 – akslangan elektronlar, 4 – ikkilamchi elektronlar, 5 – Oje – elektronlar, 6 – yutilgan elektronlar toki, 7 – o'tib ketgan elektronlar, 8 – katodlyuminessent nurlanish, 9 – rentgen nurlanish.

Namuna sirtning tasvirini olish uchun ikkilamchi, qaytgan va yutilgan elektronlar ishlatiladi. Qolgan nurlanishlar REM da qo'shimcha ma'lumot manbayi sifatida ishlatiladi.

Har qanday mikroskopning asosiy xarakteristikasi ularning ajrata olish qobiliyati hisoblanadi. U quyidagilar bilan aniqlanadi: 1 – zond diametri yoki kesim yuzasi, 2 – namuna va detektor tizimi hosil qiladigan kontrastlik, 3 – namuna signalni hosil bo'lish sohasi.

Zond diametri asosan konstruktiv xususiyat va mikroskop bo'g'inlarning sifatida, avvalambor elektron optikaga bog'liq bo'ladi. Zamanaviy REMlarda zond diametri 5 – 10 nm gacha kichiklashtirilgan.

Kontrastlikni ajrata olish qobiliyatiga ta'siri quyidagida namayon bo'ladi. REMda kontrastlikni hosil qilish, namunaning qo'shni sohalaridan qayt qilinayotgan signallarning farqi bilan aniqlanadi. Bu signallarning farqi qanchalik katta bo'lsa, kontrastlik shunchalik katta bo'ladi. Kontrast bir necha faktorlarga, ya'ni sirt topografiyasiga, jismning kimyoviy tarkibiga, sirdagi mahalliy magnit va elektr maydonlariga, struktura elementlarining kristallografik yo'nalishiga bog'liq bo'ladi. Ulardan eng asosiysi namuna sirtining notekisligiga bog'liq bo'lgan topografik, hamda kimyoviy tarkibiga bog'liq bo'lgan kompozitsion hisoblanadi. Kontrast darajasi, shuningdek chiqishida signal hosil qiluvchi detektorga tushgan nurlanishni aylantirish samaradorligiga bog'liq bo'ladi. Olinayotgan kontrastlik yetarli bo'lmasa, u holda uni zond tokini ko'paytirish bilan oshirish mumkin. Biroq katta elektronlar oqimi, elektron optika hususiyatidan kelib chiqqan holda yaxshi fokuslanmaydi, ya'ni zond diametri oshadi va bunga mos ravishda ajrata olish qobiliyat kamayadi.



6.16. – rasm. Jism sirtini elektronlar (zond) oqimi bilan nurlantirganda signallarni hosil bo'lish sohasi.

- 1 – Oje – elektronlar,**
- 2 – ikkilamchi elektronlar,**
- 3 – akslangan elektronlar,**
- 4 – xarakterli rentgen nurlanishlari,**
- 5 – sekinlashuvchi rentgen nurlanishlari,**
- 6 – fluoressensiya.**

Ajrata olishni cheklovchi keyingi faktor namunada signallarni hosil bo'lish sohasining o'lchamiga bog'liq bo'ladi. 6.16 – rasmda elektron to'plam namunaga ta'sir qilganda turli nurlanishlarning hosil bo'lish sxemasi keltirilgan. Birlamchi elektronlar namunaga kirganda barcha yo'nalish bo'yicha sochiladi. Shuning uchun namuna ichida

elektron to'plamni kengayishi yuz beradi. Birlamchi elektronlarning $YE = 0$ energiyagacha sekinlashgan sohasida, nok simon shaklga ega bo'ladi. Namunada elektron to'plamini yon tomonlarga kengayishi, zond diametri 10 nm bo'lganda ham, 1 dan 2 mkm gacha borishi mumkin. Elektronlarning yoyilishi, elektronlarning namuna sirtiga chiqish yuzasi elektronlar to'plamining fokusidan katta bo'lishiga olib keladi. Bunga bog'liq ravishda elektronlarning namuna ichida sochilish jarayoni akslangan, ikkilamchi va yutilgan elektronlardan olinayotgan tasvirning ajrata olish qobiliyatiga katta ta'sir qiladi.

Akslangan elektronlar. Ular birlamchi elektronlarning bir marotaba elastik sochilishlari natijasida katta burchakka (90° gacha) yoki ko'p marotaba sochilishlar natijasida kichik burchakka sochilishda hosil bo'ladi. Yakunda birlamchi elektronlar namuna atomlari bilan bir necha ta'sirlashib, energiya yo'qotadi va o'zining harakat yo'nalishini o'zgartiradi, hamda namuna sirtini tark etadi. Akslangan elektronlarning hosil bo'lish sohasining o'lchami katta va namuna materialida elektronlarning yugurish yo'liga bog'liq. Soha ko'lami birlamchi elektronlarni tezlashtiruvchi kuchlanish oshishi va namuna tarkibiga kiruvchi elementlarning o'rtacha atom raqamining Z kamayishi bilan o'sadi. Soha ko'lami 0,1 dan 1 mkm gacha borishi mumkin.

Akslanish jarayonida energiyaning bir qismini yo'qotgan elektronlar namunani elektron zond tushgan joyga nisbatan katta masofada tark etadi. Bunga mos ravishda signal olinadigan yuza zond yuzasidan katta bo'ladi. Shuning uchun akslangan elektronlarni qayd qilish rejimida REM ning ajrata olishi katta emas va katta bo'lmagan tezlashtiruvchi kuchlanishda va og'ir material bilan ishlaganda 10 nm o'zgarsa, katta tezlashtiruvchi kuchlanishda va yengil material bilan ishlaganda 100 nm yetadi. Akslangan elektronlar emissiyasining eng asosiy xususiyati elementning atom raqamiga bog'liqligidir. Birlamchi elektronlar to'plamining tushush nuqtasida material atom raqami kichik bo'lsa, u holda qichik energiya zahirasiga ega bo'lgan kam miqdorda akslangan elektronlar hosil bo'ladi. Atom raqami katta bo'lgan namuna sohasida, ko'p miqdorda elektronlar akslanadi va namunaning kichik chuqurligida hosil bo'lganligi uchun ular sirt tomon harakatlanishida kam energiya yo'qotadi. Bu qonuniyat akslangan elektronlarda tasvir olishda ishlatiladi.

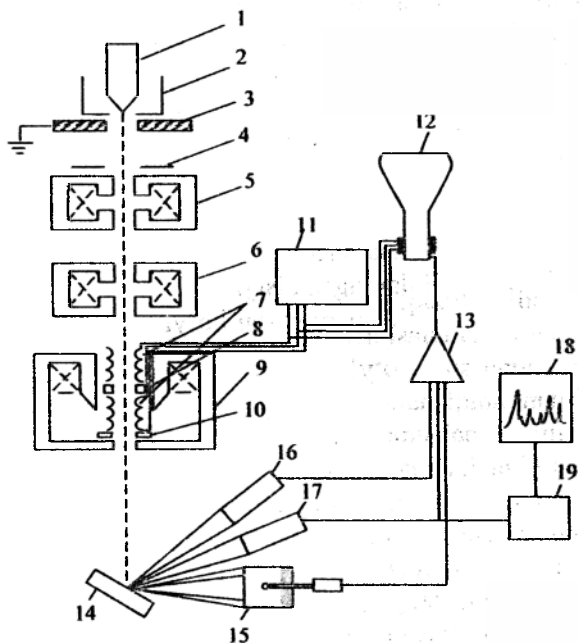
Ikkilamchi elektronlar. Namunaga kiruvchi birlamchi elektronlarning jism atomining tashqi qobiqlardagi elektronlar bilan o'zaro ta'sirlashadi va ularga o'zining energiyasini bir qismi beradi. Namuna atomining ionlashishi yuz beradi va bunda ozod bo'lgan elektron namunani ikkilamchi elektron ko'rinishida tark etadi. Ular 50 eV gacha bo'lgan kichik energiya bilan xarakterlanadi va sirtga yaqin bo'lgan sohadan chiqadi. Ikkilamchi elektronlarni beruvchi qatlam chuqurligi 1–10 nm ni tashkil qiladi. Bu qatlam chegarasida elektronlarning sochilishi kichikdir, shuning uchun ikkilamchi elektronlarda tasvir olishda ajrata olish qobiliyati avvalo birlamchi zond diametri bilan aniqlanadi. Ikkilamchi elektronlar, boshqa signallarga qaraganda maksimal ajrata olish qobiliyatini 5–10 nm ta'minlaydi. Shuning uchun REM da jism sirti tasvirini olishda u eng asosiy ma'lumot manbai hisoblanadi. Hosil bo'luvchi ikkilamchi elektronlar miqdori element atom raqamiga kuchsiz bog'liq.

Ikkilamchi elektronlarning chiqishini aniqlovchi asosiy parametr birlamchi elektronlar to'plamini jism sirtiga tushush burchagidir. Shunday qilib, sirt mikrosohalarning og'ishining o'zgarishi ikkilamchi elektronlarning chiqishini keskin o'zgartiradi. Bu effekt sirt topografiyasi haqida ma'lumot olishda ishlatiladi.

Yutilgan elektronlar. Zond ta'sirida hosil bo'lgan elektronlarning bir qismi namuna xajmida qoladi. Birlamchi to'plamning energiyasi 10 – 20 keV bo'lganda hosil bo'lgan ikkilamchi va akslangan elektronlarning 50% namuna sirtiga yetib boradi, hamda uni tark etadi. Qolgan elektronlar yutilgan elektronlar tokini hosil qiladi. Uning miqdori zond toki, hamda akslangan va ikkilamchi elektron toklari farqiga teng bo'ladi.

Rastrli elektron mikroskop qurilmasi. Rastr elektron mikroskopning sxemasi 6.17–rasmda keltirilgan. U quyidagi bo'limlardan tashkil topgan: elektronlarni hosil qiluvchi elektron to'p 1 – 3; elektron zondni hosil qiluvchi va 11 namuna sirtida uni skanerlashini ta'minlovchi elektronoptik tizimlar 4 – 10; tasvirni hosil qiluvchi tizimlar 11 – 13, 15. Elektron to'p 1 katod, 2 Venelta silindri va 3 anoddan tashkil topgan. Odatda katod sifatida volframli V – shakldagi sim ishlatiladi. Tok o'tkazish bilan katod qizdirilganda elektronlarning termoemissiyasi yuz beradi. Elektronlar katod va anod orasiga qo'yilgan kuchlanish ta'sirida tezlashtiriladi. Kuchlanish 1 dan 50 kV gacha o'zgartirish mumkin. Venelta silindri katta manfiy

potensialga ega bo'lib, elektron oqimni boshqarish uchun ishlatiladi. To'pdan chiqqan elektronlar oqimi uchta 5, 6, 9 elektromagnit linza orqali o'tadi. Elektronlar oqimi fokuslash o'q simmetriyasiga ega bo'lgan magnit maydoni tomonidan amalga oshiriladi. Magnit maydon solenoid o'ramlari orqali tok o'tishida hosil bo'ladi. Linzaning fokus masofasini solenoid o'ramlari orqali oqib o'tayotgan tok kuchini o'zgartirish yordamida amalga oshiriladi. Tizimda, elektronlar to'plamini yoyilishini cheklovchi ikki diafragma 4, 10 mavjuddir.



6.17- rasm. Rastr elektron mikroskopning sxemasi.

1 – katod; 2 – Venelta elektrodi; 3 – anod; 4 – chegaralovchi diafragma; 5 – birinchi kondensator linza; 6 – ikkinchi kondensator linza; 7 – og‘dirish g‘altagi; 8 – stigmator; 9 – obektiv linza; 10 – to‘mlam o‘lchamini cheklovchi diafragma; 11 – yoyish generatori; 12 – ENT; 13 – kuchaytirgich; 14 – namuna; 15 – detektor; 16 – FEK; 17 – rentgen mikroanalizator; 18 – EXM; 19 – printer.

Astigmatizm linzalarning magnit yoki geometrik simmetriyasini buzilishiga bog'liqdir. Astigmatizm 8 stigmator deb nomlanuvchi maxsus tizimni kiritish bilan yo'qotiladi. U linzaning magnit maydoni to'g'riyladi va uning simmetriyasini tiklaydi.

Stigmator 9 Ob'yektiv linzada joylashgan. Bundan tashqari unda ikkita elektrmagnit og'diruvchi g'altak joylashtirilgan. Bu g'altaklar zondni mos ravishda x va y yo'nalishga og'diradi. G'altak 11 generator bilan bog'langan. Bu generator elektron zondni namuna bo'ylab va elektron nurni elektron nur trubkasi 12 ekrani bo'ylab sinxron xarakatlanishini ta'minlaydi. Elektron to'plam namuna sirtida akslangan, ikkilamchi va yutilgan elektronlarni keltirib chiqaradi. Bu signallar maxsus detektor tomonidan ushlanadi. Bu sxema 15 ikkilamchi elektronlarni qayd qilishda ishlatiladigan detektor keltirilgan. Detektorda elektronlar oqimi elektr signalga (tok) aylantiriladi. Tok 13 kuchaytirgich orqali o'tib ekranda ravshanlikni hosil qiladi.

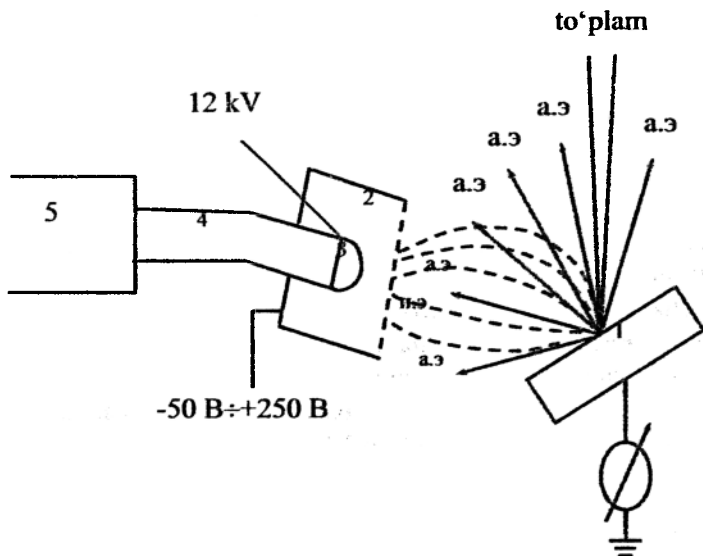
Jism sirt tasviri quyidagicha hosil bo'ladi. Og'diruvchi g'altak yordamida zond namuna sirti bo'ylab haraktlanadi. U chiziq bo'ylab yuradi. Parallel chiziqlar yig'indisi jism yuzasi haqida ma'lumot beradi.

REM ni kattalashtirishi ekran bo'ylab nurni yoyish amplitudasi (L) va namuna sirti bo'ylab zondni yoyish amplitudasi (l) orasidagi nisbat bilan aniqlanadi va L/l ga teng bo'ladi. Ekranda L yoyish uzunligining maksimal qiymati o'zgarmas bo'lganligi uchun mikroskopning kattalashtirishini oshirish uchun l kamaytirish kerak bo'ladi. Zondni tebranish amplitudasini o'zgartirish boshqarish bloki yordamida amalga oshiriladi. Bunda og'diruvchi g'altakdagi tok o'zgartiriladi. Ikkilamchi va akslangan elektronlar detektor. Elektron mikroskopda eng keng qo'llaniladigan detektor, Everxart va Tornli tomonidan takomillashtirilgan ssintillyator – fotokuchaytirgich turidagi detektor hisoblanadi (6.18 – rasm).

Bu detektorning asosiy qismi ssintillyatordir. U katta energiyadagi elektronlar tushganda yorug'lik chiqaradi. Nurlanish nur o'tkazgich orqali fotokuchaytirgich oynasiga tushadi. Bunday tizim kichik shovqin hisobiga katta kuchaytirish koeffitsiyentiga ega. Ko'pgina ssintillyator uchun energiyasi 10 – 15 keV bo'lgan elektronlar kerak bo'ladi.

Shuning uchun ikkilamchi elektronlarni kerakli energiyagacha tezlashtirish uchun ssintillyatorga 12 kV yaqin potensial beriladi.

Bunga qo'shimcha tarzda bu potensial tushayotgan elektronlar to'plamiga ta'sir qilmasligi uchun ssintillyator Faradey silindri bilan o'raladi. Faradey silindridagi kuchlanishni o'zgartirgan holda hosil bo'layotgan signalga ikkilamchi elektronlarning ta'sirini yo'qotish mumkin yoki bo'lmasa ularning samarali ishlatilishiga erishish mumkin.



6.18 – rasm. Everxart-Tornli detektor. a.e. – akslangan elektronlar; i.e. – ikkilamchi elektronlar; 1 – namuna; 2 – Faradey silindri; 3 – ssintillyator; 4 – nur o'tkazgich; 5 – fotokuchaytirgich.

Shuning uchun ikkilamchi elektronlarni kerakli energiyagacha tezlashtirish uchun ssintillyatorga 12 kV yaqin potensial beriladi. Bunga qo'shimcha tarzda bu potensial tushayotgan elektronlar to'plamiga ta'sir qilmasligi uchun ssintillyator Faradey silindri bilan o'raladi. Faradey silindridagi kuchlanishni o'zgartirgan holda hosil bo'layotgan signalga ikkilamchi elektronlarning ta'sirini yo'qotish mumkin yoki bo'lmasa ularning samarali ishlatilishiga erishish mumkin.

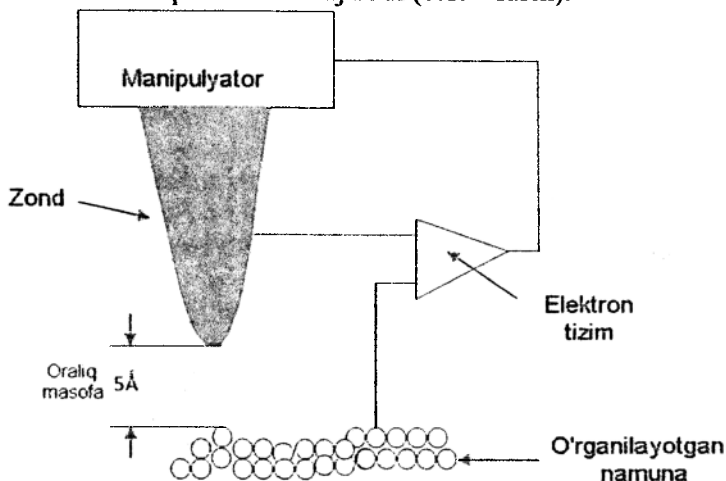
Masalan, +250 V berilganda ikkilamchi elektronlar o'z yo'nalishidan og'adi va silindr ichiga tushadi.

6.6. Nanoob'ektlarni o'rganishning zamonaviy zondli usullari.

6.6.1. Skanerlovchi tunnel mikroskop, atom – kuchlanishli mikroskop. Ularning qurilmalari, ishlash prinsiplari

Skanerlovchi – tunnel mikroskop (STM). STM ning birinchi nusxasi 1981-yilda IBM firmasining Shveysariya bulimi xodimlari Binning va Rorerlar (ular keyinchalik Nobel' mukofotiga sazovor bo'lganlar) tomonidan yaratilgan.

STM ning ishlash prinsipi elektronlarning vakuum to'siq (bar'er) orqali tunnel (sizib) o'tishi hodisasiga asoslangan. Tunnel effektining nazariyasi 1928-yilda G.A.Gamov tomonidan yaratilgan. Tunnel effekti quyidagicha tushuntiriladi. Zarracha (masalan, elektron) ning energiyasi ma'lum bir kengligi chegaralangan to'siqning balandligidan kichik bo'lsa, u to'siqdan sakrab o'tmasdan uning ichkarisi orqali sizib o'tishi mumkin. Zond (o'tkir uchli nina) va namuna (taglik) orasidagi masofa STM da to'siq vazifasini bajaradi (6.19– rasm).



6.19 – rasm: STM dagi “nina-taglik-tokni boshqarish tizimi” ning ko‘rinishi.

Masofa kattaligi elektronning to'liq uzunligiga yaqin bulishi kerak. Shuning uchun STM larda bu masofa (to'siq) kattaligi ko'pincha $L=5 \text{ \AA}$ ga, ya'ni taxminan 2 ta atom diametriga teng qilib olinadi. Zond va namuna (taglik) orasidagi masofa tunnel toki kattaligiga keskin ta'sir qiladi (masofaning 1 \AA ga o'zgarishi tok qiymatini 10 marta o'zgartiradi). Bu hodisa tunnel masofasini, ya'ni tunnel tokini o'zgartirmay (doimiy bir xil) ushlab turishga asoslangan "kuzatuvchi tizim" ni yaratishga imkon beradi.

Zamonaviy p'ezomanipulyatorlar texnik jihatdan o'lchash aniqligini $0,1 \text{ \AA}$ gacha kamaytirishni ta'minlaydi. Bu aniqlik analogli va raqamli o'zgartirgichlarda 20-razryadli o'ta katta integral sxemalarni qo'llash orqali ta'minlanadi. O'ta mukammal o'zgartirgichlardan foydalanib asbobning aniqligini yanada oshirish mumkin. Tunnel toki doimiy qiymatdan chetga chiqsa bu o'zgarish toki kuchaytirgichga beriladi. Kuchaytirilgan tunnel tokining kattaligi (xatolik signali) zond tagidagi tekshirilayotgan jism yuzasining rel'efiga (notekisligiga) to'g'ridan-to'g'ri bog'liq bo'ladi. Skanerlashning tanlab olingan masshtabiga bog'liq ravishda kompyuter ekranida yuzaning tekshirilayotgan qismining tasviri (skani) hosil bo'ladi. Tekshirilayotgan yuza qismining o'rni tayanch (reper) nuqtaga nisbatan $0,1 \text{ \AA}$ aniqlikda topiladi. Shuning uchun ham bu usul nano o'lchamli ob'yektlarni, hattoki yuzadagi alohida-alohida atomlarni va molekullarni juda katta aniqlikda ko'ra olish imkonini beradi, ya'ni STM "atomar" ajrata olish qobiliyatiga ega.

