

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ
ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ
МИРЗО УЛУҒБЕК НОМИДАГИ
ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ УНИВЕРСИТЕТИ

“ЯРИМУЎТКАЗГИЧЛАР ВА ПОЛИМЕРЛАР ФИЗИКАСИ” КАФЕДРАСИ

5140200-Физика таълим йўналиши

ЁВҚАЧОВ УЛУҒБЕК ШОДИЁР УҒЛИ

**“Молибден монокристаллида термофотоэлектрон эмиссия
ходисасини ўрганиш” мавзусидаги**

БИТИРУВ МАЛАКАВИЙ ИШИ

Битирувчи: У.Ш.Ёвқачов.

Илмий раҳбар:
доц. Нурматов Н.А.

ТОШКЕНТ – 2018 йил

МУНДАРИЖА

Кириш.....	3
I БОБ. ҚИСҚАЧА АДАБИЁТЛАР ТАҲЛИЛИ	
§ 1.1 Металлар ва қотишмаларнинг фотоэмиссион хусусиятлари	6
§ 1.2 Металларда фотоэлектрон эмиссиянинг нурланиш спектрига боғлиқлиги	9
§ 1.3 Металларда фотоэмиссиянинг квант чиқиши	15
II БОБ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛ ҚУРИЛМА ВА ТАЖРИБА МЕТОДИКАСИ	
§ 2.1 Экспериментал қурилманинг конструкцияси.....	20
§ 2.2 Манипулятор ва унинг ўлчайдиган қисмлари.....	22
§ 2.3 Металларнинг ва қотишмаларнинг термоэмиссион параметрларини ўлчаш блоки.....	22
§ 2.4 Қурилманинг вакуум тизими.....	24
§ 2.5 Текширилаётган молибден сирти элементи таркиби ўзгаришини электрон Оже - спектроскопия ёрдамида ўрганиш.....	25
§ 2.6 Молибден монокристалли фотоэлектрон эмиссиясига температура таъсирини ўлчаш услуги.....	32
III БОБ. ТАЖРИБАДА ОЛИНГАН НАТИЖАЛАР ВА УЛАРНИ ТУШУНТИРИЛИШИ	
§ 3.1 Мо(111) монокристалли фотоэмиссион параметрларини текшириш.	34
§ 3.2 Молибден монокристалли фотоэлектрон эмиссиясига температура- нинг таъсири.....	40
§ 3.3 Натижалар муҳокамаси.....	44
ХУЛОСА	47
Адабиётлар.....	48

Кириш

Мавзунинг долзарблиги. Турли электрон асбоблар ўлчамларини ихчамлаштириш, микроэлектроника ва юпқа пардали технологияларни ривожлантириш қаттиқ жисмларнинг сирт хусусиятлари билан узвий боғлиқдир. Бундан ташқари, кўплаб кимёвий, механик ва бошқа жараёнлар ҳам қаттиқ жисмлар сиртдаги ҳодисалар билан бевосита боғлиқ. Шу сабабли, қотишмалар олиш ва уларнинг сиртининг элементлар таркибини, кимёвий ҳолатини, кристалл ва электрон структураси тузилишини ўрганиш муаммоси физикавий электрониканинг долзарб масаласидан биридир.

Маълумки, юқори вакуум шароитида турли усуллар (ион емирилиш билан биргаликда юқори температурали қиздириш) ёрдамида тозаланган барча қотишма ва қаттиқ жисмларнинг реал сиртлари таркибида маълум миқдордаги киришма атомлар (C,O,S ва бошқалар) мавжуд. Бу атомлар сирт тузилиши ва хусусиятларига етарлича таъсир кўрсатади, аксарият ҳолларда киришма атомлари асосий материал атомлари билан кимёвий боғланиш ҳосил қилиб, сиртнинг кристалл тузилишини ўзгартиради. Қаттиқ жисм сиртида наноэпитаксиал қатламлар ва нанокристалл фазаларни ҳосил қилиш, шунингдек кристалл-наноэпитаксиал қатлам чегарасида содир бўладиган жараёнлар тўғрисида маълумот олишда киришма атомларнинг асосий материал атомлари билан кимёвий боғланишлари натижасида сирт кристалл тузилишининг ўзгариши экспериментал ва назарий масалалардан бири ҳисобланади. Шу сабабли турли табиатли кристаллар учун киришмали элемент атомларининг сиртдаги ва сирт яқинидаги концентрацияси, кимёвий ҳолати ва жойлашиши тўғрисидаги ишончли маълумотлар олиш долзарб муаммодир. Бунда янги сиртий фазаларнинг пайдо бўлиш механизмларини аниқлаш ва уларнинг материал табиатига боғлиқлигини ўрганиш муҳим аҳамият касб этади. Бу битирув малакавий ишда молибден (111), (100) ва (110)

монокристаллари фотоэмиссион параметрларини наъмунани бир вақтда киздириш орқали ўрганилди. Уларнинг сирт юзаси таркибини электрон Оже-спектроскопия усулидан фойдаланилган ҳолда назорат қилиб борилди.

Муаммонинг ўрганилганлик даражаси. Ҳозирги вақтда қотишмалар кимёвий таркибини таҳлил қилишда, киришмали атомларнинг намуна қалинлиги бўйича тақсимоти, адсорбция, десорбция ва юпка пардали қатламларнинг эпитаксиал ўсиш жараёнларини, қаттиқ жисмларнинг зона тузилишларини, шунингдек, қотишмалар сиртида содир бўладиган жараёнларни ўрганишда фото-электрон Оже-спектроскопия (ЭОС) усуллари кенг фойдаланилмоқда. Лекин турли табиатли қотишмаларнинг таркибини ташкил этувчи компоненталар алоҳида уларга термо ишлов берилиши натижасида ва қизиб турган ҳолда фотоэмиссион параметрларининг ўзгариш динамикаси тўлиқ ўрганилмаган. Таҳлиллар шуни кўрсатдики, қийин эрувчан металлар фотоэмиссион параметрлари тўлиқ таҳлил қилиш қушимча усуллардан фойдаланишни тақозо этади.

Ишнинг мақсади ва вазифалари. Поликристал ва монокристаллар Мо наъмуналарни фотоэмиссион параметрларини термо-фотоэмиссия усуллари аниқлаш. Оже-спектрларни таққослаб ўрганиш ҳамда уларнинг фотоэмиссион параметрларининг сирт юзаси тозалигига боғлиқлигининг асосий сабабларни аниқлаш. Бу мақсадни амалга ошириш учун қуйидаги **вазифалар** белгилаб олинди:

-Юқори вакуумли универсал қурилмада фотоэлектрон ҳамда Оже-спектрометрнинг ишлашини ўрганиш, бир хил тажриба шароитда бир йўла учта наъмунани текшириш имконини берувчи манипулятор блокин ишлаш принципини ўзлаштириш.

-Кислород ва углерод киришмали атомлари мавжуд бўлган молибден наъмуналарига юқори температурада термоишлов берилгандаги, фотоэмиссион параметрларининг ўзгаришини ўрганиш.

- Бир вақтнинг ўзида термо-фотоэлектрон эмиссия ҳодисасини фотоэмиссион параметрларга таъсирини ўрганиш.

- Наъмуна сирти нанокатламларида ҳосил бўладиган қўшимча сиртий ҳолатлари шаклланиш механизмларини аниқлаш мақсадида маълумотлар тўплаш.

- Сирт юзасининг атомлари тоза бўлиши сиртий ҳолатлар юзага келишида муҳим босқич эканлигини тажрибада ўрганиш.

Тадқиқот объекти ва предмети: Молибден монокристаллар Mo(100), Mo(111) Mo(110) ва поликристаллари улар асосида олинган қотишма ва уларнинг фотоэмиссион параметрлари.

Тадқиқот методлари. Ион имплантация ва электрон Оже-фотоэлектрон спектроскопия усуллари.

I БОБ. ҚИСҚАЧА АДАБИЁТЛАР ТАҲЛИЛИ

§1.1. Металлар ва қотишмаларнинг фотоэмиссион хусусиятлари

Сиртий металлларнинг фотоэлектрон чиқиш ишини аниқлаш мустақил иш ҳисобланади. Чиқиш ишининг ҳақиқий қиймати Ферми энергиясидан вакуум сатҳгача масофани аниқловчи энергетик ўлчамдир. Фотоэлектронларнинг экспериментал тарзда олинган энергетик тақсимот эгри чизиғини фотоэлектрон чиқиш иши аниқ қийматида зона структураси хусусиятлари билан солиштириш у ёки бу максимумнинг охириги ҳолат зичлигидаги хиссасини аниқлаш имконини беради.

Ицкович [1] ишида $T=0\text{K}$ даги эффектив чиқиш иши ($-W=\max_e(PZ)$) ҳақиқий чиқиш иш билан, фақатгина Ферми сиртининг $PXPZ$ текисликка проекцияси координата бошининг етарлича катта қисмини эгаллаганидагина, мос келади. Акс ҳолда $W>e\phi$ бўлиб, бунда эмиссияга олиб келувчи электронлар Ферми сатҳида бирлашиши шарт эмас, улар анча чуқурроқда бўлиши мумкин, чунки $E(PZ)$ ўзларининг катта бўлмаган қийматларига тўлиқ E энергия билан биргаликда эриша олмайди.

Агар W қиймати $e\phi$ га тенг бўлса, у ҳолда Ферми сирти PZ ўқ билан кесишади. Шундай қилиб дисперсиянинг мураккаб қонуни фақатгина электрон структура ва электрон ҳолат зичлигидагина таъсир этмай, симметрия йўналиши бўйича чиқиш иши анизатропиясини ҳам аниқлайди. Эркин электронлар модели хусусий ҳолда Ферми сирти координата бошида марказга эга сферадан иборатдир. Шунинг учун эффектив чиқиш иши ҳақиқийга тенгдир. Агар $W>e\phi$ бўлса, у ҳолда Ферми сирти PZ ўқ билан кесишмайди.

Металларнинг фотоэлектрон чиқиш ишини аниқлаш Фаулер фотоэмиссияси назарияси [2-3] га асослангандир. Фаулер назарияси Зоммерфелднинг эркин электронлар базасида яратилган ва бу моделда

электрон ҳолатлар зичлиги тақсимоти параболик кўринишга эга. Бу назария бўйича фотоэмиссиянинг квант чиқишининг спектрал боғлиқлиги эса квадратик шаклга эга. Бироқ реал металлларда, айниқса ўтиш металларида, зонавий структура ва электрон ҳолатлар зичлиги тақсимоти мураккаб боғлиқликка эга. Шунинг билан бирга, ҳозиргача метал намуналар фотоэлектрон чиқиш иши Фаулер моделига асосланган усул билан аниқланади. Қийин эрийдиган оралиқ металлларнинг чиқиш ишини фотоэмиссион ўлчашга бағишланган унчалик кўп бўлмаган ишлар маълум. Оман ва Диллон [4] шуларидан ниобийнинг (111) ва (110) қирралари фотоэлектрон чиқиш ишларини Фаулернинг изотермик эгри чизиғи усули билан аниқлади. Бу ишда намуналар сирти ион едирилишлардан кейин 1500°C температурада қиздирилади.

Аргон ионлари билан едиришдан кейин (100 атом қатлам йўқ қилинган) (111) ва (110) қирралар учун 4,09 эВ га тенг фотоэлектрон чиқиш иши қиймати олинди. Кристалларнинг навбатдаги қиздиришлар (111) қирра фотоэлектрон чиқиш ишини 4,66 эВ гача, (110) қирранинг фотоэлектрон чиқиш ишини 4,33 эВ гача ошишига олиб келади.

Истман [5] ишида ўта юқори вакуумда термик буғлатиш билан олинган ниобий плёнкаси фотоэлектрон чиқиш иши $4,33 \pm 0,15$ эВ қийматлари келтирилган. Фотоэлектрон чиқиш иши четлашишлари жуда сезиларсиз: $\pm 0,15$ эВ.

Молибден монокристалли фотоэлектрон чиқиш ишини ўлчашлар бўйича экспериментал ишларнинг энг замонавий ва тўлиғи Берг ва бошқаларнинг [6] ишидир. Улар молибденнинг олти қирраси учун фотоэлектрон чиқиш иши қийматларини аниқладилар. (110) йўналишда ўстирилган монокристалл таёқдан турли кристаллографик йўналишли цилиндр шаклдаги намуналар таёрланди. Ўлчашлар $\sim 2 \times 10^{-10}$ Торрга тенг вакуумда олиб борилди. Кристалл сирти кейинги термо куйдиришлар ва ион билан бомбардирлаш орқали тозаланди. Муаллифларнинг фикрича

куйдириш температураси 920 К бўлганида киришмалар термосегрегацияси рўй бермайди, бироқ у намунани ион билан бомбардирлашдан кейинги куйдиришлар учун етарлидир. Бу ишда молибденнинг етарлича ишлов берилмаган қирралари учун 4,3 эВ дан 4,6 эВ гача қийматли фотоэлектрон чиқиш иши олинган, яъни, кристалл сирти ўзининг индивидуаллигини йўқотади. 920 К да ионли бомбардировка ва термо куйдиришларнинг кўп мартабалик ва узок алмаштиришларидан кейин муалифлар молибденнинг олти қирраси учун фотоэлектрон чиқиш ишининг қуйидаги қийматларини олдилар:

$$\begin{array}{ll} \Phi_{110} = 4,95 \pm 0,02 \text{ эВ} & \Phi_{111} = 4,55 \pm 0,02 \text{ эВ} \\ \Phi_{332} = 4,55 \pm 0,02 \text{ эВ} & \Phi_{100} = 4,53 \pm 0,02 \text{ эВ} \\ \Phi_{114} = 4,50 \pm 0,04 \text{ эВ} & \Phi_{112} = 4,36 \pm 0,03 \text{ эВ} \end{array}$$

Бу ишда фотоэлектрон чиқиш иши қийматлари $Y^{1/2} = f(h\nu)$ боғлиқликнинг абсцисса ўқи билан кесишиши бўйича аниқланган. Бунда квант чиқишнинг ўлчаш ўтказилаётган температурага асосланган чегараси яқинидаги спектрал боғлиқликнинг “дум” қисми ҳисобга олинган. Муаллифлар Мо нинг турли қирраларининг киришмаларга фаоллигини, ҳамда фотоэлектрон чиқиш иши анизатропиясини муҳокама этадилар. Молибден плёнкаси учун Истман [5] ўлчашлари фотоэлектрон чиқиш ишининг қуйидаги қийматларини беради: $4,6 \pm 0,15$ эВ. Цирконийнинг фотоэмиссион параметрлари асосан 30 ва 50 йилларда [7] аниқланган. Бу ишлар орасида энг замонавийси юқорида тилга олинган Истман [5] ишида келтирилган натижалар бўлиб, унда 20 хилдаги ўтиш, ноёб ер ва нодир металларнинг ўта юқори вакуумда термик буғлатиш йўли билан олинган плёнкаларининг фотоэлектрон чиқиш ишлари ўрганилган.

Бу ишда келтирилган цирконийнинг фотоэлектрон чиқиш иши қиймати: $4,05 \pm 0,1$ эВ дир. Цирконий фотоэлектрон чиқиш ишини аниқлаш хатолиги ($\pm 0,1$ эВ) лиги кўриниб турибди. Ниобий ва цирконийнинг чиқиш

ишлари қийматларидаги Истман ишида келтирилган катта фарқ бу металлларнинг кимёвий таркиби ва структурасининг назорат қилиб бўлмайдиган ўзгаришлари ҳақида далолат беради. Шунинг билан бирга цирконий қолдиқ газларга жуда фаолдир.[8] – ишда 10^{-9} Торр вакуумда цирконий сиртида қисқа ўлчаш вақтида цирконий оксиди ҳосил бўлиб улгириши кўрсатилган.

Умуман, атом-тоза сирт олиш масаласи қаттиқ жисм сиртининг кўпгина муаммолари билан боғлиқ: эмиссион, адсорбцион, сегрегацион каталитик, механик ва бошқалар. Маълумки, қаттиқ жисмлардаги осон эрувчан киришмаларнинг кичик улиши уларни қиздириш билан ёки ион бомбардирлаш билан тозалаш жараёнида сиртда сегреланиши ва физик-кимёвий хоссаларини анча ўзгартириши мумкин. Шунинг учун наъмуналарнинг атом тоза сиртини олиш ва қаттиқ жисмнинг ҳам хажмида, ҳам сиртида киришмаларнинг изини топиш илмий, амалий аҳамият касб этади.

