

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ
ВАЗИРЛИГИ

УРГАНЧ ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

Қўлёзма ҳуқуқида

УДК 537.534

Сабиров Обид Икрамбаевич

Қаттиқ жисмлар сиртини ион сочилиш спектроскопияси услуги ёрдамида
тадқиқ қилиш

Магистр
академик даражасини олиш учун ёзилган
диссертация

Илмий раҳбар: _____

ф.м.ф.доктори Кутлиев У. О.

Урганч - 2012

МУНДАРИЖА

Кириш	3
--------------------	----------

I-БОБ. ҚАТТИҚ ЖИСМ СИРТИДАН ИОНЛАРНИНГ СОЧИЛИШ СПЕКТРОСКОПИЯСИ

1.1§ Идеал сиртидан ионларнинг сочилиш жараёнини тадқиқ қилиш	6
--	---

II-БОБ. ИОН СОЧИЛИШ СПЕКТРОСКОПИЯСИНИНГ НАЗАРИЙ АСОСЛАРИ

2.1§ Кетма-кет тўқнашув усули орқали ионларнинг қаттиқ жисм сирти билан ўзаро таъсирини ўрганиш	24
--	----

III-БОБ. ҚАТТИҚ ЖИСМ СИРТИНИ ИОН СОЧИЛИШ СПЕКТРОСКОПИЯСИ ЁРДАМИДА ЎРГАНИШ

3.1§ Сиртида нуқсонлари бўлган сиртлардан ионларнинг сочилишини тадқиқ қилиш.....	31
--	----

3.2§ Қаттиқ жисм сиртидан сочилган ионларнинг траекториясини ўрганиш	41
---	----

Хулоса	56
--------------	----

Фойдаланилган адабиётлар	58
--------------------------------	----

КИРИШ

Фан ва техниканинг ривожланиши натижасида кўпгина ишлаб чиқариш сохаларида нафақат бир хил таркибга эга бўлган кристаллар балки мураккаб таркибга эга бўлган материаллар ҳам қўлланила бошланди. Кристалларнинг физикавий, химиявий ва бошқа хоссаларини ўрганиш учун турли хил усуллар қўлланила бошланди. Шу усуллар қаторида ионларнинг сиртдан сочилиш усули ҳам қўлланилди. Кристалларнинг сирти юқорида санаб ўтилган хоссаларни ўрганишда жуда катта аҳамият касб этади, яъни кристаллнинг кўпгина хусусиятларини унинг сирти орқали билиш мумкин. Биз амалга оширган иш асосан компьютерда моделлаш орқали жуфтий тўқнашувлар асосида ионларнинг кўп таркибли монокристаллар сочилишини ўрганишдир.

Қаттиқ жисм сирти билан ионларнинг таъсирлашиш жараёни фундаментал тадқиқотлар соҳасида физика фанининг муҳим бўлими ҳисобланади. Бундай ўзаро таъсир материалларнинг физикавий хоссаларини ўзгаришига ва берилган хоссали материаллар олишга олиб келади.

Ионларнинг сочилиш жараёнини жуфтий тўқнашувлар эканлигини тушунтириш жуда қийин амалга ошди. Газ разряди орқали амалга ошириладиган экспериментларда ионларни массив деворлардан қайтиши кўринишида тасаввур этиш анча қийин эди. Тизимли равишда қаттиқ жисм сиртидан сочилган ионларнинг бурчак ва энергетик тақсимотлар экспериментда олинган. Экспериментларда бир каррали сочилиш пики кичик энергияларда кузатилади, ионлар энергияси ортиши билан тақсимот кенгайиб кўпола кўринишига ўтади. Бу тадқиқотлар назариётчилар томонидан қаттиқ жисм сиртидан кўп каррали сочилишларни ўрганиш учун ишлатилди ва ион сочилиш спектроскопиясини яратилишига олиб келди[1,10].

Мавзунинг долзарблиги

Ҳозирги замон технологиясининг ривожланиш йўлларида бири қаттиқ жисмнинг сирти ва сирт ости соҳасининг хоссаларига асосланган. Бу шу нарса билан боғлиқки, микроэлектроника ва материалшуносликда бу соҳалар материалларнинг физикавий- кимёвий хоссаларини намоён этади. Шунинг учун кўпгина технологиялар- сиртни импульсли электронлар дастаси ва лазерлар билан ишлаш материал сиртининг айнан шу соҳаларини модификация қилишга олиб келади. Бу соҳаларни ҳар хил манбалардан фойдаланган ҳолда юпқа қатламларни ўтқазиш йўли билан ҳам ҳосил қилиш мумкин. Келтирилган усулларнинг амалиётда қўллаш мумкинлиги бир қанча таҳлилий усулларнинг ривожланиши натижасида мумкин бўлди. Бу усулларнинг ичида бир нечта килоэлектрон вольт энергия билан тезлаштирилган заррачаларнинг материал ичида ҳар хил нурланишлар пайдо қилиш усуллари орқали ўрганиш ҳам бор.

Диссертация ишининг асосий мақсади

Юқорида келтирилган адабиётларнинг таҳлилини ўрганиб чиққан ҳолда кетма-кет тўқнашувлар усули орқали кўп таркибли структураларларни сиртидан ионларнинг сочилиш жараёнини ўрганиш ушбу битирув малакавий ишда қуйидаги нарсаларни асосий мақсад қилиб олдик.

1. Сиртдан ионларнинг сочилиш методлари билан таниши.
2. Сочилган ионларнинг бурчак ва энергетик тақсимотларини ўрганиш.

Диссертация ишининг илмий янгилиги:

1. Ион бомбардировкада идеал ва нуксонли *GaP* ва муз монокристаллари сиртидан ион соилиш жараёни кетма-кет тўқнашувлар усулини компьютерда моделлаштириш учун дастурлар яратиш ва мавжудларини мукаммаллаштириш.
2. Кичик бурчак остида йўналтирилган ионларнинг кўп таркибли монокристаллар сиртидан сочилиши механизмлари ва ўзига хослиги

ўрганилди. Ионларнинг қайта фокусланиш жараёни аниқланди ва мукаммал ўрганилди. Сиртда қайта фокусланган ионларнинг характерли траекториялари ўрганилди ва бир, кўп таркибли сиртлар(*GaP* и *муз қатлами*)да ҳосил бўладиган ярим каналларнинг шаклига боғлиқ равишда қайта фокусланиш энергиясини аниқлаш учун аналитик ифода топилди.

3. Кўп таркибли материалларнинг сиртига яқин бўлган қатламлардаги нуксонлар таъсирида кичик бурчак остида йўналтирилган ионларнинг каналлардан чиқиш жараёни тадқиқ қилинди. Энергетик ва бурчак тақсимотлаларида каналдан чиққан ионларга мос келувчи характерли пиклар кузатилиши кўрсатилди. Зинасимон сиртни қиррасидаги атомни турини энергетик спектрда 90^0 бурчакка бир каррали сочилган ионларнинг пикига мос келувчи энергиядан фойдаланган ҳолда аниқлаш мумкин.

4. Паст энергияли зарядли заррачаларнинг металл сиртига қопланган муз қопламасига нормал бурчак остида тушишида сув молекулалари, уларнинг кластерлари чангланиши кузатилади ва улар масс-спектрда мос равишда пиклар ҳосил қилишади.

5. Ионлар билан бомбардимон қилганда қатламларнинг чангланган зарраларини кинетик тақсимооти шуни кўрсатадики, чангланган зарраларанинг катта қисми кичик энергияларга эга бўлиб, бу соҳада анча интенсив пикни ҳосил қилади.

Диссертациянинг тузилиши ва ҳажми. Диссертация кириш, уч боб, хулоса ва фойдаланилган адабиётлардан иборат. Диссертация иши 63 варақдан иборат бўлиб ўз ичига 21 та расм, 70 та фойдаланилган адабиётлар рўйхати келтирилган.

I-БОБ. ҚАТТИҚ ЖИСМ СИРТИДАН ИОНЛАРНИНГ СОЧИЛИШ СПЕКТРОСКОПИЯСИ

1.1. Идеал сиртидан ионларнинг сочилиш жараёнини тадқиқ қилиш

Қаттиқ жисм сиртини ион сочилиш жараёнлари орқали тадқиқ қилишни асосида иккита заррачани элементар тўқнашувини кинематик ва динамик асослари ётади. Ион сочилиш жараёни сиртни бузиши мумкинлиги ҳисобга олинган ҳолда анализаторнинг сезгирлиги оширилиши ва зарралар токининг зичлиги камайтиради. Охирги маълумот эса детектор томонидан каналлар сонини санаш орқали берилган энергия интервалида аниқланади. Оддий энергетик тақсимот 1.1 –расмда келтирилган.

Агар бошқа турдаги атомлар нафақат сиртда балки сиртга яқин қатламларда жойлашган бўлса, у ҳолда битта катта пик ўрнига бошқа турдаги атомларнинг жойлашиш чуқурлигига боғлиқ бўлган полоса кузатилади.

Бомбардимон қилаётган заррачаларнинг энергияси катта ва массаси кичик бўлса улар катта бурчакларга сочилиб Резерфорд сочилиши кузатилади ва сиртдаги атомлар концентрацияси зарядга боғлиқ бўлмасдан аниқ ҳисобланади. [11,20].

[21] ишда СО ни оксидланиш жараёнида титан оксидининг стехиометрияси Au/TiO_x сиртида муҳим роль ўйнайди.

Тадқиқотлар юқори босимда вакуумда ($2 \cdot 10^{-10}$ Торр) кичик энергияли ионларнинг сочилиш методи билан олиб борилди. Кичик энергияли ионларнинг спектри сифатида 1 кэВ энергияли He ионларининг 135° бурчакка сочилганлари олинди. Бу метод сирт қатламларига ва адсорбцияланган юпқа қатламларни ўстиришга жуда сезгир ҳисобланади. [22]. He^+ ионларининг дастлабки токи $3 \cdot 10^7 \text{A/cm}^2$ дан ошмади ва бу системасида ион бомбардировка пайтидаги юз берадиган сирт бузилишларини олдини олди.

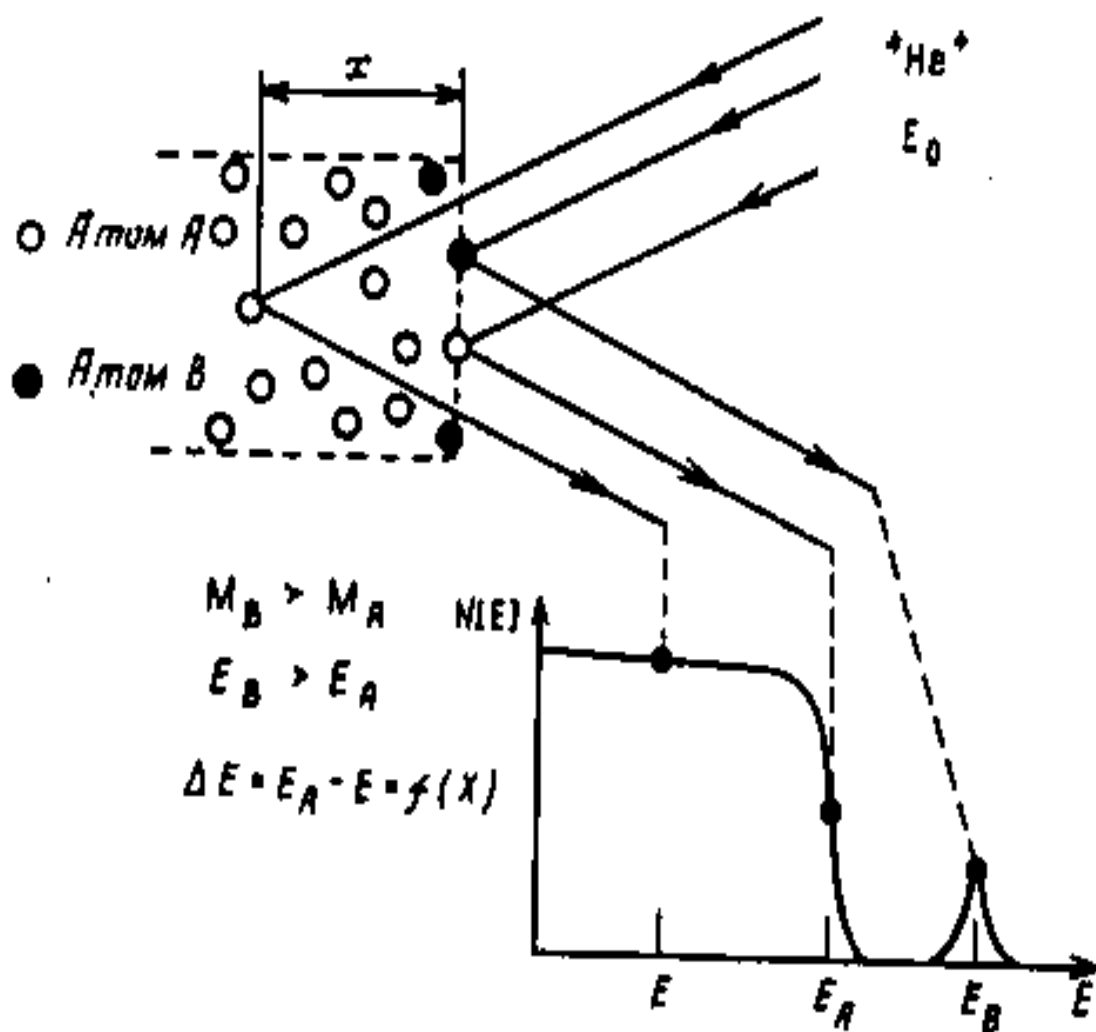


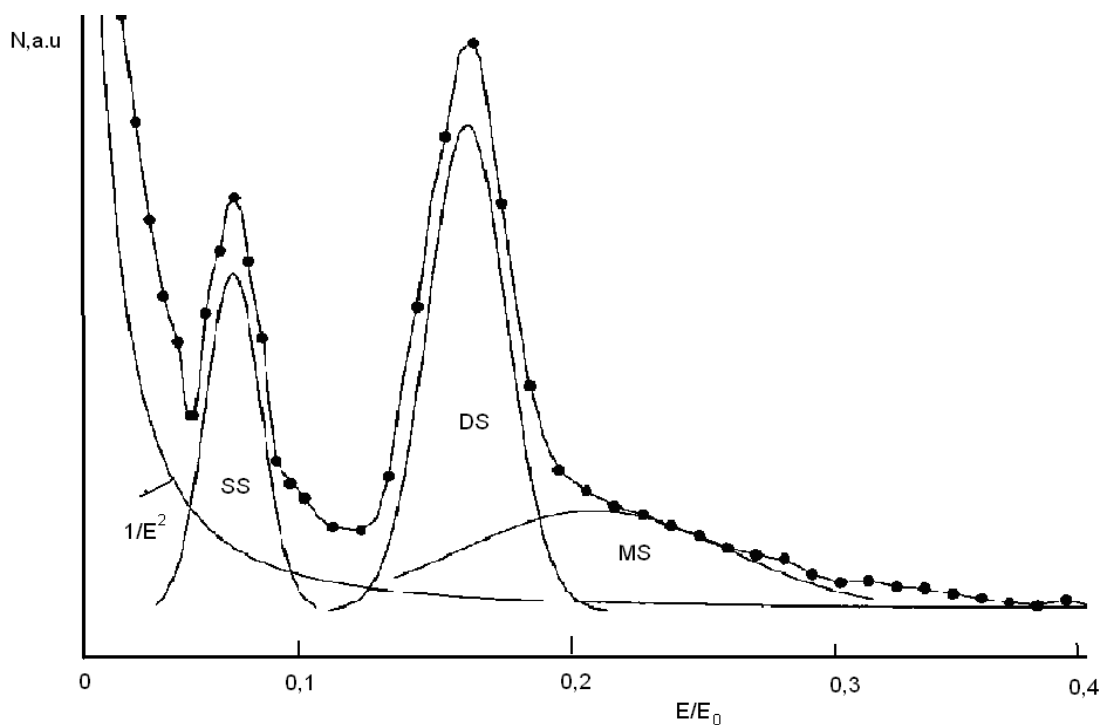
Рис. 1.1. Энергетическое распределение

Юқорида келтирилган икки турдаги оксид қатламининг сиртига олтин қатлами тагликнинг температураси 500 К бўлган копланди, бу 8 моноқатламга тенг дегани. Шу холда ион сочилиш спектроскопияси ва электрон ожэ спектроскопияга кўра олтиннинг уч ўлчамли кластерлари кузатилади. Бу эса коплама титан оксидининг сиртини 70% эгаллаганини билдиради. Оролчалар бир хил ярим сфера шаклига эга деб тасаввур қилиб уларнинг баландлигини аниқлаш мумкин. Бу ҳолатда уларнинг баландлиги 40Å атрофида бўлади. Шундай қилиб шакллантирилган системалар Au/TiO₂ ва Au/TiO_x 90 К температурагача совутилиб уларнинг сиртига углерод оксиди (CO) ўтказилди.

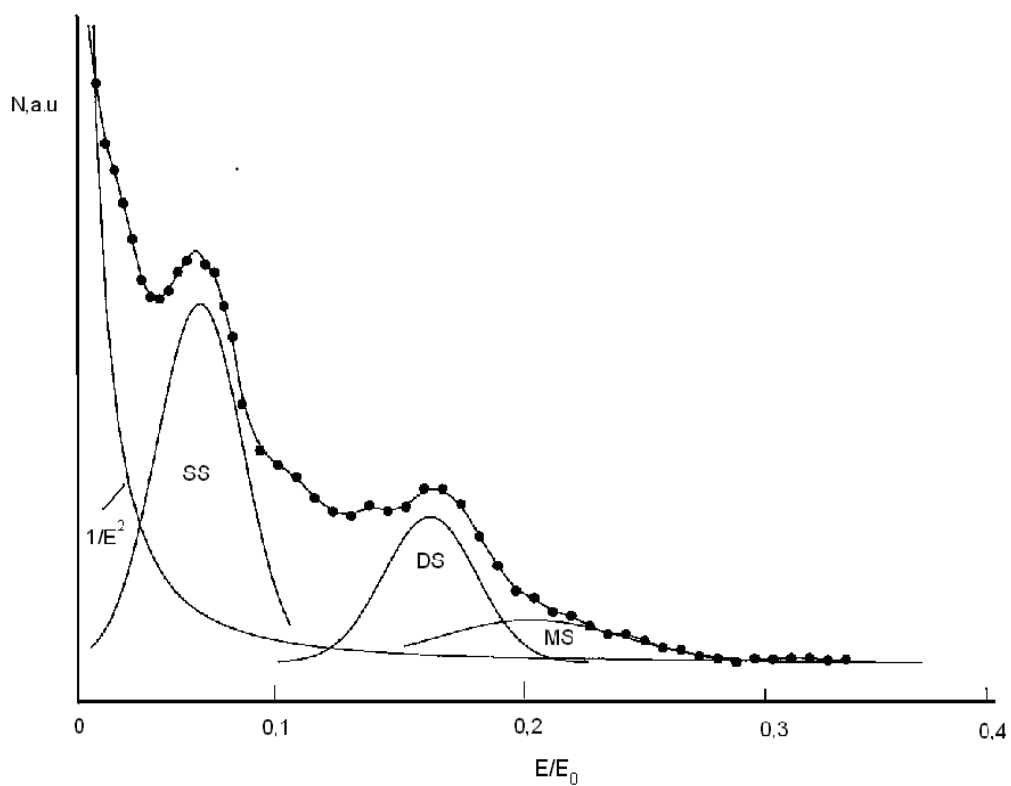
[23] ишда бошланғич энергияси $E_0=1,5-5$ кэВ бўлган Ag^+ ионларининг энергетик тақсимои ўрганилди. Тушиш бурчаги ионларнинг 22° га тенг деб олинди. $\theta = 129^\circ$ бурчакка сочилган ионлар $4 \cdot 10^{-2}$ рухсатга эга бўлган цилиндрик анализатор ёрдамида ўлчанди. Аналитик камерада қолдик босим 10^{-9} Тор га тенг эди. Нишон сифатида $Si_{1-x}Ge_x$ ($x = 5\%$) кристали ва Ge арашмаси ишлатилди.

1.2-расмда мусбат ионларнинг Ge сиртини бошланғич энергияси $E_0=3$ кэВ энергияли ионлар билан бомбардимон қилганда олинган энергетик тақсимои келтирилган. Спектрда Ge атомларидан икки каррали (*DS*) ва бир каррали (*SS*) сочилган Ag^+ ионларининг спектри келтирилган. Икки каррали сочилиш пикидан ўнгротда (*MS* билан белгиланган) кўп каррали сочилишга тегишли пик (бу ҳолатда тўрт каррали) келтирилган.

1.3.-расмда эса $Si_{1-x}Ge_x$ ($x = 5.8\%$) сиртини $E_0=4$ кэВ энергияли ионлар билан бомбардимон қилинганда сочилган мусбат ионларнинг энергетик спектри келтирилган. Спектрда Ge атомларидан бир ва икки каррали сочилган Ag^+ пиклари яққол кўринади. Интенсивликнинг нисбати $I+D/I+S=0.44 \pm 0.02$. нисбатнинг камайиши эса $I+D/I+S$ 2.34дан (тоза Ge учун) 0.44гача ($Si_{1-x}Ge_x$ учун) бўлиши қаралаётган нишон $Si_{1-x}Ge_x$ да Ge атомлари тенг тақимланган ва иккинчи Ge атомигача бўлган масофа анча катта.



Расм 1.2. Мусбат ионларнинг Ge сиртини бошлангич энергияси $E_0 = 3$ кэВ энергияли ионлар билан бомбардимон қилганда олинган энергетик тақсимот



Расм.1.3 $Si_{1-x}Ge_x$ ($x = 5.8\%$) сиртини $E_0 = 4$ кэВ энергияли ионлар билан бомбардимон қилинганда сочилган мусбат ионларнинг энергетик спектри

Шундай қилиб бу ишда $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ сиртидан тескари сочилган ионлар ёрдамида сиртни диагностика қилиш имконияти ёрдами сиртдаги киришма Ge атомларидан бир ва икки қаррали сочилган ионларнинг энергетик спектрда ажратиш мумкин. Сочилган ионларнинг спектроскопиясининг солиштириш орқали кичик бурчакларга сочилган ионлар аниқлиги анчагина орттирилган (25 - 10%) Ge кластерларининг улуши ва кластерларнинг таркибини нишонда аниқлаш камайтирилган 5% гача. [24]

Маълумки $\text{Pd}_{70}\text{Au}_{30}$ нинг (111) ва (110) қирралари кичик энергияли ионлар сочилиши билан тадқиқ қилинганда кичик энергия ютишлари билан характерланади[6]. Au-Pd моддаларнинг реактивлиги (111) қирра учун газ фазада 1,3-бўтадиенни гидратлаш йўли билан статик реакторда тадқиқ қилинди ва қуйидаги моддаларга нисбатан таққосланди: Pd-Au (110), Pd (111) ва Au (111). Pd-Au сиртида олтин атомларининг сегрегацияси кузатилди. Олтин атомларининг концентрацияси $\text{Pd}_{70}\text{Au}_{30}$ (111) ва (110) сирт қатламларида мос равишда 75% ва 85%. Бўтадиенни гидратлаш хона температурасида ва 5 Торр босимда амалга оширилди. Au (111) активен бўлмасда Pd-Au (111) Pd-Au (110) ва Pd (111)ларга қараганда дастлаб унча актив эмас.