Yuqorida ta'kidlanganidek, zondli mikroskoplarning birinchi vakili STMdir. Bizga ma'lumki, zarraning umumiy energiyasi E , potensial va kinetik energiya yig'indisiga teng.

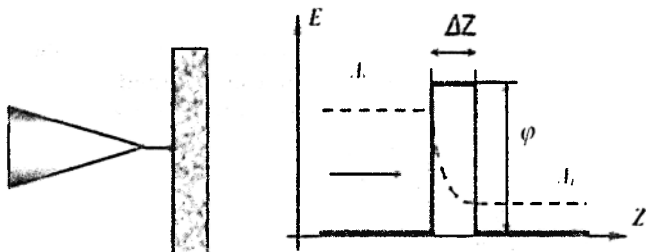
Agar hududning bir oz qismidagi potensial energiyani ko'rinishi quyidagicha bo'lsa,

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ U_0, & 0 < x < a \\ 0, & x > a \end{cases} \quad (6.8)$$

umumiy energiya esa $E < U_0$ bo'lsa, unda aytish mumkinki, zarra potensial chuqur hududida bo'ladi. Klassik mexanikada zarra bu energiya bilan baryerdan o'ta olmaydi va unga urilib orqaga qaytadi. Kvant mexanika nuqtai nazaridan qaralganda, u baryerdan o'tishi mumkin, ya'ni zarra "tunnellanishi" mumkin. Agar bu ehtimollik

yetarli katta bo'lsa, unda aytish mumkinki, baryer shaffof-tunellanuvchandir.

STMning ishlash prinsipi asosida, tashqi elektr maydon ta'sirida metall zond va namuna o'tkazgich orasida, ingichka tirqish orqali elektronlarni tunellanish hodisasi yotadi (6.20-rasm).



6.20-rasm: Tunnel mikroskopda potensial bar'er orqali elektronlarni tunellanish sxemasi.

STMda zond namuna yuzasiga bir necha angstrom (\AA) masofagacha yaqinlashtiriladi. Bunda shaffof-tunellanuvchan potensial baryer kengligi ΔZ bo'lib, uning balandligi zond materialidan elektronlarni chiqish ishi φ_p va namunadan elektronlarni chiqish ishi φ_s bilan aniqlanadi.

Materialning o'rtacha chiqish ishi quyidagiga teng:

$$\varphi = \frac{1}{2}(\varphi_p + \varphi_s) \quad (6.9)$$

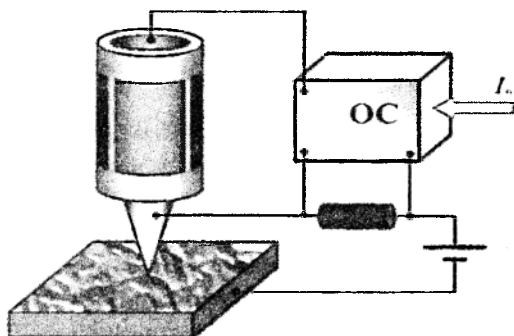
Ikkita metall kontaktda hosil bo'lgan tunnel toki zichligi quyidagicha ifodalanadi:

$$j_t = j_0(V) e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m\varphi} \Delta Z} \quad (6.10)$$

Bu yerda $j_0(V)$ – zond – namuna masofasini o'zgarishiga bog'liq bo'lmagan kattalik bo'lib hisoblanadi.

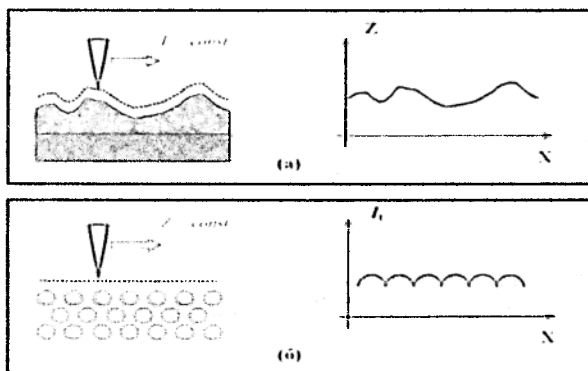
Tunnel tokining masofaga eksponensial bog'liqligi, tunnel mikroskoplarda, zond namuna orasidagi masofani yuqori aniqlikda

boshqarish imkonini beradi. STM o'zida manfiy teskari bog'lanishli elektromexanik tizimni namoyish etadi. Teskari bog'lanish tizimi (6.21-rasm) zond va namuna orasidagi tunnel tokini berilgan qiymatda saqlaydi (I_0). Tunnel toki kattaligining nazorati, binobarin, zond-namuna masofasi, pezoelektrik element yordamida zondning Z o'qi bo'ylab siljishi natijasida amalga oshiriladi.



6.21-rasm:
Tunnel toki bo'yicha
teskari bog'lanish
tashkiliy sxemasi.

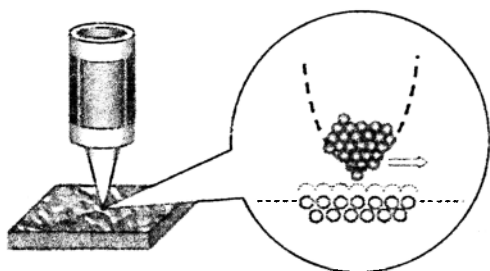
STMDa yuza relyefi tasviri ikkita usulda vujudga keltiriladi. Doimiy tunnel toki usulida (6.22-a_rasm), zond yuza bo'ylab siljiydi va rastri skanerlashni amalga oshiradi: bunda, teskari bog'lanish zanjirida pezoelement Z-elektrodidagi kuchlanishning o'zgarishi, (namunaning takrorlanuvchi yuza relyefini, katta aniqlik bilan), $Z = f(x, y)$, funksiya ko'rinishida kompyuter xotirasiga yozadi, keyin esa kompyuter grafikasi vositasida o'qiydi.



6.22-rasm:
Yuzaning STM
tasvirini olish:
a) tunnel toki
doimiy usuli,
b) oraliq masofa
doimiy. usuli.

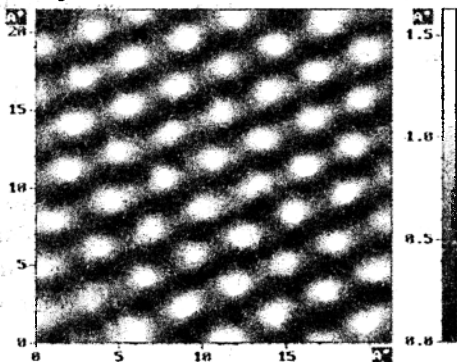
Atomar silliq yuzalarni tekshirishda, balandlik doimiy $Z = const$ usulida STM tasvirni olish effektivligi katta hisoblanadi. Bu holda, zond namunadan bir necha angstrom (\AA) masofada siljiydi va tunnel tokining o'zgarishi, yuzaning STM tasviri sifatida qayd qilinadi (6.22-b, rasm). Skanerlash TB uzilgan holda ham ishlaydi, tezlik bilan yoki, TB reaksiya tezligidan katta tezlik bilan, shunday ekan, TB faqat yuza relyefining ravon o'zgarishini qayta ishlaydi. Bu usulda skanerlash yuqori tezlikda va STM tasvirni olish katta chastotada amalga oshiriladi. Shu bilan birga yuzada bo'layotgan o'zgarishlarni kuzatish imkoniyati paydo bo'ladi.

STMning yuqori fazoviy ruxsat etilganligi tunnel tokining masofadan yuzagacha bo'lgan eksponensial bog'liqligidan aniqlanadi (6.23-rasm). Yuzada normal yo'nalishda ruxsat etilganlik nanometr ulushlariga yetadi. Yon yo'nalishda ruxsat etilganlik zond sifatiga bog'liq bo'ladi va asosan, o'tkir uchli zondning makroskopik egrilik radiusi bilan emas, uning atom strukturasi bilan aniqlanadi. Zondni to'g'ri tayyorlashda uning uchlari bitta atom yoki atomlar to'plami o'lchami ehtimolligida topilishi kerak va u zondning o'tkir egrilik radiusidan juda kichik bo'lishi kerak. Haqiqatan, tunnel toki namuna yuzasidagi atom va zond atomlari orasidan oqadi. Zond yuzasining tepasida turgan atom, yuzadan kristall panjara doimiysiga teng masofagacha yaqin joylashadi. Tunnel tokining masofaga eksponensial bog'liqligidan, tok asosan, namuna yuzasi va zond uchining do'nglik atomi orasidan oqadi.



6.23-rasm: Skanerlovchi tunnel mikroskopda atomar darajada amalga oshirish.

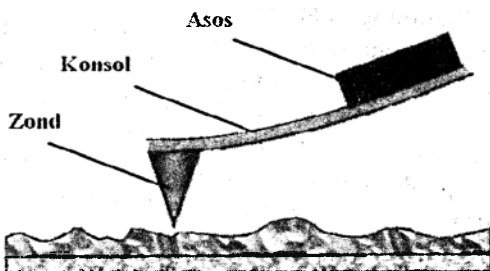
Bu zondlar yordamida atom o'lchamigacha fazoviy ruxsat etilganlik bilan natija olish mumkin (6.24-rasm).



6.24-rasm: Atomar darajadagi yuqori oriyentatsiyalangan pirolitik grafit STM

6.6.2. Kontaktli atom-kuchlanishli mikroskop (AKM)

AKM ishlashi asosida zond va yuza orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari yotadi. Qayd qilish uchun oxirida o'tkir zond joylashgan elastik konsolli, maxsus zondli datchiklarda foydalaniladi (6.25-rasm). Yuzaning zond tomonidagi qismidagi kuch kosolning egilishiga olib keladi. Qayd qilinayotgan egilish kattaligi, yuzadagi zondning o'zaro ta'sir kuchlari bilan nazorat qilinishi mumkin.

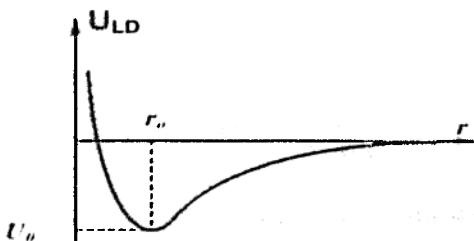


6.25-rasm: AKM zondli datchikining sxematik tasviri.

AKMning ishlashida Van-der-Vaals kuchlarini misol qilishimiz mumkin. Bir-biridan r masofada joylashgan, ikkita atom Van-der-Vaals o'zaro energiyasini, Lennard-Jons potensial funksiyasi orqali yozish mumkin (6.26-rasm):

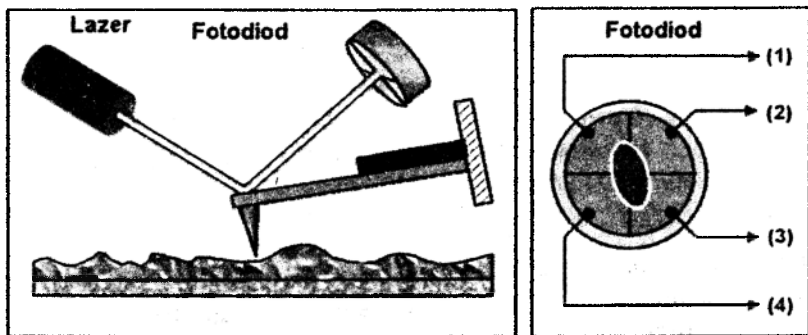
$$U_{LD}(r) = U_0 \left\{ -2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} + \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right\}, \quad (6.11)$$

Bu formulada, qo'shiluvchining birinchisi, atomlarning dipol-dipol o'zaro ta'siriga asoslangan uzoqdan ta'sir etuvchi tortishishni bildiradi. Ikkinchi qo'shiluvchi esa atomlarning kichik masofalarda itarishishini bildiradi. r_0 – parametr atomlar orasidagi muvozanat masofa, U_0 – energiyaning minimum qiymati.



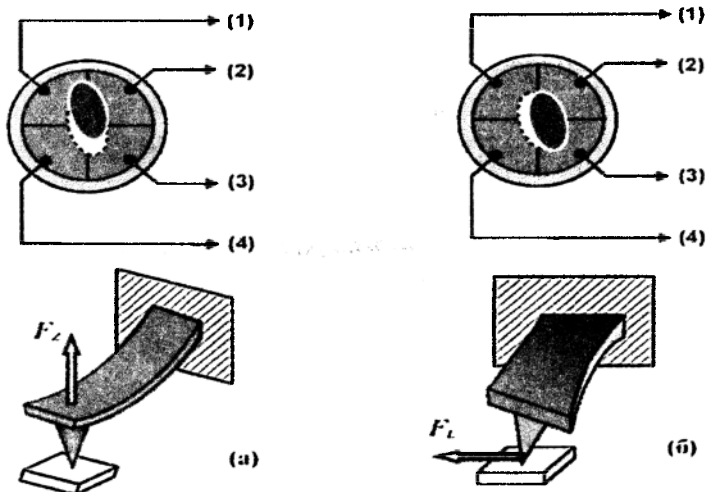
6.26-rasm: Lennard-Jons potensialli sifatli ko'rinishi

Zondning namunadagi o'zaro ta'siri haqiqiy murakkab xarakterga ega bo'lib, AKMning zondi namunadan uzoq masofalarda tortishishini, yaqin masofalarda itarishishini sinovdan o'tkazadi va ularning o'zaro ta'sirini chizmada saqlaydi. Yuza relyefining AKM tasvirini olish zondli datchik elastik konsolining kichik egilishlarini qayd qilish bilan bog'langan. Atom-kuchlanishli mikroskoplarda shu maqsadda optik metodlar keng foydalaniladi (6.27-rasm).



6.27-rasm: AKM zondli datchigining konsoli egilishini optik qayd qilish sxemasi.

AKM optik tizimi quyidagicha sozlanadi. Yarim o'tkazgichli lazerdan nurlangan yorug'lik zondli datchik konsoliga fokuslanadi, qaytgan nur esa fotopryomnikning fotosezgir sohasi markaziga kelib tushadi. Pozitsiyali-sezgir fotopryomnik sifatida to'rt seksiyali yarim o'tkazgichli fotodiod qo'llaniladi (6.28-rasm).



6.28-rasm: Zondli datchik konsolining tiplar orasidagi egilish deformatsiyasiga muvofiqiqligi va fotodiodda nur dog'ining holatini o'zgarishi.

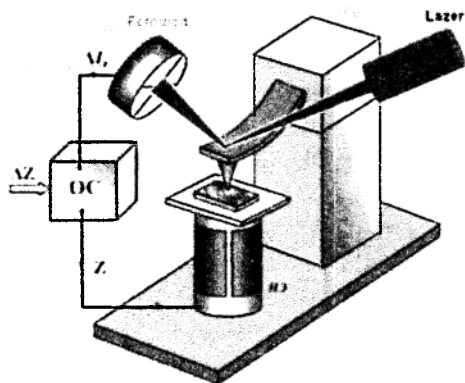
Optik tizim qayd qilgichi asosiy parametrlari ta'sir ostida konsolning egilish deformatsiyasi, Z-komponent tortishish yoki itarishish kuchi (FZ) va lateral komponentlarda zondning yuza bilan o'zaro ta'sir kuchi (FL) ostida konsolning burilish deformatsiyasi. Agarda biz fotodiod seksiyalaridan o'tayotgan dastlabki fototok qiymatini $I_{01}, I_{02}, I_{03}, I_{04}$ bilan, konsolning holati o'zgargandagi tokning qiymatini I_1, I_2, I_3, I_4 bilan belgilasak, fotodiod turli seksiyalaridagi tok farqi $\Delta I_i = I_i - I_{0i}$, AKM zondli datchigi konsolning egilish yo'nalishini va kattaligini birqiymatli bo'lishini xarakterlaydi. Haqiqatan, toklar farqi ko'rinishi

$$\Delta I_z = (\Delta I_1 + \Delta I_2) - (\Delta I_3 + \Delta I_4), \quad (6.12)$$

namuna yuzasida normal bo'yicha amaldagi kuch ta'sirida konsolning egilishiga proporsional (6.28-a,rasm).

$$\Delta I_z = (\Delta I_1 + \Delta I_2) - (\Delta I_3 + \Delta I_4), \quad (6.13)$$

Farqli toklar birlashmasi ko'rinishi lateral kuchlar ta'sirida konsolning egilishini xarakterlaydi (6.28-b,rasm). I_z kattalikdan Atom-kuchlanishli mikroskop teskari bog'lanish sirtmog'i kirish parametri sifatida foydalaniladi (6.29-rasm). Teskari bog'lanish tizimi konsol egilishi ΔZ ni ΔZ_0 ga teng kattalikda ushlab turib, pezoelektrik ijro etuvchi element yordamida $I_z = const$ ni ta'minlaydi.

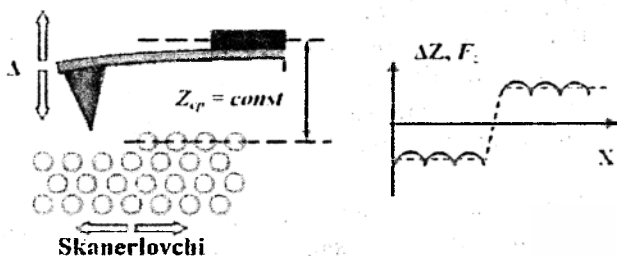


6.29-rasm: Atom-kuchlanishli mikroskopda teskari bog'lanish tashkillanmasi umumiy sxemasi.

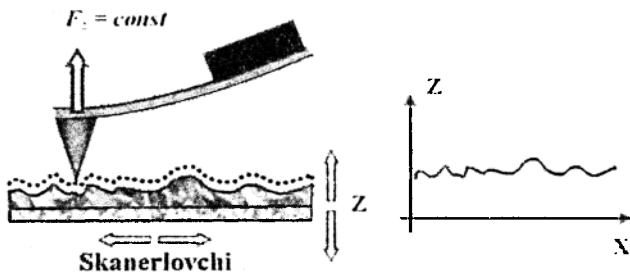
$Z = const$. Rejimida namunani skanerlash uchun, zond yuza bo'ylab siljiydi, natijada skaner Z-elektrodidagi kuchlanish yuza relyefi $Z = f(x, y)$ sifatida kompyuter xotirasiga yozib boriladi. AKMning fazoviy ruxsat etilganligini, zond aylanma radiusi va konsolning og'ishini qayd qiluvchi tizim sezgirliги aniqlaydi. Hozirgi kunda AKMning namuna yuzasini atom darajasida tekshirishni amalga oshiradigan konstruksiyalari yaratilgan.

Kontaktli atom-kuchlanishli mikroskopiya. AKM yordamida yuza xossalari va relyefi haqida axborot olishni, shartli ravishda ikkita katta guruhga bo'lish mumkin-kontaktli kvazistatik va kontaktsiz tebranish. Kontaktli kvazistatik usulda o'tkir zond bevosita yuzada harakatlanadi, shu sababli namuna tarafdagi amaldagi itarishish va tortishish kuchlari, konsolning egiluvchanlik kuchi bilan muvozanatlashadi. AKMning bunday rejimda ishlashida bikrlilik koeffitsiyenti nisbiy kichik bo'lgan kantileverdan foydalaniladi, u zondning namunada turli ta'sir etishdan o'z xohishsiz o'zini olib qochmasligini va yuqori sezgirlikni ta'minlash imkonini berishi kerak.

AKMning kvazistatik rejimida o'rganilayotgan yuza relyefining tasviri, yoki yuzadagi o'zaro ta'sir kuchlari (itarishish va tortishish kuchlari) doimiy bo'lganda, yoki namuna yuzasi va zondli datchik asosi orasidagi o'rtacha masofa doimiy bo'lganda vujudga keltiriladi. $F_z = const$ rejimida namunani skanerlashda, teskari bog'lanish tizimi katilever egilish kattaligini doimiy ushlab turadi, binobarin, zondning namuna bilan o'zaro ta'sir kuchini ham (6.30-rasm). Bunda boshqaruvchi kuchlanish teskari bog'lanish halqasiga, skanerning Z-elektrodidan uzatiladi va u namuna yuzasining relyefiga proporsional bo'ladi.



6.30-rasm: Namuna va zond o'zaro ta'sir kuchlari doimiy bo'lganda AKM tasvirni hosil qilish



6.31-rasm: Zondli datchik va namuna orasidagi masofa doimiy bo'lganda AKM tasvir hosil qilish.

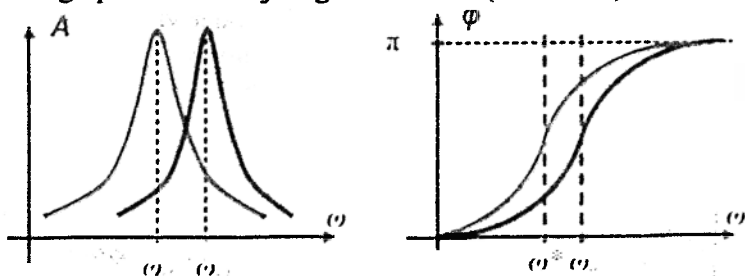
Balandlik tafovuti kichik bo'lgan (angstrom birligi tartibida) namunalar relyefini tekshirishda, zondli datchik asosi va namuna o'rtasidagi masofa doimiy bo'lgan ($Z = const$) skanerlash rejimi qo'llaniladi. Bunday holda, zondli datchik namunadan bir oz o'rtacha balandlikda ($Z_{o'rt}$) harakatlanadi (6.31-rasm), bunda yuza tomonidagi amaldagi kuchlarga proporsional ravishda, har bir nuqtadagi konsolning egilishi ΔZ qayd qilib boriladi. Bu holatda AKM tasvir yuza va zond o'zaro ta'sir kuchlarining fazoviy taqsimlanishi bilan xarakterlanadi. AKM usulning kamchiligi – zondning namuna bilan mexanik o'zaro ta'siridir. Bu tez-tez skanerlash jarayonida zondning ishlamasligi va namuna yuzasining buzilishiga olib keladi. Shunday ekan, kontaktli usul kichik mexanik bikrlikli namunalarni o'rganishga yaroqli emas, jumladan organik materiallar asosidagi strukturalar va biologik obyektlarni o'rganish mumkin.