Шундай қилиб, ниобий, цирконий ва молибден каби металлларнинг фотоэмиссион параметрларини бир қийматли талқин қилиш учун вакуум шароитига, текширилаётган намуналарнинг сиртини тозалаш ва назорат қилишга қаттиқ талаблар қўйилади.

§ 1.2 Металларда фотоэлектрон эмиссиянинг нурланиш спектрига боғлиқлиги

Фотоэмиссиянинг квант чиқишининг спектрал хусусиятлари тўғрисидаги масала Эйнштейннинг элементар назарияси чегарасидан ташқари бўлса ҳам, оддий мулоҳазалар асосида бу боғланиш тўғрисида умумий тасаввур олиш мумкин. Илгари айтилганидек, металлнинг электрон моделини чуқурлиги E_0 бўлган потенциал ўра деб ҳисобланади. Барча пастки энергетик сатҳлар E_f сатҳигача электронлар билан тўла. Металлни, квантининг энергияси $h\nu$ бўлган нурланиш билан ёритганда

фотоэмиссияда энергетик тақсимотнинг юқори сатҳларида - $E_0 - h\nu$ сатҳидан Ферми сатҳи E_f гача жойлашган электронларгина иштирок эта олади. Тушаётган ёруғлик частотасининг ошиши (ν_0 дан бошлаб) билан фотоэффектда катнашиши мумкин бўлган электронлар жойлашган сатҳлар сарҳади монотон тарзда кенгая боради. Фотоэлектронлар эмиссиясига олиб келадиган ёруғлик ютилиши эҳтимоли ошиб боради. Шундай қилиб, тушаётган ёруғлик частотаси ошиши билан фототок монотон тарзда, жуда бўлмаганда фотонлар энергияси $h\nu > E_0$ га яқинлашмагунча, кўпайиб бориши керак. $h\nu > E_0$ бўлса фотоэффектда катнашиши мумкин бўлган электронлар сони бошқа ўзгармайди ва спектрал ҳарактеристиканинг бундан кейинги кўриниши бошқа сабабларга, масалан, металлларда частота ошиши билан оптик ютилишнинг камайишига боғлиқ бўлади. Спектрал характеристикада $\nu \leq E_0/h$ га яқин бўлган частоталарда максимумни кутса бўлади.

Кўпчилик металлларда энергия $E_0 \sim 10 - 12$ эВ га яқин бўлади, яъни спектрал ҳарактеристиканинг одатдаги монотон кўринишидан четга чиқиши чуқур ультрабинафша соҳасида бўлади. Потенциал тўсиқнинг баландлиги E_0 анча кам ($\approx 4-5$ эВ) бўлган ишқорий металлларнинг спектрал характеристикасида спектрнинг яқин ультрабинафша ёки ҳатто кўринадиган қисмида ҳам сезгирликнинг селектив максимуми бўлиши мумкин.

Фотоэффектнинг миқдорий назариясини яратиш, яъни квант чиқиши $Y=f(\nu)$ нинг спектрга боғлиқлигини, фотоэлектронларнинг энергетик тақсимланишини ва фотоэмиссиянинг температура бўйича ўзгаришини кўрсатувчи аналитик ифодани топиш учун қуйидаги масалани ҳал қилиш керак. Аввало энергияси E бўлган маълум бир энергетик соҳада ва юзадан маълум бир масофада жойлашган электроннинг $h\nu$ энергияли фотонни ютиши эҳтимолини топиш ҳамда ушбу электрон ўтадиган E' энергетик ҳолатни таърифлаш лозим. Ғалаёнланган, яъни ортиқча энергия олган

электронларнинг энергия ва юзадан ҳисобланган масофа бўйича тақсимланишини аниқлагач, уларнинг фотон ютилган жойдан юзагача бўлган масофани босиб ўтиш эҳтимолини аниқлаш, яъни ғалаёнланган электронларнинг шу йўлдаги энергетик йўқотишларини топиш керак. Кейин ғалаёнланган электроннинг металл билан вакуум чегарасидаги потенциал тўсиқни енгиб ўтиш эҳтимоли аниқланади. Ғалаёнланган электронларнинг энергиясининг юзага нормал қисми E_x бўлган, ичкаридан бирлик юзага вақт бирлиги ичида тушаётганларининг сонини уларнинг чиқиш эҳтимолига кўпайтириб, берилган частота учун маълум бир бошланғич энергияли фотоэлектронларнинг сонини топиш мумкин. Кейин энергиянинг барча қийматлари бўйича интеграллаб, тўла фототокни частота ν нинг ва температура T нинг функцияси сифатида аниқласа бўлади.

Бу масаланинг тўла ечими жуда мураккаб. *Зоммерфельд тақрибийлиги (яқинлашуви)* чегарасида, бир қатор соддалаштирувчи фаразлар асосида Фаулер 1931-йилда металллардаги фотоэмиссиянинг яримфеноменологик назариясини яратди.

Металллардаги фотоэмиссиянинг спектрга ва температурага боғлиқлигининг Фаулер олган ифодаси куйидаги кўринишга эга:

$$I = \alpha A T^2 f(x) \quad (1.2.1)$$

Бу ерда I - фотонларнинг бир хил сонига келтирилган фототок, яъни

фотоэмиссиянинг квант чиқиши Y га пропорционал катталиқ; $x = \frac{h\nu - h\nu_0}{kT}$

$f(x)$ - эса чексиз қатор кўринишидаги функция

$$x \geq 0, \text{ яъни } \nu > \nu_0 \text{ бўлганда } f(x) = \frac{x^2}{2} + \frac{\pi^2}{6} + \sum (-1)^n \frac{\exp(-nx)}{n^2}$$

$$x \leq 0, \text{ яъни } \nu < \nu_0 \text{ бўлганда } f(x) = -\sum (-1)^n \frac{\exp(nx)}{n^2}$$

бунда $n=1, 2, 3, \dots$, коэффициент $\alpha \ll 1$ металлдаги оптик ғалаёнланган электронларнинг нисбий зичлигини кўрсатади, ўзгармас $A = \frac{4\pi m^* k^2 e}{h^3}$ металллардаги термоэлектрон эмиссия учун Ричардсон формуласи даги ўзгармас кўпайтувчи билан мос келади. $\nu=0$ ва $\alpha=1$ бўлганда Фаулер формуласи термоэмиссия учун Ричардсон формуласига айланади.

$f(x)$ ни ифодаловчи қаторнинг биринчи хадларини (1.2.1) га қўйиб, хар хил муайян шароитларда I учун аниқ аналитик ифодалар олиш мумкин. Масалан, Фаулер формуласидан келиб чиқадики, $T=0$ бўлганда ва бўсаға частотасидан пастда ($\nu < \nu_0$) фотоэмиссия йўқ, юқори частоталарда ($\nu > \nu_0$) $f(x)$ ни ифодаловчи биринчи қаторнинг биринчи ҳадини (1.3.1) га қўйиб,

$$Y \approx I = C(h\nu - h\nu_0)^2 \quad (1.2.2)$$

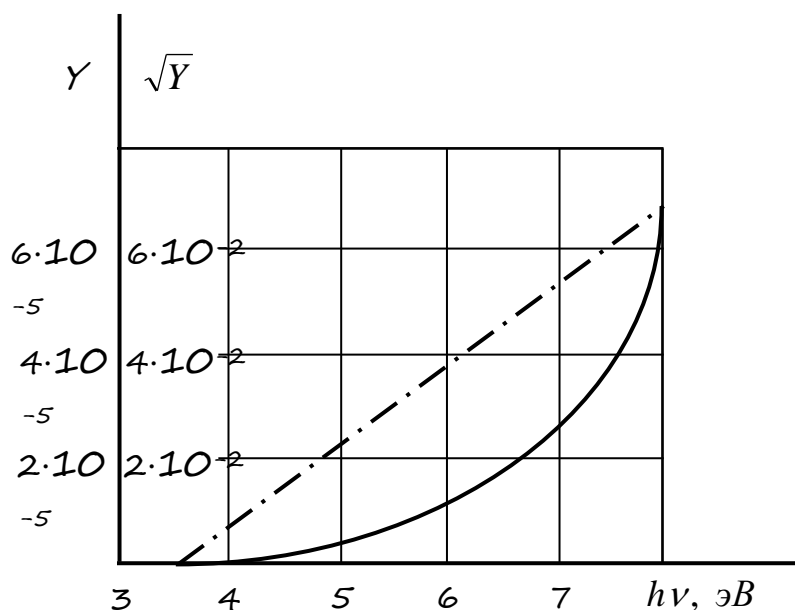
ни оламир.

Паст температураларда (Ферми сатҳининг температуравий ёйилиши сезиларли бўлмаса) металллардаги фотоэмиссия тушаётган ёруғликнинг частотасига мос квадратик қонун бўйича ошиб боради. Бу қонуният фақат фотоэффект бўсағаси яқинида, спектрнинг *Фаулер* соҳаси деб аталадиган қисмида ($h\nu - h\nu_0 \leq 0,5 h\nu_0$ бўлганда) кучга эга. Фақат шу соҳадагина Фаулернинг таклифи ўринли бўлади.

1.2.1–расмда металлларда фотоэмиссиянинг квант чиқишининг фотоэффектнинг узунтўлқин бўсағаси яқинида спектрал ўзгариши кўрсатилган.

Фаулер назарияси асосидаги фаразларга қарамасдан, олинган ифодалар барча металлларнинг спектрал характеристикалари бўйича олинган экспериментал натижаларга яхши мос келади. (1.2.2) формуладан фототокнинг хона температурасида монохроматик нурланишнинг частотасига боғлиқлигини ўлчаш орқали металлларнинг чиқиш ишини тақрибий аниқлашда фойдаланиш мумкин (бу усулда топилган чиқиш

ишининг аниқлиги kT атрофида бўлади, бу катталиқ хона температурасида $0,02$ эВ ни ташкил қилади).



1.2.1–расм. Металлнинг квант чиқиши $Y(h\nu)$ нинг спектрга боғлиқлиги ва фотоэффект бўсағасини (чиқиш ишини) график аниқлаш

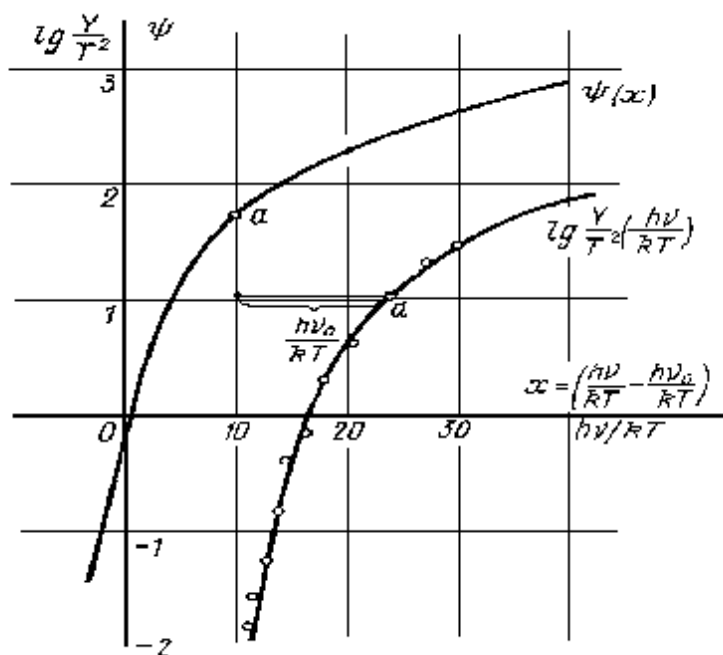
Бу усул фототокнинг экспериментал ўлчанган ва нурланиш квантларининг бир хил сонига келтирилган қийматлари, яъни квант чиқиши Y нинг қийматлари $\sqrt{Y} = f(h\nu)$ координатларида графикка туширилади. Экспериментал нуқталар абциссалар ўқини $h\nu_0 = \Phi$ нуқтада кесиб ўтадиган тўғри чизикда ётади.

Металлларнинг чиқиш ишини ўлчашнинг Фаулер таклиф этган ва амалда муваффақиятли қўлланилаётган аниқ усули фототокнинг спектрал боғлиқлиги (1.2.1) дан температуранинг таъсирини ҳисобга олган ҳолда фойдаланишдир. (1.2.1) – тенгламани логарифмласак

$$\lg\left(\frac{Y}{T^2}\right) = \lg(\alpha A^2) + \lg f(x) = B + \Psi \quad (1.2.3)$$

ни оламиз, бунда $\lg f(x) = \Psi(x) = \Psi\left(\frac{h\nu}{kT} - \frac{h\nu_0}{kT}\right)$ Фаулернинг логарифмик функцияси дейилади. Бу функцияни Фаулер x қийматларининг кенг

оралиғида ҳисоблади ва жадвалга солди. Агар фототокнинг ўлчанган ва фотонларнинг бир хил сонига келтирилган қийматлари Y ни тажриба ўтказилган температуранинг квадратиға бўлиб, $\lg(Y/T^2)$ нинг $h\nu/kT$ га боғлиқлигини яримлогарифмик масштабда чизсак, олинган эгри чизик шакли жиҳатдан Фаулер функцияси $\Psi(x)$ га мос келади-ю, унга нисбатан горизонтал йўналишда $h\nu/kT_0$ га силжиган бўлади. Экспериментал эгри чизикни горизонтал йўналишда Фаулер функцияси билан устма-уст тушгунча силжитиб, $h\nu/kT_0$ нинг қийматини оламиз ва ундан ўрганилаётган металлнинг чиқиш ишини осонгина топамиз. Тегишли чизма 2 – расмда кўрсатилган.



1.2.2–расм. Металлнинг чиқиш ишини Фаулер усули билан аниқлаш.

$Y(x)$ – Фаулернинг универсал назарий функцияси.

Фаулер тенгламаси металлларнинг фотоэмиссия токининг температурага ва ташқи тезлатувчи майдонга боғлиқлигини аниқлаш имконини беради.

Нолдан бошқа температураларда $f(x)$ функция хатто бўсагадан пастдаги частоталарда ($\nu < \nu_0$) ҳам нолга тенг эмас. Бундай вазиятда

фотоэффектнинг узунтўлқин бўсағаси йўқ ва частота ν камайиши билан фототок асимптотик тарзда, экспоненциал камайиб, нолга яқинлашади. Бу бўсаға соҳасида фототок температурага жуда кучли боғланган:

$$I = \alpha AT^2 \exp\left(\frac{h\nu - h\nu_0}{kT}\right) \quad (1.2.4)$$

$\nu = \nu_0$ частотада фототок температуранинг квадратиға пропорционал ва унинг температурага боғлиқлиги частота ν ошиши билан сусайиб боради.

Шоттки эффектнинг металлларда фотоэмиссияга таъсири ҳам бўсағага яқин частоталарда сезиларли бўлади. Кучланганлиги E бўлган тезлатувчи майдоннинг чиқиш ишини пасайтиришини ҳисобга олганда (1.2.2) - тенглама тубандаги кўринишишга эга бўлади:

$$I_E = C[h\nu - (\Phi - \Delta\Phi_E)]^2 = C[(h\nu - \Phi) + e\sqrt{eE}]^2$$

ёки

$$I_E = C[2(h\nu - \Phi)e\sqrt{eE} + e^3E]. \quad (1.2.5)$$

Бўсағага яқин частоталарда, $h\nu - h\nu_0 \leq e\sqrt{eE}$ ва биринчи хад иккинчига нисбатан кичик бўлганда фототок майдон кучланганлигига пропорционал ошиб боради:

$$I_E = Ce^3E$$

Частота ошиши билан $h\nu - h\nu_0$ айирма $e\sqrt{eE}$ дан катта бўлади ва биринчи хад иккинчисига нисбатан тез ўсади. Натижада фототокнинг майдон кучланганлигига боғлиқлиги борган сари сусаяди. $h\nu - h\nu_0 \approx 1 \text{ эВ}$ бўлгандаёк кучланганлиги $E \approx 10^4 \text{ В/см}$ бўлган тезлатувчи майдонда фототокнинг кўпайиши бир неча фоиздан ўтмайди.