[25] ишда экспериментал йўл билан бошланғич энергияси 5 кэВ бўлган Ar^+ ионларининг нишондан сочилишидаги энергетик тақсимооти келтирилган. Тадқиқотлар вакуум камерасида амалга оширилиб ва анализатор сифатида Южа-Рожанский анализатори ишлатилди. Анализатор ионларни горизонтал текисликда $\theta=0-30^\circ$ бурчак атрофида айлантириши мумкин.

1.4-расмда $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x \sim 5, 25$ ва 50%) сиртидан $\theta=24^\circ$ сочилган бошланғич энергияси $E_0=5$ кэВ ионларнинг энергетик спектри келтирилган. Спектрда Ar^+ ионларининг S(Ge) атомларидан бир қаррали сочилишига тегишли пик кузатилади. Шу билан бирга кремний S(Si) атомларига мос келувчи бир қаррали сочилган ионларнинг пики ва тепки атомининг пики R(Si) ҳам кузатилди.

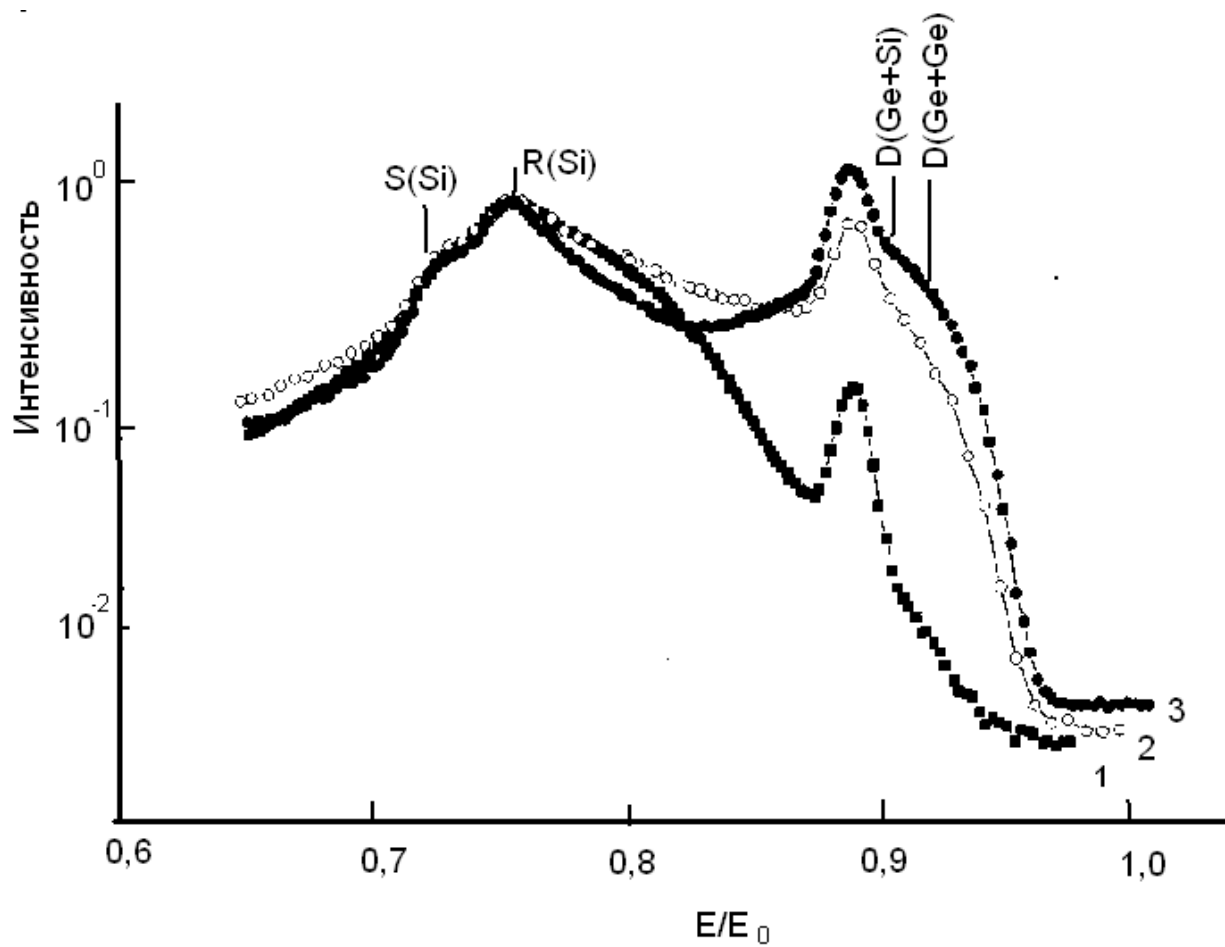


Рис.1.4. $Si_{1-x}Ge_x$ ($x \sim 5, 25$ ва 50%) сиртидан $\theta=24^\circ$ сочилган бошлангич энергияси $E_0=5$ кэВ ионларнинг энергетик спектри

Ион сочилиш жараёнини тадқиқ қилиш ионнинг атом қатори билан тўқнашувидан бошланган бўлса, кейинчалик бир атом қатори эмас балки кўшни атом қаторлари билан ҳам таъсирлашув жараёни тадқиқ қилиш ҳам бошланди. Бир атом қаторига кўшни атом қаторлари кўшилса монокристалларда сирти очик бўлган ярим каналлар ҳосил бўлади. «Ярим канал» сўзи 1967 йил Е.Машкова ва В.Молчановлар томонидан киритилган.[1]

Хар хил кристалл йўналишларидаги атом қаторлари буйича турлича ўлчамдаги ярим каналлар ҳосил бўлади (1.5-расм). Одатда ярим каналларнинг иккита тури мавжуд: очик ярим канал - иккинчи қатламдаги атом қаторлари биринчи қатламдаги атом қаторларининг тагида жойлашган (1.5а-расм) ва асосий ярим канал - бир қатламда жойлашган биринчи ва иккинчи атом қаторларнинг ўртасида аммо иккинчи қатламда жойлашган атом қаторидан ташкил топган ярим каналлар (1.5б-расм). Ярим каналларнинг формаси ва ўлчамлари унинг чуқурлиги, атомлар орасидаги масофа ва атом қаторлари орасидаги масофа билан аниқланади. Ярим каналнинг деворини ташкил қилувчи атом қаторлари кристаллнинг йўналишига боғлиқ равишда бўлади.

Ярим каналлардан ионларнинг сочилишини дастлаб 1967-1970 йилларда ўрганилди [4]. Бу ишларда машинада моделлаштириш усули орқали сочилишнинг фазовий ва энергетик қонунлари тушиши бурчагига боғлиқ равишда, нишоннинг ориентация ва температураси ҳамда бирламчи нур дастасининг энергияси ўрганилди. Машинада моделлаштиришнинг асосини кетма-кет тўқнашиш усули ташкил қилиб моделлаштириш тушаётган ионнинг кристалдан чиқиб кетгунича моделлаштирилди. Тушаётган ионнинг энергияси ва кристаллнинг ориентацияси ўзгартирилиб борилди.

1.5 - расмда бошланғич энергияси 500 эВ бўлган K^+ ионларининг $Mo(001)$ сиртидаги ярим қатламни копланган кислород атомларидан сочилиш

жараени кўрсатилган [10]. Текисликда (100) атом қатори жойлашган. Агар ярим қатлам кислород копламаси (100) қиррадан бирор масофада юқорида жойлашган бўлса нафақат биринчи қатламдаги Мо атомлари балки сиртдаги коплама атомлари кислород атомлари ҳам ион дастасини иккинчи қатламдаги Мо атомларига фокуслаш хусусиятига эга бўлади. Иккинчи қатламдан қайтган атомлар ионларни анализатор томонга фокуслайди.

Шундай килиб сочилган ионларнинг интенсивлигини тушиш бурчагига боғликлиги ёки ионларнинг сочилишини тушиш бурчагига боғликлиги ва олинган натижаларни анализ қилиш орқали сиртдаги адсорбат қатлам ҳақида маълумот олиш имконини беради.

[11] ишда N^+ ионларининг Pt(110) сиртидан сочилган ионларнинг энергиясини йўқотишлари ўрганилди. Энергия йўқотишлари асосан электронлар зичлигига боғлиқ. [5] ишда бошланғич энергияси 30 кэВ бўлган аргон ионларининг мисс монокристаллининг (110) қиррасидан сочилиши ўрганилди. Тушиш бурчаги 8-20° оралиғида бўлди.

1.6-расмда сиртдан қайтган ионларнинг энергетик спектри келтирилган. Диаграммада иккита асосий пиклар (А ва В) ажралиб турибди. А пик атом қаторидан тўла қайтаётган ионлар томонидан ҳосил қилинади. А пикни ўзи иккига ажралади - квази бир каррали ва квази икки карррали сочилган ионларнинг пикига. В пик ярим канал ўртасидан ва атом қаторига яқин сочилган ионларга мос келади. Бу ионлар ярим каналда ҳаракатланиб 20-30 та тўқнашувда қатнашадилар ва кичик бурчакларга сочиладилар. Тушиш бурчаги ошиши билан В пик йўқола бошлайди, яъни ярим каналга тушаётган ионлар сони камаяди.

1.6 - расмда N^{6+} ионларининг Pt(110)<-110> сиртидан сочилган ионларнинг траекторияси келтирилган. Тушиш бурчагининг кичик қийматларида фокусланган ионларнинг сони ортар экан.

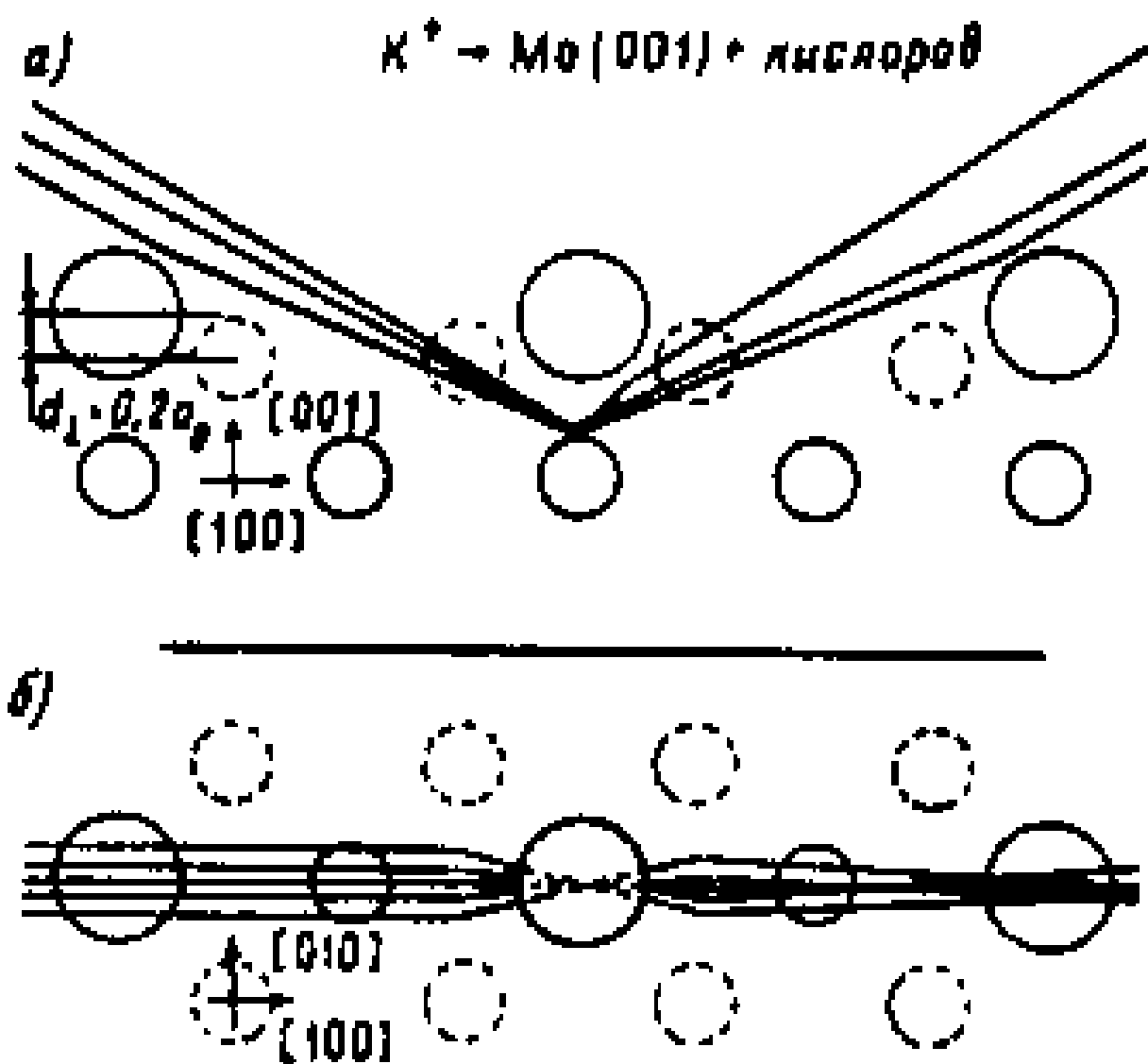


Рис.1.5 Сирдаги Мо сиртида ярим каналларнинг фокуслашиш эффекти .

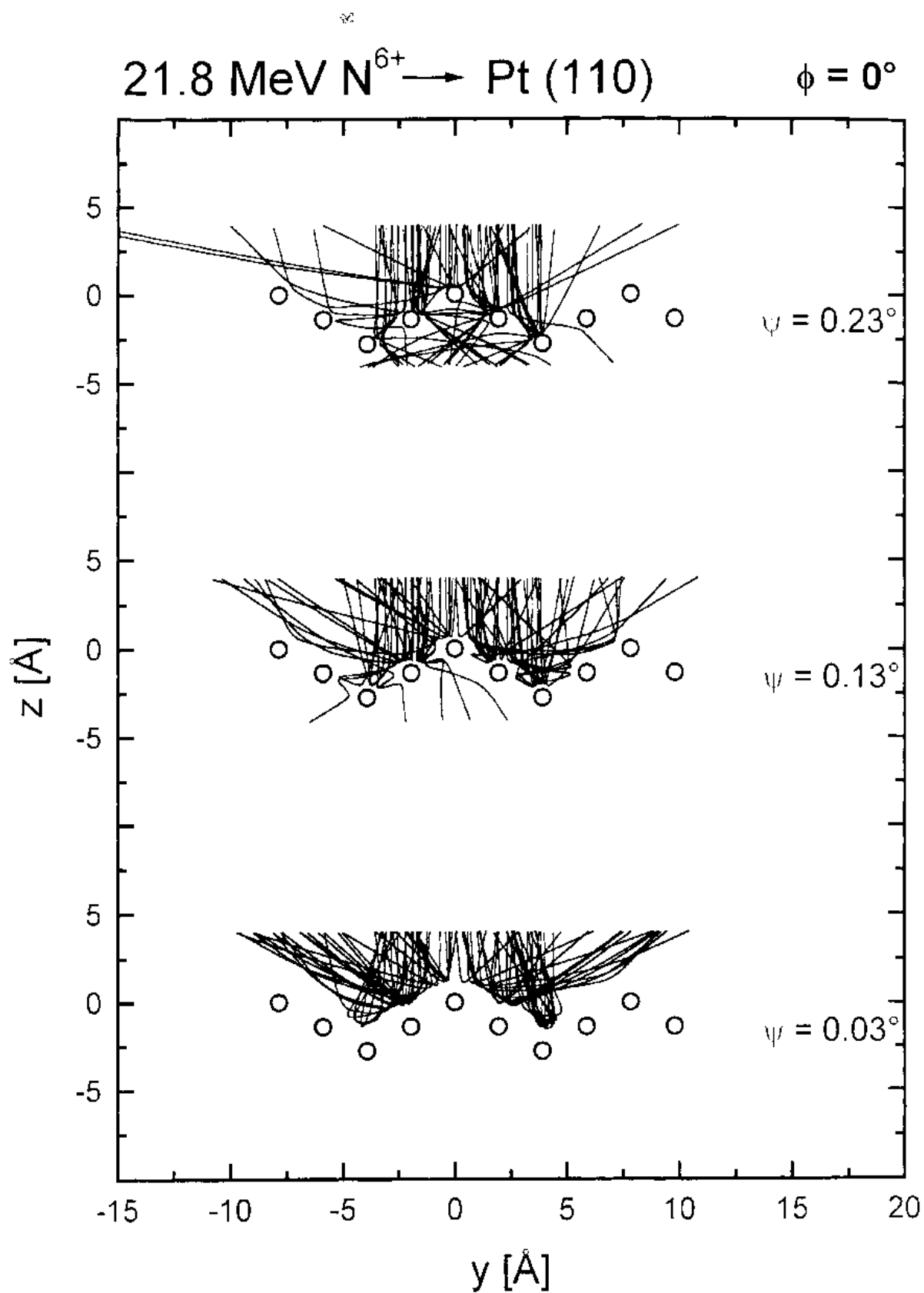


Рис. 1.6. N^{6+} ионларининг $Pt(110)(1 \times 2)$ сиртидан фокусланиши

[6] ишда идеал атом қатори ва ярим каналдан ионларнинг сочилиш жараёнлари таққосланган. Олинган натижалар шуни кўрсатдики юқори ярим каналдан юқори интенсивликда сочилган ионларнинг тушиш бурчаги $0-25$ градус оралиғида, ярим каналдан учиб чиқиш бурчаги эса $0-30^\circ$ оралиғида бўлган.

Интенсивлик паст бўлган сочилган ионларнинг бошқа қисми иккинчи ва учинчи қатламларга эриб ўтади ва катта сочилиш бурчакларига эга бўлади. Ярим каналдан сочилиш кузатилаётганда ион тушаётган траекториясини тўла такрорлаши мумкин.

Қаттиқ жисм сирти ионлар билан бомбардимон қилинганда чангланишига томографияси ўзгариши мумкин [7]. Сирт ва сирт остидаги қатламларда чангланиш жараёнида хар хил радиацион нуқсонлар ҳосил бўлади: ваканциялар, ваканциялар тўплами ва сирт текисликлари. Бу нуқсонлар сиртга тушаётган ионлар ёки электронларни сочилиш кесимини ошириб юборади. Бундай нуқсонларни мавжудлигини албатта назарий ва эксперимент йўли билан ўрганилаётган сочилиш ва чангланиш спектроскопияларида эътиборга олиш лозим. Одатда сиртни ўрганиш учун қўлланилган ион дастаси сиртни бузилишига олиб келади.

[8] ишда $1-100$ кэВ энергияли ионлар билан бомбардимон қилинганда юз берадиган сирт эрозиясини ўрганишган. Радиацион нуқсонларни қаскад кўринишида ҳосил бўлишини ҳисобга олганда чангланиш жараёни натижасида сиртда эрозия кузатилади ва атомлар олган энергия сиртда учиб чиқиш учун етарли бўлади.

Ионлар дастаси билан бомбардировка қилинган сиртда дефектлар ҳосил бўлади. Бу дефектлар $1-10$ мкм ўлчамидаги конуслар, чуқурчалар ва хаказо кўринишида бўлади. [9] ишда назарий йўл билан дефектларнинг ҳосил бўлиши ва хар хил сиртнинг чангланиш коэффиценти ўрганилган ва бундай турлича қийматларнинг ҳосил бўлиши сиртнинг дастлаб дефектларга эга

бўлганлиги ёки ионлар дастаси билан бомбардимон қилингандан кейин дефектлар ҳосил бўлганлиги билан тушунтирилади.

Идеал бўлмаган сиртларни ўрганиш учун кичик ионларнинг сочилиш ва электронларнинг дифракцияси усулидан фойдаланилади. Ион сочилиш усулининг қўлланилишида эришиладиган ютуқ шундан иборатки, шу ионнинг дастаси иккита мақсад учун ишлатилишида.

Кичик энергияли ионларнинг сочилиши усулидан дастлаб Верхе қўллаган. У Ni(100) нинг дефектли структураларни ўрганди. Дефектларни аниқлаш учун сиртга нисбатан кичик бурчакларга сочилган ионлар ўрганилди. Бу ҳолатда фақат қиррада жойлашган атомларгина сояда қолади. Олинган энергетик спектр фақатгина битта пикга эга бўлиб унинг баландлиги сиртдаги нуқсонларни катталигини белгилайди. Натижалар шуни кўрсатдики экспериментда қилинган хатолик $D=D_0$ чизикда ётар экан ва дефектлар қуйидаги ифода билан ифодалар экан:

$$N=N_0[1-\exp(-D/D_0)]^{1/2} \quad (1.1)$$

Бу ерда N - нуқсонга эга ораликлар, D - тушаётган ионлар дозаси, N_0 -мажбурий юза келган нуқсонлар, D_0 -характеристик доза.

Натижаларни тахлили орқали ион бомбардировка орқали сиртда нуқсонларнинг ҳосил бўлиши ва қиздириш натижасида ҳосил бўлган нуқсонлар ҳақида тўла маълумотлар олиш имкониятини беради.

Шундай қилиб сиртни бомбардимон қилганимизда ҳар хил дефектлар ҳосил бўлади. Нуқсонли сиртдан қайтган сиртни сонли ва сифат жихатдан баҳолаш имконини беради.

[12] ишда ион сочилиш спектроскопияси билан биргаликда тепки атомларнинг спектроскопияси адсорбат атомларнинг жойлашган жойлари ҳақидаги маълумотни олиш учун ишлатилди. Si(100) моддаси энергияси 2 кэВ бўлган неон ионлари билан бомбардимон қилинди. Эксперимент давомида камерага O_2 , H_2O ёки CH_3OH элементларининг газлари киритилди ва кремнийнинг тепки атомларининг ва адсорбат атомлари (H, O, C) нинг

сигналининг интенсивлиги нишонни буришга боғликлиги ўрганилди. Олинган натижалар шуни кўрсатдики кремнийнинг тез атомлари тоза кремний сирти каби сирти копламага эга бўлса ҳам азимутал буриш бурчагига боғликлигини кўрсатди.