AKMning tebranish metodikasi. Organik materiallar asosidagi strukturalarni va biologik obyektlarni tekshirishda AKMning tebranish metodikalari qo'llaniladi. Bu usul yuzada tebranayotgan kantileverning o'zaro ta'sir parametrlarini qayd qilishga asoslangan. Bu metodikaning ahamiyati shundaki, skanerlash jarayonida zondning namuna yuzasidagi mexanik ta'sir etishini kamaytirishga imkon tug'iladi. Bundan tashqari, tebranish metodikasining taraqqiy etishi, namuna yuzasini turli xossalarni o'lchashda AKM arsenali imkoniyatlarini kengaytirdi. AKMning bunday rejimda ishlashida yuqori bikrlik koeffitsiyentiga ega bo'lgan, zondning namunada turli ta'sir etishdan o'z xohishsiz o'zini olib qochmasligini va yuqori

sezgirlikni ta'minlash imkonini beradigan kantileverdan foydalaniladi. Tekshirilayotgan ob'jekt bog'liqligiga qarab kantilever katta yoki kichik bikrligni tanlab oladi.

Ammo, tebranish metodikasi vaqtida, tizim tashqi manba titrashiga o'ta sezgir bo'lib qoladi. Bu har tomonlama manba ta'sirni yo'qotish maqsadida, passiv yoki aktiv antititrash himoyasidan foydalaniladi.

AKM kantilever tebranishi kontaktsiz rejimi. Kontaktsiz rejimda kantilever kerakli tebranishni 1mm kichik amplituda tartibida sodir etadi. Zondni yuzaga yaqinlashtirganimizda kantilever namuna tomoniga qo'shimcha kuch bilan ta'sir etishni boshlaydi. Vander-Vaals o'zaro ta'sirida, qayerda tortishish kuchi ta'siri bo'lsa, bu zond va namuna orasidagi masofa sohasiga mos keladi. Bu holatda, namuna yuzasi bilan zondning mavjud o'zaro ta'sir kuchi ACHX va FCHX tizimlarning qo'shimcha siljishiga olib keladi (6.32-rasm).



6.32-rasm: Kuch ta'sirida kantilever ACHX va FCHXsini o'zgarishi.

Tizimning amplituda - chastotaviy xarakteristikasi:

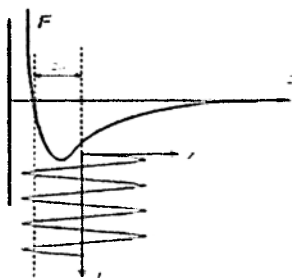
$$A(\omega) = \frac{n \cdot \omega^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{F}{m})^2 + \frac{\omega^2 \omega_0^2}{Q^2}}} \quad (6.14)$$

Tizimning faza - chastotaviy xarakteristikasi:

$$\varphi(\omega) = \arctg \left[\frac{\omega \omega_0}{Q \left(\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{F}{m} \right)} \right] \quad (6.15)$$

AKM kantilever tebranishi «Yarim kontaktli» rejimi. Kontaktsiz rejimda kantilever tebranishi amplituda va fazaviy o'zgarishini qayd qilish, yuqori sezgirlik va teskari bog'lanish ishi mustahkamligini talab qiladi. Amaliyotda ayrim hollarda, kantilever tebranishining "yarim kontaktli" deb nomlanuvchi rejimidan foydalaniladi (ayrimlar buni uzgich-kontakt deb, chet el adabiyotlarida -»intermittent contact» yoki «tapping mode» rejimi deb nomlashadi). Bu rejimda ishlashda kantilever tebranishi shunday uyg'otiladiki, uning amplituda tartibi 10-100 nm bo'lib rezonansga yaqin bo'ladi. Kantilever yuzaga shunday yaqin keltiriladiki, toki tebranish pastki yarim davri namuna yuzasida urinma hosil qilsin (bu masofaning kuchga bog'liqligi grafigida, itarishish sohasiga mos keladi).

Namunani skanerlashda kantilever tebranishi amplituda va fazaviy o'zgarishi qayd qilinadi. "Yarim kontakt" rejimida kantileverning yuza bilan o'zaro ta'sirini Van-der-vaalos o'zaro ta'siri tashkil etadi, qaysiki yuza tomoniga kantilever ta'sirlashganda, urinish paytida unga mustahkam kuch qo'shadi(6.33-rasm).



6.33-rasm: Kantilever tebranishi «yarim kontaktli» rejimida ishchi nuqtani tanlash.

Bu rejimning o'ziga hos xarakteri, kontaktsiz rejimga nisbatan o'ziga hosligidadir. Kantilever tebranishi amplituda va fazasi, kantilever tebranishi pastki nuqtasida zond va namuna o'zaro ta'siri darajasiga bog'liq bo'ladi. Zond tebranish pastki nuqtasida yuza bilan mexanik o'zaro ta'sirlashadi, kantilever tebranishi amplituda va faza o'zgarishi bu rejimda, namunalar yuzasi lokal mustahkamligi borligining muhim ta'siri hisoblanadi.

Kantilever tebranishi rejimida AKM tasvirni hosil qilish quyidagi ko'rinishda bo'ladi. Pezovibrator yordamida kantileverda, A amplitudaga ega bo'lgan, chastotasi rezonans chastotasiga yaqin bo'lgan tebranish uyg'otiladi. Skanerlashda AKM teskari bog'lanish tizimi

kantiliverni A_0 qiymatli amplitudada doimiy ushlab turadi. Teskari bog‘lanish tizimi halqasidagi kuchlanish (skaner Z-elektrodi) kompyuter xotirasiga yuza relyefi AKM tasviri sifatida yozib olinadi.

1986-yilda skanlovchi atom-kuchlanishli mikroskop (Atomic Force Microscope, AFM) paydo bo‘ldi. Bu mikroskopda STM dan farqli ravishda harakatlanuvchi zond yuzaga doimo tegib turadi, ya‘ni u bilan kontaktda bo‘ladi va zondning yuza notekisliklarida tushib-chiqishi o‘lchab boriladi. Harakatlanuvchi zond kantilever deb nomlanadi. AKM ga asoslangan molekulyar manipulyator (boshqargich) ning ko‘rinishi 6.34– rasmda keltirilgan.

Ushbu manipulyator yordamida reagentdan alohida-alohida molekullarni olib yuzaning istalgan nuqtasiga olib borish va lokal kimyoviy reaksiyani amalga oshirish mumkin. Zondning uchiga joylashtirilgan oqsilning katta molekulasi o‘ziga yaqin joylashtirilgan eritma tarkibidagi kichik molekullar (ligandalar) ni birin-ketin bog‘lay boshlaydi.

6.34 – rasm: AKM asosidagi molekulyar manipulyator:

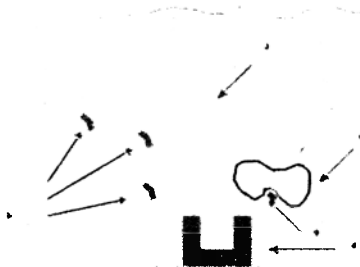
a) AKM zondi

(kantilever) ning uchi;

b) eritmadagi reagent (ligand) molekullari;

v) zond uchidagi oqsilning katta molekulasi;

g) oqsil tutib olgan molekula; d) ligandaning taglik bilan to‘qnashuvi jarayonida ro‘y beradigan kimyoviy reaksiya natijasida vujudga kelgan tuzilma.



Keyin zond bu molekullarni taglik yuzasining kerakli nuqtasiga joylashtiradi. Taglik bilan, har bir molekula bilan, molekullarning bir-biri bilan kimyoviy reaksiyalari natijasida liganda molekullari-dan tashkil topgan yangi nanotizim hosil bo‘ladi (6.34, d – rasm). Bu tizim – yangi tuzilishga va xususiyatlarga ega bo‘ladi. Shunday qilib, AKM yordamida nanoob‘ektlarni faqatgina o‘rganish emas uni hosil ham qilish mumkin ekan.

VII BOB. MIKRO- VA NANOELEKTRONIKADA QO‘LLANILADIGAN MATERIALLAR TO‘G‘RISIDA UMUMIY MA‘LUMOTLAR

7.1. Mikroelektronika materiallarining tasnifi

Yarim o‘tkazgichli asboblardan va mikroelektronika mahsulotlarini tayyorlashda ishlatiladigan materiallarni to‘rtta guruhga bo‘lish mumkin: *asosiy, texnologik, konstruktiv va yordamchi materiallar*.

Asosiy materiallarga yarim o‘tkazgichli asboblardan, integral mikrosxemalardan, yorug‘lik nurlantiruvchi asboblardan, fotoo‘zgartkichlardan, quyosh batareyalari, qattiq jisimli lazerlar va boshqa ko‘pgina mikroelektronika mahsulotlarini tayyorlashda ishlatiladigan yarim o‘tkazgichli materiallar kiradi.

Texnologik materiallarga mikroelektronika qurilmalarini ishlab chiqarish texnologik jarayonlarida qo‘llaniladigan materiallar kiradi. Bular: boshlang‘ich yarim o‘tkazgichli quyma va plastinalarga mexanik ishlov berishda ishlatiladigan abraziv materiallar; yarim o‘tkazgichli plastinalarni yog‘sizlantirish va emirish uchun ishlatiladigan kimyoviy materiallar; yarim o‘tkazgichli plastinalar sirtida har xil himoyalovchi dielektrik qoplamalar (SiO_2 , Si_3N_4 , Al_2O_3 plyonkalari) hosil qiluvchi kimyoviy reagentlar; plastina sirtida kerakli geometrik shakldagi rel‘ef suratini shakllantirish imkoniyatini beruvchi materiallar (foto-, rentgen- va elektronrezistlar); diffuzantlar – diffuziyali texnologik jarayonlarni o‘tkazishda yarim o‘tkazgichli plastinalarda kerakli turdagi elektr o‘tkazuvchanlikli va solishtirma qarshilikli sohalarni hosil qiluvchi moddalar; legirlovchi materiallar (akseptorlar va donorlar) – yarim o‘tkazgichlar va elektrod qotishmalarining elektrofizik xossalarni o‘zgartirishda qo‘llaniladigan moddalar; himoyalovchi materiallar (laklar, emallar, kompaundlar va boshqalar) – IMS aktiv va passiv elementlarini atrof muhit ta‘siridan izolyasiyalashda qo‘llaniladigan materiallar.

Konstruksion materiallar asosan yarim o‘tkazgichli asboblardan va IMS korpuslarini tayyorlashda ishlatiladi. Bularga metallar, qotishmalar, shishalar, keramikalar, plastmassalar va elimlar kiradi.

Yordamchi materiallar bir qancha texnologik operatsiyalar (diffuziya, oksidlash, omik kontaktlar hosil qilish, quritish, yig‘ish, kavsharlash, germetiklash va shu kabilar)ni o‘tkazishda kerakli

sharoitlar (gazli muhit) ni ta'minlashda ishlatiladi. Yordamchi materiallarga qo'shimcha aslahalar (kassetalar, lodochkalar, tigellar, podstavkalar, emirtirish qurilmalari va shu kabilar)ni tayyorlash uchun kerak bo'ladigan materiallar ham kiradi. Bularidan tashqari ko'pgina texnologik operatsiyalarda o'ta toza (distirlangan, deionlashgan) suvdan foydalaniladi. Tayyor bo'lgan mahsulotlarga tovar ko'rinishini berish uchun har xil bo'yoqlardan foydalaniladi.

Metallar va qotishmalar tuzilishining fizik asoslari. Metallar deb, yuqori issiqlik va elektr o'tkazuvchanlikka, ishlov berishlikka, plastiklikka, mustahkamlikka va o'ziga xos yaltiroqlikka ega bo'lgan moddalarga aytiladi.

Metallarning xossalari kristall panjaralarining tuzilishiga bog'liq bo'ladi. Metallarning ko'pchiligi yoqli markazlashgan, hajm markazlashgan kub yoki zich joylashgan geksogonal panjarali bo'ladi.

Metallarda valent elektronlar atomlarga tegishli bo'lmasdan balki umumlashgan holatda kristall panjara ichida erkin siljib yuradi. Bunday umumlashgan valent elektronlar "elektronli gaz" ham deyiladi. Valent elektronlarini bergan atomlar musbat zaryadlangan ionlarga aylanadi va kristall panjara tugunlarida elektronlar bilan bo'ladigan elektrostatik ta'sir natijasida ushlab turiladi. Shunday qilib, bunday materiallardagi metall bog'lanish erkin valent elektronlar bilan musbat zaryadlangan ionlarning o'zaro ta'siri natijasida bo'ladi.

Metallar qora (temir) va rangli (alyuminiy, magniy, mis, rux va hokazolar)ga bo'linadi. Bular esa o'z navbatida engil, og'ir, qiyin eruvchan, nodir, kamyob, radiaktiv, transuran va hokazolarga bo'linadi.

Metallli qotishma deb, har xil metallarning bir fazali yoki ko'p fazali aralashmalariga aytiladi.

Ikki yoki bir necha metallarning birgalikda eritilganda hosil bo'ladigan fazalar yo qattiq qotishmalar, yo intermetall birikmalar ko'rinishida bo'ladi. Qattiq qotishma hosil bo'lganda metall – eritkichning kristall panjarasi saqlanadi. Kristall panjara turlari bir xil bo'lgan ko'pgina metallar bir-biri bilan ixtiyoriy nisbatlarda aralashib qattiq qorishmalarning uzluksiz qatorini hosil qiladi. Biroq shunday metallar ham borki, ular biri-biri bilan chekli eriydi yoki umuman qattiq fazada erimaydi.

Qattiq qorishmalarda uch xil turdagi struktura kuzatiladi: o'rin olish, kirish va ayrish. O'rin olish kuzatiladigan qattiq qorishmalarda erigan metallning atomlari kristall panjara tugunlarida joylashgan

metall – eritkich atomlarining o‘rniga o‘tiradi. Bunda ular ma’lum bir qonuniyat asosida taqsimlanadi. Kirish kuzatiladigan qattiq qorishmalarda erigan metallning atomlari eritkich metall atomlarining o‘rnini olmasdan, uning kristall panjarasidagi atomlar oralig‘iga joylashadi. Kirish kuzatiladigan qattiq qorishmalar atom radiuslari kichik bo‘lgan metallar eriganda hosil bo‘ladi. Ayrish kuzatiladigan qattiq qorishmalar qotishma komponentlarining birortasining etishmasligi natijasida hosil bo‘ladi.

Erituvchi va erigan metallarning atomlari har xil radiusga ega bo‘lganligi sababli qattiq qorishmaning kristall panjarasi o‘rin olishda nisbatan kamroq, kirish va ayrish strukturalarda esa ko‘proqqa buziladi.

Yarim o‘tkazgichlar va ularning xossalari. Yarim o‘tkazgichlar deb, elektr o‘tkazuvchanliklari metall va dielektriklar oralig‘ida bo‘lgan moddalarga aytiladi. Biroq bu ta’rif qisman to‘g‘ri bo‘lib, yarim o‘tkazgichlarga xos bo‘lgan xususiyatlarning hammasini o‘zida aks ettira olmagan. Bu ta’rifni to‘ldirish uchun yarim o‘tkazgichlarning ikkita xususiyatini qo‘shimcha qilish kerak. Birinchidan, temperatura oshishi bilan yarim o‘tkazgichlarning elektr o‘tkazuvchanligi oshadi, ikkinchidan, bu o‘tkazuvchanlik kristall panjara davriyligini buzadigan yarim o‘tkazgichdagi har xil kirishmalar va strukturaviy nuqsonlarning konsentrsiyalariga kuchli bog‘liq bo‘ladi. Yarim o‘tkazgichga kirishma kiritilganda faqatgina uning elektr o‘tkazuvchanligi o‘zgarmasdan, balki temperaturaga bog‘lanishining xarakteri ham o‘zgaradi. Yarim o‘tkazgichlar asosida mikroelektronika mahsulotlarini tayyorlashda asosiy kriteriy ularning kristall strukturasi mukammalligi hisoblanadi.

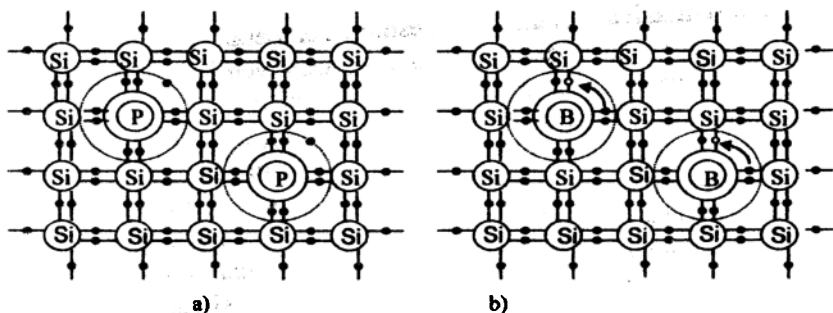
Yarim o‘tkazgichlar materialining tozaligi bo‘yicha *xususiy va kirishmali yarim o‘tkazgichlarga* bo‘linadi.

Xususiy yarim o‘tkazgichlarda kirishmalar bo‘lmaydi. Biroq kirishmasiz yarim o‘tkazgich olish oson emas. Shu sababli xususiy yarim o‘tkazgich deyilganda, undagi qoldiq kirishmalarning ta’sirini ma’lum bir temperaturagacha hisobga olmasa ham bo‘ladigan yarim o‘tkazgichlar tushiniladi. Xususiy yarim o‘tkazgich absolyut nol temperaturada (-273°C) elektr o‘tkazuvchanlikka ega emas, chunki undagi valent elektronlar erkin holatda bo‘lmaydi. Demak absolyut nolda yarim o‘tkazgichlar xuddi dielektriklarday bo‘ladi. Absolyut noldan farqli temperaturalarda elektron biror bir kovalent bog‘ning uzilishi natijasida atomdan ajraladi (masalan, yarim o‘tkazgichli

materialga issiqlik ta'sir ettirilganda). Natijada xususiy yarim o'tkazgichda erkin elektron va uzilgan (to'lmagan) bog' hosil bo'ladi. Uzilgan yoki to'lmagan bog' shartli ravishda musbat zaryadga ega bo'lgan zarracha ya'ni kovak deb qabul qilingan. Demak xususiy yarim o'tkazgichlarda erkin elektronlar soni kovaklar soniga teng bo'ladi.

Kirishmali yarim o'tkazgichlarda ularning elektrofizikaviy xossalari kiritilayotgan kirishmaning turi va miqdori bilan aniqlanadi. Kiritilgan kirishmaning turiga bog'liq holda elektron – n turdagi va kovak – p turdagi elektr o'tkazuvchanlikli yarim o'tkazgichlar bir-biridan farq qilinadi. Qo'shimcha elektronlar yoki kovaklar hosil qiladigan kirishmalar mos holda donorlar va akseptorlar deyiladi.

(7.1-rasm: a,b).



7.1-rasm. Kirishmali yarim o'tkazgichlarning strukturasi:

a – fosfor bilan legirlangan n – turli kremniy;

b – bor bilan legirlangan p-turli kremniy

Kiritilayotgan kirishmaning konsentratsiyasi ma'lum bir qiymatdan oshganda hosil bo'layotgan kirishma zonasi o'tkazuvchanlik zonasi bilan birlashib ketadi. Bunday yarim o'tkazgichlar *aynigan* yarim o'tkazgichlar deyiladi. Aynigan yarim o'tkazgichlarda kirishmali elektr o'tkazuvchanlik kuzatiladigan temperaturalar oraliq'ida elektr o'tkazuvchanligining qiymati o'zgarmas bo'lib temperaturaga bog'liq bo'lmaydi. Shunday qilib, aynigan yarim o'tkazgichlar yuqori elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi va ularni yarim metall ham deyishadi. Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi N ning har xil turdagi yarim o'tkazgichlarda temperatura T ga bog'liqligi 7.2-rasmda keltirilgan.

Temperatura T_1 dan T_2 gacha oshirilganda kirishma atomilari (donor) hisobiga erkin elektronlar hosil bo'ladi va erkin zaryad

tashuvchilarning konsentrasiyasi oshadi (1-2 kesma). Temperaturaning keyingi T_2 dan T_3 gacha oshishida zaryad tashuvchilarning konsentrasiyasi o'zgarmaydi (2-3 kesma), chunki hamma kirishma atomlarining yarim o'tkazgich atomlari bilan kovalent bog'lanmagan elektronlari erkin bo'lib qoladi, yarim o'tkazgich atomlarining elektronlari esa o'z atomlari bilan kovalent bog'langan holda bo'ladi. T_3 dan yuqori temperaturalarda xususiy yarim o'tkazgichning atomlari orasidagi kovalent bog'larning uzilishi natijasida erkin elektronlar hosil bo'la boshlaydi va erkin zaryad tashuvchilarning konsentrasiyasi yana osha boshlaydi (3-6 kesma). Donor kirishmaning katta konsentrasiyalarida yarim o'tkazgich aynigan holatga o'tadi va uning temperaturaviy bog'lanishi ikki kesmadan iborat siniq chiziq tarzida ifodalanadi (5-4 va 4-6 kesmalar). 5-4 kesma oralig'ida zaryad tashuvchilarning miqdori o'zgarmaydi, 4-6 kesma oralig'ida esa xususiy yarim o'tkazgich kovalent bog'larning uzilishi natijasida ularning konsentrasiyasi yana osha boshlaydi.

Yarim o'tkazgichlarga xos xususiyatlardan biri ularning elektr o'tkazuvchanligining yorug'likka bog'liqligidir. Yorug'lik ta'sirida hosil bo'layotgan qo'shimcha erkin elektronlar hisobidagi elektr o'tkazuvchanlik fotoo'tkazuvchanlik deyiladi. Bunda yarim o'tkazgichning tabiatiga bog'liq holda erkin elektronlar tushayotgan nur ul'trabinafsha sohadan infraqizil sohangacha o'zgarganda hosil bo'lishi mumkin. Yarim o'ttkazgichning fotoo'tkazuvchanligi tushayotgan nurning intensivligiga va to'lqin uzunligiga bog'liq bo'ladi. Yarim o'tkazgichlarga xos bo'lgan yana bir xususiyatlardan biri unda hosil qilingan temperatura farqi natijasida termoelektr yurituvchi kuch deb ataladigan potentsiallar farqining hosil bo'lishidir. Kirishmalar bir tekis taqsimlangan yarim o'tkazgich kristalli notekis qizdirilganda unda zaryad tashuvchilarning konsentrasiyalari farqi hosil bo'ladi. Buning natijasida issiqroq sohadan sovuqroq sohaga zaryad tashuvchilarning diffuziya oqimi yuzaga keladi, bu esa termoelektr yurituvchi kuchning (termoe.yu.k) hosil bo'lishiga sabab bo'ladi.