§1.3 Металлларда фотоэмиссиянинг квант чиқиши

Металллар учун фототокнинг спектрал боғлиқлигини яхши таърифлайдиган Фаулер формуласи фотоэмиссиянинг квант чиқишининг абсолют қийматини баҳолашга имкон бермайди, чунки (1.2.1)-ифодада α

кўпайтувчига нисбатан қилинган фаразлар фақат унинг частотага боғлиқ эмаслигидадир ва унинг қиймати тўғрисида ҳеч қандай маълумот йўқ. Металларнинг фотоэмиссия эффе́ктивлигини баҳолаш учун фотоэмиссиянинг квант чиқиши учун олинган ифодани ёйиброқ кўйидагича ёзамиз:

$$Y = \frac{n}{N_q} = \frac{n}{n_{\text{ен}}} \cdot \frac{N_{q\alpha}}{N_q}, \quad (1.3.1)$$

бунда $n/n_{\text{ен}}$ - эмиссияланган фотоэлектронлар сони n нинг оптик ғалаёнланиш таъсирида металл ичида вакуум сатҳидан юқори сатҳларга ($E > E_0$) ўтган *ички фотоэлектронлар сони* $n_{\text{ен}}$ га нисбати. Бу нисбатни фотоэлектронларнинг металдан *чиқиш эҳтимоли* деб аташ мумкин. Ички фотоэлектронлар генерациясига олиб келган нурланиш квантлари сонини $N_{q\alpha}$ билан белгилаймиз. Ҳар бир фотоннинг ютилиши битта электроннинг ғалаёнланишига олиб келгани учун.

$$N_{q\alpha} = n_{\text{ен}}$$

$\frac{N_{q\alpha}}{N_q}$ нисбат металлда нурланишнинг фотоэлектрик ютилиши коэффициенти деб аталиши мумкин ва у тушаётган нурланишнинг қанча қисми F_α/F металлда эффе́ктив, яъни электронларни етарлича юқори сатҳларга ўтказиш орқали ютилаётганини кўрсатади (бунда F - тушаётган нурланиш оқими, F_α - фотоэлектрик тарзда ютилган нурланиш оқими).

Квант чиқишининг (1.3.1)- ифодаси унинг қийматига сирт оптик таъсирларни (ютилиш коэффициенти F_α/F) ва материалнинг электрон структурасининг (фотоэлектронларнинг чиқиш эҳтимоли боғлиқ бўлган) таъсирини айрим-айрим кўриб чиқиш имконини беради.

(1.3.1) – ифодада *оптик* кўпайтувчининг қиймати ёруғликнинг қаттиқ жисм юзасидан қайтиши ва нофотоэлектрик ютилиш (электронларнинг вакуум сатҳидан пастроқ сатҳларга ўтиши) билан боғлиқ. Металларда қайтариш коэффициенти R спектрнинг кўринишиш диапазонида ва яқин

ультрабинафшада жуда катта (70 – 98 %). Нурланишнинг ютилишида металлнинг ичидаги бошланғич энергияси $E_f - h\nu$ дан E_f гача бўлган (яъни кенглиги $h\nu$ бўлган энергиялар соҳасини эгаллаган) барча электронлар катнашиши мумкин, аммо бу электронларнинг энг тезкорларигина ($E_0 - h\nu$ сатҳидан юқори, яъни кенглиги $h\nu - \Phi$ бўлган соҳада жойлашган) оптик ғалаёнланиш натижасида ички фотоэлектронларга айланиши мумкин.

Шундай қилиб, металлларда фотоэлектрик ютилиш коэффиценти (унинг қийматини кўпол қилиб $F_{\alpha}/F \approx (1-R)(h\nu - \Phi)/h\nu$ деб баҳолаш мумкин) ғоят кичик, айниқса фотонларнинг энергияси кичик бўлганда (спектрнинг $h\nu \approx \Phi$ бўлган Фаулер соҳасида).

Фотоэлектронларнинг чиқиш эҳтимоли ғалаёнланган фотоэлектронларнинг қандай қисми потенциал тўсиқни енгиб ўтишга етарли энергия билан қаттиқ жисм юзасига яқинлаша олишига боғлиқ. Агар ғалаёнланган фотоэлектронлар материал ичида энергиясини сочмасдан ҳаракатлана олганида уларнинг вакуумга чиқиш эҳтимоли 50% (0,5) дан ошмас эди. Буни шундай тушунтириш мумкин. Қаттиқ жисм ичидаги электронлар хаотик иссиқлик ҳаракатида бўлади. Бу ҳаракатнинг характери нурланиш ютилганидан кейин ҳам ўзгармайди, чунки фотонлар сезиларли энергияга эга бўлсада, уларнинг импульси бағоят кичкина ($h\nu/c$) ва ўзлари ғалаёнга келтирган электронларнинг ҳаракат йўналишини деярли ўзгартирмайди. Ҳар тарафга ҳаракатланиш эҳтимоли тенг бўлган электронларнинг кўпи билан ярми юзага йўналган ярим сферанинг ичида ҳаракатланади.

Ғалаёнланган электронлар (ички фотоэлектронлар) металл ичида ҳаракатлана бориб кўплаб ўзаро таъсирларга дуч келади ва ўзининг ортиқча энергиясини сочади. $h\nu$ энергиясининг бошланғич қийматидан ($E + h\nu$) то потенциал тўсиқ баландлигигача (E_0) бўлган қисмини сочиш жараёнида (яъни фотоэмиссияда катнашиш қобилятини сақлаб) электроннинг босиб ўта оладиган масофаси фотоэлектронлар чиқишининг

ўртача чуқурлиги деб аталади. Юзадан ҳар хил чуқурликда ғалаёнланган ички фотоэлектронларнинг фақат ўртача чиқиш чуқурлигидан узоқда бўлмаганларигина вакуумга чиқиши мумкин.

Кўринишадиган ва яқин ультрабинафша нурланиш металлга тахминан 10^{-6} см ($\sim 100 \text{ \AA}$) чуқурликка кира олади. Металлда фотоэлектронларнинг ўртача чиқиш чуқурлиги бундан анча кам – спектрнинг фаулер соҳасида $10\text{-}50 \text{ \AA}$ дан ошмайди. Металлларда фотоэлектронларнинг энергияси асосан концентрацияси жуда катта ($\approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$) бўлган ўтказувчанлик электронлари билан ўзаро таъсирларда сочилади. Ҳар бир ўзаро таъсирда йўқоладиган энергиянинг миқдори фотоэлектроннинг энергиясига, яъни у ютган фотоннинг энергиясига боғлиқ, ортиқча энергияга эга бўлган ғалаёнланган, яъни қайноқ электроннинг энергияси қанча кўп бўлса, у катнашадиган ноэластик тўқнашувлар эҳтимоли шунча кўп бўлади, яъни электроннинг чиқиш чуқурлиги шунча кам бўлади. Масалан, барий учун ($h\nu_0=2,52 \text{ эВ}$) $h\nu=2,85 \text{ эВ}$ фотоэлектронларнинг чиқиш чуқурлиги $\sim 50 \text{ \AA}$, $h\nu=4,88 \text{ эВ}$ бўлганда эса атиги 20 \AA .

Фотонлар энергияси етарли даражада катта бўлганда (маълум бир чегаравий қийматдан юқори) электрон-электроннинг ўзаро таъсиридан ташқари қайноқ электронлар ўз энергиясини ўтказувчанлик электронлари бутун мажмуининг плазма тебранишларини қўзғатишга сарфлаши ҳам мумкин. Плазма тебранишларини қўзғатиш учун энергия нисбатан катта квантланган порциялар орқалигина сарфланиши мумкин (плазма тебранишлари энергиясининг кванти плазмон деб аталади ва $10\text{-}12 \text{ эВ}$ атрофида бўлади).

Бундан ташқари фотоэлектронлар энергияси панжаранинг иссиқлик тебранишлари билан ўзаро таъсир орқали сочилиши ҳам мумкин, бунда улар иссиқлик тебранишлари кванти – фононларга айланади, фонон энергияси $\sim kT$.

Металларнинг ноқулай оптик хусусиятлари (катта қайтариш коэффициенти ва фотоэффект бўсағаси яқинида нурланиш ютилиши нофото-электрик характери) ва фотоэлектронларнинг кичкина чиқиш чуқурлиги уларда фотоэмиссиянинг квант чиқишининг спектрнинг фаулер қисмида жуда кичик бўлишига олиб келади: фотонлар энергиясининг бўсаға энергиясидан ~ 1 эВ ($h\nu - h\nu_0 \approx 1$ эВ) юқори бўлган қисмида металларнинг квант чиқиши $\sim 10^{-5} \div 10^{-3}$ дан ошмайди. Бундай паст эффективлиги ва чиқиш ишининг катта қиймати металларнинг кўпчилигини спектрнинг кўриниши қисмида ёруғликни сезмайдиган қилиб қўяди. Натижада, металлар фотокатод сифатида техник фотоэлектрон асбобларда кўринишадиган нурланиш приёмникларида амалда ишлатилмайди.

Металлар фотоэмиссияси квант чиқишининг анча ошиши фақат спектрнинг узок ультрабинафша қисмида фотонлар энергияси $\sim 9-10$ эВ бўлганда кузатилади. Авваламбор, бу нарса металларнинг оптик қайтариш коэффициенти кескин пасайиши ҳамда $h\nu = E_0$ дан бошлаб деярли барча нурланиш ютилиши фотоэлектрик тарзда бўлиши билан боғлиқ (шундай қилиб, квант чиқиши ифодасидаги оптик ҳад 1 га яқинлашади).

Максимумдан ўтгандан кейин квант чиқишининг пасайиши металнинг тиниқлигининг частота ошганда ошиши (Al учун ўтказиш коэффициенти T пунктир билан кўрсатилган) ҳамда фотоэлектронлар энергиясининг плазмонлар ҳосил қилишга сарфи ошиши билан боғлиқ. Бундан ташқари, частота ошиши билан нурланишнинг валент электронларда эмас, балки чуқурроқ энергетик сатҳларда жойлашган электронларда ютилиши эҳтимоли ошади (яъни фотоэлектрик ютилиш коэффициенти яна камаяди).

II-БОБ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛ ҚУРИЛМА ВА ТАЖРИБА МЕТОДИКАСИ

§ 2.1 Экспериментал қурилманинг конструкцияси

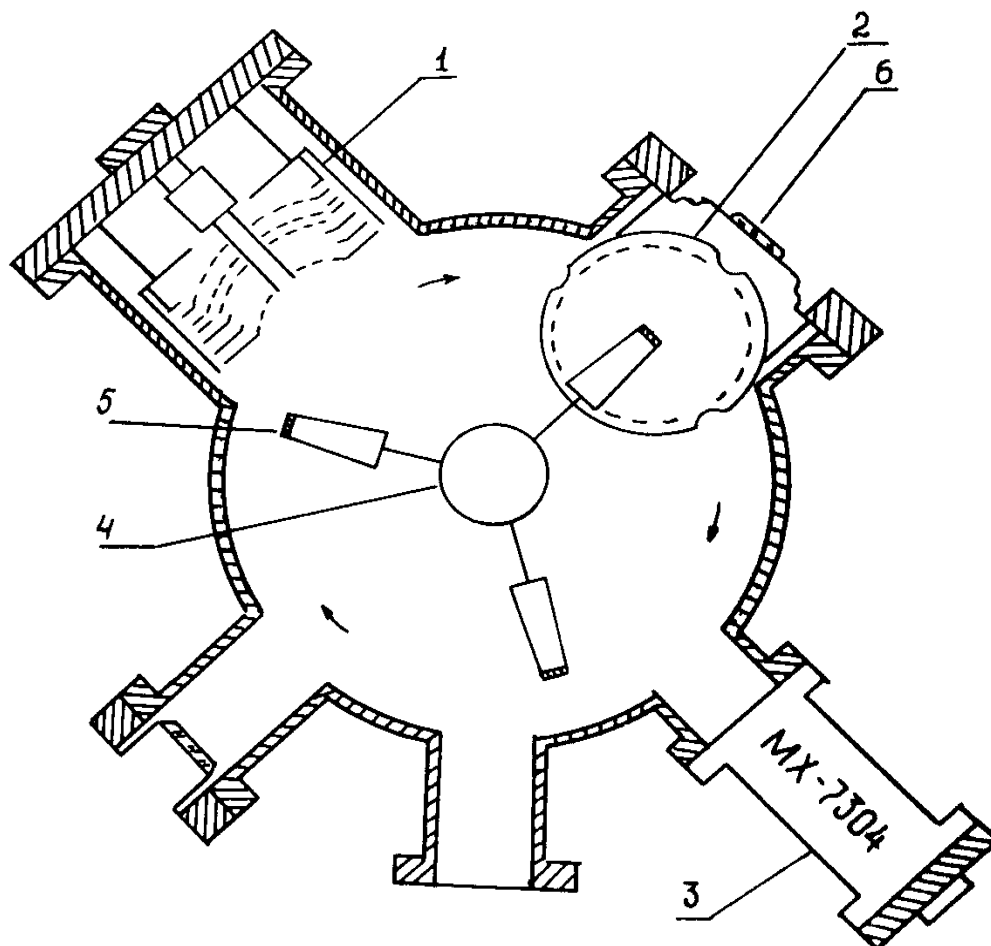
Элемент таркибининг ўзгаришини текшириш, эмиссион параметрларини, фаза ҳолати концентрация профилини аниқлаш, металл матрица қалинлиги бўйича қийин эрувчан металллар ионли имплантацияланган атомларнинг тақсимланиши, кирувчи элементнинг концентрациясининг ўзгаришининг температурага боғлиқлигини ўрганиш бизга кўзланган ва тўлиқ металлдан юқори вакуумли кўп имкониятли экспериментал қурилма тайёрланган. Экспериментал қурилма ўзида қуйидаги текшириш методларини жамлаган; ЭОС, ФЭС, МХ-7304 масс-спекрометри, қийин эрувчан металллар ионли имплантацияси, кристалл юзига ионли легирлаш (киритиш) қатламли анализи, термоэмиссион усул.

Экспериментал қурилма қуйидаги техник тавсифга эга;

- Қурилмага ўралган метали қиздириш қурилмани 300-350°C гача қизради.
- Бир цикл давомида манипулятор қурилмасига ўрнатилган уч катодли қисм намунаси билан. Бундай система узоқ вақт давомида юқори температурагача (2200-2500К) ҳар бир намунани алоҳида қиздириш имкониятига эга.
- Текширилаётган сиртнинг таркибини ҳона температурасида ҳам, шунингдек намунанинг 2000К гача қиздирилганда назорат қилиш.
- Вакуум шароитини бузмасдан камера ичига манипулятор ёрдамида намуналар навбат билан анализаторнинг оптик марказига ёки текшириш зарур бўлган усулнинг қисмига олиб борилади.

Экспериментал қўрилманинг барча қисмлари Х18Н10Т маркали пўлатдан тайёрланган, изоляторлар сифатида кварц найлари ва шайбаларидан вакуум керамика шайба ва 22-ХС маркали трубкалардан фойдаланилган. Қисмларни уловчи фланецлар тиш-арик (канавочно-клиновой) формаси ясалади. Фланецларни бир-бирига жипсланди 0,5-1mm қалинликдаги

кислородсиз мисдан фойдаланилган. Экспериментал кўрилманинг схематик кисм кўриниши 2.1.1-расмда тасвирланган.



2.1.1-расм. Экспериментал қурилма ишчи камерасининг схематик кесим кўриниши.