Қаттиқ жисм сиртини ўрганиш учун хар хил тур ва массадаги, бир неча килоэлектрон вольтдан то бир неча мегаэлектрон вольт энергияли ионлар қўлланилади. Сирт ўрганганда сиртдан қайтган, сиртдан уриб чиқарилган ионларнинг характеристикаларидан айрим ҳолларда уларни биргаликдаги характеристикаларидан фойдаланилади. Ион сочилиш спектроскопиясида паст ва ўртача энергияли ионларнинг қўлланилишига сабаб бундай энегияли ионларнинг сирт қатламларига ўта сезгирлигидир [1-4]. Бу усулнинг сезгирлиги енгил элементлар учун 10^{-2} - 10^{-3} монослой атрофида бўлади.

Ион сочилиш спектроскопияси ёрдамида сиртни анализ қилишдан асосий мақсад:

- кўриладиган элементнинг таркибини аниқлаш, ҳамда сиртни тозалаш жараёнини назорат қилиш;
- кўриладиган элементдаги бирор тур атомларининг концентрацияси ҳақида маълумот олиш;
- элементларнинг сиртдаги тақсимотини аниқлаш;

Ион сочилиш спектроскопияси аралашмаларнинг сиртидаги қатламларнинг ўзгариши, сегрегация жараёнини ва каталитик реакцияларни тадқиқ қилиш учун кенг қўлланилади [5-10/].

[11] ишда мис-литий аралашмасининг сиртидаги литий элементининг концентрацияси 500 эВ эга бўлган гелий ионларнинг сочилиши орқали тадқиқ қилинди. Сочилиш бурчаги 142° . Бу ишдан мақсад термоядро реакторлари учун тўсиқларда ишлатиладиган материалларни излаш учун қилинди.

[12] ишда ион сочилиш ва ожэ-электрон спектроскопияси мис сиртида марганецни сегрегацияси ўрганилди. Миснинг таркибида ҳам оз марганец

аралшмаси бор эди. Қатлам вольфрам лентасига чанглатиш йўли билан ётқизилган. Анализ элетростатик анализатор билан амалга оширилди. Бомбардимон қилиш учун бошланғич энергияси 1 кэВ бўлган неон ионлари қўлланилди. Тадқиқот қилиш натижасида шу нарса аниқландики, элементларнинг сегрегацияси барча ҳолларда мишеннинг температурига боғлиқ экан. Мисс-марганец аралашмасининг сирти марганец элементлари билан сегрегация жараёнида бойиши нишоннинг температураси 300К бўлганда кузатилди. Ундан паст температуралрад сиртда марганец элементларининг концентрацияси ортмас экан. Худди шундай изланиш мис-кумуш аралашмасида ҳам ўтказилди. Бу ҳолатда кумуш атомларининг концентрацияси 300К да ҳам 100К да ҳам кузатилад экан. Ион сочилиш спектроскопияси орқали ўтказилган тадқиқотлар шуни кўрсатдики сегрегация чуқурлиги бир моноқатламдан ошмас экан.

[13] ишни амалга оширган муаллифлари шуни таъкидлашдики сегрегация жараёнини ион сочилиш спектрокопияси орқали ўрганиш, ожэ-электрон спектроскопиясидан фарқли равишда анчага натижали ва сирт қатламларига сезгирлиги билан ажралиб турар экан..

[14] маколада эса ион сочилиш спектроскопияси эпитакциясини механизми ўрганилган. Кремний ва германий кристалларини германий сиртида ўстирилиши ўрганилган. Сиртни бомбардимон қилаётган ионларнинг бошланғич энергияси 175 кэВни ташкил этади. Германийни 35 моно қатламини ўстириш жараёнида таглик маълум температурагача киздирилди ва сиртдан қайтган ионларнинг энергетик спектри ўрганилди. Кейинчалик таглик температураси яна орттирилди ва сиртдан қайтган ионларнинг энергетик тақсимоти олинди. Олинган тақсимотлар шуни кўрсатдики, спектрда иккита кенг пик кузатилад экан. Юқори энегрияда ҳосил бўлган пик кремний копламасидан қайтган ионларга тегишли экан. Кичик энергияларда ҳосил бўлган пик эса германий атомларидан қайтган ионларга тегишли экан. Таглик температура 600⁰С га етказилганда спектр

формаси ўзгаргани кузатилди. Иккала пикнинг интенсивлиги камайиб спектрлар кенгайганини кўриш мумкин. Таглик температураси 700°C га етганда пиклар деярли йўқолар экан ва спектрнинг юқори қисмида интенсив пик ҳосил бўлди. Бу пик сирдаги германий атомларидан қайтган ионларга тегишли экан. Спектрнинг ўзгариши кузатиб борган муаллифлар эпитакциянинг температурага боғликлиги тўғрисидаги моделни таклиф этишди. Температуранинг ошиши бир хил таркибли кремний копламасида ўзгариши кузатилади. Бу ўзгариш натижасида германий сиртида кремнийнинг оролчалари ҳосил бўлди. Шундай қилиб, энергетик спектрларни ўрганиш орқали шу нарса кўрсатиб муаллифлар беришдики кўрилатган ҳол учун кремний копламаларининг ўсиши Вольмер-Вебер усули орқали амалга ошиганини кўрсатишди.

Микроэлектроника ишлаб чиқаришда силесидлар асосида бўладиган изоляция қатламлари термик оксидлаш орқали амалга оширилади. Шунда ион сочилиш спектроскопияси орқали ўстирилатган оксид қатлами ва унинг ўсиш тезлиги аниқланган

[14] Олинган натижалар шуни кўрсатдики, ҳосил бўлган ва ўстирилган кўп қатламли структураларни ион сочилиш спектроскопияси орқали олинган маълумотлар аралашмаларнинг стехометрияси ҳақида фикр билдириш ва аралашмалардаги химиявий боғланиш характерини аниқлаш имконини беради.

[15] ишда $\text{InP}(100)$ сиртидан сочилган неон ионларининг бурчак тақсимотлари ўрганилди. Бурчак тақсимотларда сирт йўналишларнинг аҳамияти катта эканлиги кўрсатилди. Масалан, $\langle 011 \rangle$ ва $\langle 0-11 \rangle$ йўналишларда индий атомлари кўринар экан, фосфор атомлари эса сояларда қолар экан.

Олинган натижалар асосида қилинган хулосалар орқали сирт тузилиши ҳақида тўлиқ маълумот олиш мумкин. Бурчак тақсимоидаги максимум ва минимумлар бирор - бир йўналишда ҳосил бўлган ярим каналларда қайсидир

бир атомларнинг кўринишини, бошқасини эса сояда қолиши ҳақида маълумот олиш мумкин. Бу экспериментда олинган натижалар сиртнинг ҳар хил конструкцияга эга эканлигини билдиради.

[16] ишда бошланғич энергияси 5кэВ бўлган неон ионларнинг арсенид галлий аралашмаси сиртидан сочилиш жараёни тадқиқ қилинган (расм 1.7).

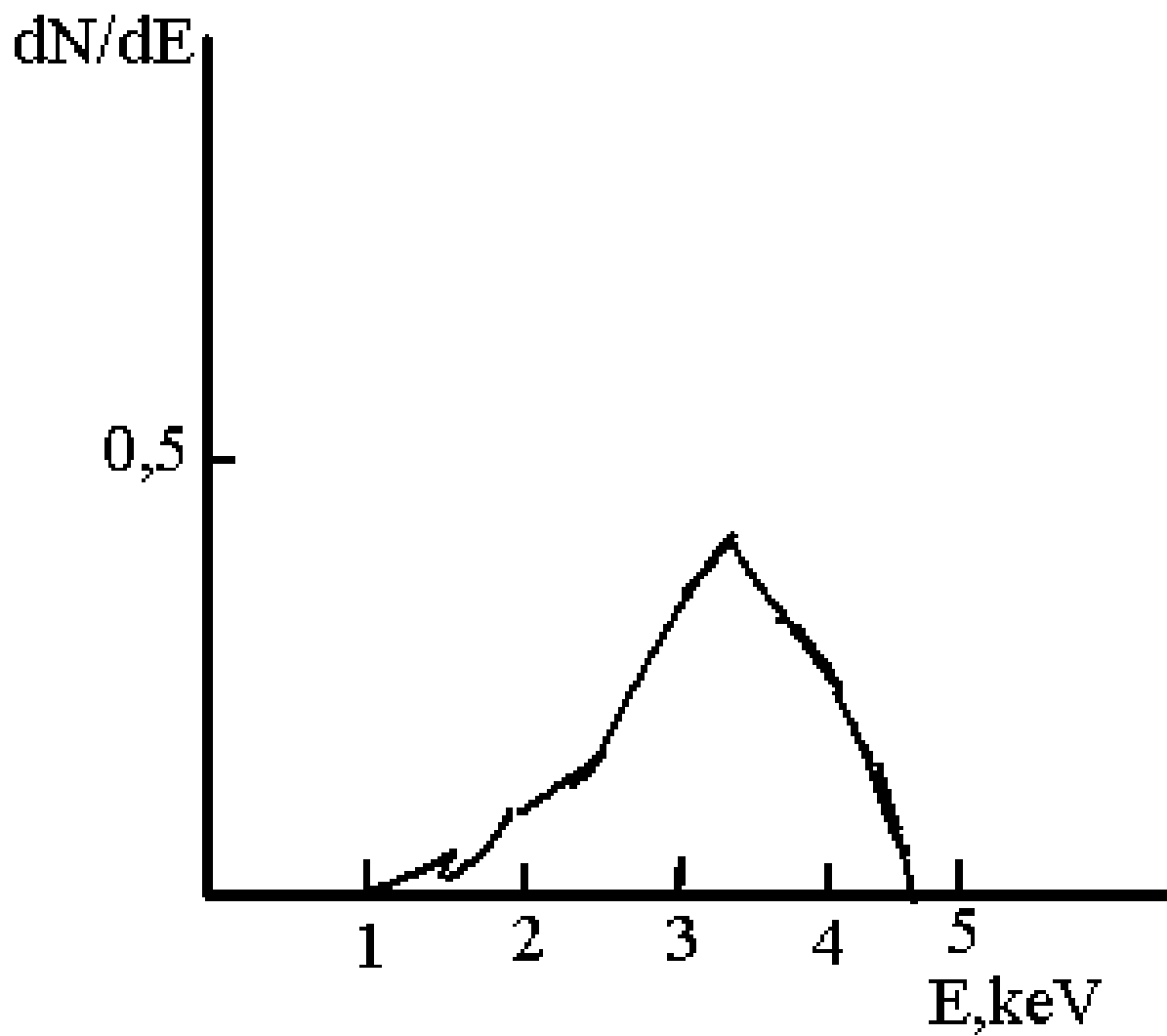
Олинган энергетик тақсимотдаги пикларнинг ҳосил бўлган қийматлари эксперимент ва аналитик усулда олинган қийматлари мос келади.

Қаттиқ жисм сиртини ионларнинг сочилиш жараёни асосида иккита атомнинг кинематик ва динамик қонуниятлари ётади. Ионларнинг сочилиш усули сиртда дефектлар ҳосил қилиши мумкинлигини ҳисобга оладиган бўлсак унинг ток зичлигини камайтириш лозим. Бу эса сиртни тозаллигини сақлаб қолади ва мос равишда сезгирлиги ошириш.

Агар бошқа турадги атомлар сиртда эмас балки, сиртнинг ички қатламларида бўлса энергетик спектрда кичик кенгликдаги пиклар ўрнига кенгрок кенгликдаги пиклар ҳосил бўлади. Бу кенглик энергия оралиғига мос келади ва у атомларнинг жойлашиш чуқурлигига боғлиқ.

Агар сиртни бомобардимон қилишда енгил аммо катта энергияли ва катта бурчакда сочилувчи заррачалар ишлатилса атомларнинг сиртдаги концентрациясини аниқлаш анча осонлашади. Чунки бу ҳолатда сочилиш кесими Резерфорд сочилиш бўлганлиги учун аниқ ҳисобланади ва атом турини ва зарядини аниқлаш аниқлиги ошади.

[17] ишда экспериментал йўл билан Au/TiO_x сиртида титан оксидини стехометрияси CO молекулаларни оксидланишида катта рол ўйнаши кўрсатилган.



*Расм 1.7 Арсенид галлий аралашмасы сиртидан бошлангич энергияси
5кэВ бўлган неон ионларнинг энергетик спектри*

Тадқиқот ишлари юқори вакуумда ($2 \cdot 10^{-10}$ Торр) паст энергияли ионларнинг сочилиш спектроскопияси усули ёрдамида олиб борилди. Спектр 1 кэВ неон ионлари учун сочилиш бурчаги 135° бўлган ҳолат учун ўрганилди. Ушбу метод сирт қатламларидаги адсорбцияланган копланмалар учун ўта сезгирлигини кўрсатди. Бирламчи He^+ ионларининг ток зичлиги $3 \cdot 10^{-7} \text{А/см}^2$ ва битта спектр олиш учун 3 минут вақт сарфланди. Бу қисқа вақт сиртни бузилишига олиб келмайди.

Юқорида келтирилган икки турдаги титан оксид қатлами сиртига олтин атомлари 500 К температурада ўтказилди. Бу қатлам калинлиги 8 қатламни ташкил этди. Ион сочилиш спектроскопияси ва электрон – оже спектроскопияси ёрдамида олинган натижалар шуни кўрсатдики, иккала оксид қатлам сиртида уч ўлчамли олтин кластерлари ҳосил бўлар экан ва у оксидли титаннинг 70% сиртини эгаллар экан.

Оролчалар ярим сфера кўринишга эга эканлигидан уларнинг ўлчамлар ҳақида гапириш мумкин. Бу ҳол учун оролчаларнинг баландлиги 40 А атрофида бўлади. Ҳосил бўлган Au/TiO_2 ва Au/TiO_x системалар 90К температурагача совутилгач углероднинг оксиди СО билан копланди.

Маълумки тез ишлайдиган электроника соҳаси учун қаттиқ аралашма $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ кичик концентрациядаги Ge билан биргаликда муҳим аҳамиятга эга. Ge кластерларининг $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ аралашмада мавжудлиги асбобларнинг хоссаларига таъсир этади.

Юқорида келтирилган аралашма ионларнинг сочилиши ва икки қаррали сочилиш усуллари билан ўрганилган [18]. Ушбу ишда бу усулларнинг $\theta=129^\circ$ га сочилган ионлар билан иш олиб борилди. Олинган натижалар шуни кўрсатдики энергетик тақсимотда бир қаррали ва икки қаррали сочилишларга мос келувчи пиклар кузатилар экан. Шу билан биргаликда германий кластерларини аниқлаш аниқлиги ортар экан.

2-БОБ. ИОН СОЧИЛИШ СПЕКТРОСКОПИЯСИНИНГ НАЗАРИЙ АСОСЛАРИ

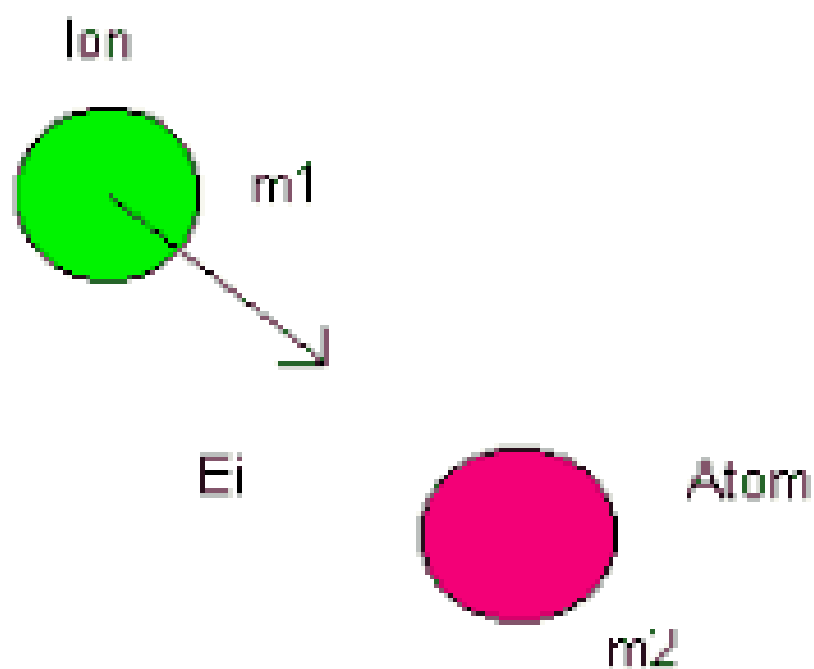
2.1. Кетма-кет тўқнашув усули орқали ионларнинг қаттиқ жисм сирти билан ўзаро таъсирини ўрганиш

Кетма-кет тўқнашувлар моделида вақтнинг берилган ҳар бир қийматида сиртга тушаётган ион сирт атомлари билан бирма-бир тўқнашади. Шу вақтнинг ўзида сочилиш жараёнида бошқа атомлар билан ўзаро таъсир юз бермайди. Ион-атом ўзаро таъсирида потенциалнинг итарувчи қисми атомлар орасидаги масофа ортиши билан тез камаяди ва шунинг учун ионнинг сирт атоми билан тўқнашув вақти 10^{-15} с атрофида юз беради. Бу эса кристалл панжара атомларининг тебраниш вақтидан анча кичик. Шунинг учун тўқнашув жараёнида узатилган энергия нишон атомларининг ўзаро боғланиш энергиясидан ортиқ бўлиб уни панжара билан ўзаро таъсирини ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

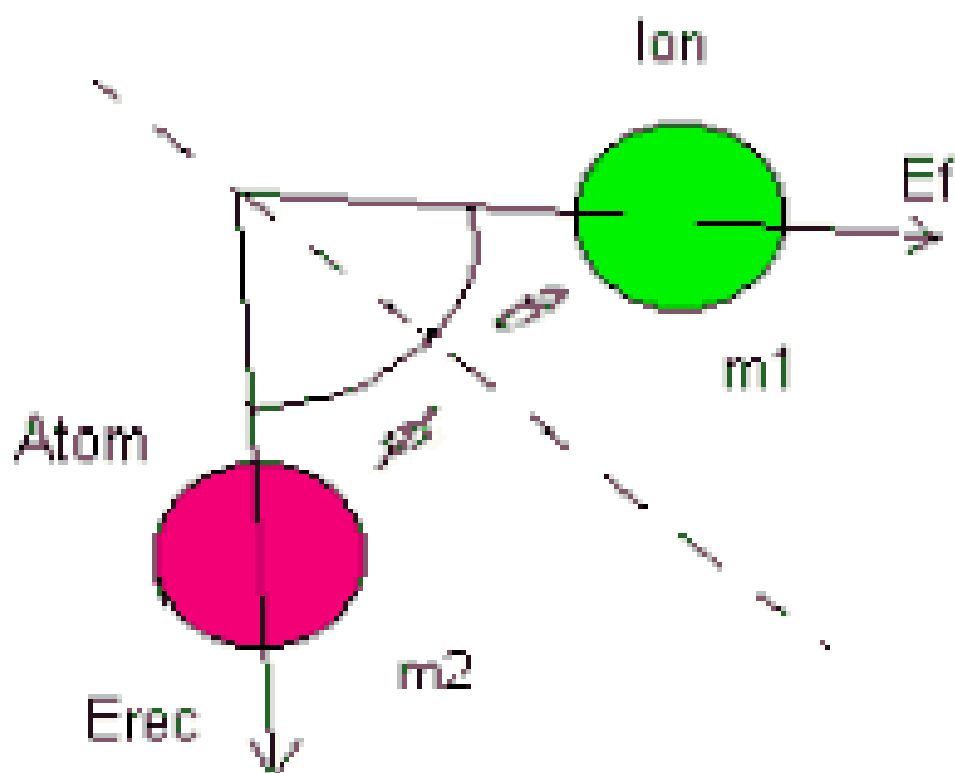
Энди тўқнашув жараёнида иккита заррачанинг кинематика ва динамикасини кўриб чиқамиз. Тўқнашув жараёнини ўрганиш учун бирор кординаталар системаси зарур бўлади. Масалан, лаборатория санок системасида массаси m_1 , заряди Z_1 ва энергияси E_0 бўлган P мўлжал масофаси бўлган нисбатан тинч бўлган сирт атоми билан ўзаро таъсирлашади. Тўқнашувдан кейин ион θ_1 бурчакка E_1 энергия билан сочилади (2.1 – расм)

Сирт атоми эса θ_2 бурчакка E_2 энергия билан ҳаракатланади. Энергиянинг ва импульснинг сакланиш қонунидан ион ҳамда тепки атомларнинг энергиялари қуйидагича топилади:

Тўқнашишдан олдин



Тўқнашишдан кейин



2.1-расм . Ионни атом билан тўқнашиши

$$E_1 = (1 + \mu)^{-2} E_0 (\cos \theta_1 \pm \sqrt{(f\mu)^2 - \sin^2 \theta_1})^2 \quad (2.1)$$

$$E_2 = (1 + \mu)^{-2} E_0 (\cos \theta_2 \pm \sqrt{(f)^2 - \sin^2 \theta_2})^2$$

бу ерда $f=(1-\varepsilon(E_0,P)/E_r)$ - коэффициент бўлиб, ноэластик энергия йўқотишларини ҳисобга олади.

$\varepsilon(E_0,P)$ - ноэластик энергия йўқотишлари;

E_r – нисбий энергия.

Агар $f\mu > 1$ бўлса E_1 ни ҳисоблашда «+» қиймат билан олинади, аксинча бўлса, яъни бомбардимон қилаётган ионнинг масаси сирт атомининг массасидан катта бўлса, E_1 ни ҳисоблашда ҳам «-» ҳам «+» ишора билан олинади.

Шундай қилиб, ион ва тепки атомнинг энергиясини θ_1 ва θ_2 нинг қиймати маълум бўлса ҳисобласа бўлади. Агар иккита заррачанинг тўқнашуви инерция маркази системасида кўрилатган бўлса масала анча енгиллашади ва қуйидаги ифодадан топилади:

$$\chi(p, E_r) = \pi - 2p \int_r^\infty (r^2 (1 - V(r)/E_r - p^2/r^2)^{1/2})^{-1} dr \quad (2.2)$$

Бу иккала координаталар системасида ҳисобланган сочилиш бурчаклар орасида қуйидаги муносабат мавжуд:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta_1 &= \frac{\sin \chi}{(f\mu)^{-1} - \cos \chi} \\ \operatorname{tg} \theta_2 &= \frac{\sin \chi}{f^{-1} - \cos \chi} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Шуни таъкидлаш лозимки, $\mu > 1$ бўлган ҳолатда θ_1 бурчак $0 \leq \theta_1 \leq 180^\circ$, акс ҳолда, яъни $\mu < 1$ бўлганда

$$\theta_1 \leq \theta_{1\text{чегара}} = \arcsin(fm) \quad (2.4)$$

θ_2 сочилиш бурчаги учун эса қуйидаги чегара шартлари мавжуд:

$$\theta_2 \leq \theta_{2\text{чегара}} = \arcsin(f) < 90^\circ \quad (2.5)$$

Шундай қилиб, $\mu < 1$ бўлганда бир қаррали сочилиш бурчаги $\theta_{1\text{чегара}}$ бурчагидан катта қийматлари учун мумкин эмас.