Yarim o'tkazgich namunasidan ma'lum yo'nalishda elektr toki o'tayotganda unga tok yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan magnit maydoni ta'sir ettirilsa namunaning yon yoqlari orasida potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Bu poltensiallar farqi Xoll e.yu.k. deyiladi (Xoll effekti). Bundan tashqari yarim o'tkazgichning xossalari zaryad

tashuvchilarning harakatchanligiga, yashash vaqti va diffuziyali uzunlik kabi parametrlar bilan xarakterlanadi.

Zaryad tashuvchilarning harakatchanligi deganda, ularning tartibli harakati o'rtacha tezligining elektr maydoni kuchlanganligiga bo'lgan nisbati tushiniladi:

$$\mu = \frac{g_{or}}{E} \cdot \left[\frac{m^2}{V \cdot s} \right] \quad (7.1)$$

Harakatchanlik SI birliklar sistemasida $m^2/V \cdot s$ bilan o'lchanadi. Amalda esa ko'proq $cm^2/V \cdot s$ birligidan foydalaniladi.

Haqiqatdan ham, elektr maydoni ta'sirida zaryad tashuvchilar ma'lum bir tartibli harakat (dreyf) tezligiga ega bo'lib, elektr tokini hosil qiladi. Elektr o'tkazuvchanligi n- va p-turli bo'lgan yarim o'tkazgichlarda elektronlarning harakatchanligi - μ_n va kovaklarning harakatchanligi - μ_p larning qiymatlari bir-biridan farq qiladi. Ko'p hollarda $\mu_n > \mu_p$ bo'ladi.

Zaryad tashuvchilarning yashash vaqti deganda, tashqi ta'sir to'xtagandan so'ng ortiqcha konsentratsiyaning e marta kamayadigan vaqt tushiniladi (e – natural logarifm asosi). Umuman, yashash vaqti bu zaryad tashuvchining hosil bo'lgan (generasiya) vaqtdan to yo'q bo'lib ketishgacha (rekombinatsiya) bo'lgan vaqt oralig'idir. Zaryad tashuvchilarning yashash vaqti xususiy yarim o'tkazgichlarda eng katta bo'ladi. Kirishmali yarim o'tkazgichlarda esa kamayadi, ayniqsa agar ularning kristall strukturasi nuqsonlar miqdori ko'p bo'lsa bu kamayish sezilarli bo'ladi. Temperatura oshishi bilan yashash vaqti oshadi, chunki bu holda zaryad tashuvchilarning nuqsonlar tomonidan ushlab qolinishi qiyinlashadi.

Diffuziyali uzunlik deganda, elektr va magnit maydonlarining ta'sirlari to'xtagandan so'ng yarim o'tkazgichdagi zaryad tashuvchilarning ortiqcha konsentratsiyasi e marta kamayadigan masofa tushiniladi. Boshqacha aytganda, zaryad tashuvchi o'zining yashash vaqti davomida diffuziya natijasida siljiydigan masofa diffuziyali uzunlik deyiladi.

Dielektriklar va ularning xossalari. Dielektriklar deb, amalda elektr toki o'tkazmaydigan moddalarga aytiladi. Dielektriklar qattiq, suyuq va gazsimon bo'ladi.

Mikroelektronikada eng ko'p qattiq dielektriklar qo'llanilishi sababli, ularda kuzatiladigan asosiy fizik jarayonlarni ko'rib chiqamiz.

Tashqi elektr elektr maydoniga kiritilgan dielektrlarda *qutblanish* jarayoni yuz beradi. Bunda dielektrikning har bir elementar hajmida elektr dipol momenti hosil bo'ladi. Tashqi elektr maydoni ta'sirisiz o'z-o'zidan (spontan) qutblanish yuz beradigan dielektrlar segnetoelektrlar deyiladi. Dielektrlarda qutblanish mexanik kuchlanish ta'sirida ham yuz berishi mumkin. Dielektrlarda qutblanish jarayonlari *dielektrik singdiruvchanlik* va *dielektrik qabul qiluvchanlik* deb ataladigan kattaliklar bilan xarakterlanadi.

Dielektrikning *dielektrik singdiruvchanligi* izolyator sifatida shu dielektrikdan foydalanilgan kondensator sig'imining izolyatori vakuum bo'lgan kondensator sig'imiga nisbati bilan aniqlanadi.

Dielektrik qabul qiluvchanlik dielektrikning elektr maydonida qutblana olish qobiliyatini ko'rsatadi.

Dielektrlarning asosiy xarakteristikalaridan biri bu *sirt elektr o'tkazuvchanligidar*. Dielektrik sirtida yuz beradigan fizik jarayonlar namli va gazlar adsorbsiyalangan qatlamlarning hosil bo'lishiga bog'liq. Dielektrikning sirtida yupqa namli qatlamning hosil bo'lishi unda sezilarli sirt elektr o'tkazuvchanlikning hosil bo'lishiga sabab bo'ladi. Bundan tashqari, dielektrlarning sirt elektr o'tkazuvchanligi sirtidagi iflosliklar, nuqsonlarning miqdori va xarakteriga hamda o'lchash o'tkazilayotgan muhitning nisbiy namligiga kuchli bog'liq bo'ladi. Dielektrlarning sirt elektr o'tkazuvchanligini kamaytirish uchun ularning sirtiga astoydil ishlov beriladi va iflosliklardan tozalaniladi.

Dielektrlarda elektr maydonining uzluksiz ta'siri natijasida ma'lum bir miqdorda issiqlik ajraladi, ya'ni elektr quvvatining yo'qolishi ro'y beradi. Bu *dielektrik yo'qotish* deyiladi va u dielektrik yo'qotish burchagi yoki uning tangensi bilan xarakterlanadi. Sig'imli zanjirda tok va kuchlanish orasidagi faza siljish burchagi - φ ni 90° gacha to'ldiruvchi burchak *dielektrik yo'qotish burchagi* - δ deyiladi. Ideal dielektrlarda faza siljish burchagi φ 90° ga teng bo'ladi va dielektrik yo'qotish burchagi δ esa nolga teng bo'ladi. Real dielektrlarda δ noldan farqli bo'ladi va dielektrlarda sochilayotgan quvvat qancha katta bo'lsa faza siljish burchagi shuncha kichik, dielektrik yo'qotish burchagi esa shuncha katta bo'ladi.

Elektr maydonining katta qiymatlarida dielektrikning *teshilishi* ro'y beradi. Bunda elektr maydoni kuchlanganligining ma'lum bir

kritik qiymatdan oshib ketishi natijasida dielektrikning izolyasiyalovchi xossasi yo'qoladi. Dielektrikning teshilishiga olib keladigan eng kichik kuchlanish *teshuvchi kuchlanish* va bunga to'g'ri keladigan elektr maydon esa *dielektrikning elektr mustahkamligi* deyiladi.

Magnitli materiallar va ularning xossalari. Ba'zi bir materiallar tashqi magnit maydoni ta'sirida magnit momenti – M ga ega bo'lib qoladi. Materialning birlik hajmiga to'g'ri keladigan magnit momenti *magnitlanganlik* – J_m deyiladi:

$$J_m = M/V, \quad (7.2)$$

Magnitlanganlik magnit maydoni kuchlanganligi bilan *magnit qabul qiluvchanlik* deb ataladigan koeffitsiyent bilan bog'lanadi:

$$J_m = k_m N, \quad (7.3)$$

bu yerda k_m – magnit qabul qiluvchanlik bo'lib, u razmersiz bo'lib berilgan moddaning magnit maydonida magnitlana olish xususiyatini xarakterlaydi.

Magnit maydonining ta'siriga bog'liq holda hamma materiallar beshta guruhga bo'linadi: *diamagnetiklar, paramagnetiklar, ferromagnetiklar, antiferromagnetiklar va ferrimagnetiklar.*

Diamagnetiklarga magnit qabul qiluvchanligi manfiy va u tashqi magnit maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'lmaydigan moddalar kiradi. Masalan, ba'zi bir metallar (mis, kumush, oltin, rux kabilar), yarim o'tkazgichlar (germaniy, kremniy, $A^{III}V^V A^{II}V^{VI}$ kabi birikmalar) va ko'pchilik organik birikmalar. Bularda magnit qabul qiluvchanlikning qiymati $k_m = -(10^{-6} - 10^{-7})$ atrofida bo'ladi.

Paramagnetiklarga magnit qabul qiluvchanligi musbat va u tashqi magnit maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'lmaydigan moddalar kiradi. Pa-ramagnetiklarga ishqor, ishqorli-er va ba'zi bir oraliq metallar, temir, kobal't, nikel' va kamyob elementlar tuzlari misol bo'ladi. Bularda mag-nit qabul qiluvchanlikning qiymati xona haroratida $k_m = (10^{-3} - 10^{-6})$ atrofida bo'ladi.

Ferromagnetiklarga magnit qabul qiluvchanligi katta va musbat hamda uning qiymati tashqi magnit maydon kuchlanganligiga va temperatu-raga kuchli bog'liq bo'lgan moddalar kiradi. Bularda magnit qabul qiluvchanlikning qiymati 10^6 gacha bo'ladi. Ferromagnetiklarning eng asosiy xossalardan biri bu ularning kuchsiz magnit maydonlarida ham magnitlana olishidir. Ferromagnetiklarga temir va ikki (kam hollarda - bir) valentli metallar oksidlari asosidagi murakkab tarkibli moddalar kiradi.

Antiferromagnetiklarga katta bo‘lmagan musbat va temperaturaga kuchli bog‘liq bo‘lgan magnit qabul qiluvchanlikka ega bo‘lgan moddalar kiradi. Bularda magnit qabul qiluvchanlikning qiymati $k_m = (10^{-3} - 10^{-5})$ atrofida bo‘lib temperaturaga kuchli bog‘liq bo‘ladi. Antiferromagnetiklar qizdirilganda paramagnetik holatga o‘tadi. Bularga xrom, marganes, kamyob yer elementlari misol bo‘ladi.

Ferrimagnetiklarga magnit qabul qiluvchanligi katta va uning qiymati magnit maydoni hamda temperaturaga bog‘liq bo‘lgan moddalar kiradi. Ferrimagnetiklarning magnit xossalari kompensirlanmagan antiferromagnetizm hisobiga yuzaga keladi. Bunday materiallarga oksidli birikmalar-ferritlar kiradi.

Dia -, para- va antiferromagnit materiallarni kuchsiz magnit moddalar guruhiga, ferro- va ferrimagnit materiallarni esa kuchli magnit moddalar guruhiga kiritish mumkin

Monokristalli ferromagnit materiallarning magnit xossalari har xil kristallografik yo‘nalishlarda har xil bo‘ladi, ya‘ni *magnit anizotropiyaga* ega bo‘ladi. Ferromagnit materiallarda kuchsiz va kuchli magnitlana olish yo‘nalishlari mavjud bo‘ladi.

Materiallarning magnit xossalari magnit singdiruvchanlik deb ataladigan kattalik bilan xarakterlanadi. Bu kattalik magnit induksiyasining magnit maydoni kuchlanganligining magnit doimiysiga bo‘lgan ko‘paytmasiga nisbatiga teng bo‘ladi:

$$\mu = B / \mu_0 N, \quad (7.4)$$

bu yerda $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Gn/m}$ – SI birliklar sistemasidagi magnit doimiysi. Magnit singdiruvchanlik bilan magnit qabul qiluvchanlik bir-biri bilan quyidagicha bog‘langan:

$$\mu = 1 + k_m, \quad (7.5)$$

Magnit materiallarining asosiy xossalariidan bittasi bu – *magnitstriksiya* bo‘lib, bunda magnit maydoni o‘zgarganda, masalan, ferromagnetik namunalarning geometrik (chiziqli) o‘lchamlari o‘zgaradi. Magnitstriksiya magnit maydoni ta‘siri yo‘nalishida namunaning nisbiy deformatsiyasi bilan baholanadi.

Materiallarning magnit xossalariiga temperatura katta ta‘sir ko‘rsatadi. Ferromagnetiklar qizdirilganda ularning spontan magnitlana olishi kamayadi, magnit singdiruvchanlik avvaliga oshadi, maksimumga erishgandan so‘ng esa kamaya boshlaydi, hamda

magnitstriksiya effekti va magnit kristallografik anizotropiyasi kuchsizlanadi.

Plastik materiallar va ularning xossalari. Plastmassalar deb, tabiiy yoki sintetik smolalar (polimerlar) asosida olinadigan hamda qizdirish va bosim ta'sirida kerakli shakldagi mahsulot tarzida shakllanadigan, keyin esa bu shaklni uzoq vaqt saqlaydigan materiallarga aytiladi.

Plastmassalar asosdan (*bog'lovchi moddadan*), *to'ldirgichdan*, *qotirgichdan*, *plastifikator*dan va *yoqlovchi qo'shilmalardan* tashkil topadi. Bog'lovchi modda sifatida har xil epoksidli, kremniyorganikli va poliefirli smolalardan foydalaniladi. To'ldirgich shisha kukuni, tal'k, asbest, grafit yoki boshqa materiallardan iborat bo'lib, plastmassalarning kerakli mexanik hossalari ta'minlaydi. Qotirgich plastmassaning eng kerakli tashkil etuvchi qismi bo'lib, u smolalarning suyuq cho'ziluvchan holatdan qattiq holatga o'tishini ta'minlaydi. Qotirgich sifatida dietilentriamin, geksametilendiamin va boshqalardan foydalaniladi. Plastifikator plastmassaning elastikligini oshiradi. Plastifikator sifatida ko'p atomli spirtlarning efirlari, olein kislotasi, stearin va dibutilftalatlar ishlatiladi. Yog'lovchi qo'shilmalar (vosk, parafin) plastmassaning qolip devoliga yopishib qolishining oldini oladi.

Bog'lovchi materialning turi bo'yicha plastmassalar termoplastik va termoreaktivga bo'linadi.

Termoplastik plastmassalar sovutilgan suyuq holatdan qattiq holatga va qayta qizdirilganda esa qattiq holatdan suyuq holatga o'tishi mumkin, ya'ni termoqaytuvchan bo'ladi.

Termoreaktiv plastmassalar harorat ta'sirida suyuq holatdan qattiq holatga (sovutilganda) o'tadi, lekin qayta qizdirilganda qattiq holatdan suyuq holatga o'tmaydi, ya'ni termoqaytmas bo'ladi.

Plastmassalarning xossalari tarkibga va tashkil etuvchilarning miqdoriy nisbatlariga bog'liq bo'ladi. Ularning asosiy xususiyatlari quyidagicha: zichligining kamligi ($1-2 \text{ g/sm}^3$); issiqlik o'tkazuvchanligining kichikligi; temperaturaviy chiziqli kengayish koeffitsiyentining qiymati $5 \cdot 10^{-6}$ dan $10^{-4} \text{ 1/}^\circ\text{S}$ gacha bo'ladi; yaxshi elektr izolyasiyalovchi hossalarga egaligi (dielektrik singdirivchanligi 1-10 ga teng, solishtirma qarshiligi — $10^{12} - 10^{18} \text{ Om}\cdot\text{sm}$, dielektrik yo'qotishlar 0,1 dan oshmaydi, elektr mustahkamligi esa 10-70 kV/mm ni tashkil

qiladi); korroziya va kimyoviy chidamligi yuqori; mexanik hamda texnologik xossalarning yaxshiligi (shakl berish, presslash va quyish imkoniyatlari).

Plastmassalarni ishlatilishiga qarab shartli ravishda quyidagi guruhlariga bo'lish mumkin: yuqori mexanik xossalarga ega bo'lgan konstruksiyaviy; dielektrik xossalari yaxshi bo'lgan elektrizolyatsiyaviy; uzoq kimyoviy ishlov berish va yuqori namlik sharoitida xossalarni saqlab qola oladigan namlikka va kimyoviy chidamli; urilishga mustahkamlikli; issiqlikka chidamli; radiyasiyaga chidamli; tropik iqlimga chidamli; tebranishga chidamli; yorug'lik texnikasi va optikaviy.

7.2. Qattiq fazadan kristallarni o'stirish

Qattiq fazadan kristallarning o'sishini ta'minlaydigan qattiq fazali o'zgartirish jarayonlari kristall panjara simmetriyasini o'zgartmasdan (rekristallash) yoki boshqa simmetriyali panjaraga ega bo'lgan yangi struktura (qayta kristallash) hosil qilish bilan borishi mumkin. Qattiq fazali o'zgartirishning har xil turdagi jarayonlari ko'pincha qayta kristallash (perekristallizasiya) degan umumiy tushuncha bilan birlashtiriladi.

Qattiq fazadan monokristall va epitaksial qatlamlar olishning asosiy usullari uch turga bo'linadi:

1. Qattiq fazada deformatsiyani kuydirish (otjig) va «spekanie» qilish yo'li bilan rekristallash;
2. Polimorfli o'zgartirishlarda qayta kristallash;
3. Amorf holatdan va o'ta to'yingan qattiq qorishmadan qayta-kristallash.

Kristall o'stirishning qattiq fazali usullarining afzalliklari quyidagicha: jarayonlarni materiallarning erish temperaturasidan past temperaturada o'tkazish imkoniyati, buning natijasida kristallarni olish texnologiyasi soddalashadi, ayniqsa eriganda parchalanib ketadigan kimyoviy birikmalar bo'lsa; kerakli profilli kristallarni olish soddalashadi, chunki o'sayotgan kristallning shakli o'sish jarayoni boshlangungacha oldindan berib qo'yiladi; o'stirish temperaturasining nisbatan kichikligi, ya'ni unga mos holda diffuziya koeffitsiyentining kichikligi sababli o'stirilayotgan kristallda, ayniqsa yupqa monokristall

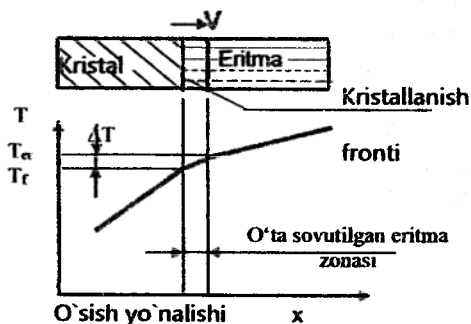
qatlam o‘stirilayotganda, kirishmalarning taqsimoti ham qatlamda, ham taglikda boshlang‘ich materialdagiday o‘zgarmasdan saqlanadi.

Kristall o‘stirishning qattiq fazali usullarining kamchiliklariga qattiq fazali kristallanishning potentsial markazlari zichligining yuqoriligi, murtak hosil bo‘lishni boshqarishning qiyinligi va shu sababli nisbatan katta o‘lchamli monokristallar olishning murakkabligi kabilar kiradi. Mana shuning uchun ham yirik monokristallar hosil qilishda qattiq fazali usullar kam qo‘llaniladi. Faqat amorf holatdan va o‘ta to‘yingan qattiq qorishmalardan qaytakristallash usullari yarim o‘tkazgichli va mikroelektron asboblari texnologiyasida yuqqa epitaksial qatlamlar olishda keng ishlatilmoqda.

Suyuq fazadan kristallarni o‘stirish. Suyuq fazadan monokristallar o‘stirishning barcha texnologik usullarini ikkita guruhga ajratish mumkin: o‘z xususiy eritmasidan va qorishmasidan.

Eritmadan kristallar o‘stirish. Eritmadan kristallar o‘stirish jarayoni sanoatda eng ko‘p tarqalgan, chunki bunda unumdorlik boshqa jarayonlarga qaraganda ancha yuqoridir. Ayniqsa bir komponentli eritmalar, ya‘ni chet kirishmalar bo‘lmagan (bo‘lsa ham kichik miqdorda) tizimlardan kristallar o‘stirish tezligi boshqa usullarga qaraganda 100 martadan ortiq kattadir.

Kongruent eriydigan, ya‘ni erigan holatda kristall tarkibi bilan bir xil bo‘lgan materiallar hamda erish temperaturasida bug‘ bosimlari kichik bo‘lgan materiallar uchun eritmadan o‘stirish jarayoni nisbatan soddalar jarayon hisoblanadi. Kongruent erimaydigan materiallar uchun o‘stirish usuli va jarayonni o‘tkazish uchun kerak bo‘ladigan uskunalari murakkablashadi. Eritmadan monokristallar o‘stirishda har xil usullardan foydalaniladi. Bu usullarning hammasi asosida eritmani yo‘nalishli kristallash yotadi. Bunda eritmada ΔT o‘ta sovuq holatda hosil qilinganda kristallning paydo bo‘lishi va o‘sishi bir faza chegarasida amalga oshadi hamda issiqlik kristallanish frontidan bitta yo‘nalishda olib ketiladi (7.3-rasm). Bu esa eritmani bitta monokristall holda kristallash imkoniyatini beradi.



7.3-rasm. Kristallni eritmadan yo'nalishli kristallash bilan o'stirishda temperaturaning tausimlanish sxemasi

Yo'nalishli kristallash usullarini uchta guruhga bo'lish mumkin:

1. Bu guruhga kiradigan usullarda boshlang'ich mahsulotning (zagotovkaning) hammasi eritiladi va bir tomondan kristallanadi. Bu usullar *normal yo'nalishli kristallash usullari* deyiladi;

Ikkinchi guruhga eritilgan boshlang'ich mahsulotdan cho'zib tortish yo'li bilan monokristall o'stirish usullari kiradi. Bu usullar *eritmadan kristallarni tortib o'stirish usullari* deyiladi;

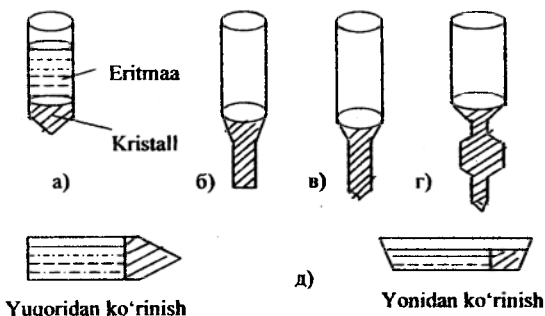
Uchinchi guruhga har bir vaqt mobaynida boshlang'ich mahsulotning faqat uncha katta bo'lmagan bir qismi (zonasi) eritiladigan va kristallanadigan usullar kiradi. Bu usullar *zonali eritish* yoki *zonali qaytakristallash usullari* deyiladi.