1-квазисферик 4 тор Оже-анализатор 2-фотоэлектронлар анализатори, 3-MX-7304 типли масс-пектrometer, 4-айланувчи система, 5-наъмуна, 6- MaF_2 дан кўзгу

§ 2.2 Манипулятор ва унинг ўлчайдиган қисмлар

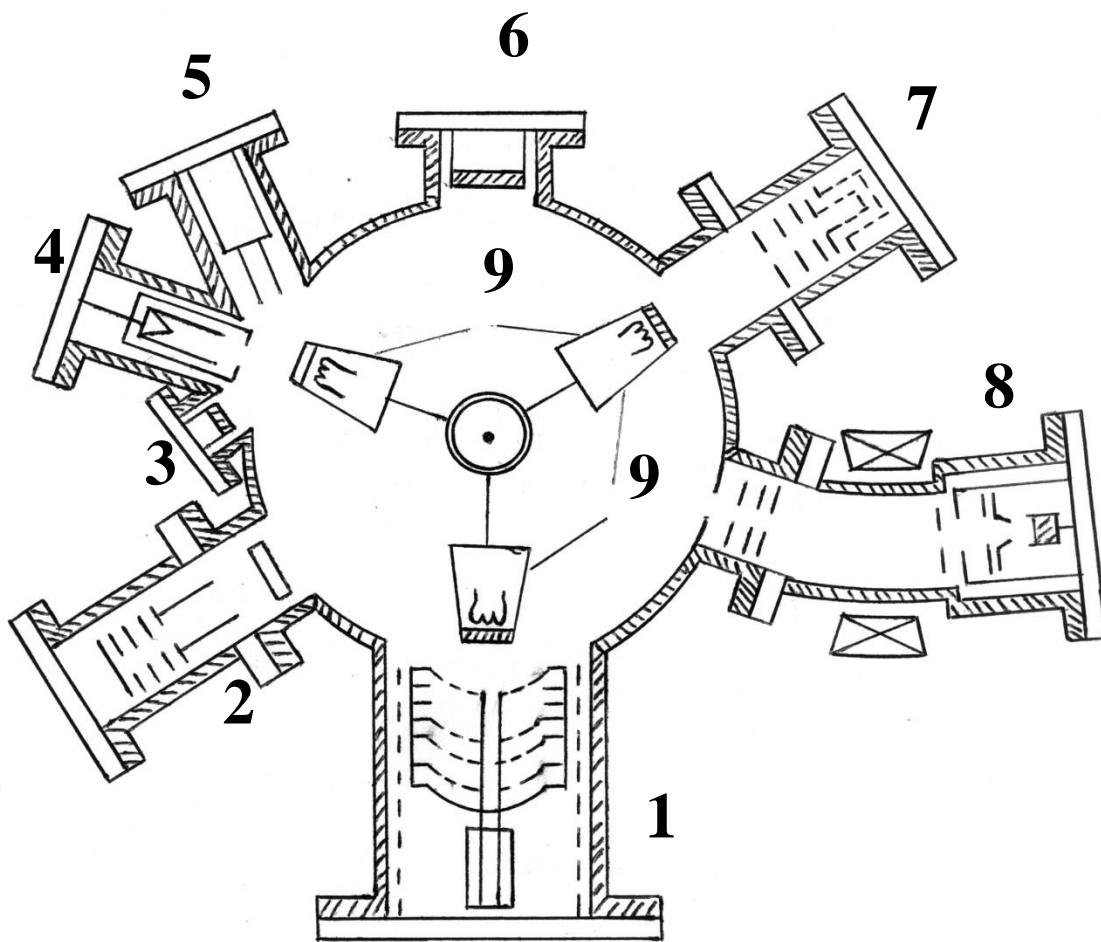
Манипулятор қуйидаги асосий қисмлардан ташкил топган:

Зангламайдиган пўлатдан тайёрланган сиффон, иккита вакуумли магнитланмайдиган подшипник. Бундан ташқари сиффоннинг ва манипуляторнинг тирсак кўринишдаги қисм айлантириш ўқи ёрдамида бошқарилади. Ўқнинг иккинчи учига зангламас металлдан ясалган қолиб ўрнатилган. Хар бир қиздиргичга кесик конус шаклида катодли ўқи кийдирилган бўлиб, у кристалга маҳкам пайвандланган. Катод узелларининг сони металл метал-керамика кириш сони билан чегараланган. Сиффон қурилмаси ёрдамида ва манипуляторнинг подшипниклари катод қисми билан биргаликда 360° га бурилади. Бу хар бир текширилаётган намунанинг қаршисидаги мўлжалланган текшириш усулига ёки анализатор марказида бурилишни таъминлайди.

Манипуляторга ўрнатилган уч ёки унда кўп намунанинг бир хил вакуум шароитидаги эксперимент натижаларини таққослаш имкониятини беради. Бундан ташқари намуналардан бири текширилувчи намуна сифатида фойдаланиб ёки бўлмаса эталон оже микдорий таҳлил ва фотоэлектрон спектрларда текшириш имкониятини беради.

§ 2.3 Металларнинг ва қотишмаларнинг термоэмиссион параметрларини ўлчаш блоки

Экспериментал қурилманинг 4-қисми (2.2.2-расм) термоэмиссион параметрларини ва ион токини ўлчаш учун хизмат қилади. Коллектор сифатида Фарадей цилиндри хизмат қилади ва у учта устунчаларга маҳкамланган бўлиб, ДУ-50 фланцега ўрнатилган. Коллекторнинг барча электродлари иссиқда тобланган танталдан тайёрланган.



2.2.2-расм. Экспериментал қурилма ишчи камерасининг схематик кесим кўриниши.

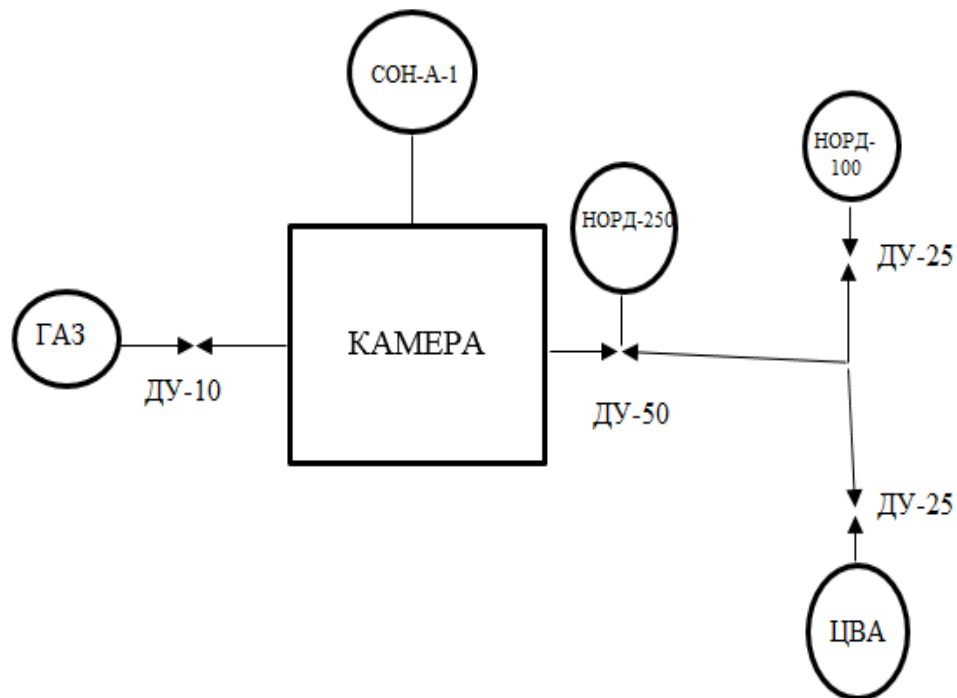
1 - Оже- электрон анализатор, 2 - масс-спектрометр МХ-7304, 3,6 – кўриш ойначалари, 4- Фарадей цилиндри, 5 - парлатгич, 7 - ион-аргонли замбарак, 8 –қаттиқ жисм ион манбаи, 9 – ўрганиладиган наъмуна катод қисми

Ташқи цилиндрнинг тирқишининг диаметри 0.8 мм ни ташкил этади. Текширилётган намунадаги термоэмиссион токни ўлчаш учун намуналардан бири манипулятор ёрдамида Фарадей цилиндри қаршисига ўрнатилади ва диод режимига олиб келинади. Намуна ва коллектор оралиғи 2,5-3 мм ни ташкил этади. Дарча орқали намунанинг коллектор қаршисига аниқ ўрнатилганлиги назорат қилинади. УИП-1 универсал ток манбаидан катод ва коллектор оралиғи 600 В атрофида потенциаллар фарқи берилади. Сезувчанлиги $10^{-14} - 10^{-15} \frac{A}{бўлим}$ бўлган В7-30 универсал вольтметр электромметр ёрдамида термоэмиссион ток ўлчанади. Кристаллнинг температураси ВР-5/20 турдаги термopара ва ПП-

63 потенциометр ёрдамида текширилади. Кристаллнинг юкори температура режимида ишловидан сўнг термоэмиссион токлари ўлчанади.

§ 2.4. Қурилманинг вакуум тизими

Экспериментал қурилманинг вакуум тизимининг блок схемаси 2.4.1-расмда тасвирланган. Иш бошлашдан олдин камера ичидаги газлар ЦВН-1-2 турдаги иккита цеолит насос ёрдамида вакуум 10^{-5} - 10^{-6} Торр босимгача сўрилади. Шунингдек қурилмада НМД-0,25 турдаги магниторазрядли насос ҳам қўлланилган, улар вакуум тизимини олишга кетма-кет уланади. НМД-0,25 турдаги магниторазрядли насос қурилма камерасидаги қолдиқ газларни 10^{-8} Торр босимгача сўриб олади. Экспериментал қурилма камераси ичидаги қолдиқ газлар 300-350⁰С гача қиздирилганда камера ичидаги босим 10^{-9} Торргача кўтарилади. Қурилманинг барча узеллари 14-16 соат давомида лентали қиздиргич билан қиздирилади. Катод узеллари қиздирилгандан сўнг қурилма камераси ичида жуда юкори вакуум $5 \cdot 10^{-10}$ Торр юзага келади. НМДИ-0,25 разряд диодли насос камерадаги қолган газни ва инерт газларни сўриб олиш учун қўлланилади. Аргон ион пушкаси ўчирилгандан сўнг бирданига НМД-0,25 ва НМДИ-0,25 насослар параллел қўшилади. Экспериментал қурилманинг барча узеллари бир вақтнинг ўзида қиздириш мумкин эмас. Ўзаро боғлиқ бўлмаган сўриш ва асосий узелларнинг қиздирилиши қурилманинг конструкциясида ҳисобга олинган. Бу бизга ишлаш самарадорлигини оширади ва қурилманинг ишлаш тезкорлигини тامينлайди. Бир вақтда бир қанча жараёнларни, яъни камера ичида ўлчашларни бажариш вакуум олиш, қиздириш ва хаказо. Экспериментал қурилманинг бундай конструкцияси бизга босқичма-босқич вакуум олувчи қурилманинг турли қисмларига катта қулайликлар беради.



2.4.1-расм.Вакум тизимининг блок схемаси

§ 2.5 Текширилаётган молибден сирти элементи таркиби ўзгаришини электрон Оже - спектроскопия ёрдамида ўрганиш

Текширалаётган намуна сиртини кимёвий таркибини кузатиш квазисферали 120° ли 4 та электродли тўрли Оже –анализатор ёрдамида амалга оширилади. Анализаторнинг бу тури қулай конструкция бўлиб, бунда масс спектрометрия усули, қийин эрувчи металлларнинг металлга имплантацияси, легирланган ионларнинг концентрациясини қатлам профелида тақсимланишини аниқлаш, термоэмиссион параметрларини ўлчаш, шунингдек бир вақтнинг ўзида бир хил шароитда текширишни бажариш, бундан ташқари бу тур анализаторни юқори ёруғлик кучида ва етарли ажрата олиш (0,2-0,3 %) имкониятига эга. [9,10,11] ишларда квазисферик электрон Оже-анализаторларининг юқори даражада ажрата олиш имкониялари тўғрисида кайд қилинган. Бу турдаги анализаторларда энергияси бўйича максимал ажрата олиш қобилияти биринчи ва учинчи анализ килувчи тўрларнинг эгрилик радиусини

танлаш билан амалга оширилади, яни $R_1/R_3=2$ бўлиши керак. Намуна анализаторнинг оптик марказига ўрнатилиши керак.

Намунага тушаётган электрон дастани марказдан озгина оғиши анализаторнинг ажрата олишини ёмонлаштиради [11]. Барча талаблар Оже-анализатор конструкциясида ва уни йиғишда ҳисобга олинган. Анализатор халқасини йиғиш (тўрт тутқичлари) зангламас пўлатдан тайёрланган бўлиб, улар 40,55,75,88,93,95 мм ички диаметрга, ташки диаметрлар 116 мм ва калинлиги 1 мм ташкил этади, биринчи ва учинчи тўрлар орасидаги дрейф фазоси қўшимча икки халқа ёрдамида ҳосил қилинади. Халқаларнинг ички диаметрлари 55 ва 75мм бўлиб, бу халқаларда тўр мавжуд эмас. Биринчи тўрнинг эгрилик радиуси $R_1=52$ мм га тенг. Биринчи ва иккинчи тўрлар орасидаги масофа 4 мм, икки анализаторнинг тўрлар ораси 1 мм, тўртинчи тўр ва коллектор ораси 4 мм ни ташкил этади. Тўртинчи тўр электростатик экран вазифасини ўтаб, коллектор тармоғига тушаётган паразит сигналларни камайтиради. Анализатор тўри Мо дан тайёрланган бўлиб шаффофлиги 80 % ни ташкил этади. Анализаторни энергия бўйича ажрата олишлиги, $\Delta E/E_p \cdot 100$ % ифода асосида ҳисобланиб, 1000-1500 В тезлаштирувчи кучланиш оралиғида 0,2 % ни ташкил этади. Ифодада ΔE эластик қайтган электронларнинг берган пикининг ярим баландлигидаги тўла кенглиги, E_p -бирламчи электрон оқимининг энергияси. Анализатор тўри ва электрон тўп (ЭТ) катта фланецга устунча ёрдамида маҳкамланган электрон тўпдан чиқаётган электрон нур анализаторнинг оптик марказига қуйилган нишонга фокусланади. Электрон манбаи сифатида биз 5Л038И тўрдаги махсус катодли электрон нур трубкасида электрон тўп сифатда фойдаланамиз. Электрон дастанинг диаметри 1,5мм атрофида бўлади. Токлари: 10-20 μ А ташкил этади. Бирламчи электронларнинг энергияси 500 эВ дан 2000 эВ гача оралиғида ўзгартилади. Ишда асосан энергияси $E_n=1500$ эВ бўлган бирламчи

электронлар дастасидан фойдаланилди. Электрон тўпдан чикувчи кераксиз электронларнинг тасиридан қочиши учун, анализатор ва электрон тўпнинг алохида экранировкаси бор. Нишон сиртига электрон нур дастаси нормал бўйича тушади.