χ сочилиш бурчагини ҳисоблаш учун ўзаро таъсир потенциалини кўринишини билиш зарур. Томас-Ферми-Фирсов экранлаш функциясига эга бўлган Бирзак-Циглер-Литтмарк потенциали кенг ишлатилади. Бу потенциал одатда универсал потенциал деб ҳам юритилади ва унинг кўриниши қуйидагича:

$$V_{SBL} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} (0,1818 \exp(-3,2 \frac{r}{a}) + 0,5099 \exp(-0,9423 \frac{r}{a}) + \dots + 0,2802 \exp(-0,4029 \frac{r}{a}) + 0,02817 \exp(-0,2616 \frac{r}{a})) \quad (2.6)$$

бу ерда $a = 0,8853 a_0 (Z_1^{0,23} + Z_2^{0,23})$ – экранлаш параметрлари, Z_1, Z_2 - ион ва атомнинг зарядлари.

Эластик ва ноэластик тўқнашувлар натижасида энергия йўқотишлари юз беради. Бизларнинг ҳисоблашларда энергия йўқотишлари тўқнашув юз берган жойларда деб қараб Кишеневский томонидан такомиллаштирилган Фирсов формуласи бўйича ҳисобланди:

$$\varepsilon(E_0, P) = \frac{0,310^{-7} \nu Z_1 (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2}) (Z_1^{1/6} + Z_2^{1/6})}{(1 + \frac{0,67 \sqrt{Z_1} r_0}{a_{tf} (Z_1^{1/6} + Z_2^{1/6})})} + (1 - 0,68 \frac{V(r_c)}{Er}) \quad (2.7)$$

Бу ерда, $a_{tf} = 0,468A$, ва E_r - атомларнинг нисбий тезлиги ва энергияси, z_1 ва z_2 - тўқнашаётган ион ва атом заряди. ν - тезлик см/с, E_r - энергия эВ, r_{min} - Ангренстремларда берилган.

Лаборатория санок системасида сочилган ион ва тепки атомларининг схемаси 2.2 - расмда берилган. Бу ерда, P - мўлжал масофаси, m_1 - ион массаси, m_2 - тепки атомининг массаси, θ_1 - сочилиш бурчаги, θ_2 - тепки атомининг сочилиш бурчаги.

Шу билан бирга дастлабки энергия ва тушиш бурчаги берилади. Биз кўраётган монокристалларда атомлар қатлам-қатлам жойлашгани учун сирт Ga ёки As атомлари (P атомлари) билан қопланган бўлиши мумкин. Нуқсонларни ҳосил бўлиши қуйидагича ҳисобга олинди. Сирт атомлари ионлар билан бомбардимон қилинган энергия олади ва сирт тўсқинлигини енгиб сиртдан ажралиб чиқади. Уларнинг координаталари ЭХМ хотирасида сақланади ва бу жойларда нуқсонлар ҳосил бўлди деб ҳисобланади. Сиртдаги нуқсонлар бир томондан чегарага эга бўлмаган ҳолат учун кузатдик. GaP(100) сирти $\langle 110 \rangle$ ва $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$ йўналишларида нуқсонлар бор бўлган ҳолатларда сиртдаги ярим каналларнинг тузилиши ҳам ўзгаради, яъни $\langle 110 \rangle$ йўналишида нуқсон атомлари ярим канал “девор”лари тепасида ҳосил бўлиб ярим канални янада чуқурлаштиради. $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$ йўналишда эса ярим каналнинг ўртасига жойлашган нуқсон атоми сиртда канал ҳосил қилади. Бу ўзгаришлар энергия ва бурчак боғлиқликларида ўз аксини топади.

Дастурда GaP(100) кристалининг атомлар блокини ҳосил қилиш қуйидагича амалга оширилади. GaP(100) кристали тетраэдрик боғланиш орқали мураккаб структура ҳосил қилади.

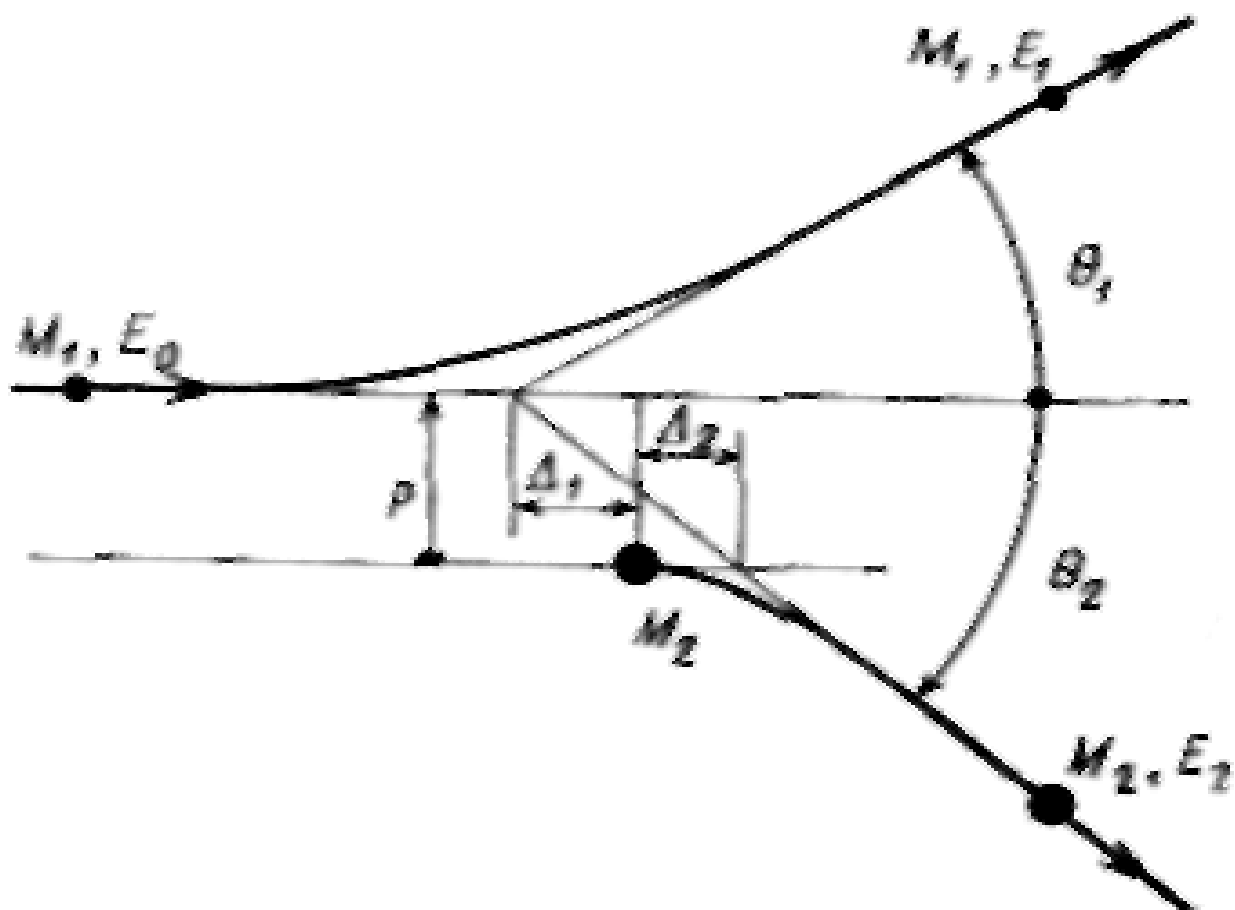


Рис. 2.2 Лаборатория системы центра масс.

Моделлаштириш давомида бундай турдаги монокристаллар тўртта координацион сферада ҳосил қилинади. Хар бир атом учун унинг энг яқин кўшнилари топилади. Бу кўшниларгача бўлган масофа эса $(\sqrt{3}/4)a$, $(\sqrt{8}/4)a$, $(\sqrt{11}/4)a$. Бу ерда a - атомлар орасидаги масофа. Биринчи ва учинчи сфераларда 4та ва 12та бир хил турдаги атом, иккинчи ва тўртинчи сфераларда 12 та ва 6та бошқа тур атом жойлаштирилди.

Дастуригимизда дастлаб тўқнашув учун зарур бўлган ўзгармас катталиклар хар хил ион-атом жуфтлиги учун ҳисобланади. Ноидеал GaP(100) сиртидан ионларнинг сочилишини кузатганимизда ситрда хар хил ҳолатлардаги нуқсонлар ҳосил қилинади

Лаборатория санок системасида атомларни блокинни ҳосил қилишда координаталар қуйидагича амалга оширилади:

X_0	Y_0	Z_0	
$\frac{1}{2} + \frac{1}{2}n \pm \Delta x$	$\frac{1}{2} + \frac{1}{2}n \pm \Delta y$	$0 - \Delta z$	
$\frac{1}{2}n \pm \Delta x$	$\frac{1}{2}n \pm \Delta y$	$0 + \Delta z$	
$\frac{1}{2} + \frac{1}{2}n \pm \Delta x$	$\frac{1}{2} + \frac{1}{2}n \pm \Delta y$	$0 - \Delta z$	
$1 + \frac{1}{2}n \pm \Delta x$	$1 + \frac{1}{2}n \pm \Delta y$	$0 + \Delta z$	
$\frac{1}{2} + \frac{1}{2}n \pm \Delta x$	$\frac{1}{2} + \frac{1}{2}n \pm \Delta y$	$1 + \Delta z$	
$\frac{1}{2}n \pm \Delta x$	$\frac{1}{2}n \pm \Delta y$	$1 - \Delta z$	
$\frac{1}{2} + \frac{1}{2}n \pm \Delta x$	$\frac{1}{2} + \frac{1}{2}n \pm \Delta y$	$1 + \Delta z$	<i>u.m.o</i>

(2.8)

Дастурда GaP(100) кристалининг атомлар блокинни ҳосил қилиш қуйидагича амалга оширилади. GaP(100) кристали тетраэдрик боғланиш орқали мураккаб структура ҳосил қилади. Моделлаштириш давомида бундай турдаги монокристаллар тўртта координацион сферада ҳосил қилинади.

III-БОБ. КАТТИҚ ЖИСМ СИРТИНИ ИОН СОЧИЛИШ СПЕКТРСКОПИЯСИ ЁРДАМИДА ЎРГАНИШ

3.1. Сиртида нуқсонлари бўлган сиртлардан ионларнинг сочилишини тадқиқ қилиш

Ю.В. Бўлгаков ва В.И. Шульга томонидан компьютерда моделлаштириш орқали ионларнинг бир каналдан иккинчи каналга ўтиши – ионларнинг деканалланиши кузатилди. Бу эффект дастлаб атомлар орасидаги ўзаро таъсир потенциалини ўлчаш учун ва кристалларда зарядлар миқдорини аниқлаш учун ишлатилди.

Умумий ҳолда барча спектрлардаги умумийлик ўқ буйича каналланишида сочилган ионларнинг катта қисми кузатилган. Нуқсонларга эга бўлган кристалларни ионларнинг сочилиши методи билан ўрганиш асосан икки йўналишда амалга оширилади – блоклаш имкониятига эга бўлган нуқсонлар (нуқтавий нуқсонлар ва уларнинг тўплами) ва узунликка эга бўлган нуқсонлар (дислокациялар, нуқсонлар тўплами), қайсики уларни ионлар билан тўқнашувида канналаниш кузатилади. Одатда каналдан чиқиш жараёнида ион озгина муддат каналда ҳаракатланади.

Каналдан чиқувчи ионларни тадқиқ қилиш шу нарса билан қизиқки, уларнинг траекториясини ўрганиш орқали ионнинг қаергача ҳаракат қилганлиги ва унинг энергияси ҳақида маълумот олиш мумкин.

Сиртдаги нуқсонларга сиртдан чиқиб турган зинапоясимон нуқсонлар ҳам киради. Яримўтказгич GaP(100) $\langle 110 \rangle$ нинг сиртида атомар ўлчамдаги нуқсонлар бўлганда канал ҳосил бўлади. У каналнинг геометрик ўлчамлари қуйидагича: чуқурлиги – $2.72\text{\AA}$, кенглиги $-3.86\text{\AA}$. Худди шундай муз каламининг $(\bar{1}10)$ йўналишидаги сиртининг атом ўлчамидаги нуқсонлар орқали ҳосил бўлган каналнинг чуқурлиги $-3.8\text{\AA}$ ва кенглиги $-2.46\text{\AA}$.

Шуни айтиш керакки GaP(100) сиртининг $\langle 110 \rangle$ йўналишида ҳосил бўладиган канал фақат бир турдаги атомдан ташкил топган, яъни галлий атомларидан ташкил топган.

Нуқсонли GaP(100) $\langle 110 \rangle$ сиртига $\psi=7^\circ$ остида тушаётган бошланғич энергияси $E_0=5$ кэВ бўлган Ne^+ ионларининг траекторияси ўрганилди.

Кичик бурчак остида сиртнинг нуқсонли қисмидан ионларнинг сочилишида улар Ga ва P атомлардан ташкил топган каналда ҳаракатланади. Шуни айтиш лозимки, бу йўналишда ҳосил бўлган канал сиртдаги нуқсон- P атомлар ҳисобига ҳосил бўлади.

Расм 3.1 да GaP(100) $\langle 110 \rangle$ сиртидаги каналларда ҳаракатланган Ne^+ ионинг траекторияси келтирилган ($E_0=5$ кэВ ва тушиш бурчаги $\psi=7^\circ$).

Расмдан кўриниб турибдики деканалланган ионларнинг траекторияси зигзаг кўринишида. Бу эса ионларнинг кўп қаррали сочилишидан дарак беради.

Бизнинг ҳисоблашлар шуни кўрсатдики каналлардан чиққан Ne^+ ионлар қуйидаги параметрларга эга: атом қатори билан тўқнашув коэффиценти 60 га тенг, тўқнашувлар охиридаги сочилиш бурчаги $\theta=85,42^\circ$, каналдан чиққан ионнинг энергияси $E=567$ эВ, ноэластик энергия йўқотишлари $E=1160$ эВ, эластик энергия йўқотишлари $E=3273$ эВ, ионнинг траекториясининг узунлиги $-247,04 \text{ \AA}$ га тенг.

Каналдан чиққан ионларнинг сочилиш бурчаги тўқнашув параметрларига боғлиқ.

Энди нуқсонли GaP(100) $\langle 110 \rangle$ сиртидаги каналлардан сочилган Ne^+ ионларнинг сочилишини кўриб чиқамиз. Бу ионларнинг бошланғич энергияси $E_0=5$ кэВ тушиш бурчаги эса $\psi=7^\circ$.

Расм 3.2 да эса юқоридаги ҳолатга мос келувчи деканалланган ионларнинг бирининг характерли траекторияси келтирилган. Бу ҳолатда ҳосил бўлган каналнинг пастки ва тепадаги атом қатори Ga атомларидан ташкил топган. Бу йўналишда ҳосил бўлган каналнинг $\langle 110 \rangle$ йўналишдаги

каналдан чукур ва $h=2,72 \text{ \AA}$ га тенг. Атом қаторлари орасидаги масофа эса $d=3.86 \text{ \AA}$.

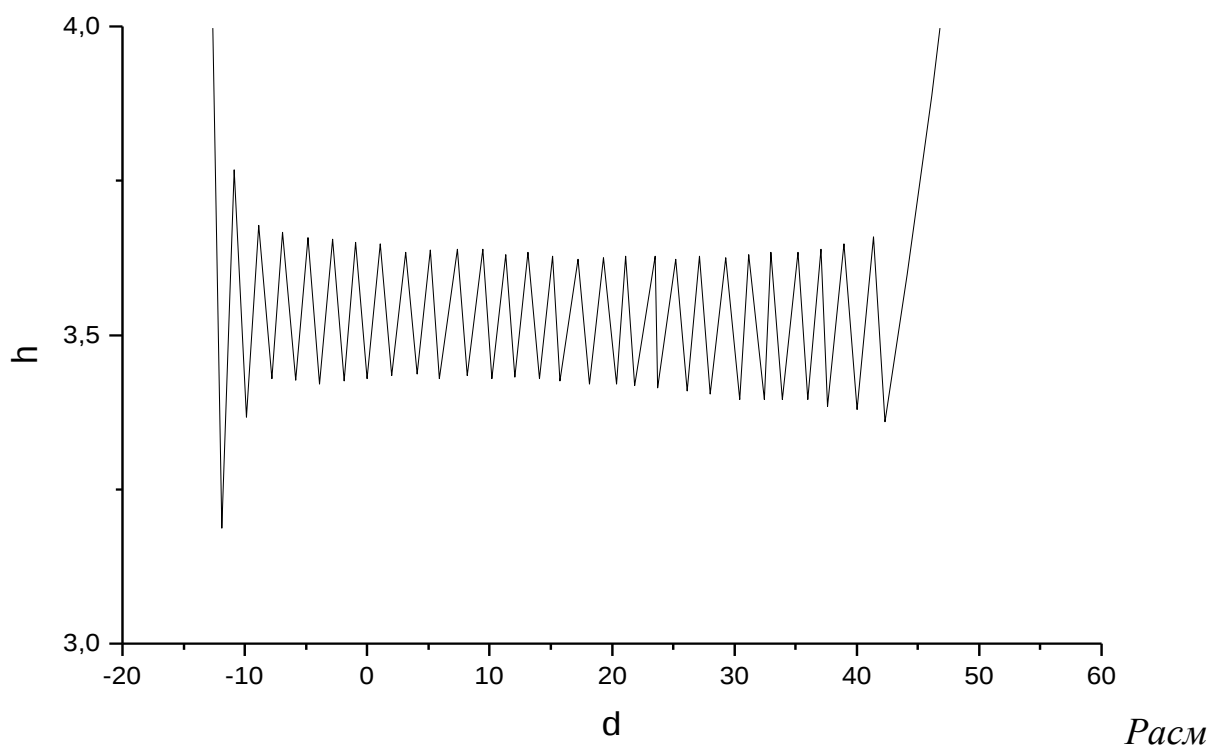
Расмдан кўринадикки ионнинг траекторияси зигзаг кўринишида бўлиб частотаси ўзгариб боради. Траекторияни таҳлил қилиш шуни кўрсатдики каналга кирган ион галлий атом қаторидан кўп каррали сочилади ва ионнинг умумий югуриш йўли $2945,18 \text{ \AA}$ га тенг.

Каналга кирган ионнинг траекториясидан кўринадикки унинг амплитудаси жуда катта ва бу ҳолат ионнинг югуриш йўли $330 \text{ \AA}$ гача сақланади. Бу қийматдан кейин траекториянинг амплитудаси кичиклашади. Бу нарса шуни кўрсатадики, ионларнинг алоҳида атомлар билан тўқнашувлар сони ортади. Каналнинг пастки қаторидаги галлий атоми билан қаттиқ тўқнашган ион канални тарк этади, яъни ион деканналанади.

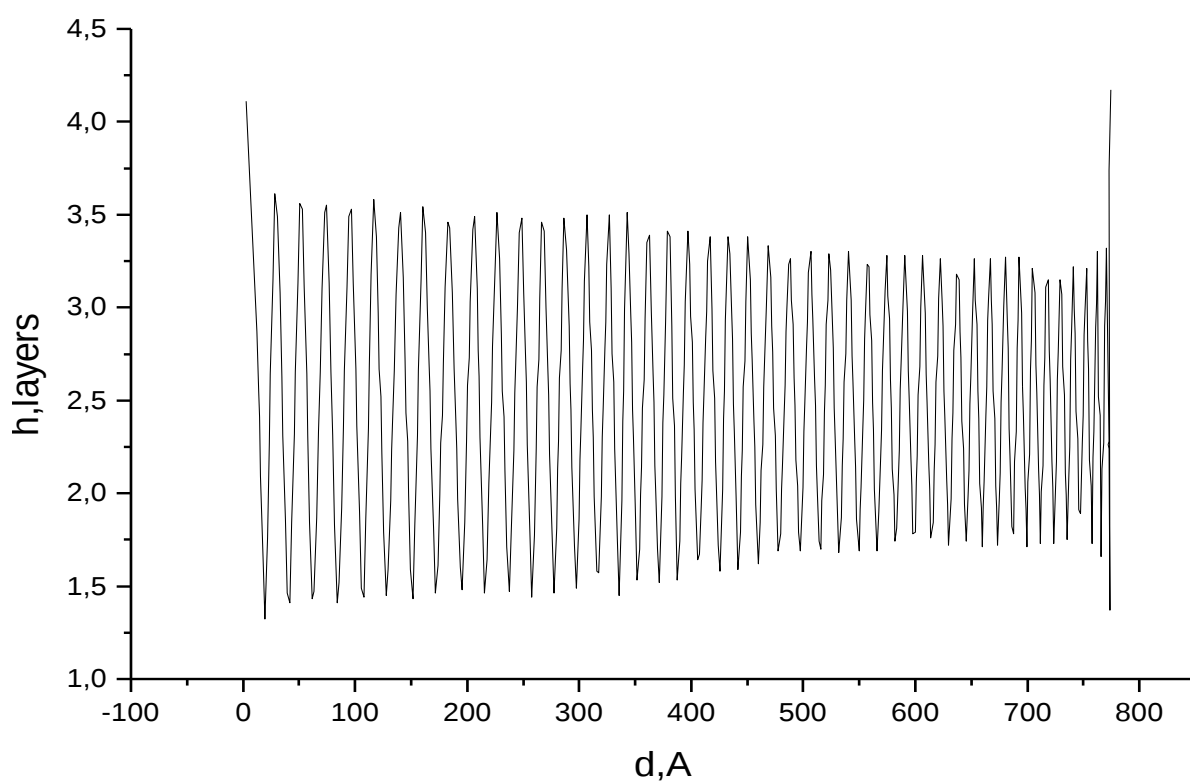
Бу ҳолатда каналдан чиққан ион қуйидаги параметрларга эга: сочилиш бурчаги $\theta = 100,84^\circ$, ионнинг атом қатори билан тўқнашувлар сони - 578. Тўқнашувлар сони катта бўлгани учун ионнинг энергияси кичик бўлади - 71 эВ , ноэластик ва эластик энергия йўқотишлари катта қийматга эга бўлиб мос равишда - 2621 эВ ва 2308 эВ га тенг.

Биз муз юпқа қатламининг $\langle 110 \rangle$ йўналишида нуқсонлар орқали ҳосил бўлган каналдан бошланғич энергияси $E_0=5 \text{ кэВ}$ бўлган ва сиртга $\psi=7^\circ$ бурчак остида йўналтирилган He^+ ионларининг сочилишини ўргандик.