Monokristall o'stirishning bu guruhlarga taa'luqli bo'lgan eng asosiy usullarini ko'rib chiqamiz.

Eritmalarni normal yo'nalishli kristallash usullari. Bu usullarning hammasi uchun umumiy bo'lgan narsa o'sish jarayoni davomida o'sayotgan kristallning eritma turgan konteyner (tigel) devorlari bilan kontaktda bo'lishidir. Bu usullarda kristallanish frontidagi o'tasovutilish temperaturaviy gradientli issiqlik maydonini hosil qilayotgan qizdirgichga nisbatan eritmali tigelni siljitib yoki qizdirgichni eritmali tigelga nisbatan harakatlantirib hosil qilinadi.

Normal yo'nalishli kristallash jarayonini maxsus o'stirmasiz (zatravkasiz) amalga oshirish mumkin. Bu usulda kristallanadigan materialning hammasi jarayonning boshida erigan holatda bo'ladi.

Sovutilish jarayonida kristallning erish temperaturasidan past bo'lgan tigelling sohalarida bir nechta kristallanish mar-kazlari hosil bo'ladi. Kristallni faqat bitta kristallanish markazidan o'sish ehtimolini oshirish uchun maxsus har xil konstruksiyali tigellardan foydalaniladi. (7.4-rasm). Bunda tigellar issiqlik maydonida vertikal (7.4-rasm, a-g; Brijmen usuli), va gorizonttal (7.4-rasm, d) joylashishi mumkin.



7.4-rasm. Normal yo'nalishli kristallanish usuli bilan kristallar o'stirish uchun qo'llaniladigan har xil shaklli tigellarning sxemasi

Normal yo'nalishli kristallash jarayonini o'tkazish uchun quyidagi jihozlar kerak bo'ladi: materiali eritmaga va kristallanish jarayoni o'tkazilayotgan atmosfera gaziga kimyoviy chidamli, berilgan shaklli tigel; kerakli issiqlik maydonini hosil qilib beradigan pech; pechning temperaturasini boshqaruvchi va tigel yoki qizdirgichni mexanik harakatlantiruvchi tizimlar.

Tigelling materiali eritma bilan xo'llanmasligi kerak, chunki shu holdagina o'stirilgan kristallni tigeldan uni sindirmasdan chiqarib olish, hamda qoldiq deformatsiya va nuqsonlarni minimumga keltirish mumkin. Bundan tashqari tigel keraklicha termik va mexanik mustahkamlikka ega bo'lishi kerak. Tigellar tayyorlash uchun ko'pincha kvartsl shisha, alyuminiy oksidi, grafit, platina, berilliy oksidi, magniy oksidi, sirkoniy dioksidi, toriy dioksidi va boshqa materiallardan foydalaniladi.

Agar tigel materialini ho'llaydigan moddalardan kristall o'stirilayotgan bo'lsa, unda juda ham yupqa devorli, masalan platinali konteyner tayyorlanadi. Bunday konteynerlar sovutilganda oson

deformasiyalanadi va o'stirilayotgan kristallarda katta mexanik kuchlanishlar hosil qilmaydi.

Normal yo'nalishli kristallash usuli bilan bir qator yarim o'tkazgichli va dielektrik materiallarning yirik monokristallari hosil qilinadi. Al_2O_3 korundning kristallari molibdenli tigelda $2037^\circ C$ temperatura va 10^{-1} Pa bosimli vakuumda 10 mm/soat tezlik bilan o'stiriladi. Hozirgi vaqtda vertikal yo'nalishli kristallash usuli (Brijmen usuli) bilan murtakdan foydalanib diametri 200 mm va uzunligi 300 mm bo'lgan kristallar o'stirilmoqda. Bunday kristallarda dislokasiyalarning zichligi 10^2 sm^{-2} dan oshmaydi. Gorizontali yo'nalishli kristallash usuli (asosan X.S.Bagdasarov tomonidan rivojlantirilgan) bilan qalinligi 30 mm va yuzasi 300×300 mm^2 bo'lgan korundning monokristalli plastinalari hosil qilinmoqda. Kristallari normal yo'nalishli kristallash usuli bilan o'stiriladigan ba'zi bir materiallarga misollar quyidagi 7.1 - jadvalda keltirilgan.

7.1-jadval

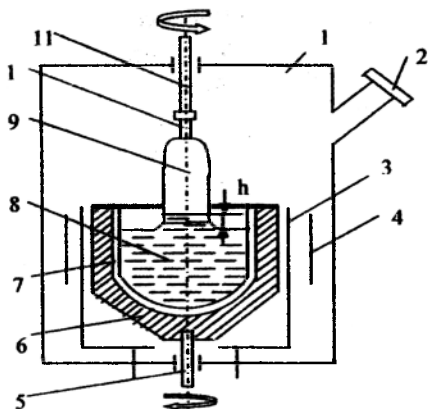
Kristallning materiali	Erish temperaturasi, $^\circ S$	O'stirish tezligi, mm/soat	Tigelning materiali
Al_2O_3	2037	10	Molibden
$V_3Al_5O_{12}$	1975	2	Molibden
$Gd_3Ga_5O_{12}$	1825	2	Iridiy
$FeAl_2O_4$	1790	10	Iridiy
$VFeO_3$	1685	2	Platina
CaF_2	1392	1	Grafit
LiF	870	3	Platina

Ko'rib o'tilgan usulning asosiy kamchiligi o'stirilayotgan kristall bilan tigelning chiziqli kengayish temperaturaviy koeffisientlarining har xilligi natijasida mukammal kristallar olishning qiyinligidir.

Kristallarni eritmadan tortib o'stirish usullari. Bu usullar hozirgi vaqtda sanoatda nazoratlanadigan va qaytariladigan xossali yarim o'tkazgichli va dielektrik materiallarning yirik monokristallarini ishlab chiqarishda eng ko'p tarqalgan usullardan hisoblanadi. Bu usullarning har xil modifikatsiyalari ko'p bo'lib bularning hammasi Choxralskiy usuli nomi bilan ataladi. Kristallarni eritmadan tortib o'stirish usulining

prinsipi birinchi marta 1916-yilda Choxralskiy tomonidan taklif qilingan edi. Bu usulning mohiyati quyidagicha. Boshlang'ich material (kukun yoki polikristall bo'lagi ko'rinishida) yaxshilab tozalangandan so'ng tigelga solinadi va eritilish holatigacha qizdiriladi.

Bu jarayon germetik kamerada vakuumda yoki neytral (inert), oksidlovchi yoki qaytaruvchi atmosferada o'tkaziladi. Keyin o'lchamlari bir necha millimetr bo'lgan o'stirma (zatravka) sovutiladigan kristall ushlagichga o'rnatilib va kerakli kristallografik yo'nalishda orientasiyalanib eritmaga botiriladi. O'stirmaning botirilgan uchi qisman erigandan keyin va kerakli temperatura rejimiga chiqilgandan so'ng yuqoriga qarab shunday tezlikda tortiladiki, bunda eritmaning kristallanishi o'stirma kristalidan boshlanishi kerak. Kristallning diametri tortish tezligini va eritma temperaturasini tanlab olish bilan boshqariladi. Eritmadan tortish usuli bilan kristall o'stirish sxemasi 7.5-rasmda keltirilgan. Eritma-o'stirmaning bo'linish chegarasi eritma sirtidan yuqorida joylashgan bo'ladi (7.5-rasm). Uning balandligi h esa eritmaning qizdirilganligiga va o'stirmadan issiqlik olib ketilish sharoitiga bog'liq bo'ladi.



7.5-rasm. Eritmadan tortish usuli bilan yarim o'tkazgichli materiallarning monokristallarini o'stiruvchi qurilmaning sxemasi: 1 - ishchi kamera; 2 - ko'rish oynasi; 3 - qizdirgich; 4 - ekran; 5,11 - tigel va o'stirmani aylantiruvchi o'qlar; 6,7 - grafitli va kvartsli tigellar; 8 - yarim o'tkazgichning eritmasi; 9 - monokristall quyma; 10 - o'stirma

Eritmaning silindrik ustuni balandligini uning og'irligi bilan bo'li-nish chegarasidagi sirt taranglik kuchini tenglashtirib baholash mumkin:

$$2 \pi r \gamma = h \rho_s \pi r^2 g, \quad (7.6)$$

bu yerda r - eritma ustunining radiusi; γ - eritmaning sirt tarangligi; h - eritma ustunining balandligi (odatda 2–5 mm atrofida bo'ladi); ρ_s - eritmaning zichligi; g - og'irlik kuchi tezlanishi.

Bu usulda eritmani ko'p ham, kam ham qizdirib bo'lmaydi. Chunki eritma kuchli qizdirilib yuborilsa cho'zish vaqtida ustun uzilib ketadi. Pastroq temperaturada esa o'stirma atrofida o'ta sovutilgan soha hosil bo'ladi va tortish boshlanmasdan o'stirmada kristall o'sishi boshlanadi. Shu sababli kristall mana shu ikki holatning o'rtasiga tegishli bo'lgan temperaturada tortiladi, chunki bunda o'stirma eritma bilan keraklcha bog'lanadi va tortish davomida uzilib ketmaydi hamda bu temperaturada kristall o'sishi kuzatilmaydi.

Bu bosqichda asosiy rol jarayonning issiqlik sharoitlariga taalluqli bo'lib, ular kristallanish frontining shakliga bog'liq bo'ladigan kristall va eritmadagi temperatura gradientini, kristallanish fronti yaqinidagi eritmaning o'ta sovutilgan sohasining o'lchamlarini, kristallning diametri va o'sish tezligini, undagi termik kuchlanish va hokazolarni aniqlaydi. Bu jarayondagi issiqlik uzatilishi qizdirgichdan tigelga kelayotgan issiqlik oqimi, hamda eritma va kristalldan olib ketilayotgan issiqlik oqimlarining yig'indilaridan tashkil topadi. Bu oqimlarning o'zaro nisbati o'stirilayotgan monokristalldagi va eritmadagi izoterma shakli va temperatura gradientini aniqlaydi. Issiqlik uzatish jarayonlariga o'sish kamerasidagi atmosferaning xarakteri sezilarli ta'sir ko'rsatadi. Vakuumba kristall o'stirilganda issiqlik uzatilishi faqat nurlanish yo'li bilan amalga oshadi. Gazli muhitda esa issiqlik uzatishda asosiy rolni konveksiyali jarayonlar o'ynaydi. Bu holatda issiqlik uzatilishining intensivligi gazning bosimi va uning issiqlik sig'imining oshishi bilan ortadi.

Temperatura gradienti ta'sirida o'sayotgan monokristallda termik kuchlanishlar hosil bo'ladi va buning natijasida dislokasiyalar paydo bo'ladi. Temperatura gradientining kamayishi dislokasiyalar hosil bo'lishini kamaytiradi va kristallning o'sish tezligini oshiradi.

O'sayotgan kristalldan olib ketilayotgan issiqlik oqimi eritmadan kelayotgan issiqlik oqimi va bo'linish chegarasida kristallanish tufayli

ajralayotgan issiqlik miqdori yig'indilaridan tashkil topadi. Eritmadan kelayotgan issiqlik oqimi Q_E eritmadagi temperatura gradientiga proporsional bo'ladi; kristallanish issiqligi Q_K kristall massasining o'sish tezligiga (kristallning chiziqli o'sish tezligi v ni ko'ndalang kesim yuzasi $s = \pi d^2/4$ va kristall zichligi ρ ga ko'paytmasiga teng) va kristallanishning solishtirma issiqligi L ga proporsional. Kristall o'sishining mumkin bo'lgan maksimal tezligi unda ajralib chiqayotgan issiqlik Q_0 ning olib ketilish tezligi bilan aniqlanadi. Issiqlik balansi sharti

$$Q_0 = (Q_E + Q_K). \quad Q_K = (\pi d^2/4)v\rho L$$

larni e'tiborga olsak, unda

$$v = (4/\pi d^2) \cdot (Q_0 - Q_E) / \rho L, \quad (7.7)$$

$$d = 2((Q_0 - Q_E) / \pi v \rho L)^{1/2}, \quad (7.8)$$

larni hosil qilamiz.

Demak kristallning o'sish tezligini oshirish uchun eritmadagi temperatura gradientini minimumga keltirish, ya'ni undan olib ketilayotgan Q_E issiqlikni kamaytirish kerak ekan. Bo'linish fazasidan uzatilayotgan Q_0 issiqlikning kattaligi o'zgarmas bo'lganda o'sayotgan kristallning diametrini oshirish uchun o'sish tezligini kamaytirish kerak (Q_E bilan aniqlanadigan eritmaning temperaturasi o'zgarmas bo'lganda) yoki eritmaning temperaturasini pasaytirish kerak (tortish tezligi o'zgarmas bo'lganda). Lekin amalda kristallning diametri eritmaning temperaturasini o'zgartirib boshqariladi. O'sish sharoitini stabillash uchun zamonaviy qurilmalar qizdirgichning temperaturasini ushlab turadigan, o'sayotgan quymaning diametrini, tigel va kristalni ko'tarish va aylantirishni uzluksiz nazorat qilib turadigan avtomatik tizimlar bilan ta'minlangan. Bu tizimlar EHM orqali boshqariladi.

Kristalni o'stirish jarayoni uni eritmadan uzish bilan yakunlanadi.

Kiropulos usuli. Eritmadan kristallni tortib o'stirish usuliga yaqin usullardan biri Kiropulos usuli hisoblanadi (7.6-rasm). Bu usulning farqi shundaki, bunda o'stirma eritmaga tushirilgandan keyin tortilmaydi va unda kristallning o'sishi moddaning erish temperatura-siga mos keluvchi izoterma hisobiga bo'lib, u eritma ichkarisiga siljib boradi. Buni kristall ushlagich orqali o'stirmani sovutish bilan eritmaning temperaturasini pasaytirib amalga oshiriladi. Bu usul

yordamida ko'ndalang kesimi diametri balandlikka qaraganda katta bo'lgan kristallar o'stiriladi.

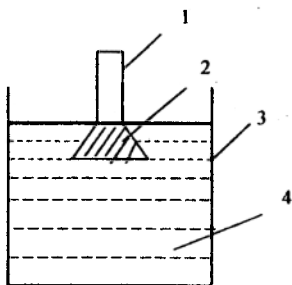
Kristallarni tortib o'stirish usullarining ustunligi shundaki, bunda kristallar fazoda erkin o'sadi, tashqaridan mexanik ta'sir bo'lmaydi, hamda kristallning o'lchamlarini oson boshqarish mumkin.

1990-yilda butun dunyoda 2000 ta kremniy tortish usuli bilan o'stirilgan. Bu esa o'stirilgan hamma kremniyning 90-95% ni tashkil etadi. Ularning maksimal gabaritlari: diametri $d=150-300$ mm ga, uzunliklari $L=1,5-2$ m ga etdi va yildan yilga oshib bormoqda hamda borgan sari o'stirilayotgan kristallarning

strukturalari mukammallashmoqda. Masalan, yuqorida o'lchamlari keltirilgan kristallar amalda dislokatsiyasiz o'stirilmoqda. Kristall o'stiriladigan qurilmalar quvvat va temperaturani yuqori aniqlikda boshqaradigan tizimlar bilan ta'minlanmoqda. Bunday tizimlar yordamida 1500°C gacha qizdirishda temperaturani $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$ aniqlikgacha ushlab turish mumkin.

Hozirgi vaqtda eritmadan tortish usuli bilan uchuvchan komponent bug'ining bosimi uncha yuqori bo'lmagan ko'pchilik yarim o'tkazgichli materiallarning monokristallari o'stirilmoqda (masalan, $\text{A}^{\text{III}}\text{V}^{\text{V}}$ guruhidagi yarim o'tkazgichli birikmalarning nitridlari kabi).

Monokristallari eritmadan tortish usuli bilan o'stiriladigan dielektrik materiallar 7.2- jadvalda keltirilgan.



7.6-rasm. Kropulos usuli bilan kristallar o'stirish sxemasi:
1 - o'stirma; 2 - o'sayotgan kristall;
3 - tigel; 4 - eritma

No	Material	Erish temperaturasi, °S	O'sish tezligi, mm/ soat *	Tigelning materiali
1	MgAl ₂ O ₄	2100	6	Iridiy
2	V ₃ Al ₅ O ₁₂	1975	2	Iridiy
3	LiTaO ₃	1650	10	Iridiy
4	CaWO ₄	1550	10	Rodiy
5	MnFe ₂ O ₄	1500	5	Platina
6	NaBa ₂ Nb ₅ O ₁₅	1450	5	Platina
7	Sr _{0.75} Ba _{0.25} Nb ₂ O ₆	1406	5	Platina
8	LiNbO ₃	1238	5	Platina
9	ZnWO ₄	1200	10	Platina
10	BaClF	1008	8	Platina
11	Bi ₁₂ SiO ₂₀	900	5	Platina
12	KCl	770	5	Platina yoki farfor

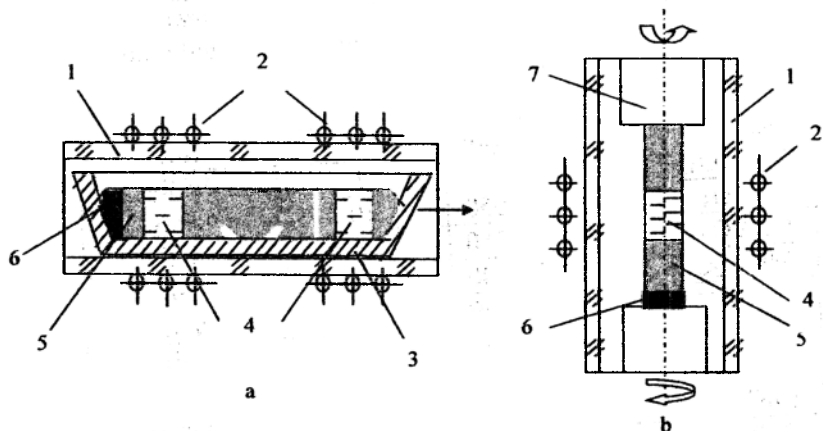
* O'sish tezligi diametri 20 mm bo'lgan kristallar uchun keltirilgan, o'stirilayotgan kristallning diametri kattalashgan sari tortish tezligi kamayadi.

Zonali eritish usullari. Zonali eritish usullaridan materiallarni o'ta chuqur tozalash bilan bir qatorda yarim o'tkazgich va dielektrik monokristallarini o'stirish uchun ham foydalanish mumkin. Bu usulning ikki xil varianti mavjud:

1) *Horizontaal zonali eritish usuli* (7.7, a - rasm). Bu usulda kristallanayotgan material tigelga joylashtiriladi. Bunda tigel materialiga ham normal yo'nalishli kristallash usulidagi tigelga qo'yiladigan talablar qo'yiladi.

Zonali eritish usullari bilan kristallar o'stirishda tigelning bir chekkasida joylashtirilgan o'stirmadan foydalaniladi. Jarayonning boshla-nishida murtak bilan boshlang'ich material chegarasida eritilgan zona hosil qilinadi. Bunda o'stirmaning boshlang'ich materialga tegib

turgan qismi eritiladi. Undan keyin eritilgan zona sekin astalik bilan oʻstirmadan boshlab boshlangʻich materialning bir boshidan oxiri



7.7-rasm. Yarim oʻtkazgichli materiallarni zonali eritib tozalash qurilmasining sxemasi: a – tigelli gorizontaal zonali eritish, b – tigelsiz vertikal zonali eritish; 1 – kvartslı quvur; 2 – induktorli qizdirgʻich; 3 – tigel – idish; 4 – yarim oʻtkazgichning erigan zonasi; 5 – kristall; 6- oʻstirma; 7- kristall ushlagich

tomon siljıtib boriladi. Buning natijasida boshlangʻich materialning monokristallga aylanib oʻsishi taʼminlanadi. Zonali eritish bilan kristallash usulining ustunligi tigeldan foydalanmasdan oʻstirish imkoniyati boʻlib, bu vertikal tigelsiz zonali eritish usulidir.

2) *Vertikal tigelsiz zonali eritish usuli (ZEU) (7.7, b - rasm).*

Vertikal tigelsiz ZEUDA (suzuvchi zona usuli) eritma tigel materiallari bilan ifloslanishdan holi boʻladi, hamda tigel devorlari tomonidan oʻsayotgan kristallga taʼsir qiladigan mexanik kuchlanish boʻlmaganligi uchun nuqsonlar hosil boʻlmaydi. Suzuvchi zona usuli yarim oʻtkazgich va dielektriklarning oʻta toza monokristallarini oʻstirishda, hamda erish temperaturasi va erigan holatda kimyoviy aktivligi yuqori boʻlgan materiallarni oʻstirishda qoʻllaniladi.

Boshlangʻich materialning solishtirma elektr qarshiligiga bogʻliq holda erigan zona yuqori chastotali qizdirgich, elektron nurli qizdirgich, fokuslangan nurlar energiyasi kabi manbalar orqali shakllanadi.

Ko'proq eritmaning samarali aralashishini ta'minlaydigan yuqori chastotali qizdirgichdan foydalaniladi.

Namuna bo'ylab eritilgan zonani siljitish uchun namuni qizdirish manbaiga nisbatan yoki qizdirish manbai namunaga nisbatan siljiriladi.

Yuqorgi va pastki kristall ushlagichlar qarama qarshi yo'nalishlarda aylantiriladi. Buning natijasida eritma yaxshi aralashadi va kristall silindr shaklida o'sadi.