Иккиламчи электронларнинг ноэластик тўқнашув соҳасида энергия тақсимланишининг нозик структурасини текширишда иккиламчи дифференциал тўсиқ эгрилиги усули кўлланилади. Дифференциал эгрилиги $I_k(U_k)$ амалга ошириш [12] ишда изохланган. Анализатор коллекторига тўсувчи майдон ҳосил қилувчи (U_{k1}) кучланиш билан бир вақтда паст амплитудали U_0 ўзгарувчан синусоидал кучланиш берилади. Бунда коллектордаги ток доимий тўсувчи кучланиш ва ўзгарувчан кучланиш $\Delta U_0 \sin \omega t$ орқали қуйидагича аниқланади.

$$i_k(U_k) = f(U_k + \Delta U_0 \sin \omega t) \quad (2.5.1)$$

$I_k(U_k)$ функцияни $U=U_k$ атрофида Тейлор каторига ёйамиз. Тебранишни гармоникалари иккиламчи электронларнинг $N(E)$ энергетик тақсимланишига тўғри прапорционал, аммо иккинчи гармониканинг коэффиценти, яъни

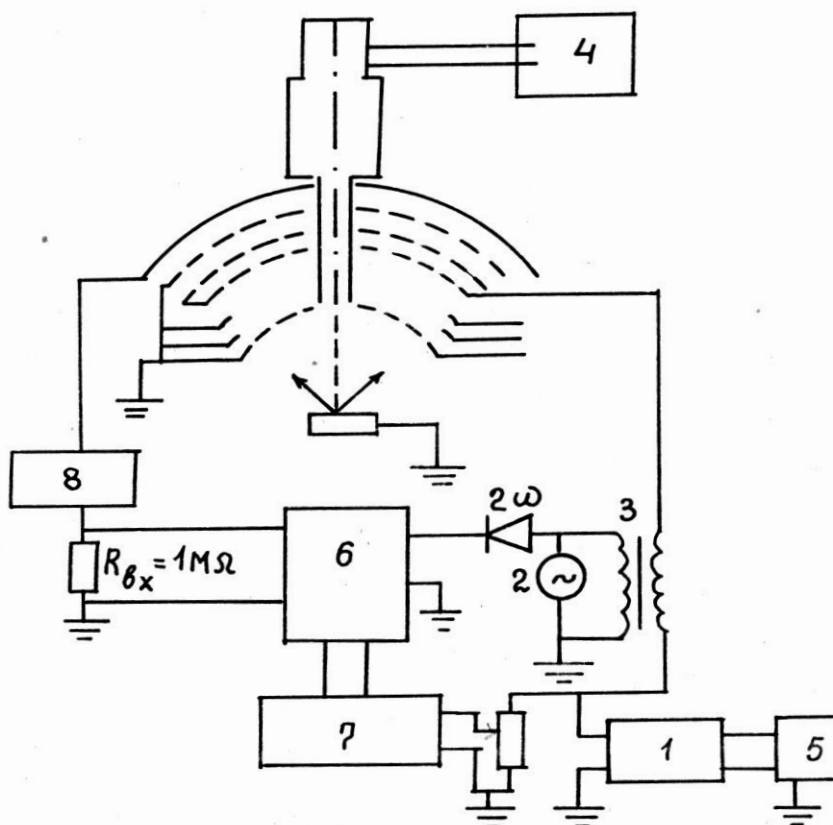
$$A_2 = \left[\frac{\Delta U_0^2}{4} i_k^{(2)}(U_k) + \frac{\Delta U_0^{(4)}}{48} i_k^{(4)}(U_k) + \dots \right] \cos 2\omega t \quad (2.5.2)$$

бунда $i_k^{(2)}(U_k) = \frac{dN(E)}{dE}$ мутаносиблик мавжуд. Бунда ўзгарувчан кучланишнинг (U_0) амплитудаси, ўзгармас ток кучланишининг амплитудасидан жуда кўп марта кичик бўлиши керак, яъни $U_0 \ll U_k$. Бундай ҳолда ўзгарувчан кучланиш тақсимланиш функциясини таъсирини бермайди. Бундан ташқари жуда кичик хатоликда барча хадларни ташлаб юборамиз, фақат бирламчи ва A_2 коэффицентдан ташқари (2.5.2)

$$A_2 = \frac{\Delta U^2}{4} i_k^{(2)}(U_k), \text{ яъни } A_2 \approx \frac{dN(E)}{dE}$$

Бу усул бизга жуда кучсиз сигналларни қайд этишга ёрдам беради.

Оже-сигналларни қайд этиш блок схемасини, дифференциалланган иккита эгри тўсиққа асосланган, кўриниши 2.5.1-расмда тасвирланган бўлиб, у қуйидаги қисмлардан иборат: 1- аррасимон сигналли кучланиш генератори бўлиб, тўрга берувчи тормозловчи кучланиш охиста ўзгариб боради. 2- тормозловчи тўрга модуляцияловчи синусоидал кучланиш берувчи товуш генератори (ГЗ-18 ёки ГЗ-109). 3-бўлувчи трансформатор, 4- электрон тўпнинг таъминлаш блоки ва тўпнинг алохида электродлари учун кучланиш берувчи қисми, 5-вольтметр В7-23, 6-танловчи частотада ишловчи кучайтиргич-синхронли детектор, 7- икки координатали ўзи чизувчи асбоб ПДС-021, 8-доимий ток манбаи.



4-расм. Оже- сигналларни қайд этиш блок схемаси.

1- аррасимон сигналли кучланиш генератори 2- товуш генератори (ГЗ-18 ёки ГЗ-109). 3-бўлувчи трансформатор, 4- ЭТ ток манбаи, 5- В7-23 вольтметр, 6- танловчи частотада ишловчи кучайтиргич синхронли детектор, 7- ПДС-021, 8- доимий ток манбаи (батарея).

Чиқиш қаршилиги $1\text{M}\Omega$ бўлганда кучайтиргичнинг чиқиш сезгирлиги $10\ \mu\text{В}$. Бундан ташқари (переключатель) алмаштиргич бўлиб, унинг ёрдамида кучланишнинг коэффицентини 10^2 дангача $2 \cdot 10^4$ ўзгариши мумкин. Кучайтиргич $f = 1\text{кГ}$ частотага созланган бўлиб, чизикли қўйиб юборилиши ± 10 Гц ташкил қилади. Селектив кучайтиргич ва синхронли детектор интеграл микросхема ва кам халақит берувчи сигналли транзисторлар асосида йиғилади.

Оже-спектрини олишда иккинчи ва учинчи тўрларга манбадан 40 В дан 1000 В гача ораликда тормозловчи кучланиш берилади. Бир вақтнинг ўзида тўрға модуляцияловчи 1,5-5В ораликдаги кучланиш ҳам берилади.

Тўртинчи ва бешинчи тўрлар Ер потенциалида туради (“земля” қилинган). Биринчи ва **тўхтатувчи** тўр ораликдаги ҳалқа ҳам Ер потенциалига уланган. Шундай қилиб коллектор тармоғидаги токнинг ўзгарувчан ташкил этувчисига иккинчи тебраниш гармоникаси мос келади, сигнал кучайтирилади селектив кучайтиргич орқали ва синхрон дитектор ёрдамида қайд этилади. Кучайтирган сигнал ўзи чизувчи қурилманинг кириш қисмига келади ва текширилаётган намуна сиртидаги Оже-спектрлари чизилади. Бирламчи электронларнинг Ер энергияси Оже -спектрларини олишда бирламчи электронларга 1500В гача тезлаштирувчи кучланиш берилади. Кристалл сиртининг элемент таркибини назорат қилиш қуйидаги кетма- кетликда амалга оширилди. Зарурий сирт қайта ишлангандан кейин, намуна анализаторнинг оптик марказига ўрнатилди ва белгиланган температурада Оже -спектрлари олинди.

Белгиланган температураларда Оже-спектрлари олиниб бўлгач, элементнинг атом концентрацияси аниқланди, (элемент сезгирлиги усулида [9])

Оже–спектрларининг миқдорий тахлиliga ўтишдан олдин **текширилган**, намуна сиртида олинган оже электронларга таъсир қилувчи бир қатор факторларни этиборга олиш зарур. Маълумки Оже- электрон ток

ифодаси бирор А элементга Оже- ўтишда XYZ, бирламчи электронлар токининг умумий кўриниши қуйидагича ёзилади.

$$J(E_{xyz}, E_p) = N(d)\delta(E_x, E_p)r(E_p, Z)\alpha_{xyz}\gamma_{xyz}\lambda(E_{xyz}, Z, \theta)R(E_p, E_{xyz}, \varphi)G(E_{xyz}) \quad (2.5.3)$$

Бунда E - бирламчи электронларнинг энергияси, $E_{x,y,z}$ - x, y, z ўтиш билан боғлиқ бўлган Оже- электрон энергияси, $N(d)$ -сиртдаги d чуқур-ликдаги элементнинг атом зичлиги, $\delta(E_x, E_p)$ – сатхнинг ионизация кесими E_x – боғланиш энергияси, $r(E_p, Z)$ қайта сочилишни ифодаловчи ҳад. Бу ҳад кристал панжара матрицаси M (яъни А элемент атомлари) ва α бурчакка, $\alpha_{x y z}$ - Оже ўтиш эҳтимолиятига, γ - аналитик чизиқ “оғирлигига”, $R(E_p, E_{x,y,z}, \varphi)$ – сиртнинг геометрик факторларига, $G(E_{x,y,z})$ – электрон спектрнинг асбоб функцияси, Z - атомнинг тартиб рақами, φ - бирламчи электронларнинг тушиш бурчаги, $\lambda(E_{x y z}, Z, \theta)$ - Оже электронларнинг чиқиш чуқурлиги, θ - оже электронларнинг чиқиш бурчаги. [13] ишда Оже- спектрнинг миқдорий анализига таъсир этувчи қатор факторлар текширилган. $\lambda(E_{x y z}, Z, \theta)$ – Оже- электроннинг чиқиш чуқурлиги, θ - эмиссия бурчаги. [14,15] ишларда оже электронларнинг чиқиш чуқурлигининг чиқиш интенсивлигига боғлиқлиги, шунингдек Оже- спектроскопияи ёрдамида миқдорий анализ қилиш мумкинлиги ҳақида кўрсатилган, яъни G_a учун ~ 1 моно қатлам, $G_a P$ тизимда Оже- электронларнинг чиқиш чуқурлиги P (фосфордан) $\sim 2,5$ моноқатлам. Муаллифлар индий учун $I_n(403\text{эВ}) \sim 4$ атом қатламида олишган. Деярли, металлар учун λ - ўртача эркин югуриш йўли электрон- электрон таъсирига боғлиқ. Масалан: W да молибден (M_o) учун оже электронлари энергияси 50- 500 эВ бўлганда эркин югуриш йўли $5A^0$ ташкил этади. Электроннинг чиқиш чуқурлигининг қиймати 2 - 4 атом қатламида бўлади.

Менделеев даврий системасида бир-бирига ўтувчи ёнма-ён жойлашган металлар, яъни $Z_{Zr}=40$, $Z_{Nb}=41$, $Z_{Mo}=42$ хоссалари ўрганилган. Икки тур модда аралашмасидан иборат қотишманинг концентрация

миқдорини аниқлашда энергияси 169 эВ бўлган оже-пикдан фойдаланилди, ниобий монокристаллининг (110) ёки (100) қирралари орқали эксперимент олиб борилди. Шу сабабли ушбу $\delta_A(E_p)$, $\Gamma_m(E_p, \delta)$, $G(E_{xyz})$ катталиклар барча юқоридаги элементлар учун бир хил. Юқорида тақидлангандек, бир жинсли бинарли тизимда (2.5.3) ифода жуда ҳам соддалашди. Бу қурилма орқали олинган ўта тоза намуналар учун номаълум параметрларни сонини яна ҳам соддалаштириш мумкин.

Амалиётда миқдорий оже-тахлилда элементнинг сезгирлик фактори қуйидаги кўринишда қўлланилади:

$$C_i = \frac{H_i/S_i}{\sum H_j/S_j} \quad (2.5.4)$$

Бунда, $H_i - \frac{dN(E)}{dE}$ спектрда ўлчанган, S-элементнинг сезгирлик фактори,

$\sum H_j/S_j - H_i/S_i$ нисбатнинг йиғиндиси бўлиб, намунага қатнашаётган барча элементлар учунлигини англатади. S- катталик нафақат δ , λ , δ ларга боғлиқ бўлмасдан, спектрнинг параметрларига, шунингдек R намунанинг параметрларига ҳам боғлиқ.

Бу усул билан модданинг кимёвий таркибини баҳолашда ҳар қандай қурилманинг ўзининг S-факторини аниқлаш зарур. Юқорида санаб ўтилган хатоликнинг манбаларини аниқлашда C_i - стандарт спектр сифатида ниобийнинг (169 эВ $M_5N_3N_3$ - ўтиш) оже-пики шу қурилмада узоқ вақт давомида қиздирилгандан сўнг ёзиб олинди. Наъмуна 1900°C гача қиздирилгач оже-спектрлари олинди. [9] ишда қўйилган талабларнинг бажарилишида ва элементнинг сезгирлик фактори усули билан аниқланилган C_i хатолигини 3-10% ни ташкил қилади. Матрица эффектини инобатга олиб, сўнгра унинг қиймати 1-3% камайди.

§2.6 Молибден монокристалли молибден фотоэлектрон эмиссиясига температура таъсирини ўлчаш услуги.

Магнит симмерцион обективли кичик ҳажмли юқори вакуумли электрон микроскопнинг вакуум ва ўлчаш схемаси [16] тўлиқ баён этилган. Фотоэмиссион микроскоп режимида ултрабинафша манбаи сифатида ДРШ-1000 лампаси қўлланилди. Лампанинг спектрал характеристикалари унинг паспортида берилган. ($\lambda=2482\text{Å}$ ° $h\nu=4.96\text{эВ}$) Ионли пушкага мўлжалланган флансда молекуляр манба BaCO_3 маҳкамланган: деаметри 3мм бўлган иккита диафрагмали никелли катод тугунларнинг ҳар бирининг ёнига спектрал жиҳатдан тоза карбонат BaCO_2 суртилган. Буғлатгич температураси терможуфтлик ёрдамида назорат қилинади. [16] да келтирилган бундай манба буғланиши махсулотининг Масс-спектрометрик анализи молекуляр дастаси ВаО да ва атомлари улуши 10^{-2} - 10^{-3} дан ошмаслигини кўрсатди. Буғланиш тезлигини даражалаш Беккернинг оддий усули билан ўтказилади. Ушбу тажрибада бу тезлик 0.3 моноқатлам/мин. тартибда бўлди. Локал фотоэмиссион тоқларни ўлчашда асбобнинг ажрата олиш қобилияти 40-100 мкм ораликда асбобнинг ишлаш тартибида боғлиқ ҳолда ўзгарди. Махсус қурилмалар ёрдамида (микроскоп аноди орасига ўрнатилган Фарадей цилиндри) барча тасвирни ҳосил қилувчи фототок ўлчанади: диаметри 0,5-2,5 см ли бўлган объект сирти соҳасидан келувчи фототок (фокус рақами ва катод-анод масофасига боғлиқ ҳолда, чунки бунда бу параметрлар билан бу асбобнинг катталашуви аниқланади [16]). Асбоб вакууми 10^{-8} Торр. Объект сифатида поликристал олдиндан рекристалланган 0,15мм қалинликдаги молибден олинди.

Намуна микрокристаллари ўлчами 0,2-1мм тартибдадир Намуна сирти $T\sim 2000^\circ\text{К}$ да навбатдаги чакнашли куйдириш билан кислородли едириб тозаланди. Едириш ва газсизлантириш жараёнлари молибден

кристаллари локал чиқиш иши ($\varphi_{лок}$) локал термоэмиссион тоқларини ўлчашларда оддий услуб бўйича ҳисобланади [17,3]:

$$\varphi_{\phi} = -\frac{kT}{e} \ln \frac{J_{лок} M^2}{S_{OTB} AT^2} \quad (2.6.1)$$

Бу ерда $J_{лок}$ -локал токи, M -асбобнинг катталаштирилиши, S_{OTB} –Фарадей цилиндри олдидаги диафрагмадаги тирқишнинг юзаси, $A=120.4 \text{ Asm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ - Зоммерфелд доимийси.