Бу йўналишда ҳосил бўлган канал $(100)\langle 110 \rangle$ сиртида ҳосил бўлган каналга ўхшаб кетади ва қуйидаги геометрик параметрларга эга: каналнинг чуқурлиги $h=3.297 \text{ \AA}$, атомлар орасидаги масофа эса $7,92 \text{ \AA}$. Бу каналнинг тепа қисми водород атомлари орқали ёпилган.



3.1. GaP(100)<110> сиртидаги каналларда харакатланган Ne⁺ ионинг траекторияси, E₀=5 кэВ ва тушини бурчаги ψ=7⁰.



Расм 3.2 GaP(100)<110> сиртидаги каналларда харакатланган Ne⁺ ионинг траекторияси, E₀=5 кэВ ва тушини бурчаги ψ=7⁰.

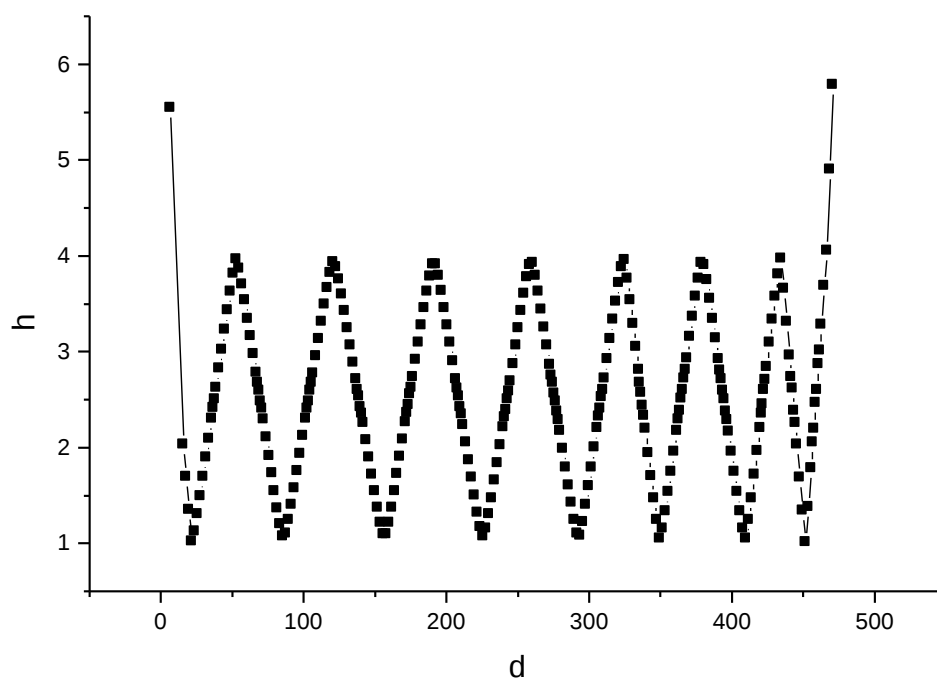
Расм 3.3 да эса юқорида келтирилган каналда ҳаракатланган ионнинг бир траекторияси келтирилган. Траекториянинг таҳлили шуни кўрсатдики водород атом қаторидан сочилган ионларнинг траекторияси атомлар орасидаги масофа катта бўлгани учун текис формага эга. Бунинг натижасида He^+ ионлари кейинги тўқнашувгача канал ичида кўп қаррали сочилади. Тўқнашишлар коэффициентини ортиши асосан ионлар траекториясининг частотасини ортиши билан тушунтирилади. Бу ҳолда траекториянинг частотаси ионнинг югуриш масофаси $300 \text{ \AA}$ бўлгунча давом этади. Бу ҳол учун умумий югуриш масофаси $470 \text{ \AA}$ га тенг. Траектория частотасининг ортиши пастки қатламдаги Н атомлари билан қаттиқ тўқнашгач катта бурчакка сочилади. Бу эса ион канални тарк этишига олиб келади. Бу ионнинг сочилиш бурчаги $\theta=167,84^\circ$, тўқнашувлар коэффициенти - 270, ионнинг энергияси $E_i=1191\text{эВ}$, ноэластик ва эластик энергия йўқотишлари мос равишда- 640эВ ва 3169эВ га тенг бўлади.

Келтирилган қийматлар шуни кўрсатадики, катта тўқнашиш коэффициентига эга бўлган каналдан чиққан ионларнинг ноэластик энергия йўқотишлари анча катта қийматга эга бўлар экан.

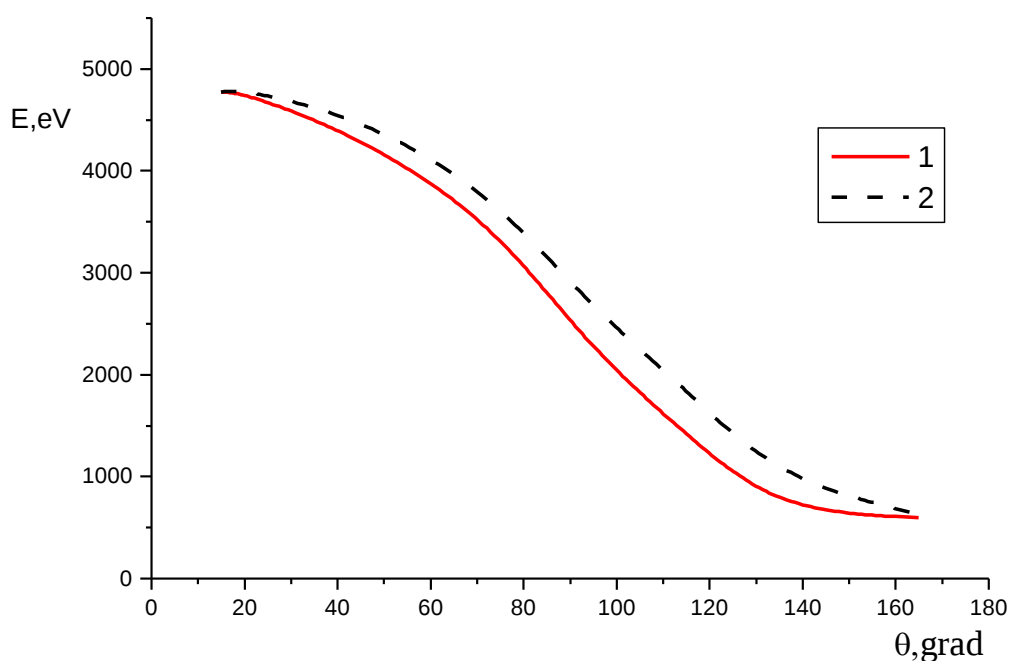
Хисоблашлар шуни кўрсатдики каналдан чиққан ионларнинг асосий параметрлари тўқнашиш параметри, каналга кириш бурчаги ва тушиш бурчаги хисобланади.

Расм 3.4 да бошланғич энергияси $E_0=5 \text{ кэВ}$ бўлган He^+ ионларининг сиртида ярим тугалланмаган зинапоя кўринишидаги нуқсони бўлган муз қатламининг $\langle 110 \rangle$ йўналишидан сочилган ионларнинг $E(\theta)$ боғлиқлиги келтирилган, тушиш бурчаги $\psi=7^\circ$.

Бу боғлиқликнинг формаси олдингига ўхшаш бўлсада сиртдан чиқиб қолган атомларнинг тури билан фарқ қилади.



Расм 3.3 Бошланғич энергияси $E_0=5$ кэВ бўлган He^+ ионларининг нуқсонли музнинг $\langle 100 \rangle$ йўналишидаги сиртига $\psi=7^\circ$ бурчак остида тушган ҳолдаги траекторияси.



Расм 3.4 Бошланғич энергияси $E_0=5$ кэВ бўлган He^+ ионларининг сиртида ярим тугалланмаган зинапоя кўринишидаги нуқсони бўлган муз қатламининг $\langle 110 \rangle$ йўналишидан сочилган ионларнинг $E(\theta)$ боғликлиги, тушиш бурчаги $\psi=7^\circ$.

Расм 3.4 даги боғлиқлик сиртдаги нуқсон водород атомларидан ташкил топган холл учун мос келади.

Хисоблашлар шуни кўрсатдики бир ва икки каррали сочилган ионларнинг энергияси олдингига караганда анча катта. Бунга сабаб Н ва О атомларидан ташкил топган каналнинг геометрик параметрларига боғлиқлигидадир.

Расм 3.5 да болангич энергияси $E_0 = 5$ кэВ бўлган Ne^+ ионларининг $\text{GaP}(100)\langle 110 \rangle$ зинапоясимон сиртидан сочилиш бурчагининг $\theta = 30^\circ$ (а), 60° (б), 90° (в), 120° (г) қийматлари учун энергетик спектри келтирилган. Бу холда ионларнинг сиртга тушиш бурчаги $\psi = 7^\circ$.

Расмдан кўринадики барча холларда энергетик спектр икки пикли структурага эга. Катта энергияда хосил бўлган пик икки каррали сочилган ионларга тегишли. Икки каррали сочилишда неон ионлари дастлаб тепадаги ва пастки каталмда жойлашган галлий атом қаторларидан сочилади.

Паст энергияларда кузатиладиган пик эса сиртдаги нуқсонлардан сочилган ионларга тегишли бўлади.

Расм 3.6 да бошланғич энергияси $E_0 = 5$ кэВ бўлган Ne^+ ионларининг муз $\langle 110 \rangle$ зинапоясимон сиртидан сочилиш бурчагининг $\theta = 30^\circ$ (а), 60° (б), 90° (в), 120° (г) қийматлари учун энергетик спектри келтирилган. Бу холда ионларнинг сиртга тушиш бурчаги $\psi = 7^\circ$.

Бу холда ҳам икки пикли структурага эга бўлган энергетик спектр олинди.

Бунда Ne^+ ионлари сиртдаги Н атомларидан сочилиб кейинчалик нуқсонлар орқали пайдо бўлган каналга кириб боради. Бу канал қатламларда жойлашган О ва Н атомларидан ташкил топган

Олинган барча энергетик спектрларни биз таққослаб чиқдик. Ўтказилган тахлил шуни кўрсатдики, барча энергетик спектрларда икки пикли структурали спектр хосил бўлади ва бир каррали сочилишга тегишли бўлган пик катта интенсивликка эга.

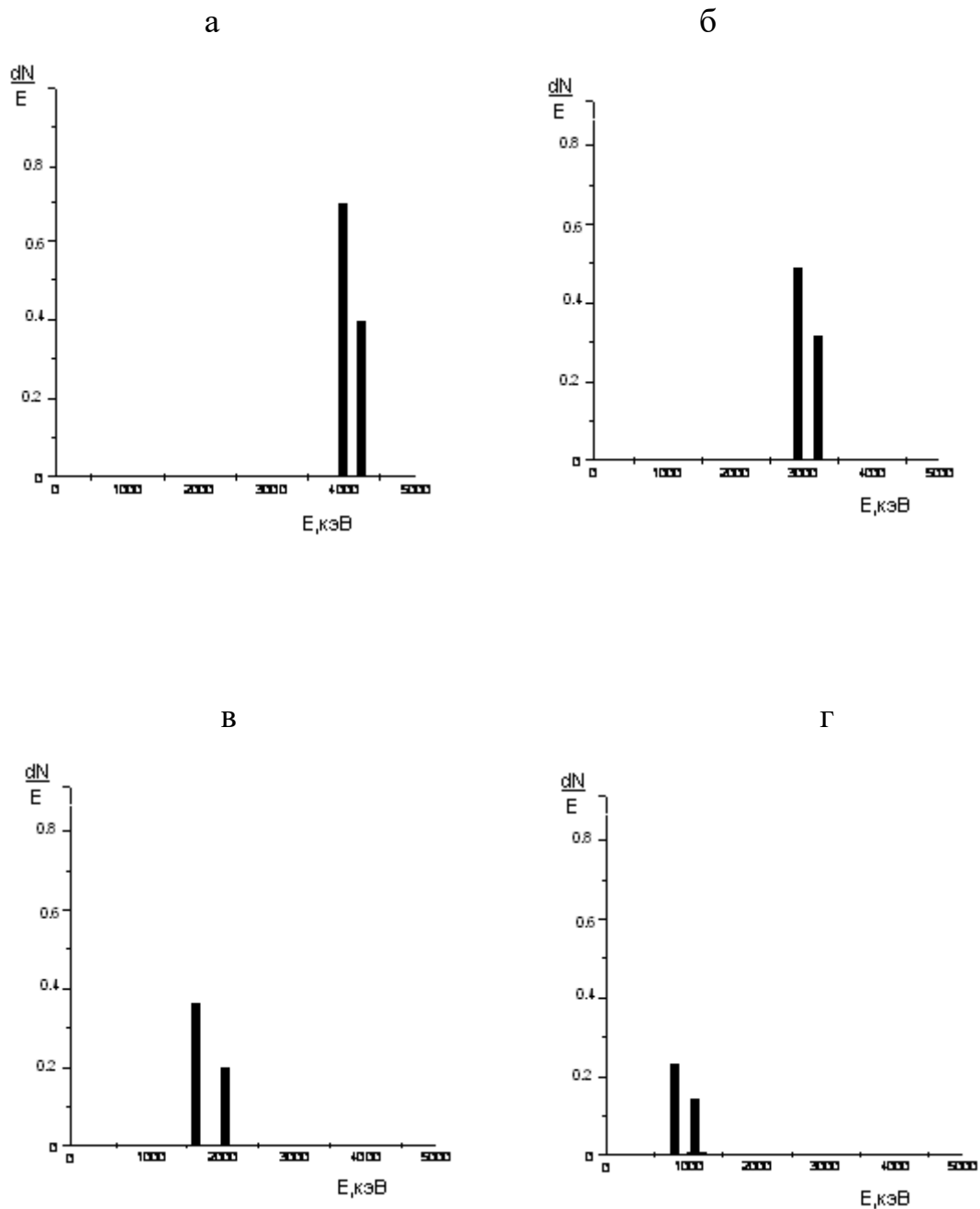
Шуни айтиш керакки сиртни бомбардимон қилаётган ионларнинг массаси енгиллашгач (He^+ холда) эластик ва ноэластик энергия йўқотишлари қаймайиб сочилган ионнинг энергияси ортиб боради.

Сочилган ионнинг энергияси қўпгина параметрларга боғлиқ. Буларга сочилиш бурчаги, бошланғич энергия, тўқнашувчи атомларнинг массаси ва бошқаларга боғлиқ аммо ўзаро таъсир потенциалига боғлиқ эмас. Шунинг учун бир қаррали сочилиш пикини тўқнашувчи атомларнинг массаларини аниқлаш учун қўллаш мумкин. Бу билан сиртда қандай турдаги атомлар тўпланганлиги ҳақида маълумот олиш мумкин.

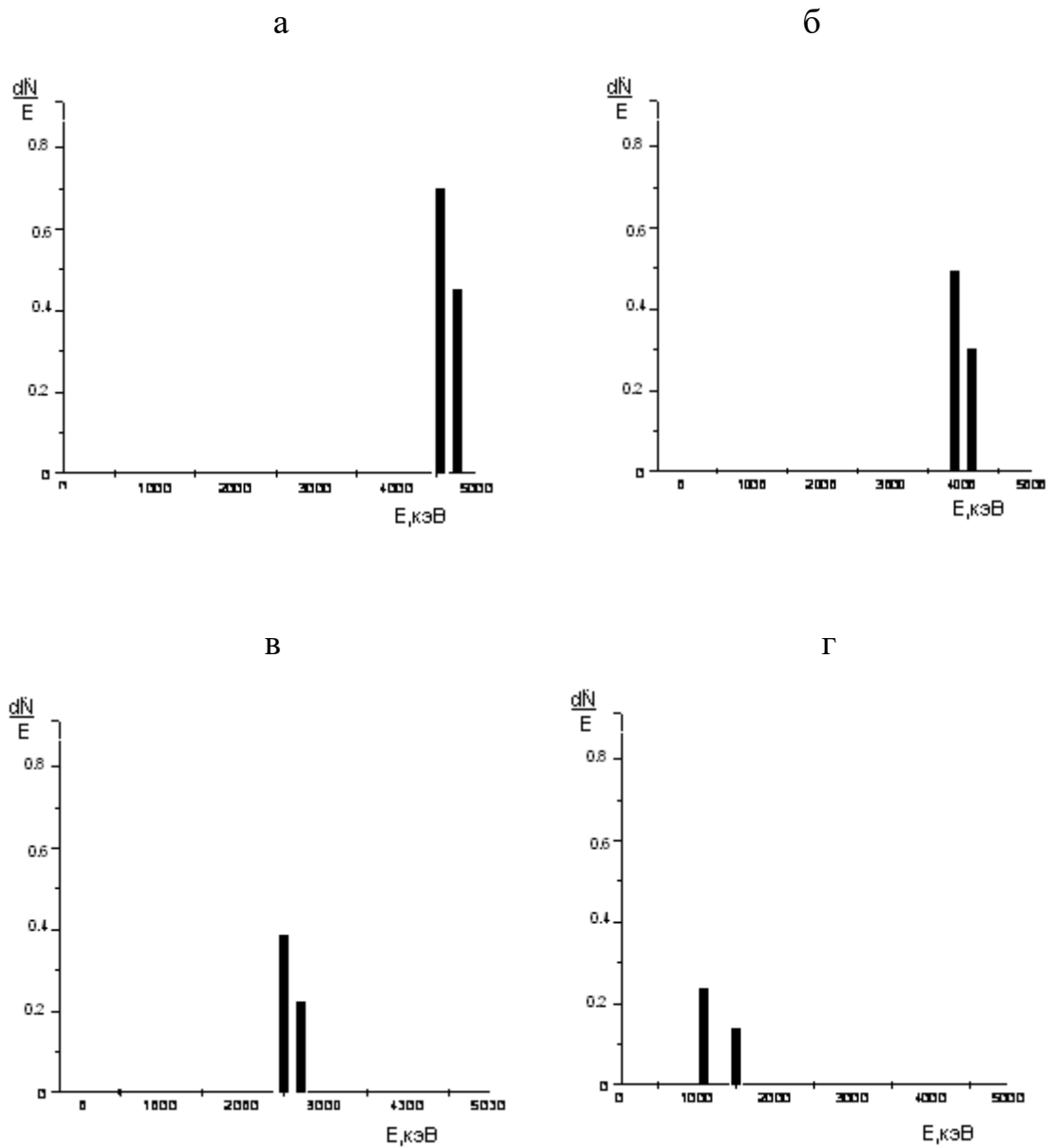
Асосан энергетик спектрда $\theta=90^\circ$ га сочилган холда сиртдаги атомни тўғри аниқланади. Сиртдаги атом массасини аниқлаш формуласи қуйидаги кўринишга эга:

$$m_2 = m_1 \frac{1 + \frac{E_1}{E_0}}{1 - \frac{E_1}{E_0}} \quad (3.1)$$

Бунда m_1 – сиртни бомбардимон қилаётган ион массаси, m_2 – сиртдаги атом массаси, E_0 -ионнинг бошланғич энергияси, E_1 - сочилган ионнинг энергияси.



Расм 3.5 Бошланғич энергияси $E_0 = 5$ кэВ бўлган Ne^+ ионларининг $GaP(100)<\bar{1}10>$ зинапоясимон сиртидан сочилиш бурчагининг $\theta=30^\circ$ (а), 60° (б), 90° (в), 120° (г) қийматлари учун энергетик спектри . Бу холда ионларнинг сиртга тушиш бурчаги $\psi=7^\circ$.



Расм 3.6 . Бошлангич энергияси $E_0 = 5 \text{ кэВ}$ бўлган He^+ ионларининг муз $\langle 110 \rangle$ зинапоясимон сиртидан сочилиш бурчагининг $\theta = 30^\circ$ (а), 60° (б), 90° (в), 120° (г) қийматлари учун энергетик спектри. Бу холда ионларнинг сиртга тушиш бурчаги $\psi = 7^\circ$.

3.2. Қаттиқ жисм сиртидан сочилган ионларнинг траекториясини ўрганиш

Одатда кристаллнинг сирти нуқсонли сиртга мисол бўлади. Маълумки сиртга яқин қатламларда атомларнинг жойлашиш тартиби бузилади. Шу сабабли сиртдаги қатламнинг ҳолати бошқачарок бўлади ва суюкликларнинг сирт таранглик кучига ўхшаш сиртий энергияга эга бўлади.