Tigelsiz ZEUDA erigan zona sirt taranglik kuchlari yordamida ushlab turiladi. Uning shakli gidrostatik bosim va eritmaning sirt taranglik kuchlari nisbatlariga bog'liq bo'ladi. Stabil holatdagi erigan zonaning maksimal balandligi eritma sirt tarangligining uning zichligiga nisbati qancha katta bo'lsa, shuncha katta bo'ladi.

7.3. Gaz fazasidan kristallar o'stirish

Gaz fazasidan kristallar bir necha usullar yordamida o'stiriladi. Bu usullarni ikkita guruhga birlashtirish mumkin: a) fizik kondensatsiyaga asoslangan usullar; b) kimyoviy reaksiya ishtirok etadigan usullar.

Birinchi guruh usullaridan eng asosiysi sublimasiya-kondensatsiya jarayoniga asoslangan usuldir.

Ikkinchi guruh esa gazsimon birikmalarning kristallanish zonasida ajralishi (yoki qaytarilishi) natijasida kimyoviy sintez va kimyoviy transport usullariga asoslangan.

Gaz fazali usullar yordamida eng kerakli elektron texnika materiallarining monokristallari, birinchi navbatda $A^{II}V^{VI}$, $A^{IV}V^{IV}$, SiC kabi birikmalar hosil qilinadi.

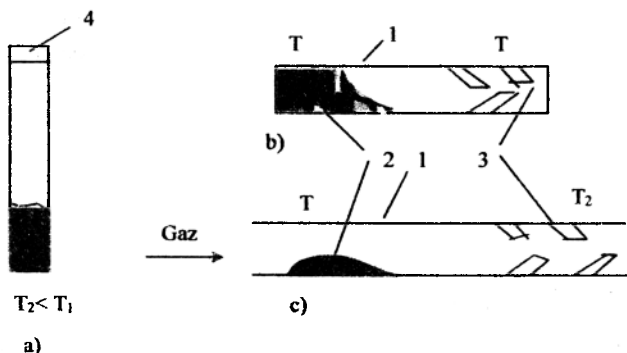
Gaz fazasidan kristallar o'stirish nisbatan past temperaturalarda, materialning erish temperaturasidan ancha past temperaturalarda o'tkaziladi.

Sublimasiya - kondensatsiya usuli (SKU) bilan erish temperatura-sidan past temperaturalarda kerakli yuqori bug' bosimiga ega bo'lgan moddalarning monokristalli o'stiriladi. Bu jarayonlar yo berk (ba'zi hollarda kvaziberk) yoki oqar tizimlarda o'tkaziladi (7.8-rasm).

Berk tizimni eng oson holda kavsharlangan kvarsli ampulada hosil qilish mumkin (7.8-rasm: a, b). Qiyin eruvchan moddalar uchun korunddan yoki qiyin eruvchan metallardan kavsharlab yasalgan tigellardan foydalaniladi. Agar kristallanayotgan moddaning

komponentlari kimyoviy aktiv bo'lsa, unda tigel grafit, shishauglerod kabi materiallardan noqermetik holda shunday yasaladiki, bunda tigeldan bug'larning chiqib ketishi hisobga olmaydigan darajada bo'ladi. Bunday tizimlar kvaziberk tizimlar deyiladi.

Berk tizimlarda massa uzatish gazli muhitga bog'liq holda molekulyar oqim (vakuumda) hamda molekulyar yoki konvektiv diffuziya holatdarda amalga oshiriladi.



7.8-rasm. SKU yordamida gazli fazadan kristall o`stirish:
a, b – berk tizimlar; c - oqar tizim. 1– konteyner;
2- boshlang`ich modda (shixta); 3 – ommaviy
kristallanish zonasini; 4 – monokristall o`stirma

Oqar tizimlarda kristall o`stirishda boshlang`ich moddaning bug`larini kristallanish zonasiga inert gaz oqimi olib keladi (7.8–rasm, c).

Kimyoviy reaksiya bilan boradigan kristallash usullari (kimyoviy transport usullari va kimyoviy birikmalarning parchalanishi yoki tiklanishi) erish temperaturasidan past temperaturalarda xususiy bug`ining bosimi kichik bo`lgan moddalarda yoki sublimatsiya jarayonida stexiometriyasi buziladigan moddalarda qo`llaniladi.

Gaz fazasidan kristallar o`stirishning hamma usullarida kristallar o`z holicha spontan holda hosil bo`ladigan kristallanish markazlaridan (masalan, reaktor devorlarida) (7.8– rasm: b, c), yoki o`stirmadan foydalanib (7.8– rasm, a) o`stirilishi mumkin. Spontan kristallanishda hosil bo`ladigan kristallning o`lchamlari kichik bo`lib, ulardan sanoatda foydalanishning samaradorligi kam bo`ladi.

O'stirma yordamida kristallga bug'larni nazoratli o'tqazish bilan o'lchamlari nisbatan katta (diametri 100 mm gacha) bo'lgan, kimyoviy tarkibini va stexiomertiyasini nazorat qilsa bo'ladigan kristallar o'stirish mumkin.

7.4. Si va Ge asosida hosil qilingan nanotizimlar

Kremniy monokristali yuzasida $CoSi_2$ ni epitaksial o'stirish. Hozirgi paytda katta va o'takatta integral sxemalar olishda metall bazali tranzistorlarning yangi turlarini yaratish alohida ahamiyatga ega. Ammo kub panjarali va parametri kremniynikiga yaqin bo'lgan metall plyonkalarni amalda hosil qilish mumkin emas. Shuning uchun ham xususiyatlari metallnikiga yaqin bo'lgan silisidlarni (kremniyning biron bir metall bilan birikmasini) ishlatish maqsadga muvofiqdir. Bunday silisidlar 2ta: $NiSi_2$ va $CoSi_2$.

Ammo $CoSi_2$ panjara doimiysi kremniynikiga juda yaqin bo'lgani uchun metall bazali tranzistorlarda uni ishlatish qulayroq bo'ladi. Shunday qilib, metall bazali tranzistorlarda Si - $CoSi_2$ - Si tizimi ishlatilishi mumkin. Si va $CoSi_2$ larning fizik parametrlari va kristallografik parametrlari 7.3- jadvalda keltirilgan.

7.3 – jadval

Si va $CoSi_2$ uchun kristall panjara parametrlari

Kristall, plyonka	Panjara turi	Panjara doimiysi, Å	ρ , mkOm-sm
$CoSi_2$	kubik	5,38	20-50
Si	kubik	5,43	$\geq 10^6$

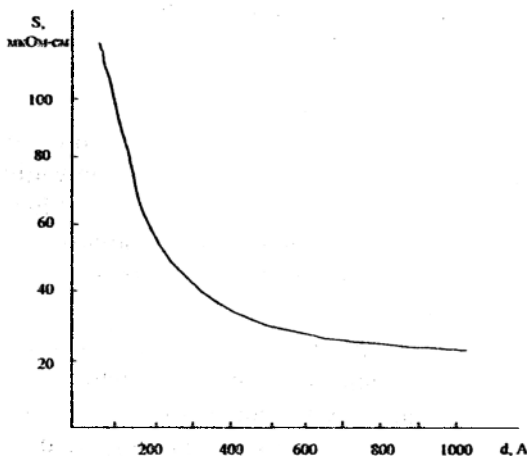
$CoSi_2$ ni MNE va QFE usullari bilan olishni yuqoridagi paragraflarda ko'rib chiqqanmiz.

$CoSi_2$ plyonkasining fizik xususiyatlari plyonkaning qalinligiga kichik qalinliklarda bog'liq bo'ladi, chunki kichik qalinliklarda plyonkaning xususiyatlariga asosning ta'siri katta bo'ladi. Masalan, 2-rasmda solishtirma qarshilikning plyonka qalinligiga bog'liqligi keltirilgan.

Demak, plyonka qalinligi 400-500 Å dan katta bo'lganda unga asosning ta'siri deyarli sezilmaydi.

Plyonka mukammalligi (bir jinsliliği, silliqliğı, kristall panjarada nuqsonlarning kamliğı) o‘stirish haroratiga juda ham bog‘liq bo‘ladi. 7.9-rasmda solishtirma qarshilikning haroratga bog‘liqlik grafiğı keltirilgan.

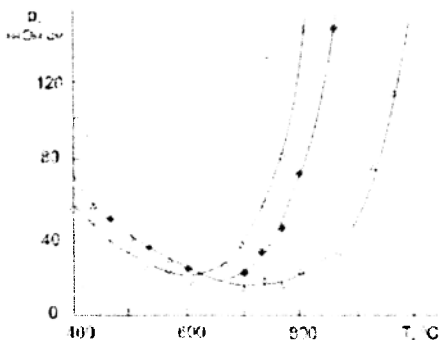
Ilmiy tadqiqotlarning ko‘rsatishicha, solishtirma qarshilik eng kichik bo‘lganida plyonka epitaksial va eng mukammal bo‘lar ekan.



7.9-rasm: $CoSi_2 / Si$ tizimi uchun solishtirma qarshilikning plyonka qalinligiga bog‘liqliği.

300-350°C gacha hosil qilingan plyonka amorf bo‘ladi; 450-500°C da polikristall bo‘ladi; 500-600°C oraligida monokristall bo‘ladiyu, ammo orientatsiyasi bir xil bo‘lmaydi (tekstura) va unda har xil nuqsonlar ko‘p bo‘ladi; 600-700°C da plyonka monokristall va nuqsonlari eng kam holda bo‘ladi; 700-750°C dan keyin asosdan kremniy atomlari plyonka tarkibiga kirib boradi va stexiometrik tartib buziladi, bu esa qarshilikning ortishiga olib keladi; 800-900°C va undan katta haroratlarda plyonkalar orolcha-orolcha bo‘lib ajralib ketadi; keyingi qizdirishlar $CoSi_2$ ning parchalanib ketishini va yuzadan Co hamda Si atomlar holida uchib chiqishini vujudga keltiradi (7.10-rasm). **Epitaksial qatlamlarning profil bo‘yicha kimyoviy tarkibi.** Biror monokristallning yuza qismida plyonkalar hosil qilganimizda ma‘lum bir optimal haroratgacha qizdirmaguncha plyonkaning chuqurlik

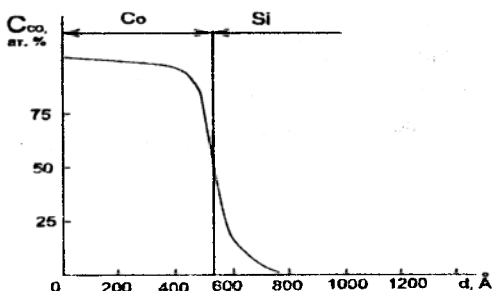
buyicha tarkibi har xil bo'ladi. Masalan, QFE usuli bilan CoSi_2 plyonkasini hosil qilish uchun Si ning yuzasiga SiO o'tkaziladi. Ammo, xona haroratidayoq diffuziya hisobiga plyonkada ham, asosning yuza va yuza osti qismlarida ham elementar hamda kimyoviy tarkib har xil bo'lishi mumkin.



7.10-rasm: MNE usuli bilan o'stirilgan $\text{CoSi}_2/\text{Si}<100>$ plyonkasi solishtirma qarshiligining haroratga bog'liqligi.

7.11-rasmdan ko'rinadiki, ideal holda 500 Å gacha faqat So bo'lib, keyin uning konsentratsiyasi tezda 0 ga teng bulishi kerak. Real holda esa plyonkadagi So atomlari o'rning bir qismini Si atomlari egallaydi, asosning bir qismini esa So atomlari egallaydi. Bunda atomlar aralashib ketgan qismda kimyoviy tarkib ham har xil bo'lishi mumkin. Masalan, Co_3Si , Co_2Si , CoSi , CoSi_2 , CoSi_3 .

Qizdirilgan holda esa, kimyoviy birikmalarning hosil bo'lishi ko'payadi. Faraz qilaylik, ma'lum haroratda epitaksial plyonka hosil bo'lsin. Masalan, CoSi_2 uchun epitaksial plyonka hosil qilish uchun optimal harorat 650°C bo'ladi.

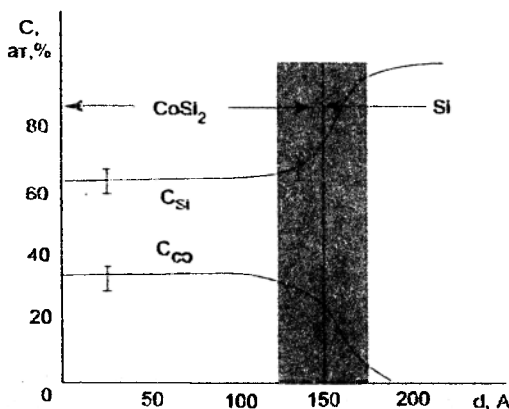


7.11 – rasm: Xona harorati sharoiti uchun Co/Si chegaraviy qatlami

So atomlari konsentratsiyasining chuqurtlik (profil') bo'yicha o'zgarishi.

7.12-rasmdan ko'rinadiki, eng idealga yaqin holatda kimyoviy tarkib uch qismdan iborat bo'ladi:

- ma'lum bir qalinlikdagi mukammal epitaksial plyonka,
- o'tish qatlami (u xam epitaksial, ammo tarkibi o'zgarib boradi),
- asos, ya'ni Si.



7.12– rasm: $CoSi_2/Si\langle 100 \rangle$ uchun S_{Si} va S_{Co} konsentratsiyalarning profil' (chuqurtlik) buyicha joylashishi.

Plyonkalarining kimyoviy va elementar tarkibini chuqurtlik bo'yicha aniqlash uchun ko'p hollarda Oje-elektronlarning spektroskopiyasi (OES) usuli yuzalarni ionlar bilan qidirish usuli bilan birga ishlatiladi.

Bu usulda ionlar bilan yuza ediriladi, buning uchun qancha vaqtda qancha edirish oldindan kalibrovka qilinadi, edirilgan joyga elektron dastasi tushirilib, OES usuli yordamida elementar va kimyoviy tarkib aniqlanadi. Bu holda to'g'ri axborot olish uchun edirilgan yuzaning kattaligi elektron dastasining diametridan kamida 5-6 marta katta bo'lishi kerak.

7.5. Kvant nuqta, kvant sim va kvant o'ralarni xosil qilish. Ularning kristall va elektron tuzilishi

Nobel mukofotining laureati Richard Feynman tomonidan yaratilgan kvant mexanika borasida ko'pchilik bu murakkab formulalar to'plamidir, degan fikrda. Olim yetuk mutaxassis sifatida kvant mexanikasining yuksak istiqbolini ko'ra bilgan. Uning ta'kidlashicha: "Insonlar kelgusida alohida atomlarni boshqarishni o'rganib olib, xohlagan narsalarini yaratishlari (sintez qilishlar)mumkin". Sohaning keyingi rivoji jism zarralari harakatini biror-bir o'lcham yoki yo'nalish bo'yicha chegaralasa, ya'ni kvatlasa. Natijada uning harakat qonunlari erkin zarranikidan butunlay farq qiladi. Kvantlashni davom ettirib, zarraning harakatini ikki o'lcham bo'yicha (bir o'lchamli tuzilmalar), so'ngra uni uchala o'lcham bo'yicha ham chegaralasa (nol o'lchamli tuzilmalar), butunlay yangi hodisalar va qonuniyatlar namoyon bo'lar edi. Xususan, 1987-yil ikki o'lchamli elektronlar gazida kvant va kasrli kvant Xoll effektlarining kashf etilishi past o'lchamli tuzilmalarga qiziqishni kuchaytirdi. Ikki o'lchamli tuzilmalardan yorug'likning katta miqdorda sochilishi va yutilishi yupqa pardalarda ulkan magnit qarshiliklar uglerod asosidagi kvant o'lchamli yirik molekullar fullurenlarining kashf etilishi va ularning amaliyotda ishlatilish istiqbollari-sohadagi izlanishlarga katta turtki berdi.

O'lchamli kvantlanishni yarim o'tkazishlarda namoyon qilish yuqori texnologiyalar (molekulyar nurli epitaksiya) yordamida biror taglik ustida nafaqat kristolografik tuzilishi, balki kimyoviy tarkibi ham bir-biridan farq qiladigan o'ta yupqa qatlamlar o'stirish orqali amalga oshiriladi. Bu sohada tadqiqot ishlari o'tgan asrning 70-yillaridan boshlandi. E'tiborlisi, asosan uchlangan birikmalar asosida $Al_x Ga_{1-x} As$ ikkilangan geteroo'tishlar hosil qilish ustida tadqiqotlar olib borildi va natijada 2003-yili nemis olimi Bimberg va rus olimi J. Alfyorov Nobel mukofotiga sazovor bo'lishdi. hozir yarim o'tkazgichlardagi past o'lchamli strukturalar quydagicha bo'linadi.

Kvant nuqtalar (KN)- bu strukturalarning o'lchamlari mavjud uch yo'nalish bo'yicha qator atomlar orasidagi masofa tartibida bo'ladi (KNlarni ba'zan sun'iy atomlar deb ham atashadi). Masshtabiga bog'liq ravishda struktura nol o'lcham (OD) yoki uch o'lchamli (3D)

hisoblanadi. Bu yerda D-dimension – o'lcham, massiv, o'lchov, kattalik, hajm so'zlarining birinchi harifi bo'lib, uning oldidagi raqam esa tuzilma geometrik o'lchami tartibini bildiradi.

Kvant simlar (KS) yoki kvant iplar (KI) – bunda strukturalar o'lchamlari ikki yo'nalish bo'yicha bir necha atomlar orasidagi masofaga teng bo'ladi, uchinchi yo'nalish bo'ylab esa o'lcham makroskopik qiymatga ega bo'ladi (1D). Kvant simlar (KS) yoki kvant iplar (KI) - bunda strukturalar o'lchamlari ikki yo'nalish bo'yicha bir necha atomlar orasidagi masofa tartibida bo'ladi, uchinchi yo'nalish bo'ylab esa o'lcham makroskopik qiymatga ega bo'ladi (1D).

Kvant devorlar (KD), boshqacha aytganda, kvant chuqurliklar (KCh) –strukturalarning o'lchamlari bir yo'nalish bo'yicha qator atom oralig'idagi masofa tartibida bo'ladi, qolgan ikki yo'nalish bo'yicha esa o'lcham makroskopik qiymatga ega bo'ladi (2D).

O'lchami chegaralangan muhitda elektronlar holati va tashqi ta'sirlarga javoban quyidagicha kechishi mumkin. Faraz qiling, o'quvchi bola futbol maydonida turibdi. U uch o'lcham bo'yicha harakat qilishi, to'rt tarafga yugurishi va yuqoriga sakrashini mumkin. Demak, u X, Y, Z, koordinata o'qlar bo'yicha erkin harakat qiladi. Bunga bolaning uchta erkinlik darajasi bor deyiladi. Yuqoriga harakat qilish, sakrashini tepadan devor bilan chegaralasak, u faqat chor atrofga XOY koordinata tekisliklarida yugurishi mumkin. Bunda bolaning harakati ikki o'lchamli bo'ladi. Bolaning ikki yon tomondan ham devorlar bilan to'sib, harakatni yana chegaralasak, u faqat oldinga harakat qila oladi. Agar harakati faqat bitta koordinata o'qi bilan belgilansa, u bir o'lchamli deyiladi. Bola harakati old va orqadan chegaralansa, u harakatlana olmaydi. Bu uning harakati nuqtadan iborat degani. Yuqorida keltirilgan to'rt xolatda bolaning tashqi ta'sirga beradigan javobini tasavvur qilib ko'ring. Birinchi holda erkin, ikkinchisida sakrashga da'vat qilinsada, bunga imkoni yo'q, uchinchi vaziyatda esa faqat oldinga va orqaga harakat qila oladi. Tashqi da'vat uni yon tomonga undasada uning iloji bo'lmaydi. To'rtinchi holatda harakati butunlay cheklangan, u faqat yetarli bo'lgan tashqi kuchlar ta'siridagina devorlardan devorlardan oshishi mumkin, kuch yetarli bo'lmasa, o'z holatini o'zgartira olmaydi. Barcha holda ham bolaning tashqi ta'sir yoki da'vatlarga javobi turlicha ba'zan esa g'ayri ta'biy bo'lib, u o'z vaziyatidan kelib chiqib, javob beradi va xatto kutilmagan harakatlar qiladi. Elektron ham bolaga o'xshab o'zini yuqorida

tasvirlanganidek tutadi. Chegaralangan tuzilmalarda zarra yoki elektron energiyasini o'z holatidan kelib chiqib o'zgartirdi, potentsial to'siq (devor)larni yengish uchun yetarlicha energiya berilsagina oshib o'tadi, aks holda energiya qancha katta bo'lmasin, natija kuzatilmaydi. Oqibatda elektron energiyasining uzluksiz ortishiga imkon berib, sakrab, faqat ma'lum miqdorda o'zgarishiga olib keladi. Fan tilida bu kvantlash deb ataladi. Mazkur hodisalar yordamida ko'plab zamonaviy elektron asboblari va qurilmalar yaratish mumkin. Ularga yarim o'tkazgichli lazerlar, fotoelementlar, turli datchiklar, sensorlar, tranzistorlar, doimiy xotira qurilmalari, DVD disklar, shuningdek, kvant kompyuterning asosi bo'lgan uch o'lchamli kvant hodisalarga asoslangan mikrosxemalarni kiritish mumkin.

7.6. Epitaksiya va ion-implantasiya usullari bilan nanosilitsidlar hosil qilish

Kubik panjarali materiallarni epitaksial o'stirish. Kubik panjarali materiallarning plyonkalarini bir-birlarining ustiga o'stirish hozirgi zamon elektronikasida juda keng qo'llaniladi. Masalan MDYA, (M-metall, D-dielektrik, Ya-yarim o'tkazgich) tizimlarning asosiy qismini kubik panjarali plyonkalar tashkil qiladi. Ko'p qatlamli (hajmiy) mikrotizimlar hosil qilishda metall xususiyatga ega bo'lgan CoSi_2 va NiSi_2 kabi silisidlar, -Si, Ge, GaAs (va boshqa $A^{\text{III}}V^{\text{V}}$ birikmalar) kabi yarim o'tkazgichlar, CaF_2 , BaF_2 kabi dielektrik materiallar kubik panjaraga ega bo'lganligi uchun juda ahamiyatlidir.