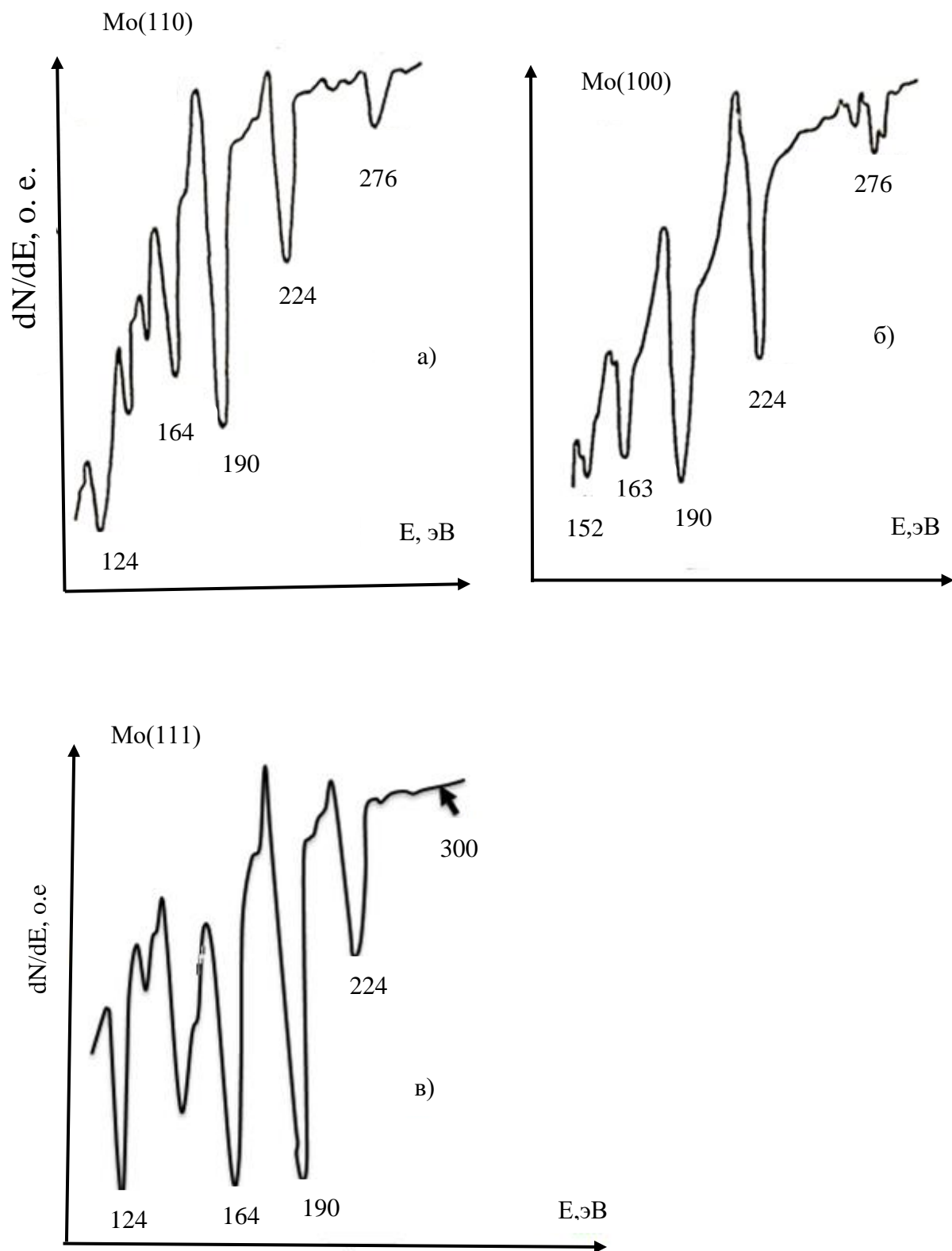
Наъмуна тозалангач унинг термоэмиссион тасвири кузатилди ва солиштирма термотокнинг ҳар бир кристаллини сирти бўйича тақсимоти яхшилаб ўлчанди.

Фотоэмиссион тадқиқотларда кристаллитлар чиқиш ишининг камайиши каттик жисм электрон структураси фотоэлектрон анализ эта оладиган энергетик соҳани кенгайтириш имконини беради. Кўпгина металлар айрим ярим ўтказгичли металларнинг атомлари тоза сирти катта электронларнинг чиқиш ишига эга ($e\varphi$ -4-5эВ). Шу сабабли тоза материалларни тадқиқ этишда кўпинча улар сиртини цезий, барий ва уларнинг оксидлари, ҳамда ишқорий-голоид боғланишлилари билан кўп қатламли қоплаш қўлланилади. Спайсер ва ҳамкасблари ўзларининг тадқиқотларида церий атомлари билан кўп қатламли қоплашдан фойдаландилар [9]. [18] да улар томонидан метал-барий оксиди системаси тадқиқ қилинган. Кремний ва германийнинг [18,19], ҳамда кадмий теллурнинг [18] чиқиш ишининг камайишини текшириш учун А.Н.Арсенева-Гейл ва унинг ҳамкасблари барий атоми қопламаларини қўлладилар. В.К.Адамчук ва Г.Б.Прудникова ишларида каттик жисм чиқиш ишининг пасайиши сиртда геттер ўтишларнинг ҳосил бўлиши билан тушунтирилади.

III БОБ. ТАЖРИБАДА ОЛИНГАН НАТИЖАЛАР ВА УЛАРНИ ТУШУНТИРИЛИШИ

§ 3.1 Мо(111) монокристалли фотоэмиссион параметрларини текшириш.

Биз аввал (110), (100) ва (111) қиррали молибден монокристаллидан намуналар тайёрладик. Ҳар уччала намунага 2400 К гача термик ишлов берилди. Улар 2100-2400 К температурада 100 соатдан ортиқ қиздирилди, бунда, 2450-2500 ҳарорат гача қисқа муддатда кўтарилди. Молибденни тозалаш хусусияти кристаллар хажмидан углерод атоми диффузияси ва улар сиртида карбид фазаларнинг ҳосил бўлишидадир. Кристалл сиртидан молибден карбидини йўқотиш учун асбоб ичига оз миқдорда кислород киритилади ва бу 1000-1100 К температурада кучсиз оксидланишига олиб келади. Шундан кейин намуна температурасини 1800-1900 К гача кескин оширилади. Бунда Мо сиртидан углерод киришмалари йуқ қилинди. Бироқ намунани 2200-2500 К да қиздириш углерод атомлари сегрегациясига ва молибден карбидининг ҳосил бўлишига олиб келади. 3.1.1- расмда молибденинг (110), (100) ва (111) сиртида олинган Оже-спектрлари келтирилган. Биз $e\varphi$ -чиқиш иши қийматини стабиллаштириш билан (111) қиррасининг атом-тоза сиртини олишга муваффақ бўлдик. Шунинг учун фотоэмиссион хоссаларнинг бундан кейинг текширишлари Мо нинг (111) қирраси сиртидан амалга оширилди.



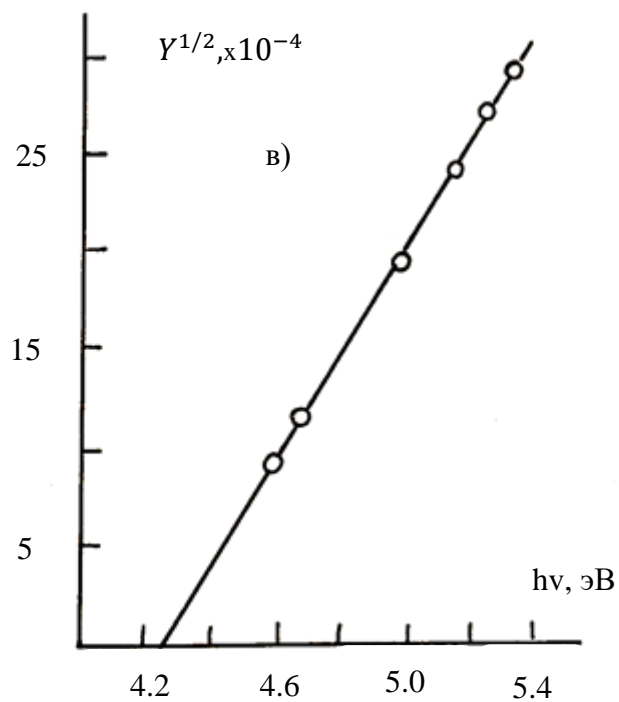
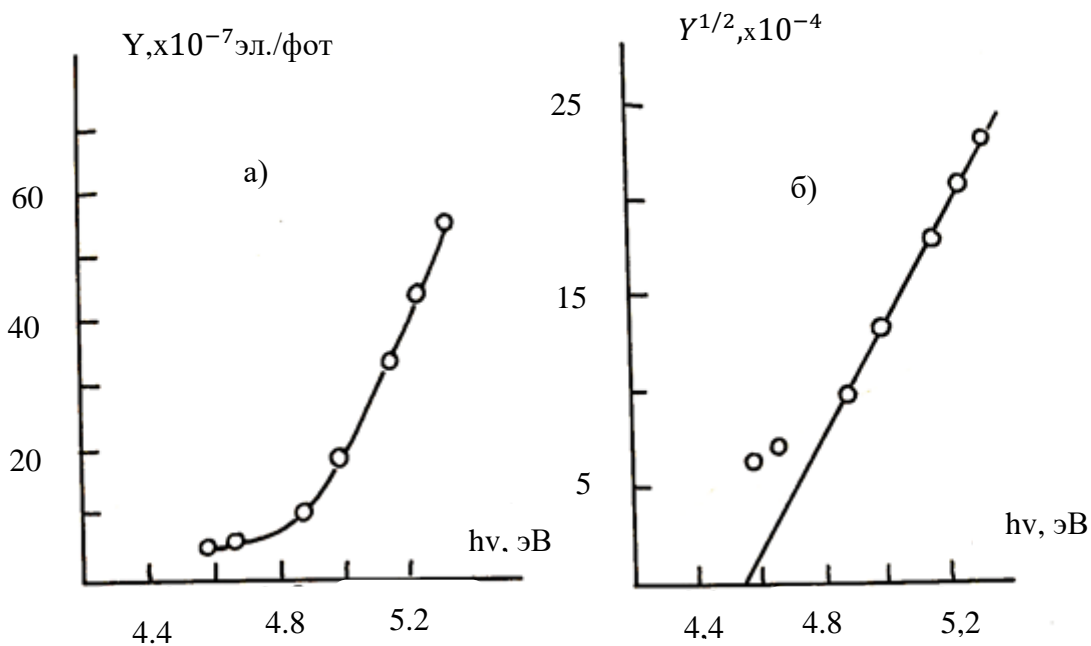
3.1.1-расм. Узоқ (100 соат) юқори температурали қиздиришдан кейин молибден монокристалли қирралари (110) (а), (100) (б) ва (111) (в) сирти Оже-спектралари.

3.1.2(a) расмда $h\nu=4\div 5,2$ эВ га квант чиқиш ишининг спектрал боғлиқлиги ва $Y_{1/2}=f(h\nu)$ боғлиқлик 3.1.2(в) расмда келтирилган. $Y_{1/2}=f(h\nu)$ тўғри чизикнинг апсисса ўқи билан кесишиши $e\phi=4,53\pm 0,02$ эВ га тенг фотоэлектрон чиқиш ишини беради. 3.1.2(б)-расмдан кўриниб турибдики, $h\nu=4,58$ ва $4,66$ эВ лардаги экспериментал нуқталар $Y_{1/2}=f(h\nu)$ боғлиқлик тўғри чизигида ётмайди. Бу тўғри чизик $4,87$ эВ нуқтада синишга эга. Қиздиришдан 35-40 минутдан кейин, кристалл сиртида газ қолдиқларининг изи ҳосил бўлганидан кейин барча нуқталар тўғри чизикда жойлаша бошлайди. Бироқ бу янги тўғри чизикнинг абсисса ўқи билан кесишиши ўзининг дастлабки қийматидан кичик қийматга эга фотоэлектрон чиқиш ишини беради. 3.1.2 (в) расмда 65 минутдан кейин олинган $Y_{1/2} = f(h\nu)$ боғлиқлик тасвирланган.

Фаулернинг изотермик эгри чизиги усули билан чиқиш ишининг шу ўлчамларидан $e\phi=4,52\pm 0,02$ эВ эканлиги топилди. Чиқиш ишининг бу қиймати намуна қиздирилганидан 35-40 минут ўтгач камая бошлайди ва қиздирилгандан 1,5 соатдан кейин $4,2$ эВ га етиб, кейинги қиздиришларда ўзгармайди

Бунда кристалл сиртида углерод атомлари аниқланади. Шундай қилиб, хатто $\sim 2 \cdot 10^{-10}$ Торр вакуумда ҳам текшириляётган кристаллар сирти маълум вақт давомида атом тоза бўлиб қолади.

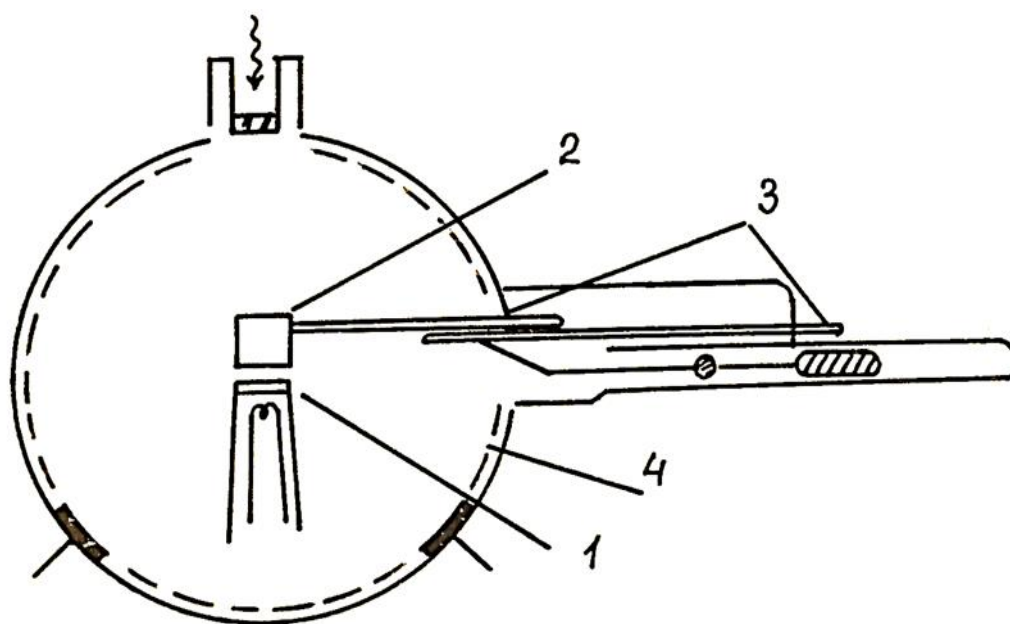
(111) молибденнинг фотоэлектрон чиқиш иши қиймати, $e\phi=(4,52\pm 0,02)$ эВ бу қирра учун $e\phi=(4,55\pm 0,02)$ эВ қиймат олинган шу натижаларга жуда яқиндир. Бу шу натижалари яхши вакуум $P \approx 10^{-10}$ Торр шароитида сирт ион едириш билан тозаланиб олинган. Шундан кейин бу асбоб камерасида вакуумни $P \approx 3 \cdot 10^{-9}$ Торр гача ёмонлаштирдик ва худди шундай ўлчашларни бажардик. Бу ҳолда (111) Мо нинг фотоэлектрон чиқиш иши $4,17\div 4,20$ эВ оралиғида ўзгарди.



3.1.2-рasm

3.1.2-рasm. Mo нинг (111) қирраси фотоэмиссион квант чиқиши спектрал боғлиқлиги (“а”-эгри чизик); $Y^{1/2}=f(h\nu)$ боғлиқлик (“б”- эгри чизик) ва шу боғлиқлик қиздиришдан 10 ва 65 минут ўтганда олинган (“в”- эгри чизик).

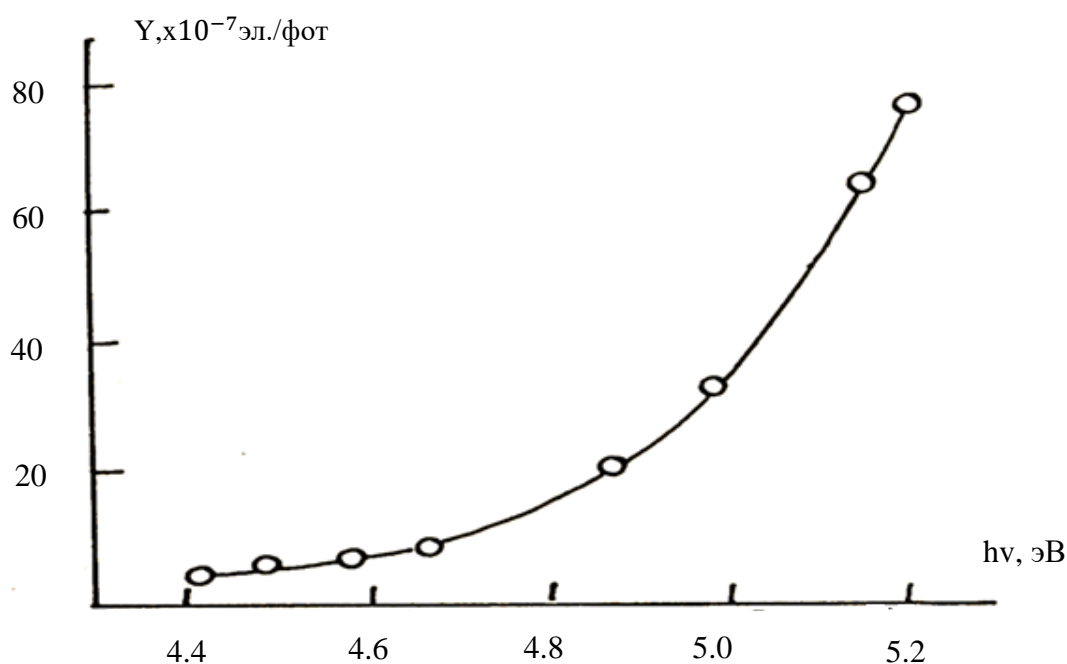
Қиздириш ўчирилиши билан дархол Оже-спектрда углерод пики хосил бўлади. Шундан кейин шу катод тугунли намуна шиша сферик асбобга ўтказилди (3.1.3 расм).