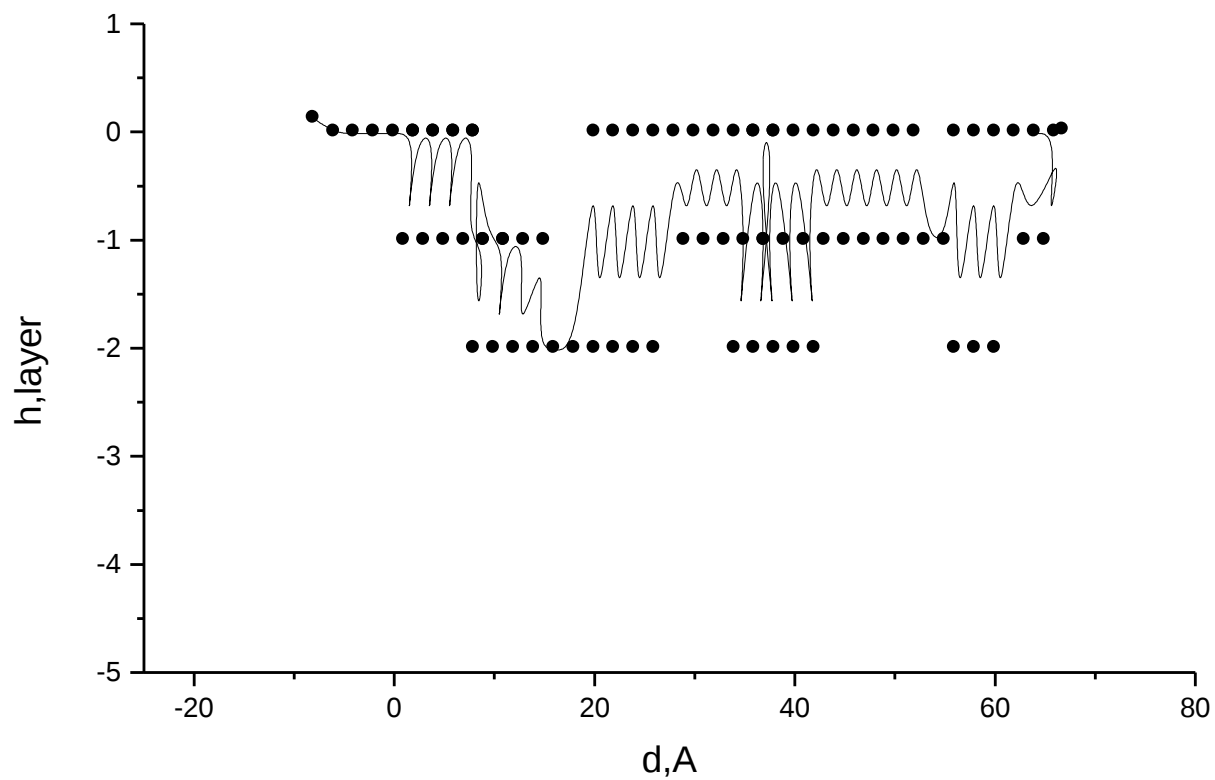
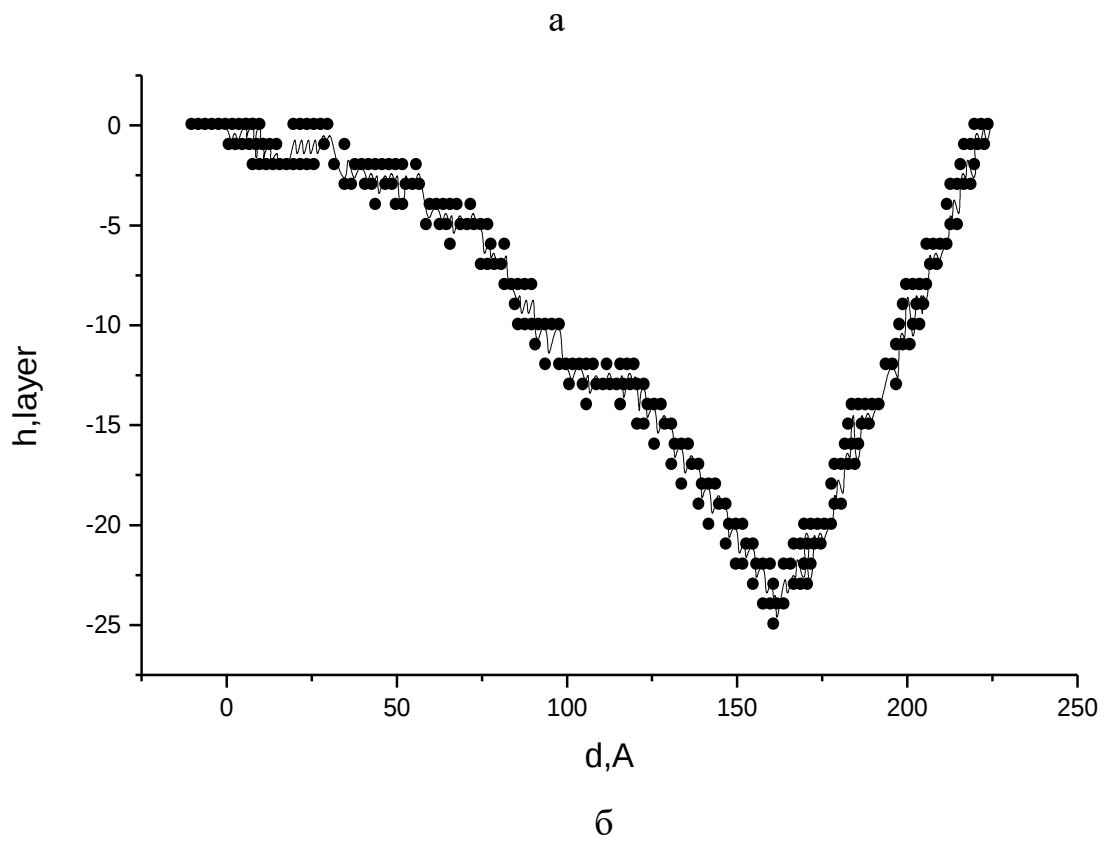
Сиртда кузатиладиган нуқсонлар ҳажмда ҳам кузатилади. Бунга сабаб кўпгина реал кристаллар бир вақтнинг ўзида бир нечта кристалланиш марказлари орқали ҳосил бўлишади ва шунинг учун кристалл панжарага яқин бўлган ориентацияни олади.

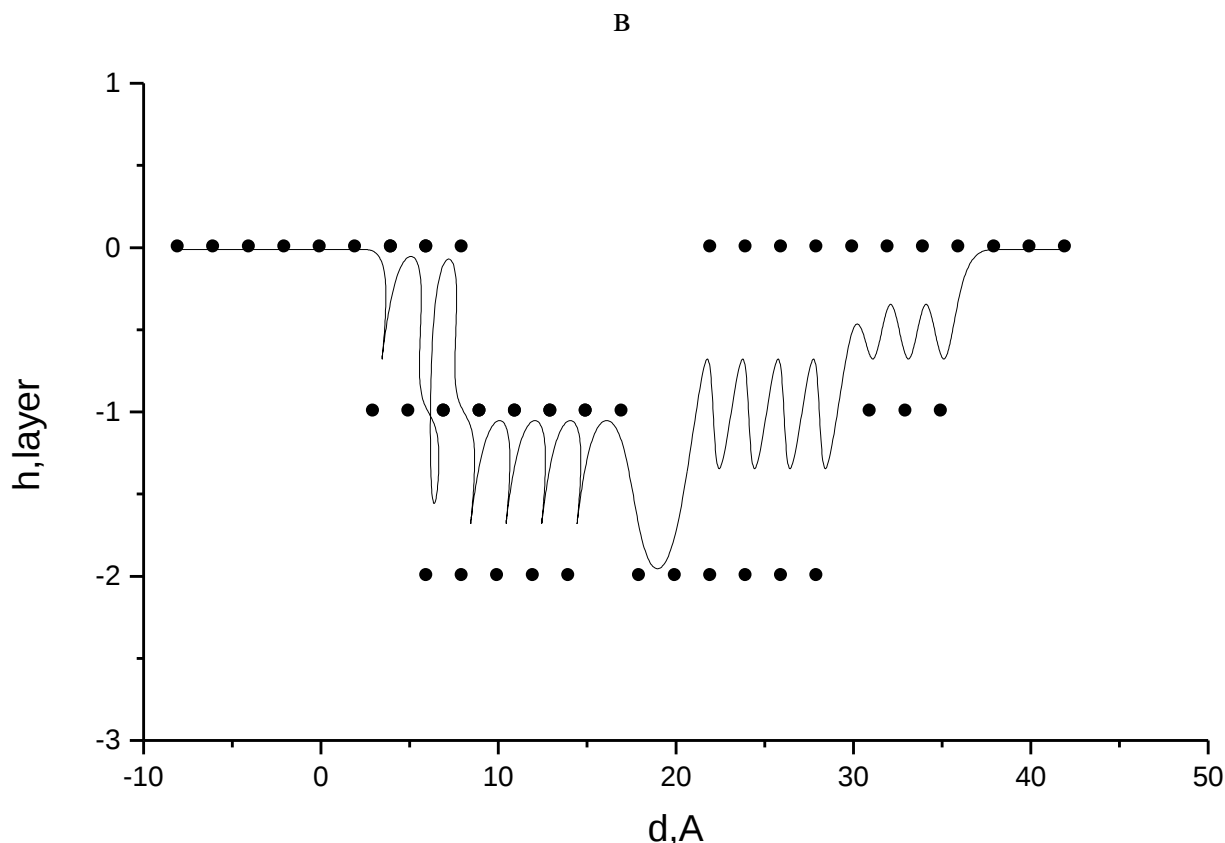
Биз нуқсонлари мавжуд бўлган GaP(100) сиртига кичик бурчак остида йўналган Ne^+ ҳамда Ar^+ ионларининг сочилиш жараёнини тадқиқ қилдик.

Критсалларнинг ички қисмидаги нуқсонлар махсус дастур орқали бирор эҳтимоллик билан ҳосил қилинди.

3.7 расмда GaP(100) $\langle 110 \rangle$ сиртига $\psi=5^\circ$ тушиш бурчаги остида бошланғич энергияси $E_0=5\text{кэВ}$ Ne^+ ионларининг йўналтирилганда уларнинг сочилиш траекторияси келтирилган.

Расмдан кўринадикки ионнинг траекторияси кристалнинг ичида зигзаг кўринишида бўлар экан $J=1,355 \text{ \AA}$ (расм.3.7а). Траекторияни тахлил қилинганда ионнинг биринчи ва иккинчи атом қатламларида ҳаракатланганини ва кейинчалик учинчи қатламнинг таъсирини сезилганини кузатиш мумкин. Ярим каналга тушган ион унинг ичида $28,56 \text{ \AA}$ масофани босиб ўтади. Ионнинг биринчи ва учинчи қатламлар орасида сочилишига сабаб иккинчи қатламданги чизиқли нуқсонни мавжудлигидир (5 та Ga атоми иккинчи қатламда мавжуд эмаслигидир). Ион кейинчалик кристалнинг ичкарисига кириб боради. Бунга сабаб учинчи қатламдаги дислокациядир.





Расм.3.7 GaP(100) $\langle 110 \rangle$ сиртига $\psi=5^\circ$ тушиши бурчаги остида бошлангич энергияси $E_0=5\text{кэВ}$ Ne^+ ионларининг йўналтирилганда уларнинг сочилиш траекторияси а- $J=1.355\text{Å}$, б- $J=1.5468\text{Å}$ ва в- $J=1.74\text{Å}$.

Бу ҳолдаги траекторсини ўрганиш орқали ионнинг 25 қатлам кристалл ичига кириб борганини кузатдик. Бу траектория нуқсонларнинг борлиги ионларнинг кўп қаррали сочилишига олиб келади. Ушбу ионнинг азимутал сочилиш бурчаги $\varphi=49.92^\circ$, энергияси $E=1450\text{эВ}$, ноэластик энергия йўқотишлари $E_{\text{неуп}}=1044\text{эВ}$, тўқнашиш коэффициенти 237 га тенг.

Шуни айтиш керакки мўлжал нуқтасининг ҳар бир қийматида ионнинг траекторияси ҳар хил бўлганлиги учун сочилиш параметрлари ҳам бир – биридан фарқ қилади..

Расм 3.7б ва расм.3.7в да эса мўлжал нуқтасининг қуйидаги қийматлари $J=1.5468\text{Å}$ ва $J=1.74\text{Å}$ даги нуқсонли сиртлардан сочилган ионнинг траекторияси келтирилган.

Расм 3.7б да кўриниб турибдики ион учта атом қатламидан иборат ярим каналга кириб боради. Ионнинг траекториясидан кўриниб турибдики у атом каторларидан кўп каррали сочилади. Кейинчалик чизикли нуқсон таъсирида ионнинг фақатгина биринчи ва учинчи катлари орасида ҳаракатланади. Иккинчи қатламда чизикли нуқсон мавжуд. Ионнинг кейинги тўқнашувлари нуқсонли ва идеал атом қатори билан ўзаро таъсири кўринишида бўлади. Бу ҳолат учун азимутал сочилиш бурчаги $\varphi = -18.88^\circ$, ионнинг энергияси - $E = 3600 \text{ эВ}$, ноэластик энергия йўқотишлари - $E_{\text{неуп}} = 525 \text{ эВ}$, тўқнашув коэффиценти -84 га тенг, умумий югуриш йўли эса - $106,8 \text{ \AA}$.

Мўлжал нуқтасининг $J = 1.74 \text{ \AA}$ қийматида ҳам ионнинг сочилиш траекторияси анча мураккаб(расм.3.1в.) Траектория тахлил шуни кўрсатдики унда бир нечта фокус мавжуд. Бу фокуслар сиртга якин жойда, иккинчиси биринчи ва иккинчи қатлам орасида, иккинчи қатламга якин жойда ва учинчи ва иккинчи қатлам орасида. Чизикли нуқсонлар таъсирида ион фақат биринчи ва учинчи қатламлар орасида сочилади. Бу ҳолда азимутал сочилиш бурчаги $\varphi = -2.21^\circ$, ионнинг энергияси - $E = 4776 \text{ эВ}$, ноэластик энергия йўқотишлари - $E_{\text{неуп}} = 216 \text{ эВ}$, тўқнашув коэффиценти -52 га тенг, умумий югуриш йўли эса - $69,36 \text{ \AA}$.

Таққослашлар шуни кўрсатдики мўлжал нуқтасининг ортиши нуқсонли монокристалларда ионларнинг югуриш масофасини ва тўқнашувлар коэффицентини камайтирар экан.

Хисоблашлар шуни кўрсатдики, кристалнинг хажмида нуқсонлар бўлганда ионлар фақатгина сиртдаги қатламлардан сочилмасдан кристалнинг ичкарироқ қатламларидан сочилар экан. Сиртга йўналтирилган ионларнинг бир қисми сочилиши, бир қисми эса кристалда қолиб кетиши мумкин. Уларнинг траекторияси узига хосдири.

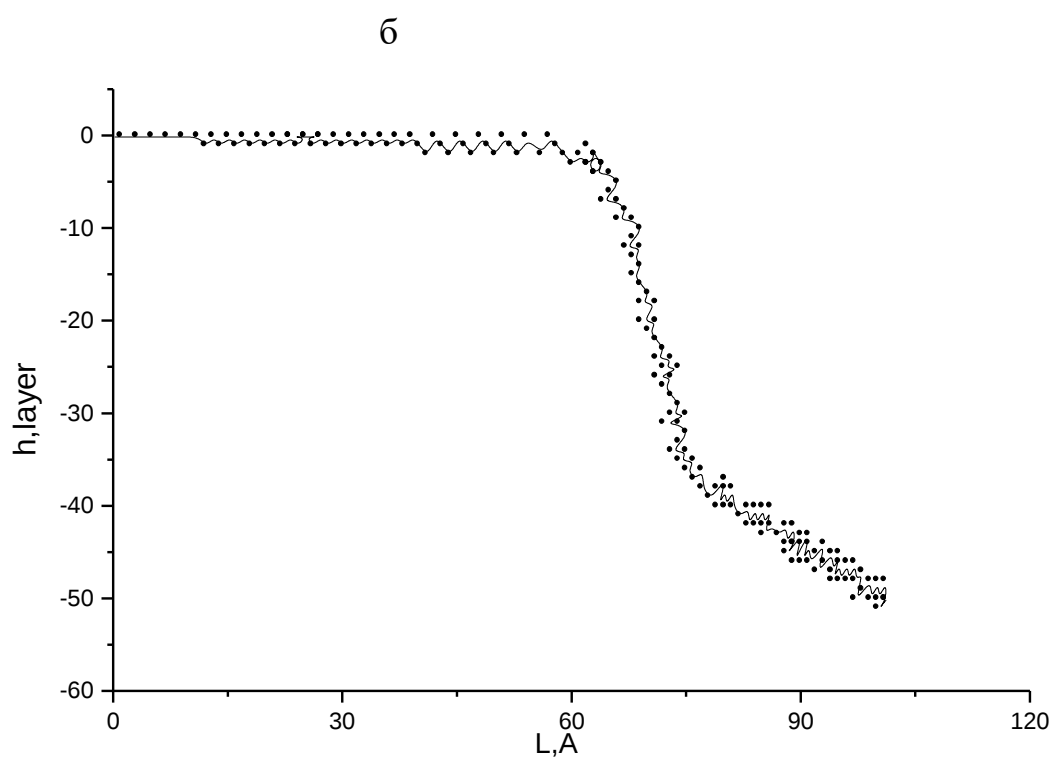
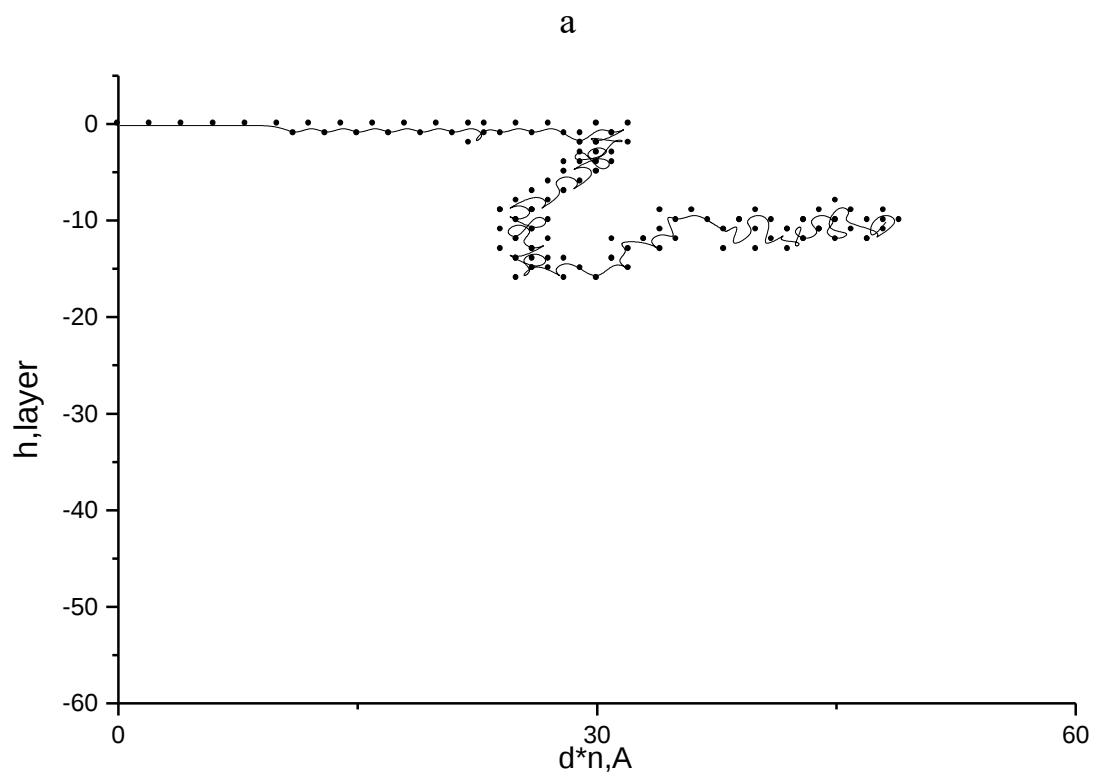
Расм.3.8 GaP(100) $\langle 110 \rangle$ сиртига $\psi = 5^\circ$ тушиш бурчаги остида бошланғич энергияси $E_0 = 5 \text{ кэВ}$ Ne^+ ионлари йўналтирилганда уларнинг

сочилиш траекторияси (мўлжал нуқтаси $a-J=0.697\text{\AA}$ ва $b-J=1.62\text{\AA}$) келтирилган.

Мўлжал нуқтасининг $J=0.697\text{\AA}$ қийматида тушаётган ион биринчи атом катори билан $4d$ масофада тўқнашади. Кейин $8d$ масофада ярим каналда ҳаракатланади. Кейинчалик ион қаттиқ тўқнашишдан кейин кристаллнинг ичига кириб боради. Ион бу ҳолда 15 қатлам кристаллнинг ичига кириб борди. У горизонтал йўналишда $19d$ масофагача ҳаракатланди ва кристалдан чиқа олмади. Ион ўз энергиясини катта қисмини йўқотгач кристалда қолиб кетди. Шунини айтиш керакки бу ҳолда ион кўп марта фокусланади.

Мўлжал нуқтасининг $J=1.62\text{\AA}$ қийматида Ne^+ ионнинг траекторияси олдинги ҳолатга караганда анча мураккаб. Дастлаб энг тепадаги ярим каналда ҳаракатланган ион кейинчалик кристаллнинг ичига 51 қатламгача кириб боради ва бу қатламдан орқага қайтиб кристалдан чиқа олмасдан қолиб кетади. Бу ҳолда ионнинг бунчалик чуқурликка киришига сабаб ҳажмдаги нуқсонлар концентрациясининг кўплиги. Биз бошқа бир ҳолат, яъни юқоридаги сиртга $\psi=90^\circ$ бурчак остида йўналтирилган Ne^+ ионларининг траекториясини кўриб чиқдик.

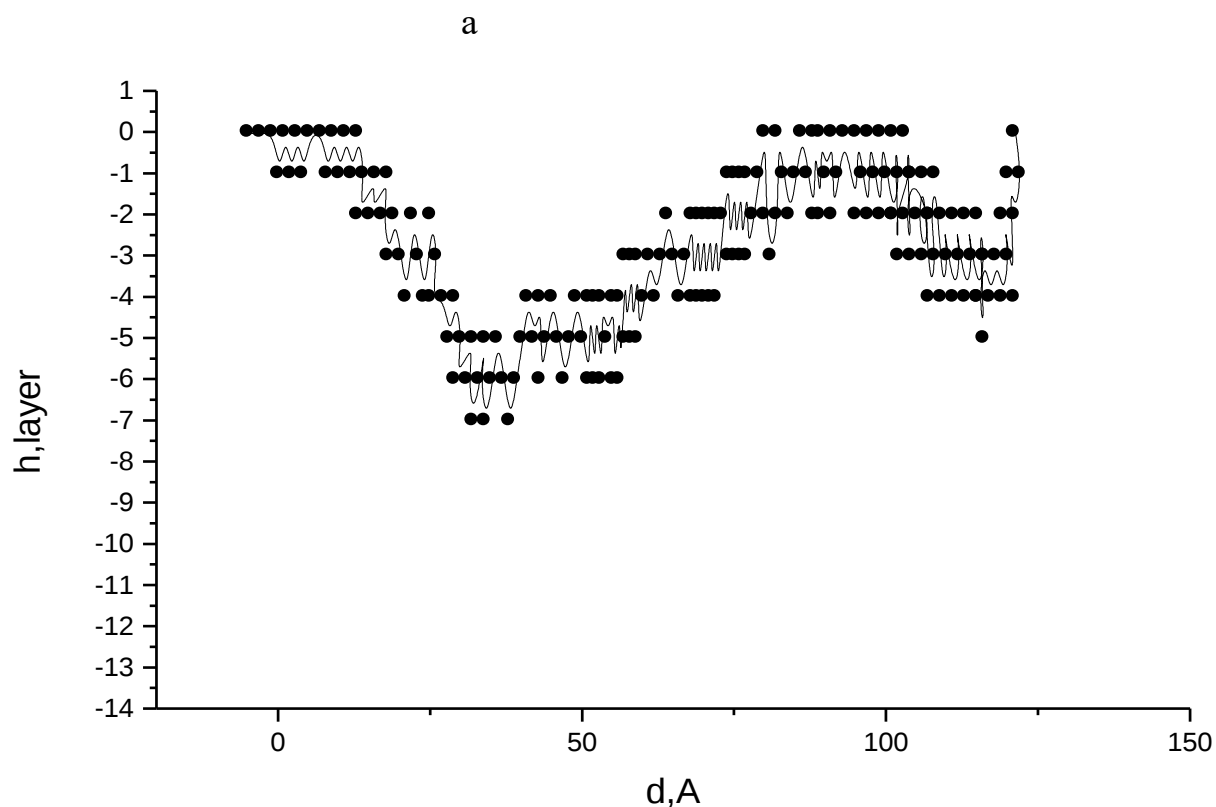
3.9а- расмда ушбу ҳолат учун мўлжал нуқтаси $J=1.522\text{\AA}$ бўлгандаги ионнинг траекторияси келтирилган. Расмдан кўринадики ион кристалл ичида кўп қаррали сочилиши кузатилди. Кўриниб турибдики иккинчи қатламдан олтинчи қатламгача бўлган ораликдаги нуқсонлар ва дислокациялар ионларнинг бир каналдан бошқа каналга ўтишини оширади. Траекторияни таҳлил қилиш орқали кўринадики ион еттинчи қатламгача етиб боради ва бу ораликда кўпгина атомлардан сочилади. Кейинчалик ҳаракат йўналиши ўзгариб ион тепага кўтарила бошлайди. Бу траекториянинг параметрлари қуйидагича: азимутал сочилиш бурчаги $\varphi=19.47^\circ$, сочилган ионнинг энергияси - $E=2120\text{эВ}$, ноэластик энергия йўқотишлари - $E_{\text{неуп}}=1012\text{эВ}$, тўқнашиш коэффициенти - 177 , ионнинг кристалдаги югуриш масофаси - $174,08\text{\AA}$.