Asosning yuzasida biror plyonkani o'stirishda ularning kristall tuzilishlari bir xil bo'lishidan tashqari plyonkaning va o'tish qatlamining sifati quyidagi asosiy omillarga ham bog'liq bo'ladi:

Plyonka va asosning kristall panjaralari doimiylarining qiymatlariga, ularning panjara doimiysi qiymatlari bir-birlariga juda yaqin bulishi (farq ~ 0,07 % oshmasligi) kerak.

Plyonka va asosning chiziqli kengayish harorat koeffisientlariga (ChKHK). Ular ham katta farq qilmasligi kerak.

- Yuzalarning va chegaraviy qatlamining energetik parametrlariga.
- O'tqazilayotgan atomlarning diffuziya qobiliyatiga.
- Asos va plyonkadagi atomlarning bog'lanish turiga.
- Asos va plyonkaning o'zaro ta'sirlashuv xarakteriga.

7.4—jadvalda geteroepitaksiya tizimlarida ishlatish mumkin bo'lgan materiallarning panjara doimiylari va fizik xususiyatlari keltirilgan.

7.4 – jadval

Kubik panjarali materiallarning panjara doimiylari qiymatlari

	Material	a, E	Tuzilishi
Yarim o'tkazgichlar	C	3.567	0
	Si	5.451	0
	Ge	5.646	0
	Sn	6.4892	0
	GaAs	5.653	A.s
	InP	5.869	A.s
	GaP	5.4512	A.s
	SiC	6.479	A.s
	CdTe	6.482	A.s
	CuCl	5.407	A.s
	PdTe	6.462	T. t
	PbSe	6.14	T. t
Dielektriklar	CdF ₂	5.388	F
	CaF ₂	5.464	F
	SrF ₂	5.789	F
	BaF ₂	6.200	F
	SrO	5.10	T. t
	TiO	4.235	T. t
Metallar	SoSi ₂	5.365	F
	NiSi ₂	5.406	F
	ZnN	4.778	T. t

Demak, plyonka o'stirishda $a_a \sim a_n$ bulishi asosiy shart ekan. Asos va plyonkaning panjara doimiysi va ChKHK lari bir-birlaridan sezilarli farq qilsa, epitaksial plyonka kristall tuzilishining mukammalligi kamayadi. Agar ularning energetik parametrlari farq qilsa, plyonkaning morfologiyasi va ko'p hollarda yuza qatlamlarning stexiometrik tarkibi buziladi.

O'sish mexanizmi epitaksial tizimning quyidagi termodinamik parametrlari orqali aniqlanadi: "plyonka-vakuum" sirtiy solishtirma erkin energiyalari - γ_{nb} ; "asos - vakuum" sirtiy solishtirma erkin energiyalari - γ_{ab} ; "plyonka - asos" sirtiy solishtirma erkin energiyalari - γ_{na} ; hamda "adsorbat - sirt (yuza)" tizimining kimyoviy potentsiali (Fermi sathi):

$$\mu = KT \ln(R_a/R_d) , \quad (7.9)$$

bu yerda R_a va R_d o'tqazilayotgan material zarrachalarining adsorbsiyalanish va desorbsiyalanish tezligi.

"Plyonka-asos" tizimining sirtiy solishtirma energiyasi quyidagiga teng:

$$\gamma_o = \gamma_{nv} + \gamma_{na} - \gamma_{av} , \quad (7.10)$$

Plyonka qanday rejimda o'sayotganligi quyidagi shartlar orqali aniqlanadi:

$\Delta\mu \leq 0$; $\gamma_o \leq 0$; $\Delta a = |a_n - a_a| \approx 0$ bo'lsa, qatlam-qatlam (2D-) o'sish ro'y beradi. Bunday o'sish mexanizmi Frank-van der Merve mexanizmi deb ataladi.

$\Delta\mu > 0$; $\gamma_o > 0$; $\Delta a \neq 0$ bo'lsa, orolchali (3D-) o'sish ro'y beradi va Fol'mer-Weber mexanizmi deb ataladi.

$\Delta\mu \geq 0$; $\gamma \approx 0$; $\Delta a \neq 0$ bo'lsa, qatlam-qatlam o'sishdan orolchali o'sishga (2D \rightarrow 3D) o'tib boradi. Bu mexanizm Stranskiy-Krastanov mexanizmi deyiladi.

Geteroepitaksial materiallar o'stirishda plyonka va asosning solishtirma sirtiy energiyalari katta farq qilsa, kerakli morfologiyali plyonka olish muammo bo'lib qoladi. Masalan $\gamma_a \gg \gamma_p$ bulsa, plyonka yakka-yakka orolchalar holda o'sa boshlaydi yoki plyonkada kanallar, chuqurliklar hosil bo'ladi. Bu holda ko'pincha fasetlangan (qirralari boshqa yo'nalishga orientirlangan) sirtlar hosil bulishi va stexiometrik tarkib keskin o'zgarishi mumkin.

Yuqorida ko'rsatib o'tilgan fizik jihatlar epitaksial o'sish jarayonida va yangi epitaksial tizimlarni hosil qilishda hisobga olish shart bo'lgan asosiy omillardir.

M-D-Ya tizimini hosil qilishda $CoSi_2$ (metall), Si (yarim o'tkazgich), CaF_2 (dielektrik) eng qulay materiallardir. CaF_2 -Si- $CoSi_2$ epitaksial qatlamlar "M-D-Ya" tizimi uchun panjara parametrlari juda yaqin bo'lgan va yaxshi sifatli geterotuzilma qatlamlar hosil qiladigan yagona tizimdir (7.4-jadval). Ikkinchi tomondan ularning fizik

xususiyatlari noyob texnik ko'rsatkichga ega bo'lgan asboblari yaratishga imkon beradi. (7.5-jadval)

7.5- jadval

CaF₂, Si va CoSi₂ ning kristall tuzilishi va fizikaviy xususiyatlari

Material	Si	Co Si ₂	Ca F ₂
Nuqtaviy guruh	M3m	m3m	m3m
Fazoviy guruh	F α 3m	F m3m	F m3m
Tuzilishi	Olmos	Flyuorit	Flyuorit
a, E t=20°C	5.431	5.365	5.464
(Δa/as _i) %	-	-1.21	+0.61
ChKHK x10 ⁶ 1/grad	2.5	15.4	19.1
Erish h-ti, °S	1415	1326	1360
Fizik xususiyati	Ya	M	D
O'ziga xos kattaliklari	E _g =1.2eV	ρ=15 mkmOm-sm	E _g =12.1eV

O.s – olmos strukturasi

((Z)-F43m),

O – olmos ((D)-Fd3m)

F-flyuorit ((F)-Fm3m),

T.t-tosh tuzi((R)-Fm3m)

Si, CoSi₂, CaF₂ (BaF₂, SiF₂) kombinatsiyalarning qattiq jism epitaksial elektronikasida va mikroelektronikada mustaqil qo'llanilishi mumkin bo'lgan sohalarida ustida qisqacha to'xtalib o'tamiz.

CaF₂, SiF₂, BaF₂ bufer qatlamlari bilan qoplangan kremniy monokristallari zamonaviy elektronikaning yarim o'tkazgichli materiallar epitaksiyasi uchun universal asos bo'lib xizmat qiladi. Hozirgi paytda A₃V₅, A₂V₆, A₄V₆ kabi birikmalarni o'stirishda asos eng asosiy muammo bo'lib qolmoqda.

Asos sifatida floridlarning yupqa qatlamlari bilan qoplangan kremniydan foydalanish juda istiqbolli bo'lib, quyidagi afzalliklarga ega:

1) kremniyli monokristallar juda arzon, kristallik mukammalligi juda yuqori, yuqori mexanik mustahkamlikka ega, yuqori issiqlik o'tkazuvchanlikka ega (masalan, GaAs dan uch marta katta) bo'lib,

hozirgi kunda diametri 200 mm gacha bo'lgan kremniyli asoslar olinmoqda;

2) kremniyli planar texnologiya – eng samarali bo'lib, uning bugungi kunda raqobatchisi yo'q;

3) uch o'lchamli integral tizimlar olish imkonini beradi;

4) sezgir elementni yuqori epitaksial qatlamda monolit integrasiya qilish va signallarni qayta ishlash tizimini kremniyli asosda amalga oshirish imkoniyati mavjud.

Ftoridlar ikkita maqsad buyicha bufer qatlamlar sifatida ishlatilishi mumkin:

a) plyonkani elektr asosdan izolyasiyalash;

b) plyonka va asos panjara doimiylarining mos kelmasliklarini kamaytirish, muvofiqlashtiruvchi o'tish qatlam hosil qilish.

Shunday qilib, bufer qatlamli kremniylar uch o'lchamli IS olishda opto va fotoelektron qurilmalarda, lazer asboblari va IQ-detektorlar olishda qo'llaniladi:

– Metall – epitaksial dielektrik – kremniy vertikal MDYa – tranzistorlar ishlab chiqarishning asosini tashkil qiladi. MDYa tizimi metall bazali va sizuvchi bazali tranzistorlarni ishlab chiqarish imkonini beradi. Bu tranzistorlar ayniqsa o'ta yuqori chastotalarda (150 GGs) barqaror ishlashi katta ahamiyatga ega;

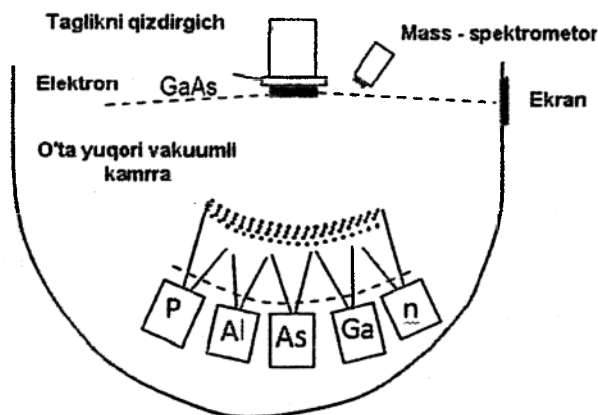
– O'ta yuqori chastotali asboblarni yaratish. Ko'p qatlamli $\text{CoSi}_2/\text{Si}/\text{CoSi}_2/\text{Si}/\text{CoSi}_2/\text{Si}$ tizimlar quyun-prolet diodlar, Shottkining O'YuCh diodlarini olishda ishlatilmoqda;

– Umumlashgan monolit nurlanish detektorlari yaratish. Si, CoSi_2 , CaF_2 epitaksial kombinatsiyalari ul'trabinafsha va rentgen nurlari detektorlarining asosiy elementlari bo'lib xizmat qiladi;

– Qo'shimcha yo'nalishlar. CoSi_2 Shottki bar'erli asboblarni, omik kontaktlar, o'zaro ulovchi tizimlar olishda keng qo'llaniladi. CoSi_2 ning Si dagi yupqa qatlamlari harorat datchiklarining aktiv qismi bo'lib xizmat qiladi. CaF_2 plyonkalari submikron litografiyada (elektron rezistor sifatida), optik qabul qiluvchi qurilmalarda, opto-va fotoelektronika asboblari interferensiyali manzara hosil qiluvchi qatlamlar sifatida ishlatiladi.

7.7. “Yarim o‘tkazgich-dielektrik-yarim o‘tkazgich” va “Metal-dielektrik-yarim o‘tkazgich” nanotizimlar hosil qilishning istiqbollari

Molekulyar nurli epitaksiya (MNE) usuli bilan GaAs plyonkasini o‘stirish. Ko‘p komponentli yarim o‘tkazgich plyonkalarni MNE usuli bilan o‘stirish qurilmasi 7.13-rasmda keltirilgan. GaAs plyonkasini hosil qilish uchun o‘ta yuqori vakuumda galliy va margimush atom yoki molekulari taglik yuzasiga o‘tqaziladi. Qizdirilgan taglikning issiqlik energiyasi ta’sirida atomlar yoki molekularlar harakatlanib taglik kristall panjarasining yuzasida tegishli holatlarni egallaydilar. Bunday jarayonda o‘sadigan epitaksial plyonkalar katta yuzada bir xil bo‘ladi.



7.13-rasm: MNE qurilmasi o‘stirish kamerasining sxematik ko‘rinishi.

Qatlamlar sifatini yanada oshirish, jumladan qatlamning kimyoviy tarkibidagi kiritmaning katta yuzada (diametr 5sm) bir xilligini ta’minlash, o‘stirish jarayonida taglikni uzluksiz aylantirib turish yo‘li bilan amalga oshiriladi. (7.14-rasm). Murakkab $A^{III} B^V$ yarim o‘tkazgichlarni o‘stirishda o‘stirish tezligining cheklanishi asosan III guruh elementlarini yuzaga kelib o‘tirish tezligi bilan bog‘liqdir. Demak, uni o‘zgartirish orqali o‘stirish tezligini boshqarish mumkin,

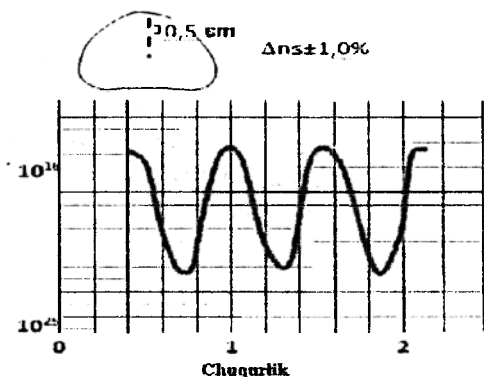
masalan kichik qiymatdan ($<1\text{Å/s}$) to o'ta katta qiymatlar (35Å/s) oralig'ida. O'sish tezligining kichik qiymatlarida o'ta yupqa qatlamlarni o'stirishda qo'llanilib, qatlamning o'sishini aniq nazorat qilishga erishish mumkin.

Misol sifatida 7.14-rasmda GaAs va AlAs qatlamlarining ketma-ket MNE usulida o'stirilgan o'tapanjarasi keltirilgan. Bunda GaAs va AlAs qatlamlarini 10^4 marta ketma-ket o'stirishga erishilgan. Demak, yangi turdagi yarim o'tkazgich materiallarini sintez qilishning mutlaqo yangi usuli ishlab chiqilgan.

7.14-rasm:

Kiritma

konsentrasiyasining GaAs kristalining yuzasidan ichkari tomon yo'nalishiga bog'liqligi; kristall 4 ayl/min tezlikda Sn bilan legirlangan; konsentrasiya o'zgarishi tepada ko'rsatilganday besh nuqtada o'lchanilgan.



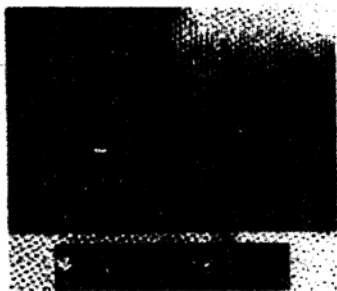
Atom va molekularlar oqimini boshqarish uchun mexanik to'siqlar ishlatiladi. Ular muayyan dastalarni o'tkazib yuborishadi yoki to'sishadi (beshinchi guruh elementlari dastalari bundan mustasno, chunki ularning bug'lari katta bosimga ega). Pnevmatik va elektromexanik boshqariladigan to'siqlar ishga tushish vaqti bir monoqatlam hosil qilish vaqtidan ancha kichik bo'lgani uchun geterochegaralar va legirlash profili keskin ko'rinishga ega bo'ladi, demak tarkib o'zgarishi va legirlash darajasi bir monoqatlam davomida amalga oshadi. Keskin profilli legirlashni olish uchun legirlovchi kiritmani shunday tanlash kerakki, uning atomlari oqimini to'sish imkoniyati bo'lib, kiritma atomlari o'sayotgan qatlamga taglik yuzasida kondensasiyalanmasdan va segregasiyalanmasdan kirishi kerak.

To'siqlarni ochish va yopish usulidan tashqari atom va molekular dastalarining intensivligini vaqtga bog'liq ravishda kerakli qonuniyat buyicha boshqarish mumkin. Birinchidan, dastalarning

intensivligini manba haroratini o'zgartirish yo'li bilan, ikkinchidan, o'zgartirmasdan, dasta o'tayotgan tirqish kattaligini o'zgartirish orqali o'zgartirish mumkin. Birinchi uslub afzalroq, chunki u aniqroq va ishonchliroqdir. Bu holda epitaksial qatlam o'sish tezligi sharoitga qarab tanlab olinadi: masalan, agar o'sish idishchasi (tigel') issiqlik inersiyasiga ega balsa, unda idish harorati o'zgarishi vaqtida issiqlik kechikishidan qutilish uchun o'sish tezligini kamaytirish kerak. Bu kerakli oldindan ko'zda tutilgan profildagi o'zgaruvchan tarkibli va legirlash darajasiga ega bo'lgan epitaksial qatlamlar o'stirish imkoniyatini beradi. Molekulyar nurli epitaksiyasi mazmunan o'tayuqori vakuumda issiqlik changitish uslubi bo'lgani uchun, bu jarayonda oddiy niqoblarni ishlatish mumkin, ular taglikning ma'lum qismini yopib epitaksial qatlamlarni tanlangan yo'nalishda o'sishini ta'minlaydi. Bundan tashqari niqoblar yordamida taglik yuzasida turli ko'rinishdagi tuzilmalar yaratiladi. Boshqa epitaksial qatlamlar o'stirish uslublari, masalan, SFE yoki GFE oldida MNE uslubi yana bir muhim xususiyatga ega. Bu uslubda epitaksial qatlam o'stirish o'ta yuqori vakuumda amalga oshirilgani uchun bevosita o'stirish jarayonida yuzani tadqiq qilishning bir necha uslublarini bir vaqtda qo'llash mumkin.

Bular orasida afzalrog'i yuzaga sirpanish burchagiga tushadigan 5-10keV energiyaga ega elektronlar difraksiyasi uslubidir. Olingan difraksiya tasvirlari qatlam yuzasining qayta tuzilishi va silliqligi to'g'risida axborot beradi. Yuzaning kimyoviy tarkibini oje-spektr tahlili orqali aniqlash mumkin, buning uchun o'stirish jarayonini qisqa vaqtga to'xtatish kerak. O'ta yuqori vakuum kamerasida qolgan gaz atmosferasini bilish uchun va epitaksial qatlamlar kimyoviy tarkibini aniqlash uchun mass-spektrometr hamda rastrlangan fotolyumines-sensiya uslublari qo'llanilad (7.15-rasm).

Chapdagi qatlamlarda $n=8.0$ va $m=1.3$; o'ngdagi qatlamlarda $n=6.1$ va $m=3.4$. o'tapanjaraning chapdagi qismi uchun pastdan o'tuvchi elektronlar difraktogrammasi keltirilgan; asosiy (100) va (200) reflekslar GaAs panjarasidagi difraksiya natijasida vujudga kelgan, uning satellitlari esa o'tapanjarada ro'y beradigan difraksiyaga oid.

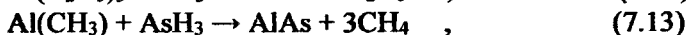
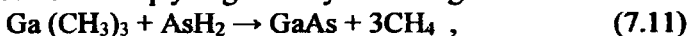


7.15-rasm: O'tkazuvchi elektron mikroskopda olingan (100) GaAs taglikda o'stirilgan GaAs n ta yakka qatlamlari va AlAs m ta yakka qatlamlaridan tashkil topgan (GaAs)_n(AlAs)_m o'tapanjarasining kundalang kesimi.

7.8. Kvant o'tishli o'tatizmlar, ko'p komponentli va ko'p qatlamli tizimlar olish

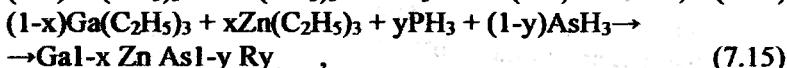
Lateral o'ta panjaralar deganda tarkibida 3 va undan komponentlari bo'lgan va qatlamlarining qalinligi 3 va undan ortiq qatlamlardan iborat bo'lgan epitaksid plyonkalar aytiladi. O'ta panjaralar asosan gaz fazali epitoksid MNE, usullari yordamida olinadi. Gaz fazali epitoksiya usullarning asosiy afzalligi u qattiq bir jinsli va keskin chegarali birikmalning mukammal plyonkalarini olish imkonini beradi. Bu usul yordamida dastlab Ge, Si molekulyar epitoksial plyonkadagini hosil qilish uchun ishlatilgan bo'lsa keyinchalik A₃B₅ birikmalarini va ularning boshqa atomlar bilan birikib III IV komponentli plyonkalar olish uchun ishlatiladi. Eng sodda ko'rinishdagi gaz fazali epitoksiya qurilmasining tuzilishini quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

Ushbu qurilma yordamida har xil komponentli yarim o'tkazgichli yangi materiallar olish mumkin masalan Ga As materialini olish uchun Galiyning (Ga / metaloorganik birikmalari hamda As moddasini bug'lantirish yoki bilan As Ga monokristallarini hosil qilish mumkin A₃B₅komponentli materiallar olishda asosan 3 va 5 guruh elementlarining birikmalari asosiy mahsulot hisoblanadi. Masalan Ga(CH₃)₃, Zn(C₂H₅)₃ Al(CH₃)₃ (Ga As) (In P Al As) epitaksial plyonkalarini olishda quyidagi reaksiyalar amalga oshadi.



bu 3 ta reaksiyadan ko'rinib turibdiki asosan 2 komponentli tizim hosil qilish mumkin ekan. Bunda metallar organik birikmaning yoki

metalloid vodorod, birikmalarining qay biri ko'p qay biri ozligi katta ahamiyatga bo'lmashligi mumkin, ammo metallar organik birikmalarining parsial bosimi vodorodli birikmaning parsial bosimning 5-10 marta katta qilib olinsa plyonkalar juda silliq va bir xil tuzdagi ideal molekullarga yaqin bo'lgan mahsulot olish mumkin 3 yoki 4 undan ortiq komponentli birikmalar hosil qilishda yuzaga kelib reaksiyaga kuzatilayotgan moddalarning miqdori hosil bo'layotgan birikmaning tarkibiga ulardagi konsentratsion nisbatlarga juda katta ta'sir etadi. 3 va 4 komponentli sistemalar hosil qilishda quyidagi reaksiyalarni amalga oshirish zarur.