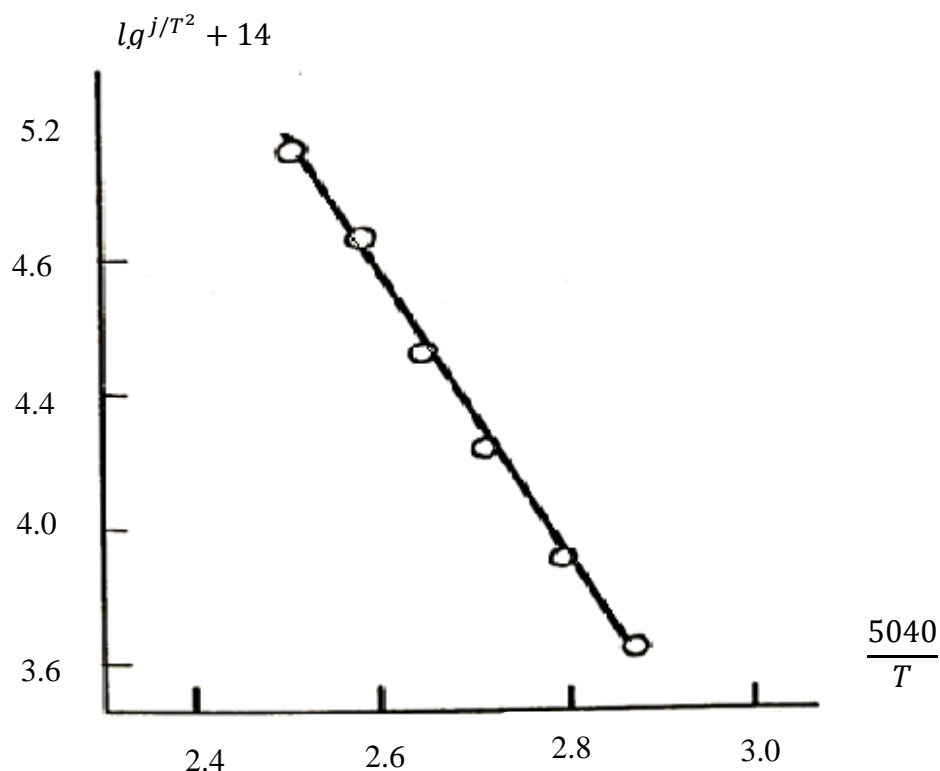
3.1.3-Расм. Кристал фотоэмиссион ва термоэмиссион параметрларини ўлчовчи шиша асбобнинг схематик кесмаси.

Бу асбобда фотоэмиссион параметрларни ўлчашдан ташқари термоэмиссион параметрларни ҳам ўлчаш кўзда тутилган. Сферанинг ички сирти термик чанглатиш йўли билан олтин плёнкаси билан қопланган. Асбобга кварц дарчадан ташқари кўзгалувчан киришларда Фарадей цилиндри маҳкамланган. Магнит ёрдамида Фарадей цилиндри намунадан 1,5÷2,0 мм масофада асбоб маркази томон олиб борилди, шу йўл билан диод система хосил қилинди. Эксперимент асбоби метал қурулманинг вакуум системасига шиша-ковар ўтказиш орқали уланади. 2200-2400 К да намуна қиздирилиш циклидан кейин ва асбобда $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ Торр вакуум хосил қилинган, Мо (111) кристалл сиртидан фотоэмиссияларнинг квант

чиқиши спектрал боғлиқлиги олинди ва $4,2 \pm 0,02$ эВ га эга бўлган фотоэмиссион чиқиш иши қиймати аниқланди. Бир қатор ўлчашлардан кейин биз диодли тартибга ўтдик ва Ричардсон тўғри чизиғи усули билан эффектив термоэлектрон чиқиш иши аниқланди. Термоэмиссион тартибда намуна қиздирилишида асбобда вакуум $(4 \div 5) \cdot 10^{-9}$ Торр га тенг. $1500 \div 2100$ К температура интервалида $\varphi(T)$ боғлиқлик олинди. Бу температура интервалида биз $4,18 \pm 0,05$ эВ га тенг бўлган Ричардсон чиқиш ишини аниқладик.



3.1.4-расм. Шиша асбобда ўлчанган Мо (111) қирранинг ФКЧ спектрал боғлиқлиги.



3.1.5-расм. Молибденнинг (111) қиррасининг $\lg J/T^2 = f(5040/T)$ боғлиқлиги Ричардсон тўғри чизиғи ($e\phi_R = 4,18 \pm 0,05$ eV)

3.1.4 ва 3.1.5-расмда шиша асбобда олинган квант чиқиши ва Ричардсон тўғри чизиғининг спектрал боғлиқлиги эгри чизиқлари келтирилган. Хатолик чегарасида фотоэлектрон ва термоэлектрон эффектив чиқиш иш қийматларини ўлчашларда улар тенг эканлиги аниқланди. Бунда чиқиш ишининг қиймати [7] да келтирилган адабиёт маълумотларига яқиндир. Олинган натижаларнинг биринчи хулосаси сифатида шуни қайд қилишимиз керакки, қийин эрувчи ўтиш металлларда атом-тоза сиртни олиш жараёнида жуда мураккаб, ва эмиссион параметрларни ўлчаш натижаларини талқин этиш учун эксперимент ўтказиш шартларини яхшилаб таҳлил қилиш зарурдир.

§3.2. Молибден монокристалли фотоэлектрон эмиссиясига температуранинг тасири.

Ушбу параграфда фотоэмиссия чегараси яқинида ($h\nu = 4-5.2$ эВ) квант чиқишининг спектрал боғлиқлиги ва Mo(111) монокристалли атом тоза сирти фототокининг температуравий боғлиқлиги хусусият-

ларини текширишнинг экспериментал натижалари келтирилди. Асбоб камерасидаги вакуум фотоэмиссион ўлчашларда $\sim 5 \cdot 10^{-11}$ торр ни ташкил этади. Диаметри 8мм ва қалинлиги 1.5мм диск кўринишидаги намуналар 99,99% тоза молибден монокристалли йирик штабикдан кесиб олинди. Экспериментал асбоб манипуляаторига Мо(111), Мо(110) ва Мо поликристали учта катод тугун (тармоқ) бир вақтда маҳкамланади. Ҳар бир кристалл алоҳида катод тугунга стакан кўринишида маҳкам ўрнатилди. Намунани қиздириш учун орқа томонига ўрнатилган қиздиргич ёрдамида электрон бомбардирлаш билан амалга оширилади. Кристаллар 2000-2400К интервалида 100 соатдан кўпроқ қиздирилади. Қиздиришнинг ҳар бир сериясидан кейин намуна сирт элементи таркиби 300- 2000 К температура интервалида Оже-спектри олиш ва Фаулер изотермик эгри чизиқлари усули билан фотоэлектрон чиқиш ишини навбатдаги аниқлашлар билан фотоэмиссияни квант чиқиши спектрал боғлиқлигини олиш билан назорат қилинди.

Фотоэмиссион параметрларни ўлчашда намуналар навбатма-навбат фотоэлектронлар анализатори марказига ўрнатилди. Мо(111) нинг фотоэлектрон чиқиш иши $e\phi=(4,53\pm 0,02)\text{эВ}$ га тенг. $Y^{\frac{1}{2}}=f(h\nu)$ координаталари Мо(111) фотоэмиссия квант чиқиши спектрал боғлиқлиги синишга эга. Квант чиқиши қиймати $h\nu=4,66\text{эВ}$ ва $4,68\text{эВ}$ ларда бошқа нуқталар орқали ўтказилган тўғри чизиқда ётмайди. Мо(110) спектрал боғлиқлиги эгри чизиқларни олишда симоб спектрининг барча учта чизиғи қўлланилди $h\nu =4,87\text{эВ}$, $5,15\text{эВ}$ ва $5,2\text{эВ}$ улар Мо нинг бу қирраси фотоэмиссион чиқиш иши қийматини баҳолашга имкон берди; у $4,91\pm 0,02\text{эВ}$ га тенг эди. Кристал сиртида фотоэлектрон токнинг температуравий боғлиқлиги тадбиқ қилишда фотонларнинг $4,58\text{-}5,15\text{эВ}$ энергия интервалида уларни қиздириш қиздиргич нурланиши эвазига амалга оширилди. Намуна ва қиздиргич орасига тутиб турувчи кучланиш

берилди. Бу фото-, термо- ва термоэмиссион тоklarнинг ўлчанадиган коллекторга қиздиргичдан учаётган электронларнинг токини сундиради.

Эмиссион тоklarни ўлчашлар сезгирлиги $1 \cdot 10^{-15} \frac{A}{\text{булим}}$ бўлган У-5-6 электрометрик кучайтиргич ёрдамида олиб борилади. Экспериментнинг кетма-кетлиги қуйидагича симоб лампа ПРК-7 ли монохроматор ДМР-4 да кристалл сиртига тушаётган нурларнинг маълум тўлқин узунлиги ўрнатилади ва $T=300K$ да фотоэмиссион ток ўлчанади. Кристалл температураси 1800 К гача кескин ошди ва 100 градус қадам билан 300 К гача пасайди. 1000К дан бошлаб ҳар бир $T=\text{const}$ да термоэмиссион токи (бунда асбобнинг магний-фторли ойнаси ёпилади), термофотоэмиссион токи ва 300К даги ток ўлчанади. Шундан кейин ўлчашларнинг ошиш томонига 1000К гача давом эттирилди. Ҳар бир ўлчаш серияси олдиндан кристалл температураси 2000К гача оширилди ва ўлчашлар кўп марта тоқорланди. Термоэмиссион ва термофотоэмиссион тоklarни температура буйича интервали $T=300K$ да фотоэмиссион ток (J_ϕ) термоэмиссион (J_T) ва термофотоэмиссион ($J_{\phi+T}$) қийматлари бир хил тартибда бўладиган қилиб яъни тенг қилиб аниқланади. Кристалл температураси 800К ва ундан юқори бўлганда асбоб термоэмиссион тоklarнинг пайдо бўлишини қайд эта бошлайди. Фотонлар энергияси 4,87эВ, 5,15эВ ва $T_K=1000K$ да кристалда термоэмиссион ток ошади ва (J_ϕ) (J_T) ва ($J_{\phi+T}$) тоklar қийматлари қийин таққосланади. Шунинг учун, Мо(111) кристалл фотоэмиссион температуравий самарасини миқдорий баҳолашни 800К ва 900К температураларда олиб борамиз. Масалан: $T_K=900K$ ва $h\nu=4.66\text{эВ}$, $J_\phi(300)=12 \cdot 10^{-14} A$, $J_T(900)=11 \cdot 10^{-4} A$ ва $J_{T+\phi}(900)=32 \cdot 10^{-4} A$.

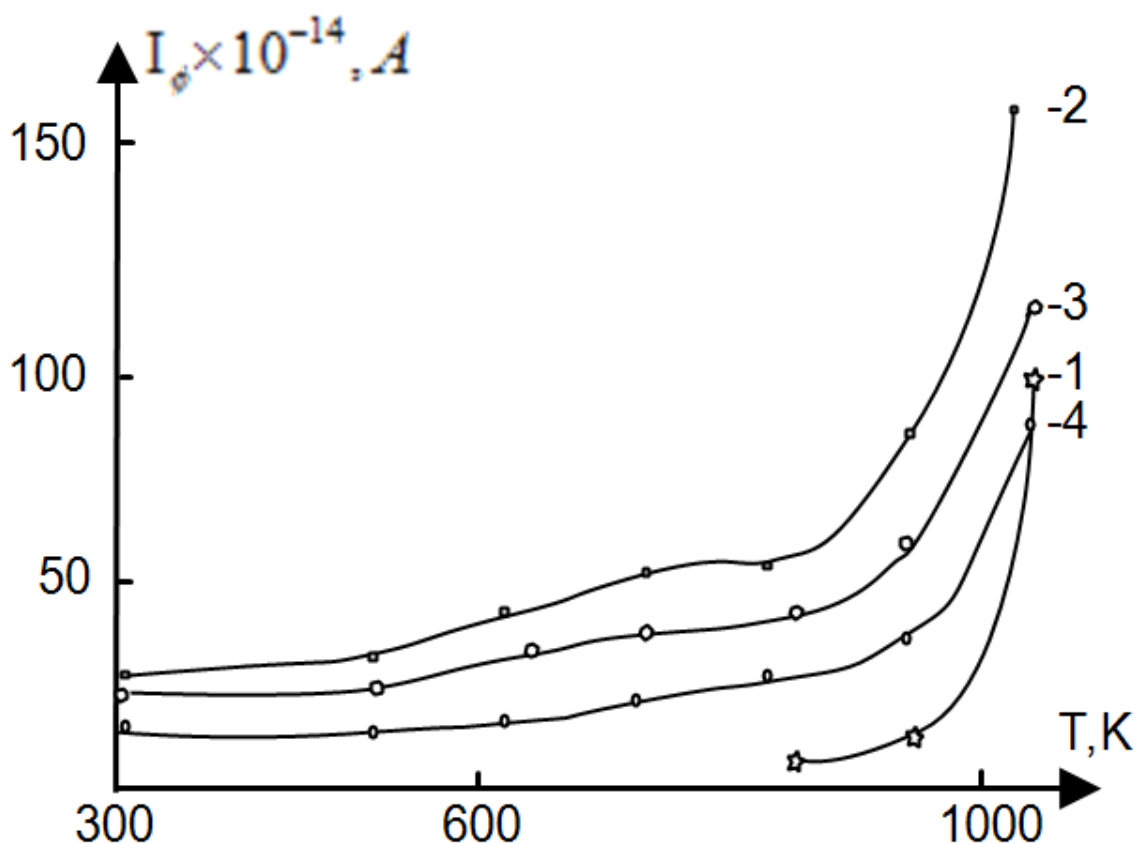
Токнинг бу қийматларида $J_{T+\phi}/J_\phi + J_T=1.4$, ички эмиссион тоklarнинг катталашуви: 40%. Кристаллнинг бу температурасида бироқ $h\nu = 4,87\text{эВ}$ бўлса, у ҳолда $J_{T+\phi}/J_\phi + J_T=2.27$, $h\nu=5,15\text{эВ}$ да эса бу муносабат $\sim 1,5$

Фотон энергияси 4,87эВ бўлганда максимал температуравий эффект кузатилади, бунда 4,66эВ ва 4,87эВ ларда фотонлар сони мос ҳолда $6,25 \cdot 10^{12}$ ва $6,28 \cdot 10^{12}$ фотонга тўғри келади.

Mo(111) қирраси учун $h\nu = 5,15\text{эВ}$ да ўтказилган ўлчашлар $T_K=900\text{К}$ ва 1000К бўлганида термоэмиссион ток алоҳида ўлчанган J_ϕ (300К) ва J тоқлар йиғиндисининг 17-20% ни ташкил этишини кўрсатди.