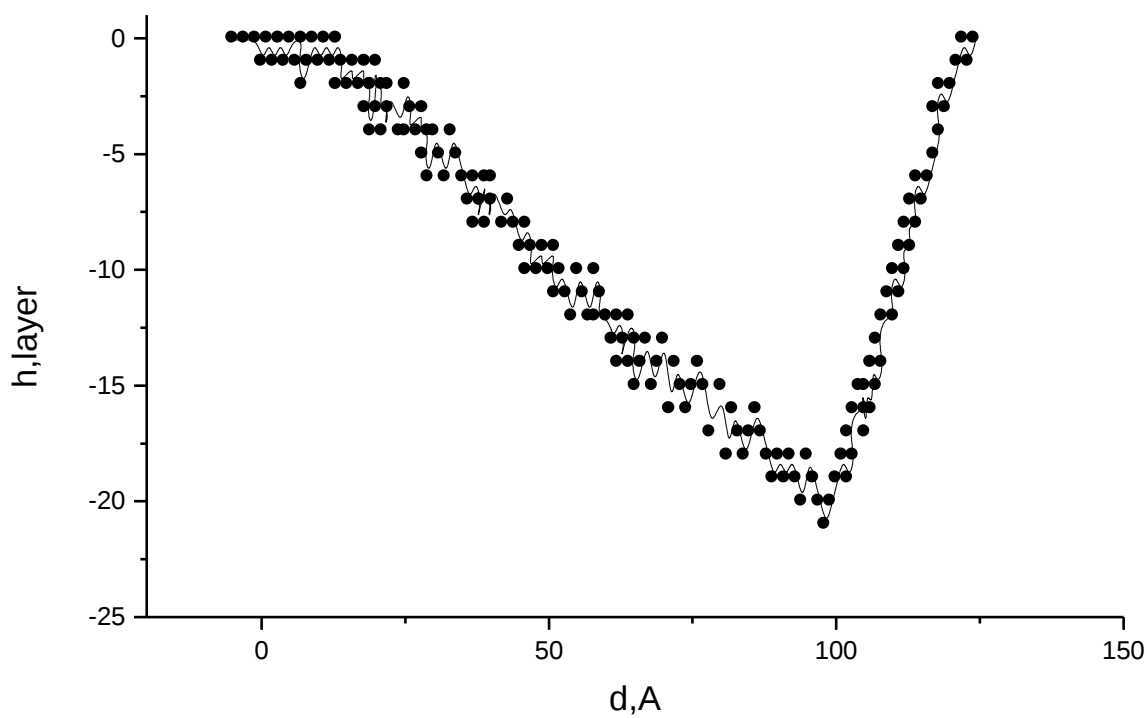
Расм.3.8 GaP(100) $\langle \bar{1}10 \rangle$ сиртига $\psi=5^\circ$ тушиши бурчаги остида бошлангич энергияси $E_0=5\text{кэВ}$ Ne^+ ионлари йўналтирилганда уларнинг сочилиши траекторияси (мўлжал нуқтаси а- $J=0.697\text{Å}$ ва б- $J=1.62\text{Å}$) қиймати учун

3.9б- расмда эса сиртдан сочилган Ne^+ ионининг мўлжал нуқтасининг $J=1,55 \text{ \AA}$ қийматидаги траекторияси келтирилган. Бу холда кўриниб турибдики ион кристалга чуқур кириб боради(20 қатламгача). Кейин ҳаракат йўналиши ўзгариб сиртга томон ҳаракатланади. Мўлжал нуқтасининг бу қиймати учун сочилган ионнинг энергияси - 3456эВ, ноэластик энергия йўқотишлари - $E_{\text{неуп}}=973\text{эВ}$, азимутал сочилиш бурчаги - $\varphi = -1.85^\circ$, тўқнашиш коэффициенти -160.

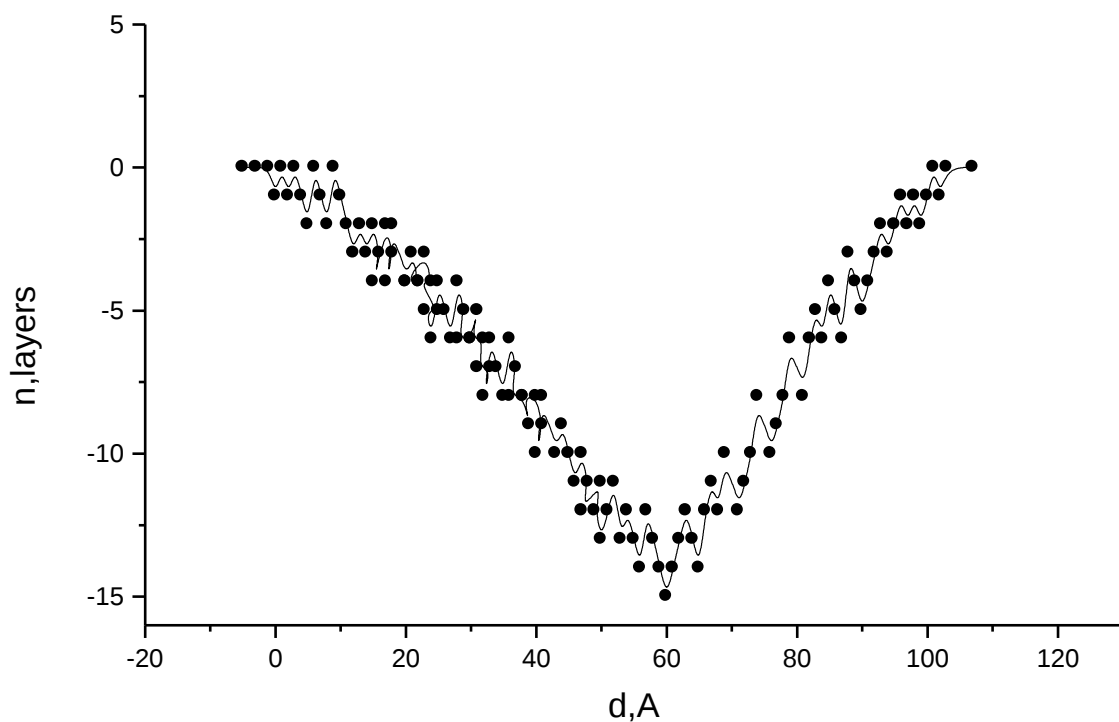
Бизнинг ҳисоблашлар шуни кўрсатдики мўлжал нуқтасининг қийматини кейинги ортиши ионларнинг кристалга кириб бориш чуқурлигини камайтирар экан ва мос равишда ионларнинг бошқа каналларга ўтишни ҳам.



б



в



Расм.3.9 GaP(100) $\langle 110 \rangle$ сиртига $\psi=90^\circ$ тушиши бурчаги остида бошлангич энергияси $E_0=5\text{кэВ}$ Ne^+ ионлари йўналтирилганда уларнинг сочилиши траекторияси(мўлжал нуқтаси а- $J=1,522\text{ \AA}$, б- $J=1,55\text{ \AA}$ ва в- $J=1,78\text{ \AA}$ қиймати учун)

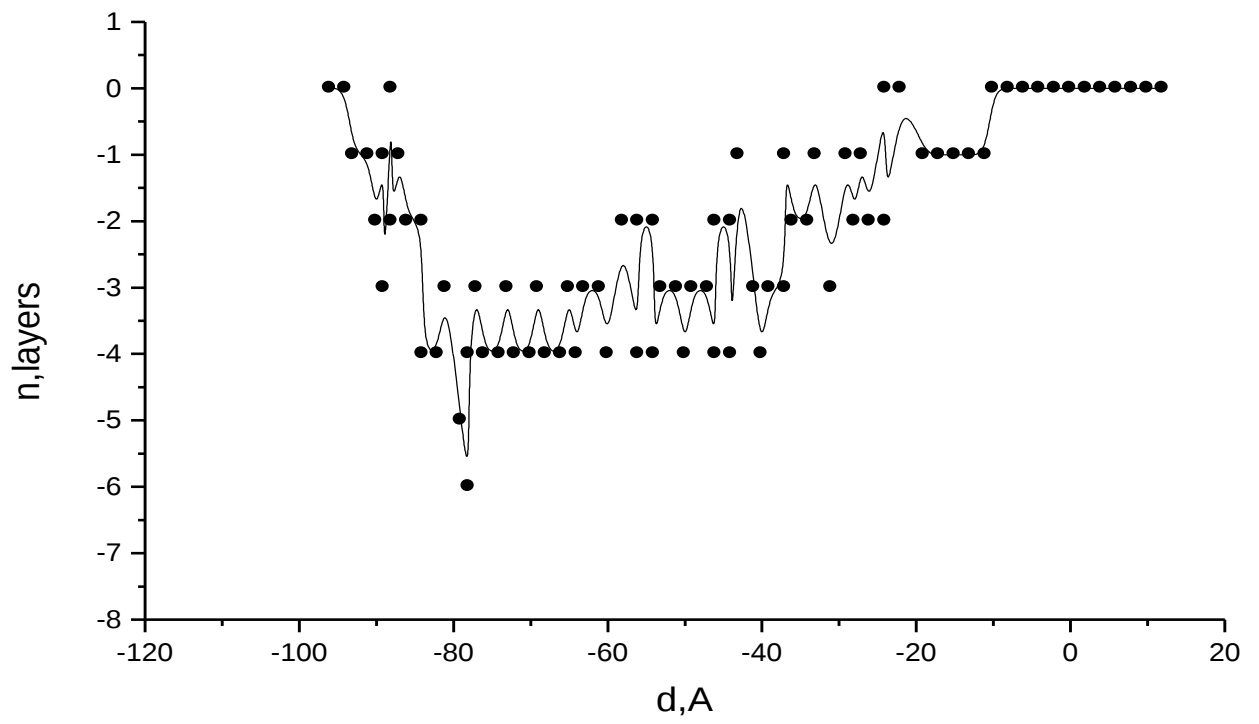
3.9в- расмда нуқсонли кристалдан сочилган Ne^+ ионларининг мўлжал нуқтасининг $J=1.78 \text{ \AA}$ қийматидаги траекторияси келтирилган. Хисоблашлар шуни кўрсатдики бу ҳолда ионлар 16 қатламгача кириб борар экан, қатламлардаги нуқсонлар эса ионларнинг бошқа каналларга ўтишини кучайтирар экан. Бу ҳол учун ионнинг параметрлари қуйидагича: ионнинг энергияси - 3560 эВ, ноэластик энергия йўқотишлари - $E_{\text{неуп}}=764 \text{ эВ}$, азимутал сочилиш бурчагининг қиймати $\varphi=27.01^\circ$, тўқнашишлар коэффиценти -122.

Биз нуқсонли GaP(100) $\langle 110 \rangle$ монокристалдан сочилган, бошланғич энергияси $E_0=5 \text{ кэВ}$ бўлган Ne^+ ионларнинг тушиш бурчаги $\psi=5^\circ$ бўлган бўлганда мўлжал нуқтасининг ҳар хил қийматлари учун траекториясини таҳлил қилдик. Бу йўналишда ҳосил бўлган ярим канал $\langle 110 \rangle$ йўналишдаги ярим каналдан фарқ қилади. Унинг чуқурлиги ($h=1,36 \text{ \AA}$) $\langle 110 \rangle$ йўналишда ҳосил бўлган ярим каналдан икки марта кичик ва ярим каналнинг туби Р атомларидан ташкил топган.

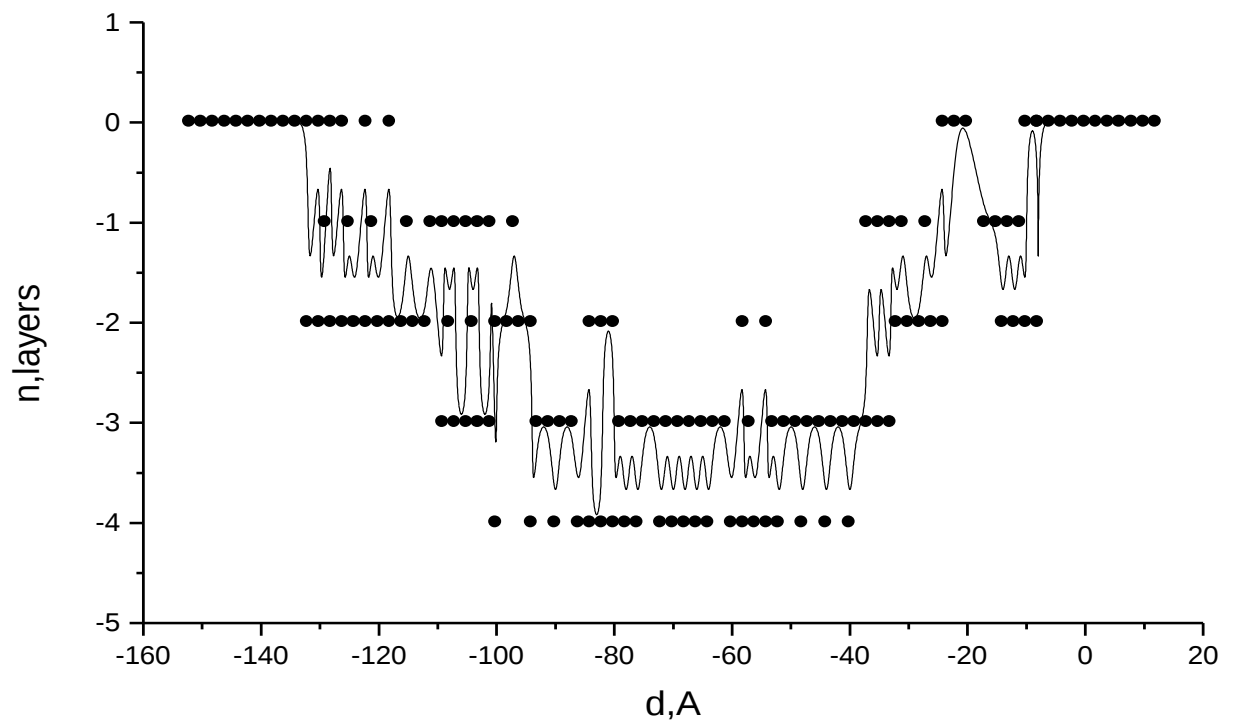
3.10а- расмда Ne^+ ионларининг мўлжал нуқтасининг $J=0,70 \text{ \AA}$ қийматидаги траекторияси келтирилган. Кўриниб турибдики бу ҳолда ионларнинг бошқа каналларга ўтиш нуқсонлар ҳисобига юз беради. Қатламлардаги атомларнинг йўқлиги ва чизикли нуқсонлар ионнинг кристалнинг ичига кириб боришига имкон беради. Бу ҳолда ион еттинчи қатламгача кириб боради. Еттинчи қатламдаги атомдан катта бурчакка сочилган ион олтинчи қатламдаги нуқсон орқали тўртинчи ва бешинчи қатлам орасида ҳаракатланади. Тўртинчи қатламдаги чизикли нуқсонлар ва иккинчи, учинчи қатламлардаги нуқсонлар ионнинг бошқа каналларга ўтишига олиб келади. Кўриниб турибдики ион сиртдаги ярим каналда кўпроқ ҳаракатланган. Тўқнашишлар коэффиценти бу ҳол учун 82, $\varphi=44,96^\circ$, $E_{\text{неуп}}=528 \text{ эВ}$ га тенг.

3.10б ва 3.10в- расмларда мўлжал нуқтасининг - $J=0,93 \text{ \AA}$ ва $J=0,965 \text{ \AA}$ қийматлари учун ионнинг траекториялари келтирилган.

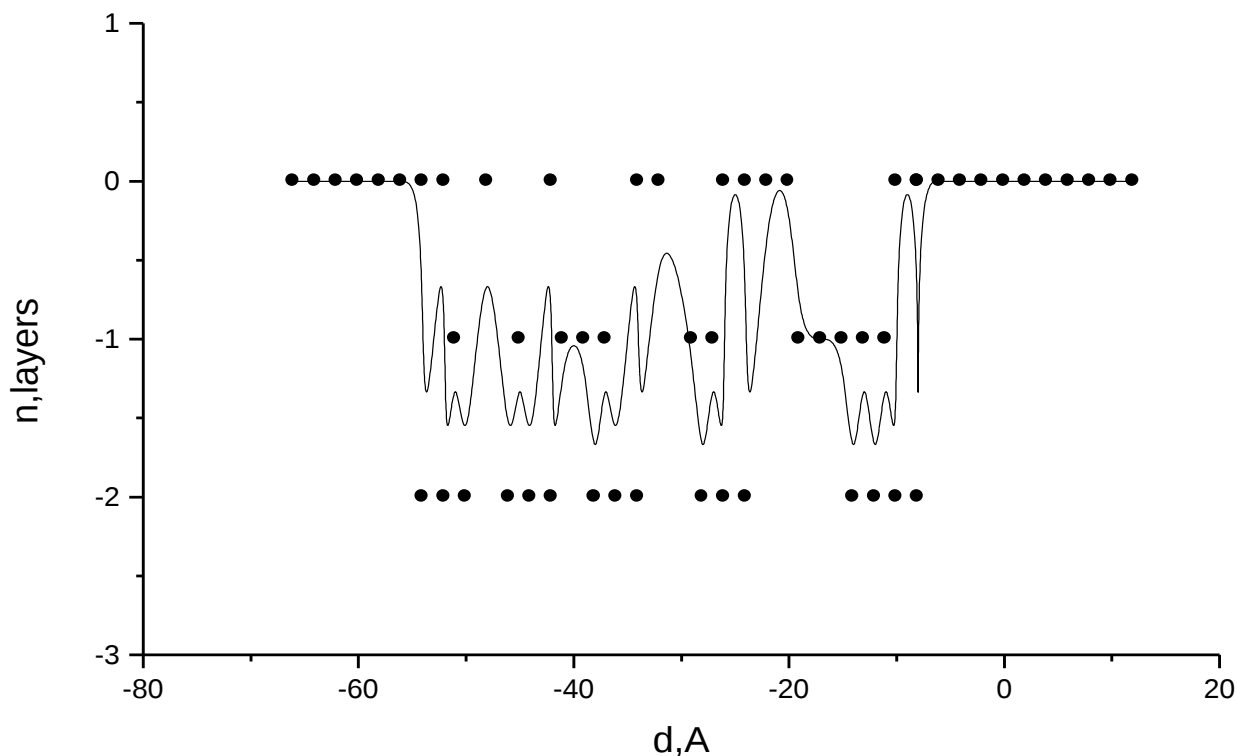
a



b



B



Расм 3.10 Нуқсонли GaP(100) $\langle 110 \rangle$ монокристалдан сочилган, бошланғич энергияси $E_0=5\text{кэВ}$ бўлган Ne^+ ионларнинг тушиш бурчаги $\psi=5^\circ$ бўлган бўлганда мўлжал нуқтасининг (а- $J=0,702 \text{ Å}$, б- $J=0,93 \text{ Å}$, в- $J=0,965 \text{ Å}$) қийматлари учун траекторияси.

Траекториялардан кўринадикки мўлжал нуқтасининг яқинлигига қарамасдан ионларнинг ҳаракат траекторияси бир-биридан фарқ қилади. Мўлжал нуқтасининг $J=0,93 \text{ Å}$ қийматида ионларнинг каналларда ҳаракатланиши бешинчи қатламгача кузатилда. Траекторияларни солиштириш орқали $J=0,93 \text{ Å}$ да тўқнашиш коэффиценти катта қийматни (137) ва мос равишда сочилган ионнинг энергияси кичикрок (2665эВ) қийматга эга.

Ионлар траекториясини тахлили шуни кўрсатдики уларнинг бир қисми кристалнинг ичида қолиб келар экан. Бу турдаги траекториялар 3.11. расмда келтирилган.