Plyonka otish jarayonida ularni kerak aralashma bilan legirlash mumkin. Buning uchun chegaralovchi material bug'ga aylantiriladi va asosiy komponentlarining bug'lariga aralashiriladi. Metallar organik birikmalarining gaz fazali epitaksiya usuli bilan olingan material 10 g quyidagicha ishlatiladi.

1. GaAlAs / GaAs gidro tizimi asosida kvant orqali lazerlar olishda.

2. Moddellashtirib legirlangan GaAlAs / GaAs gidro tizimlarini olishda.

3. Bir 1-3mkm to'liq uzunligidan kichik bo'lgan kichik tok zichligida ishlaydigan gidro lazerlar olishda.

4. GaZnAs / ZnP gidro tizimli chegarasida 2 o'chamli elektron gazini olishda hamda kvant koordinatali gidro tizimlar olishda keng qo'llaniladi.

Boshqa turdagi yarim o'tkazgich va dielektrik plyonkalar asosida nanomateriallar hosil qilish. CdS, CaF₂, SiO₂ larning yuza qatlamlarida nanoplyonkalar hosil qilish.

Hozirgi zamon texnologiyasida ayniqsa mikro va nanoelektronika sohalarida flyuortli nanoplyonkalar katta ahamiyatga egadir. Flyuortga GaF₂ va BaF₂ lar misol bo'ladi. Bu plyonkalarni hosil qilishni bir qancha usullari mavjud. Shulardan biri ion implantatsiyasi usuli orqalidir.

CaF_2/Si (111) tarkibiy hususiyatini quyidagi jadvalda berilgan.

Plyon-kalar	Tarkibi At %			$e\phi$ (eV)	E_{ar} eV	ϕ ev	E_g ev	χ eV	hw_v eV	A A°	n	Z %
	Me	F	O									
CaF_2	33	65	2	4.2	3.6 va 3.7	13	12.1 (9.1)	1	20.5	5.45	1.45	8
SrF_2	32	65	2	-	-	11.8	10.8	1	16.7	5.8	1.48	-
BaF_2	34	64	2	-	-	11.2	10.2	1	18.5	6.2	1.46	-

Bunday nanoplyonkalar hosil qilish uchun energiyasi $E_0=0.5 \div 10$ keV dozasi $D=10^{14} \div 10^{17} \text{ sm}^{-2}$ va 10^{-8} mm.simob ustida yuqori vakum sharoitida tajribalar o'tkazilgan.

E_{ar} -aralashmani darajasidagi energiyasi;

hw_s va hw_v –quyi qismidagi energiya va plazma yuzadagi tebranish;

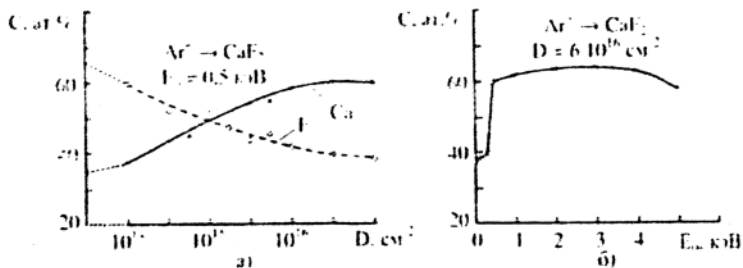
n- konsentratsiya;

%- foiz;

E_g - taqiqlangan soha kengligini energiyasi.

Tajriba jarayonida Ar^+ va Ba^+ , Sr^+ ionlari bilan CaF_2 tasirini dozada energiya bo'yicha bog'liqligi quyidagi tasvirda ko'rsatilgan.

Chizmalardan ko'rinib turibdiki sirdagi konsentratsiyasi miqdori nurlanish dozasi ortishi bilan o'zgarib borar ekan. Bunda F kamayib Ca ortar ekan, chunki Ar CaF_2 ta'sir etishi natijasida F ni urub chiqaradi. Ya'ni quyidagicha plyonka hosil bo'ladi. 7.16 – rasm: Bunda kalsiy (Ca) $5 \div 6 \text{ \AA}$ qalinlikda (2-3 monoqatlam) plyonkasi hosil bo'ladi. Bu kalsiy (Ca) qatlami CaF_2 qatlami bilan panjara tuzilishi bilan yaqin bo'lgani uchun plyonka xossasini saqlab qoladi va aksincha kalsiy (Ca) nanoqatlam mavjudligi bu nanostrukturali plyonkaligi ahamiyatlidir. 0.3 eV gacha deyarli o'zgarmaydi 0.3÷0.5 eV atrofida esa birdaniga miqdori ortib ketyabdi 1÷4 keV gacha 5 dan katta esa deyarli o'zgarmaydi.



7.16-rasm. Ar^+ ionlari bilan CaF_2 tasirini har xil do'zada va energiya bo'yicha bog'liqligi

Ionlar implantatsiyasi va kvant tuzilmalar. Ionlar implantatsiyasi — bu asos material taglik (masalan, kremniy)ga boshqa element (masalan, Ge, Mn, Fe, Ni) ionlarini bombardimon qilib kiritishdir. Bunda taglikka mo'ljallangan miqdorda begona atomlarni ionlar energiyasi va dozasini boshqarish orqali kiritiladi. Kiritilgan katta miqdordagi va nomuvozanatdagi atomlar o'z-o'zidan tashkillashish jarayonlari tufayli katta sondagi 10 000 tagacha atomlarning bir nuqtadagi birikmalari – nanoklasterni hosil qiladi va ular kvant xususiyatli deyiladi.

Keyingi yillarda yarim o'tkazgichlar sirtida KN (kvant nuqta)larni ionlar implantatsiyasi usuli yordamida hosil qilish va ularning xossalari o'rganish shiddat bilan rivojlanmoqda. Jumladan, jahondagi ko'plab ilmiy markazlarda kremniy kristaliga germaniy ionlarini implantatsiya qilish yordamida KNlar hosil bo'lishi, ularning shakli va xossalarga ta'sirini o'rganishga bag'ishlangan qator ilmiy ishlar mavjud.

Hozirgi zamon elektron texnikasining asosiy materiali bo'lib hisoblangan kremniy kristallarida bunday ob'ektlarni hosil qilish juda istiqbolli masala hisoblanadi. Kremniy kristalliga kiritiladigan aralashmalar miqdori ularning kremniydagi eruvchanligi bilan chegaralangan. Bu chegarani o'zgartirish uchun qo'llaniladigan usullardan biri ionlar implantatsiyasi usulidir. O'tish guruhiga kiruvchi elementlar atomlarini kremniyga kiritish ularning fizik va rekombinatsion parametrlarini tubdan o'zgartirib yuboradi. Shu tufayli, bunday aralashmalar kiritilayotgan kremniy namunalari o'ta sezgir dagchiklar sifatida xalq xo'jaligining turli sohalarida ishlatiladi.

Bunday aralashmalardan tashkil topgan KNlarni hosil qilish ham, albatta, amaliy jihatdan juda qiziqarlidir.

Ionlar implantatsiyasi yordamida kremniy kristaliga kiritilgan FeO va MnO ionlarining KNlarni hosil qilish sharoitlari va ularning elektrofizik va fotoelektrik xossalarga ta'sirini o'rganishga bag'ishlangan qator tajribalar o'tkazilgan. haqiqatdan ham, KNga ega bo'lgan bunday namunalarda spektrning yaqin va o'rta infraqizil sohasida anomal ravishda katta bo'lgan foto sezgirlik, turli hil tok noturgunliklari, gigant magnit qarshiligi va shunga o'xshash juda ko'p qiziqarli hamda amaliy jihatdan istiqbolli natijalar olingan. Ular temir hamda o'tish guruhiga kiruvchi elementlar atomlarining ionlashgan holatida murakkab molekular (masalan: Mn₆, Mn₁₂, Fe₈, Fe₁₀ va x.k.), ya'ni KNlar hosil bo'lishi bilan tushuntiriladi.

Darhaqiqat, so'nggi davrlarda o'tish guruhi elementlari – Fe, Co, Ni, Mn kabilarning ma'lum sharoitlarda kislorod, vodorod va uglerod atomlari bilan o'zaro ta'sirlashib o'z-o'zidan tashkillanish jarayonlari tufayli juda katta spinga ega bo'lgan (S=1/2) ulkan magnit molekularning hosil bo'lishi, ularning magnit xossalarini o'rganish jadal sur'atlar bilan amalga oshirilmoqda.

Kvant tuzilmalarning qo'llanilishi. Hozirdanoq kvant tuzilmalar elektronikaning barcha jabhalarida keng qo'llanila boshlangan. Xususan, kvant tuzilmalar asosida yaratilgan o'ta yuqori chastotali tunnel diodlar, tranzistorlar, yarim o'tkazgichli lazerlar, turli datchiklar va sensorlar, kvant kompyuterlar uchun mikroprotsesszorlar zamonaviy elektronikaning asosi bo'lib hisoblanmoqda.

Rezonansli tunnel diod – klassik zarracha, to'liq, energiyasi potentsial to'siq energiyasidan katta bo'lsagina undan oshib o'tadi, kichik bo'lsa zarracha to'siqdan qaytadi va teskari tomonga harakatlanadi. Kvant zarracha esa boshqacha harakatlanadi: uning energiyasi yetarli bo'lmasa ham to'siqni to'lqin kabi yengib o'tishi mumkin. To'liq energiyasi potentsial energiyadan kam bo'lsa ham to'siqni oshmasdan o'tish ehtimoli mavjud ekan. Bu kvant hodisa «tunnel samarasi» nomini oldi va u rezonansli tunnel diodida foydalaniladi.

Kvant chuqurliklari asosidagi lazerlar. Kvant tuzilmalar lazerlar tayyorlashda muvaffaqiyatli qo'llanilmoqda. Bugungi kunda kvant chuqurliklar asosida yaratilgan samarali lazer qurilmalari iste'molchilar bozoriga etib bordi va tolali-optik aloqada muvaffaqiyatli

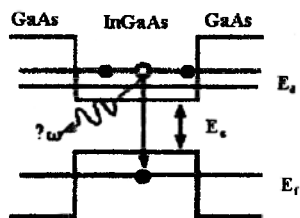
qo'llanilmoqda. Qurilmalar tuzilishi va ishlashi quyidagicha: Birinchidan, har qanday lazer uchun energetik sathlarning invers zichpanishini oshirish lozim. Boshqacha aytganda, yuqori energetik sathda quyi satxdagiga qaraganda ko'proq, elektronlar joylashishi kerak bo'lib, termik muvozanat holati paytida buning aski bo'ladi. Ikkinchidan, har bir lazerga optik rezanator yoki elektromagnit nurlanishni ishchi hajmga to'playdigan tizimi zarur.

Kvant chuqurlikni lazerga aylantirish uchun uni elektronlar kiruvchi va chiqib ketuvchi ikki kontaktga ulash lozim. Kontakt orkali elektron o'tkazuvchanlik zonasiga kirgan elektron sakrab, o'tkazuvchanlik zonasidan valent zonasiga o'tadi va ortiqcha energiyasini kvant, ya'ni elektromagnit to'lqin shaklida nurlantiradi. Keyin valent zonadan boshqa kontakt orqali chiqib ketadi. Kvant mexanikasida nurlanish chastotasi $h\nu = E_d - E_v$ (5) shart bilan aniklanishi ma'lum. Bu erda E_v E_{v1} mos. holda o'tkazuvchanlik zonasi va valent zonadagi birinchi energetik sathlar energiyasi.

Lazer hosil qilgan elektromagnit nurlanish asbobning markaziy ishchi sohasida to'planishi lozim. Buning uchun ichki qatlamlarning sindirish koeffitsiyenti tashqaridikidan katta bo'lishi kerak. Ichki soha to'lqin uzatgich vazifasini o'taydi deyish ham mumkin. To'lqin uzatgich chegaralariga qaytaruvchi oynalar o'rnatilib, ular rezonator vazifasini bajaradi (7.17-rasm).

Kvant chuqurliklar asosidagi lazerlar oddiy yarim o'tkazgichli lazerlarga qaraganda qator afzalliklarga ega. Ularga quyidagilarni kiritish mumkin: generatsiyalanayotgan lazer chastotasini boshqarish imkoni, optik nurlanishda befoyda so'nishning kamligi, invers zichlanishini hosil qilish elektron gazlarda osonligi tufayli kam tok talab qilinadi va ko'proq, yorug'lik beriladi. Shu tufayli ularning foydali ish koeffitsiyenti 60 foizgacha etadi.

Hozirda ham kvant chuqurliklar asosida lazerlar tayyorlash bo'yicha dunyoning ko'pgina laboratoriyalarida keng qamrovli ishlar olib borilmoqda. Aynan tolali-optik aloqada qo'llanilayotgan lazerlar yaratishdagi xizmatlari uchun 2003 yili rus olimi J. Alfyo-rovga Nobel mukofoti berilgan edi.



7.17 – rasm: Kvant chuqurlik asosidagi lazerning energetik sathi.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. Bronshteyn I.M., Frayman B.S. Vtorichnaya elektronnyaya emissiya. - M.: Nauka, 1969. -408 s.
2. Shulgman A.R., Fridrixov S.A. Vtorichno-emissionnqs metodq issledovaniya tverdogo tela.-M.: Nauka, 1977. -552 s.
3. Galmberg .W.- The structure and Chemistry of Solid Surface ed. G.A. Somorjai, New York, 1969, A-29.
4. Rqjonkov I.D., Lyovina V.V., Dzidziguri. Nanomaterialq. Uchebnoe posobie. Moskva BINOM. 2010. -363 s.
5. Korablev V.V. Elektronnyaya oje-spektroskopiya.-L.: LPI 1973. -61 s.
6. Uilgchms L., Adams U. Nanotexnologii. Moskva EKSMO. 2009. -363 s.
7. Nanostrukturng materialq. Pod Redaktsiey R.Xanninka., A Xill. Moskva TEXNOSFERA. 2009. -487 s.
8. Gersimenko N., Parxomenko Yu. Kremniy material nanoelektroniki. Moskva TEXNOSFERA. 2007. -351 s.
9. V. Mironov. Osnovq skaniruyuoey zondovoy mikroskopii. Moskva TEXNOSFERA. 2009. -143 s.
10. Martines DJ. M. – Duart., Martin R. DJ. - Palma., Agullo F. – Rueda. Nanotexnologii dlya mikro-i optoelektroniki. Moskva TEXNOSFERA. 2010. -367 s.
11. Abduvaetov A.A., Tashmuhamedova D.A., Boltayev X.X. Qattiq jismlarni yuza qatlamlarining kimyoviy tarkibini va kirishmali atomlarni kristall panjarada joylashuv o'rmini elektron spektroskopiya usullarida aniqlash. Toshkent. 2013. -149 s.
12. Umirzakov B. E. Electron Sectroscopy and Microscopy of Nanoscale Materials. LAMBER Academic ublishing. 2019. -250 '.
13. Koboyasi N. Vvedenie v nanotexnologiyu. M.: 2008. -134 s.
14. Normuradov M.T., Umirzaqov B.E. Energeticheskie spektrq poverxnosti tverdqx tel, implantirovannqx ionami nizkix energiy.- Tashkent: Fan, 1989. -158 s.
15. Normuradov M.T., Umirzaqov B.E., Parmanqulov I.P. Elektron texnika materiallari va qurilmalari texnologiyasi. –Toshkent: Mehnat. 2004. -362 b.
16. Umirzaqov B.E., Abduvoyitov A.A, Yarimo'tkazgichli nanoplyonkalar, nanostrukturalar olish va xususiyatlarini o'rganish. – Toshkent, ToshDTU, 2012. -80 bet.

MUNDARIJA

KIRISH	3
I-BOB. NANOTEXNALOGIYA VA UNING ISTIQBOLLARI	5
1.1. Nanotexnologiyaga kirish. Nanotexnologiyaning rivojlanish bosqichlari.....	5
1.2. Kvant mexanikasining asoslari.....	10
1.3. Nanotexnologiyaning istiqbollari.....	19
II-BOB. QATTIQ JISM SIRTINING TUZILISHI	21
2.1. Qattiq jismning elektron tuzilishi.....	21
2.1.1. Qattiq jism yuza qatlamlarining tuzilishi.....	21
2.1.2. Uch o'lchamli kristallarining yuza tuzilishi.....	24
2.1.3. Kristallardagi atomlarning bog'lanish turlari.....	33
2.1.4. Bog'lanish turlariga kristall tuzilishining bog'liqligi..	40
2.1.5. Kristall yuzalarni tayyorlash va o'rganishning eksperimental usullari.....	42
2.1.6. Si va GaAs monokristallining yuzi.....	44
2.2. Elektron sathlarning belgilanishi.....	47
2.2.1. Yarim o'tkazgichlarning energetik zonalarini haqida Tushuncha.....	47
2.2.2. Yarim o'tkazgichlar yuzasining real holdagi energetik tuzilishi.....	50
III-BOB. YARIMO'TKAZGICHLI NANOPLYONKALARNING FIZIKAVIY VA KIMYOVIY XOSSALARINI O'RGANISH	53
3.1. Nanoplyonkalar va nanostrukturalarni o'rganishning an'anaviy usullari va qurilmalari.....	54
3.2. Oje-jarayon. Oje-elektron spektrometr qurilmasining asosiy qismlari.....	58
3.2.1. Sifatli va miqdoriy analizlar. Kimyoviy siljishlar.....	66
3.3. Xarakterli energiyasini yo'qotgan elektron spektroskopiyasi.....	70
3.4. Kichik energiyali elastik qaytgan elektronlar spektroskopiyasi.....	73
3.5. Katta energiyali difraksiya usuli bilan epitaksial plyonkalarining kristal tuzilishi haqida ma'lumot olish to'g'risidagi umumiy ko'rsatmalar.....	79

3.6. Sekinlashtirilgan elektronlar difraksiyasi usuli bilan submonosloy qatlamlar hosil bo'lish jarayonini o'rganish.....	82
IV-BOB. MIKRO- VA NANOMATERJALLARNI SIRTINI TEKSHIRISHDA FOTONLAR VA IONLAR OQIMIDAN FOYDALANISH.....	85
4.1. Fotoelektronlar spektroskopiyasi.....	85
4.2. Ultrabinafsha nurlarning fotoelektron spektroskopiyasi.....	89
4.3. Fotoelektron spektroskopiyasi yordamida metall va yarim o'tkazgichlar zonalarining parametrlarini aniqlash.....	92
4.4. Ikkilamchi ionlarning mass-spektroskopiyasi.....	98
V-BOB. NANOPLYONKALAR OLISHNING ASOSIY TEXNOLOGIYALARI.....	106
5.1. Metall va yarim o'tkazgich chegarasidagi qatlarning tuzilishi.....	106
5.2. Yarim o'tkazgich va yarim o'tkazgich orasidagi chegaraviy qatlam.....	109
5.3. Molekulyar nurli epitaksiya.....	111
5.4. Qattiq fazali epitaksiya usuli bilan olingan plyonka va asos orasidagi chegaraviy qatlam.....	116
5.5. Kichik energiyali ionlar implantatsiyasi.....	119
5.6. Termovakuumli bug'lantirib o'tkazish.....	121
5.7. Dielektrlarning yupqa himoya qatlamlarini hosil qilish texnologiyasi.....	124
VI-BOB. ELEKTRON OPTIKA VA ZAMONAVIY MIKROSKOPLAR YORDAMIDA NANOPLYONKALARNI O'RGANISH USULLARI.....	113
6.1. Elektron mikroskopda tasvirlar hosil qilish.....	113
6.2. Yorituvchi elektron mikroskoplarning magnitli va elektrostatik turlari.....	138
6.3. Yorug'lik mikroskopining ishlash prinsipi va ishlash chegaralari.....	143
6.4. Elastik qaytgan elektronlar mikroskopining tuzilishi va ishlash tamoyillari.....	150
6.5. Rasterli elektron mikroskopi.....	153

6.6.Nanoob'yektlarni o'rganishning zamonaviy zondli usullari.....	161
6.6.1.Skanerlovchi tunnel mikroskop, atom – kuchlanishli mikroskop. Ularning qurilmalari, ishlash prinsiplari.....	161
6.6.2.Kontaktli atom – kuchlanishli mikroskopiya.....	166
VII-BOB. MIKRO– VA NANOELEKTRONIKADA QO'LLANILADIGAN MATERIALLAR TO'G'RISIDA UMUMIY MA'LUMOTLAR.....	176
7.1. Mikroelektronika materiallarining tasnifi.....	176
7.2. Qattiq fazada kristallarni o'stirish.....	185
7.3. Gaz fazasidan kristallar o'stirish.....	197
7.4. Si va Ge asosida hosil qilingan nanotizimlar.....	199
7.5. Kvant nuqta, kvant sim, kvant o'ralarni hosil qilish. Ularning kristal va elektron tuzilishi.....	203
7.6. Epitaksiya va ion – implantatsiya usullari bilan nanosilitsidlar hosil qilish.....	205
7.7. “Yarim o'tkazgich-dielektrik-yarim o'tkazgich” va “Metal-dielektrik-yarim o'tkazgich” nanotizimlar hosil qilishning istiqbollari.....	210
7.8.Kvant o'tishli o'tatizimlar, ko'p komponentli va ko'p qatlamli tizimlar olish.....	213
FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR.....	219

M.T NORMURADOV, B.E UMIRZAQOV, A.Q TASHATOV

NANOTEKNOLOGIYA ASOSLARI

O'quv qo'llanma

Toshkent - "NIF MSH" - 2020

Muharrir Bakirov N. F.

*Texnik muharrir
Yoqubov A.F.
Hoshimbekova U.Sh.*

*Bosishga 30.11.2020. da ruxsat etildi. Bichimi 60x84.
"Times New Roman" garniturasini.
Ofset bosma usulida bosildi.*

*Shartli bosma tabog'i 14. Nashr bosma tabog'i 14.
Adadi 300 nusxa.*

*"NIF MSH" MCHJ matbaa bo'limida chop etildi.
Manzil: Toshkent shahri, Farhod ko'chasi, 6-uy.*