Жадвалда ҳар -хил температурадаги фототокнинг $T=300\text{К}$ даги фототокка нисбати келтирилган. Назарий ҳисоблашлар фаулер назарияси бўйича олинган формула бўйича ҳисобланган.

$$J_\phi(T) = \frac{\alpha A_0}{2} \left[\frac{(h\nu - h\nu_0)^2}{k^2} + \left(\frac{\pi^2}{3}\right) T^2 \right] \quad (3.2.1)$$



3.2.1-Расм Фотоэмиссион тоқнинг температуравий боғлиқлиги эгри чизикларинг берилиши

4,66эВ (1) , 4,87эВ (2) ва 5,15эВ (3) 4-термоток

§3.3 Натижалар муҳокамаси

Mo(111) ва Mo(110) кристаллар фотоэмиссияси температуравий самараси бўйича олинган натижаларни муҳокама қилиб қуйидаги экспериментал ўрнатилган далилларни яна бир марта қайд этиш керак; 1) Mo(111) фотоэлектронлари спектрида $-0,5\text{эВ}$ да пик бўлиб, у ҳолат зичлиги хусусиятларига боғлиқ [20]. [11]да худди шундай пик Mo(110) учун топилган;

Жадвал

Фотон Энер- гияси (эВ)	Хар -хил температурадаги фототокнинг $T=300\text{К}$ даги фототокка нисбати									
	500К		600К		700К		800К		900К	
	Хисоб лан- ган	Таж- риба	Хисоб лан- ган	Таж- риба	Хисоб лан- ган	Таж- риба	Хисоб лан- ган	Таж- риба	Хисоб лан- ган	Таж- риба
4.66	1.2	1.2	1.34	1.35	1.51	1.57	1.70	1.86	1.92	2.71
4.87	1.033	1.33	1.056	1.53	1.083	2.00	1.114	2.10	1.15	3.30
5.15	1.01	1.15	1.017	1.38	1.025	1.61	1.035	1.77	1.045	2.46

Mo(111) атом тоза сирти ФКЧ спектрал боғлиқлигида Фаулер тўғри чизиғи $Y^{1/2}=f(h\nu)$ нинг 0,1-0,2эВ энергияси сатҳларда синиши кузатилади ушбу эффект қолдиқ газ адсорбциясига жуда сезгирдир Mo(111) фототокининг кучли температуравий боғлиқлиги. 3.1.2-расмдан кўриниб турибдики, агар $h\nu=4,66\text{эВ}$ да квант чиқиш тажрибада кузатилганидан 5 марта кичик бўлса, у ҳолда бу нуқта $Y^{1/2}=f(h\nu)$ тўғри чизикқа ётар эди.

Бирок, Бриллюэна зонаси ГР симметрияси йўналишида электрон структурада Ферми сатҳидан 0,2эВ пастда хусусиятлар бўлмайди [20]. Бу ҳолат $\rho(E)$ даги 0,2эВ мавжуд хусусият сиртий сезгир ҳолатларга резонанс ёки Таммов сатҳларига асосланган [20]. Mo(111) сиртидан фототокнинг кучли температуравий боғлиқлигини юқорида келтирилган ҳисоблаш схемасини қўллаб талқин этиш мумкин. Бунда Ферми яқинида $\sim 0,2\text{эВ}$ ва $\sim 0,5\text{эВ}$ да Mo(111) учун $\sim 0,5\text{эВ}$ да Mo(110) учун $\rho(E)$ тақсимоти хусусиятларнинг мавжудлик фактини назарда тутиш керак. $e\phi=4,91\text{эВ}$ да Mo(110) фотонлар энергияси Ферми энергиясидан 0,5эВ пастда ҳолат зичлиги максимумида тўлдирилган ҳолатлари уйғотиш учун етарли эмас. Шу сабабга кўра биз Mo(110) қиррада Mo(111) кристаллаграфик йўналишга нисбатан мавжуд температуравий эффектни кузатиб бўлмади. Mo(110) қирраси учун биз экспериментда температура 300К дан 900 К гача ошишда фототокнинг 20% ли ошишга эришдик. Шундай қилиб, кучли локалланган d-электронлар ва Ферми энергияси яқинида сатҳларнинг ҳиссаси туфайли Mo(111) ва Mo(110) қирралари ҳолат тақсимотида молибден фотоэлектрон эмиссияда сезиларли температуравий самарага олиб келувчи хусусият кузатилади. [20]да Ферми энергияси яқинидаги ҳолат зичлигига пикнинг мавжудлиги қуйидаги физик хоссаларга тасир этади: электронларнинг солиштирма иссиқлик сиғимининг температуравий боғлиқлиги, магнит қабул қилувчанликнинг температуравий боғлиқлиги. Албатта, [20] муаллифлари кетидан шуларни тасдиқлаш мумкин: Ферми энергияси яқинида $\rho(E)$ да пикнинг мавжудлиги фотоэмиссиянинг

температуравий боғлиқлигига катта тасир кўрсатади. Бу ҳисса агар ҳисоблашлар 2-яқинлашишларда $\rho(E)$ ни ҳисобга олган ҳолда Ферми сатҳидан юқорида олиб борилса яна ҳам кўпроқ ошади.

ХУЛОСА

Битирув малакавий ишини натижалари бўйича қуйидаги хулосалар қилинди:

1. Мавзуга тегишли илмий адабиётлар тахлил қилинди.
2. Юқори вакуумли экспериментал қурилма элементларига ўзгартиришлар киритилди.
3. Фото-оже-спектроскопия ҳамда масс-спектропия методлари амалий ўрганилди.
4. Термо-фотоэлектрон эмиссия усули тажрибаларда қўлланилди ва Мо(111) монокристаллида ФКЧ ва фотоэлектронлар энергия тақсимотига температуранинг таъсири аниқланди.
5. Мо(111) монокристаллида фотоэмиссияга температуранинг сезиларли таъсири мавжудлигини аниқланди.

Адабиётлар

1. Ф.И.Ицкович “К теории электронной эмиссии металлов” ХЭТФ, том 50, 1966,стр.1425.
2. . А.Л. Юз, Л.А. Дюрбридж “Фотоэлектрические явления”, ОНТИ, Л. 1936.М.стр.210-232.
3. Л.Н. Добрецов и М.В. Гомоюнова “Эмиссионная электроника”.Наука М.1966,стр.253-270.
4. R.M.Oman and J.A.Dillon “ Some electrical and chemical properties of the (111) Niobium surface”. Surface science, 1964 ϑ_0 1 2,р.р.227-235.
5. D.E.Eastman “Photoelectric Work Functions of Transition, Rare-Earth and Noble Metals” Phys.Rev.B. ϑ_0 1 2, N1, 1970, p.p.1-2.
6. S. Berge, P.O.Gertland and B.J.Slagswold Photoelectric work function of a molybdenum single crystal for the (100), (110), (111), (112), (114), and (332) face surf. Surf. Science. ϑ_1 . 43, N1, 1974, p.p. 275-292.
7. В.С.Фоменко “Эмиссионные свойства материалов” Справочник, Киев, “Наукова Думка”,1981 стр.42.
8. B.W.Veal, D.J.Lam, and D.G.Westlake “X-ray photoemission spectroscopy study of zirconium hydride” Phys.Rev. B. ϑ_0 1. 19, N6, 1979, p.p.2856-2863.
9. C.N.Berglund, W.E.Spiser “photoemission studies of copper and silver: Theory”phys.Rev.1964, . ϑ_0 1.136,№4A, p.p.A1030-1044 and p.p.A1044-1064.
10. Kress R.A. Lppeyre G.J. Proc. Intern.Conf.”Electronic density of states”.Nat.Bur.Std., Gaithersburg.Md.No9.1969.
11. R.C.Cinti, E.Al.Khoury, B.K.Chakraverty, N.E.Christensen, “Directional UV photoemission from (100) and (110) molybdenum surfaces”. Phys.Rev. B.196, ϑ_0 1.14,№8, p.p.3296-3000.
12. L.Schlapbach, S.Hufner, S.Buchler, T.Riesterer, “Photoemission study of the electronic structure of Zr-Pd compound and their relation to hydride formation”, Journal of the less-common Metals, 130, (1987),p.301-305.

13. L.F.Mattheiss, "Fermi Surface in tungsten" Phys.Rev.v1.19A,N6,(1965), p.A1893-1904.
14. B.Feurbacher, N.E.Christensen "Volume and surface photoemission from tungsten" Phys.Rev.B.1974, . ϑ_0 1.N6, p.p.2349-2373 and p.p.2373-2390.
15. L.F.Mattheiss, "Electronic structure of Niobium and tantalium" Phys.Rev.B1970,. ϑ_0 1 N2, p 373-380.
16. Шишкин Б.Б., Бурибаев И. Фотоэлектронная эмиссия неоднородных объектов.// РиЭ 1974. т. XIX, №9.С-1948-1954.
17. Шишкин Б.Б., Бурибаев И. Термофотоэлектронная эмиссия системы Mo-BaO.//Р.Э,-1974, т. XIX, №10.С
18. Адамчук В.К., Федосенко С.И., Шикин А.М. Формирование электронной структуры границы Si(III)-Au.// Материалы XVIII- Всесоюзной конф. По эмис.эл-ке.Москва,-1981,-С.280-282.
19. Адамчук В.К., Кучма А.Е., Молодцов С.Л.Изучение процесса эмиссии электронов низких энергий из широкозонных материалов.// Материалы XX- Всесоюзной конф. По эмис.эл-ке. Киев.-1987.-Т.2.-С.12.
20. Buribaev I., Nurmatov N.A. UV photoelectron spectra of Nb and Mo single crystal surfaces.// Journal of Electron Spect and Relat Phenom.-1994,-V.68.- P.547-551.
21. Н.А.Нурматов,Н.Толипов, З.Абдурашидова, У.Ёвқачов. "Исследование низкоэнергетическо ионного имплантации атомов гафния в поликристаллические образцы из молибдена и ниобия " Седьмая Международная конференция по Физической Электронике. IPES-7 18-19-мая 2018, Ташкент.
22. Н. А. Нурматов, Н. Талипов, Х. Нуруллаев " Исследование фотоэмиссионных свойств поверхности молибдена имплантированных ионами гафния" Седьмая Международная конференция по Физической Электро- нике. IPES-7 18-19-мая 2018, Ташкент.

R.J.Smith, G.P.Williams, J.Colbert, M.Sagurton, G.J.Lapeyre. “Electronic structure studies of the Nb(110) surface”, Phys. Rev.B, ϑ_0 1.22, N4(1980) p.p.1584-1588

2.

56. 7. 8. N.Elyashar,D.D.Koelling, “Self-consistent relativistic APW calculation of the electronic structure of niobium with a non-muffintin potential”, Phys.Rev.B.1977, ϑ_0 1.N8 p.p.

9.

10. 11

13. 14. 15. 16. М.Р.Бедилов, Ю.А.Быковский, Д.Курматов, А.Холбаев, К.Хайтбаев. Исследование образования и разлета ионов серебра в много

компонентной лазерной плазме. Квантовая электроника. Т.14, N8,1987,стр.1675-1677.

17. Н.А.Соболева, А.Е.Меламид “ Фотоэлектронные приборы” М; изд. Высшая школа. 1977,стр.31-36.

18. Г.Леман “Теория рассеяния и зонная структура переходных металлов” в.кн. “Достижение электронной теории металлов” , Т.1. Москва “Мир”, 1984, стр.234-250.

19

20 21. Kress R.A. Lppeyre G.J. Proc. Intern.Conf.”Electronic density of states”.

Nat.Bur.Std., Gaithersburg.Md.Nov.1969.

22. Cinti R.C., Khoury E.Al., Chakraverty B.K., Christensen N.E., Directional UV photoemission from (100) and (110) molybdenum surfaces.// Phys.Rev. B.196,v.14,№8, p.3296-3000.

23. Савицкий Е.М., Буров И.Б., Пирогова С.В., Литвак Л.Н., Электрические и эмиссионные свойства сплавов.// Изд. Наука, М.1978,264с.

24. Джонс Г. Теория зон Бриллюэна и электронные состояния кристаллах.// М.1968,264с.

25. Юз А.Л., Дюрбрилд Л.А Фотоэлектрические явления.// ОНТИ,1936.

26. Добрецов Л.Н. и Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника.// М.Наука, 1966. Бурибаев И., Шишкин Б.Б., Спивак Г.В.// Изв. АН СССР, сер.физ.190,Т.34,с.1513.

27. Никонов Б.П, Ковтуненко П.В. // Радиотехника и электроника, 1965,Т.10,№,с.1300.

28. Дружинин А.В. Автореферат канд.диссертации, 1962,МГУ.

29. Пампурс В.М. Автореферат канд.диссертации, 1969,МГУ.

30. Berlund C.N., Spiser W.E. photoemission studies of copper and silver. Experiment.// Phys.Rev.1964,v.136,№4A, p.1044-1064.

31. Krilikowski W.F., Spicer W.E. photoemission studies of the noble metals. I Copper.// Phys.Rev.1969,v.185,№3, p.882-900.

32. Dore B.L., Spicer W.E. Geppert D.V., Muller K.S. Elektron emission from metal-BaO system.//J.Appl.phys/1967,v.38. №8,p.3358-3369.

33. Гусева М.И. Ионная имплантация в металлах // Ж. Поверхность. Физика, химия, механика. 1982. - № 4. – С. 27-51.

34. Риссел Х. , Руге И. Ионная имплантация. – М.: Наука. 1983. -286 с.

Быковский Ю.А., Неволин В.Н., Фоминский В.Ю., Ионная и лазерная имплантация металлических материалов.– М.: Энергоатомиздат. 1991.-240 с.

35. Динамическое моделирование радиационного дефектообразования на каскадной стадии в многоатомных слоистых материалах. Бер Б.Я., Журкин Е.Е. и др. // Ж. Неорганические материалы. 1998. -Т.14. - №10. -С.1237-1244.
36. Мартыненко Ю.В., Московкин П.Г. Механизмы изменения глубоких слоев твердого тела при ионной бомбардировке. //Ж. Поверхность. Физика, химия, механика. 1991. -№4. –С. 44-50.
37. Теодоску К. Упругие модели дефектов в кристаллах. –М.: -1989. –311с.
38. Владимиров Б.Г., Гусев В.М., Цыпленков В.С. //Ж. Атомная энергия. - 1979., -Т.47. –С. 50-51.
39. Трушин Ю.В., Куликов Д.В. Харламов Б.С. Теория и компьютерное моделирование взаимодействия ионов с поверхностью многокомпонентных материалов. //Материалы XVII-Международной конференции. Взаимодействие ионов с поверхностью. ВИП-2005. – Москва. -2005. -Т.1. –С. 71-74.
40. Sood D.K // Phys.Let. -1978, -V.68A, -N: 6. -P. 469-742.
41. Физическое металловедение. Атомное строение металлов и сплавов. Под редакцией Р.Кана. / -М.: Мир, -1967, вып. 1. - 334 с.
42. Тетельбаум Д.И. Генетическая концепция структурных и фазовых превращений при ионном облучении твердых тел. // Материалы XVII-Международной конференции. Взаимодействие ионов с поверхностью. ВИП-2005. –Москва. -2005. -Т.2. -С 37-39.
43. О возможности повышения коррозионной стойкости титана методом имплантации ионов палладия. Томашов Н.Д., Гусева М.И., Федосеева Г.А., Городецкий и др. //Ж. ДАН СССР разд. Техническая физика. -1981, - Т. 256. –№ 5, -С. 1129-1133.
44. Игнатъев А.С., Петрова А.Г., Рябов Ю.Э. Исследование процессов формирования слоев нитрида титана при низкоэнергетической имплантации ионов азота в титан. // Ж. Письма в ЖТФ. -1992. –Т. 18, -№ 10, -С.67-73.
45. Zu X.T., Wang Z.G., Feng X.D . Surface characterization of a Ti-2Al-2,5Zr alloy by nitrogen ion implantation. // J. Alloys and Compound. -2003. -V.351 – P. 114-118.
46. Пучкарева Л.Н., Чесноков С.М., Шулепов И.А. Особенности ионной имплантации W, Mo, и C при использовании одноэлементных и композиционных катодов в частотно-импульсном режиме. // Ж. Физика и химия обработки материалов. -1998, -№5 –С. 11-15.
- 47.