Мўлжал нуқтасининг $J=0,70 \text{ Å}$ (расм 3.11а) қийматида ионнинг

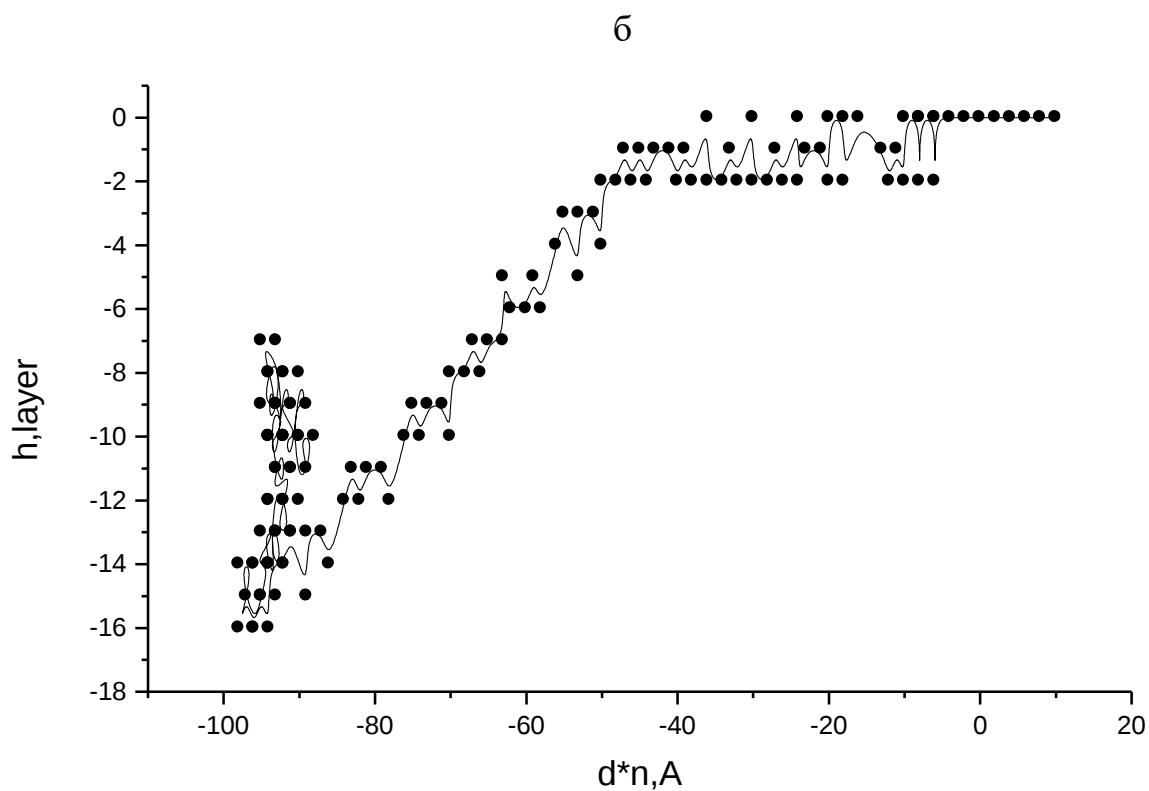
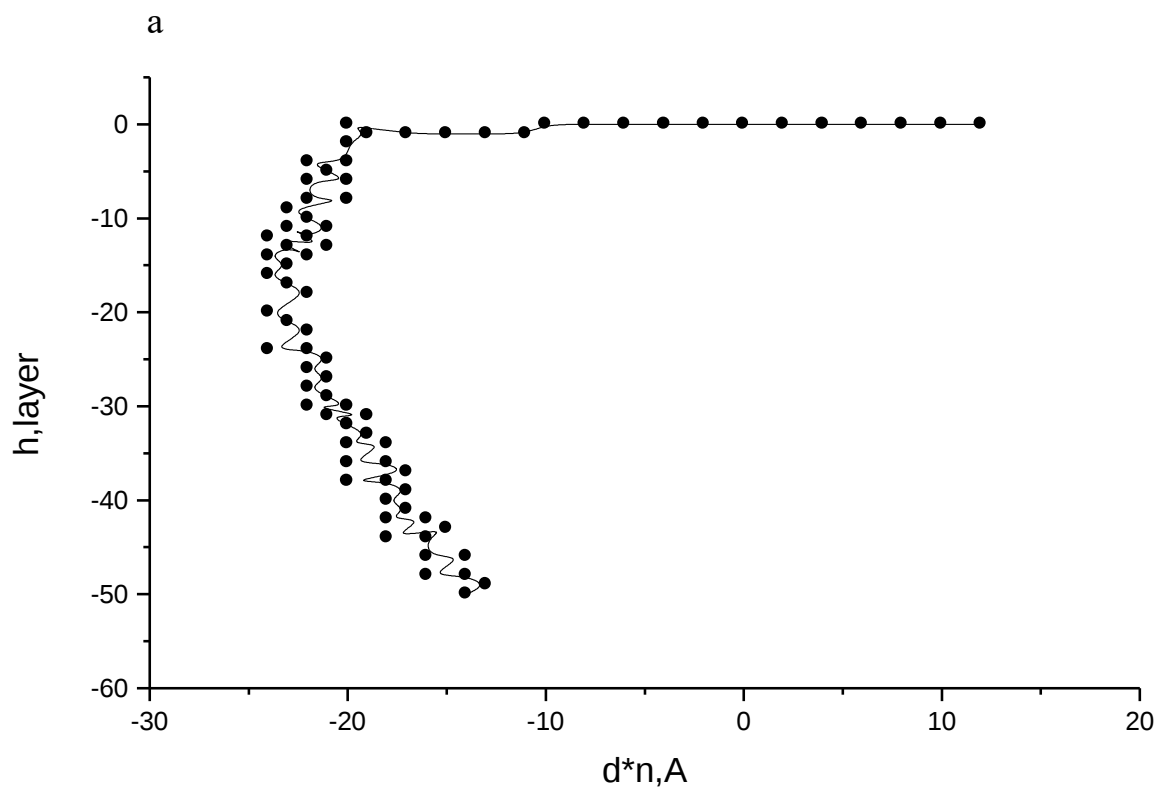
траекторияси икки қисмдан иборат. Биринчи қисмда ион биринчи ва иккинчи қатламдаги атомлар билан тўқнашади кейинчалик элликинчи қатламгача кириб боради, охири 51 ва 52 қатламлар орасида тўхтайдди. Бу траекториянинг қисмини ионнинг каналланиш деб қараш мумкин.

$J=1,125\text{\AA}$ (расм.3.5б) да эса траектория анча қизиқарли. Нуқсонлар таъсирида ионнинг каналланиши кузатилади. Критсал ичига кириб бораётган ион 17 қатламгача етиб боради ва кейинчалик 8 қатламгача кўтарилади.

Биз яна ионларнинг сиртга тушиш бурчагининг нуқсонли кристаллардан сочилишига таъсирини ўргандик.

3.11- расмда сиртга $\psi=90^\circ$ бурчак остида $E_0=5\text{кэВ}$ билан йўналтирилган Ne^+ ионларининг нуқсонли GaP(100) $\langle 110 \rangle$ сиртидан мўлжал нуқтасининг a - $J=0,78\text{\AA}$, b - $J=1,76\text{\AA}$ қийматларидаги траекторияси келтирилган.

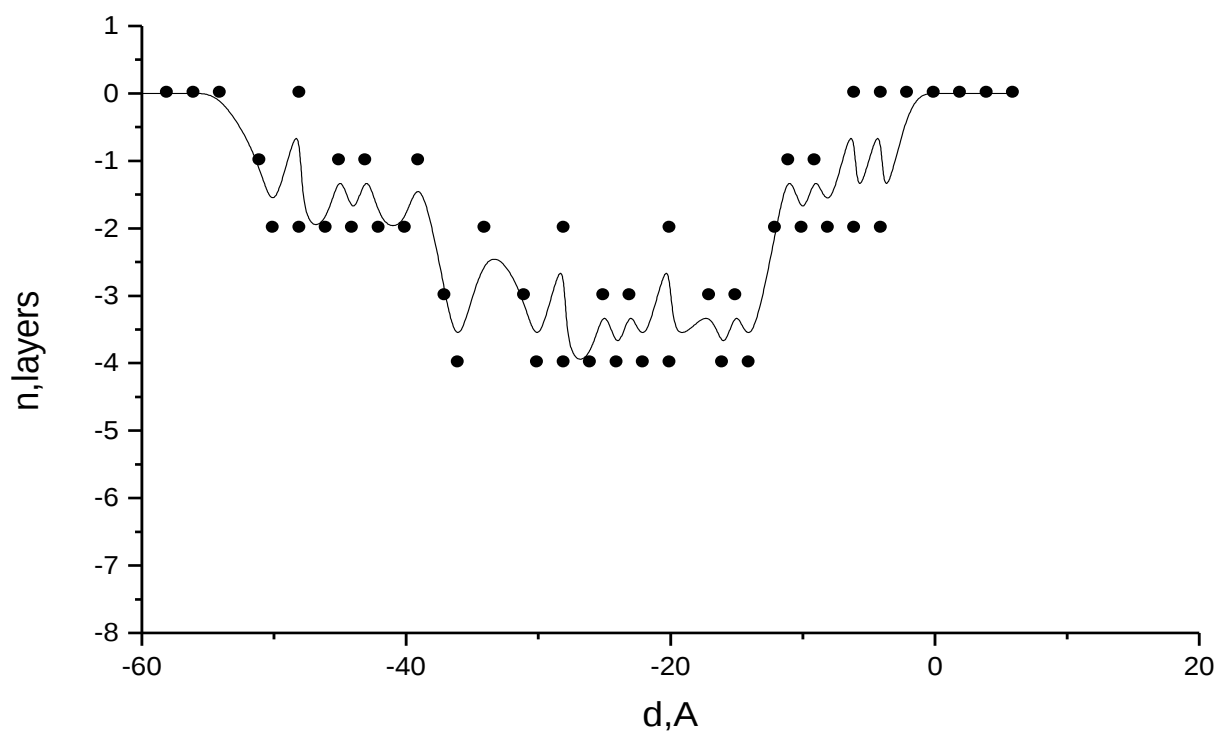
$J=0,78\text{\AA}$ қийматида траекторияларнинг тахлили шуни кўрсатдики иккинчи, учинчи ва тўртинчи қатламлардаги нуқсонлар сиртга тушган ионларнинг каналларда ҳаракатланишига олиб келди (расм 3.11а). Нуқсонлар таъсирида ион бир каналдан бошқасига ўтиб юради ва кейинчалик кристалдан бутунлай чиқади. Бу ҳолат учун ион катта сочилш бурчагига эга, унинг югуриш масофаси $115,80\text{\AA}$, ионнинг энергияси 4337эВ , тўқнашиш коэффициенти 47 га тенг.



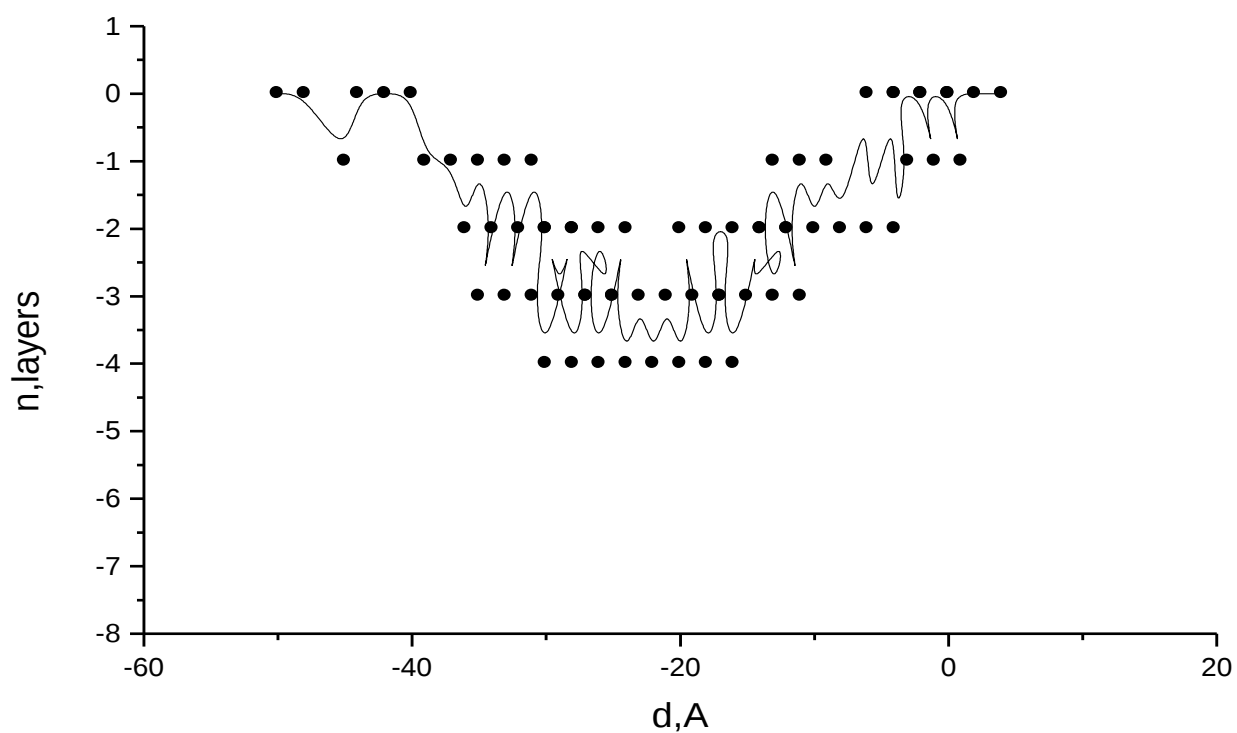
Расм 3.11 Нуқсонли GaP(100) $\langle 110 \rangle$ монокристалдан сочилган, бошланғич энергияси $E_0=5\text{кэВ}$ бўлган Ne^+ ионларнинг тушиш бурчаги $\psi=5^\circ$ бўлган бўлганда мўлжал нуқтасининг (а- $J=0,70\text{ Å}$, б- $J=1,125\text{ Å}$) қийматлари учун траекторияси.

3.12б-расмда $J=1,76 \text{ \AA}$ қиймат учун ионнинг траекторияси келтирилган. Бу холда ионнинг бир каналдан бошқа каналга ўтиши иккинчи қатламда мавжуд бўлмаган Р атомлар хисобига юз беради. Кейинчалик ион иккинчи ва туртинчи қатламлар ҳосил қилган каналда ҳаракатланади. Ион учинчи ва бешинчи қатламлардан ташкил топган каналга ўтиб унда ҳаракатланади. Бу траектория учун югуриш масофаси $144,4 \text{ \AA}$, ионнинг энергияси 3791 эВ , тўқнашиш коэффициенти 70 га тенг. Тушиш бурчагининг $\psi=5^\circ$ ва $\psi=9^\circ$ қийматларидаги траекториясини таққослаш шуни кўрсатдики тушиш бурчагининг ўзгариш траекториянинг тушувчи ва кўтарилаётган қисмига таъсир қилар экан.

а



б



Расм 3.12 Нуқсонли GaP(100) $\langle 110 \rangle$ монокристалдан сочилган, бошланғич энергияси $E_0=5\text{кэВ}$ бўлган Ne^+ ионларнинг тушиш бурчаги $\psi=9^\circ$ бўлган бўлганда мўлжал нуқтасининг (а- $J=0.78\text{ Å}$, б- $J=1.76\text{ Å}$) қийматлари учун траекторияси.

ХУЛОСА

Мақсадли амалга оширилган тадқиқотлар натижасида нуқсонларнинг ион сочилиш жараёнига таъсири, ион бомбардировкасида сирт динамикасининг ўзгаришини атом структураси ва таркиби билан боғлиқлик жараёни ўрганилди. Ион бомбардировка қилинган монокристаллар сиртини таркиби ва структурасини диагностика қилиш усуллари ривожлантирилди. Қуйидаги илмий натижалар олинди:

1. Идеал ва нуқсонли GaP ҳамда муз монокристаллари сиртидан ионларнинг кичик бурчакларга сочилиш жараёнини моделлаштириш учун ишлаб чиқилган алгоритм ва дастур ривожлантирилди.

2. Кўп таркибли монокристалларнинг сиртидан сочилган ионларнинг қайта фокусланиш жараёни тадқиқ қилинди, қайта фокусланиш энергиясини аниқлаш учун математик ифода яратилди ва қайта фокусланган ионларнинг траекториялари ярим каналларнинг геометрик параметрларига боғланган ҳолда ўрганилди.

3. $GaP(100)$ ва муз қатламларидан сочилган Ne^+ ва Ar^+ ионларининг тушиш бурчагини ҳар хил қийматларида энергетик ва бурчак тақсимотлари ҳисобланди. Энергетик тақсимотлар атомлар қатори ва ярим каналларидан сочилган ионларнинг пиклари яққол ажралиб туради. Ярим каналлардан сочилган ионларнинг пики тушиш бурчагига ва кристалларнинг йўналишига жуда сезгир экан.

4. Ne^+ ва Ar^+ ионларининг идеал ва нуқсонли $GaP(100)$ сиртининг $\langle 110 \rangle$, $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ йуналишлари ҳамда муз $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ монокристалларидан сочилиши тадқиқ қилинди. Зинасимон сиртларнинг қиррасидаги атомнинг турини бир қаррали 90° сочилган ионларнинг энергетик спектридан аниқлаш мумкин. Шу билан бирга сиртга яқин жойлашган нуқсонлар ҳам тадқиқ қилинди. Ионларнинг каналардан чиқиши зинасимон сиртлардан ва сиртга яқин нуқсонлари бор материалларда кузатилди. Бундай сиртлардан сочилган

ионларнинг бурчак ва энергетик тақсимоотида каналдан чиққан ионлар ҳосил қилган пиклар кузатилди.

Диссертация ишида ион бомбардировкада кузатиладиган ионларнинг кўптаркибли монокристалларнинг сиртидан сочилиши (кетма-кет тўқнашувлар усули асосида) каби йирик илмий муаммо изоҳланган, қўйилган ва ечилган.

Бу муаммонинг ечими катта илмий ва амалий қийматга эга бўлиб, қаттиқ жисмларнинг таркибини, ажралиш чегараси, сиртни реконструкцияси, сиртдаги юпқа қатламларнинг морфологияси ва структурасини сифат ва сон жиҳатдан таҳлил қилишда муҳим аҳамиятга эга.

Ушбу иш физикавий электроника, микроэлектроника ва нанотехнологиялар соҳасида ишловчи мутахассислар учун қизиқарли ҳисобланади.

1. Haile J.M. Molecular Dynamics Simulation — Elementary Methods. New York: Wiley-Interscience, 1992. 386 p.
2. Betz G., Husinsky W. // Nucl. Instr. and Meth. —Amsterdam,1997. -B122. -P. 311–317.
3. Betz G., Kirchner R., Husinsky W., Rudenauer F., Urbassek H.M. // Rad. Eff. and Def. in Solids. -London,1994.-V. 130–131. -P. 251–266.
4. Экштайн В. Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела: Пер. с англ. -М.: Мир, 1995. 320 с.
5. Tersoff J. // Phys. Rev. -New York,1989. -V. 39. -P. 5566–5568.
6. Dorfman S., Mundim K.C., Fuks D., Berner A., Ellis D.E., Van Humbeeck J. // Mat. Sci. and Eng. Chem. —Amsterdam, 2001. -V.15. -P. 191–201.
7. Berendsen H.J., Postma J.P.M., Gunsteren W.F.V., Di-Nola A., Haak J.R. // J. Chem. Phys. —USA,1984. -V.81. -P. 3684–3690.
8. Boers A.L. // Surf. Sci. —Amsterdam,1977. -Vol.63. N 1. -P. 475–500.
9. Машкова Е.С., Молчанов В.А. Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. -М.: Атомиздат, 1980. 256 с.
10. Algra A.J., Luitjens S.B., Borggereeve H. et al. // Rad. Eff.-London, 1982. -Vol. 62. N 1. -P. 7–17.
- 11.Noakes T.C.Q, Bailey P.and Woodruff D.P. MEIS surface structure determination methodology: application to Ni(100)c(2x2)-O// Nucl.Instrum.Methods B. —Amsterdam, 1998.-N136-138.-P. 1125-1130
12. Brown D.,Noakes T.C.Q, Woodruff D.P., Bailey P.and Goaziou Y.Le, Structure determination of the Cu(100)c(2x2)-Mn and Cu(100)c(2x2)-Au surface alloy phases by medium energy ion scattering'//J.Phys.:Condens.Matter, —Amsterdam, .1999.-N11-P. 1889-1901

13. Bailey P., Noakes T.C.Q. and Woodruff D.P. Medium energy ion scattering study of the structure of Sb overlayers on Cu(111) // Surf.Sci. – Amsterdam, 1999. -N426.-P.358-372
14. Brown D., Quinn P.D., Woodruff D.P., Bailey P. and Noakes T.C.Q. MEIS structural study of the Ni(111)((3x3)R30(-Pb surface phase) // Phys.Rev.B. 61. –Amsterdam, 2000.-P. 7706-7715
15. Brown D., Woodruff D.P., Noakes T.C.Q. and Bailey P. CN-induced surface layer expansion of Ni(110): a MEIS study // Surf.Sci. –Amsterdam, 2001. -N476. L241-L246
16. Bailey P., Noakes T.C.Q., Baddeley C.J., Tear S.P, Woodruff D.P. Monolayer resolution in medium energy ion scattering // Nucl.Instrum.Methods B. – Amsterdam, 2001. -N 183.-P. 62-72
17. Woodruff D.P., Brown D., Quinn P.D., Noakes T.C.Q. and Bailey P. Structure determination of surface adsorption and surface alloy phases using medium energy ion scattering // Nucl.Instrum.Methods B. –Amsterdam,, 2001. -N 183 -P. 128-139
18. Quinn P., Brown D., Woodruff D. P., Noakes T.C.Q, Bailey P. Structural Analysis of the Ru(0001)(1x1)-O and Ru(0001)(2x1)-O structures by MEIS // Surf. Sci. –Amsterdam, 2001.-N491.-P. 208-218 .
19. Dzhurakhalov A.A., Yadgarov I.D. Low-energy ion scattering analysis of YBa₂Cu₃O_y high-T_c superconductor // Abstracts of Int. Conf. on Frontiers in Condensed Matter Physics: Electronic Structure and Properties (FESPO2). Groningen, The Netherlands, June 10-14, 2002, -P.17.
20. Dzhurakhalov A.A. Application of grazing ion bombardment for analysis and modification of single crystal surfaces // Abstracts of Symposium and Summer School on Nan and Give Challenges in Microelectronics Research and Opportunities in Russia (NGCM). Moscow, 2002, -P.107.
21. Магкоев Т.Т., Розенталь Д., Шредер С.М, Кристман К.. Влияние стехиометрии оксида титана на эффективность окисления молекул СО на

- поверхности системы Au/TiO_x// Письма в ЖТФ, -Москва,2000.- том 26, вып. 20.-С.1-7.
22. Ernst K.H., Ludviksson A., Zhang R., Yoshihara J., Campbell C.T. // Phys.Rev. B. New York,1993. -V. 47. -P. 13 782–13 798.
 23. Бабенко П.Ю., Шергин А.П., Микушкин П.Ю. //Изв.РАН.Сер.Физ. – Москва, 2004.-Т.68.№3.-С.380-384.
 24. Бабенко П.Ю., Шергин А.П.. Диагностика твердых растворов Si_{1-x}Ge_x методом спектроскопии медленных ионов, рассеянных назад//Письма в ЖТФ,-Москва,2007.-вып.9.-С.37-47.
 25. Шергин А.П., Шайкин А.В. // Изв. РАН. Сер. физ.-Москва, 2002. -Т. 66. № 4. -С. 467–471.
 26. Piccolo L., Piednoir A., Bertolini J.Pd–Au single-crystal surfaces: Segregation properties and catalytic activity in the selective hydrogenation of 1,3-butadiene // doi:10.1016/jsusc. –Amsterdam,2005.7.005.
 27. Óvári L., Kiss J.,Farkas F., and Solymosi F. Surface and subsurface oxidation of Mo₂C/Mo(100): Low-energy ion-scattering, auger electron, angle-resolved X-Ray photoelectron and mass spectroscopy studies// Phys. Chem. B, – Amsterdam, -109 (10), 4638 - 4645 , 2005 . 10.1021/jp045693a S1089-5647 (04) 05693-7
 28. Taglauer E., Beikler R.Surface segregation studied by low-energy ion scattering: experiment and numerical simulation//doi:10.1016/j.vacuum. – Amsterdam, 2003.12.040
 29. Бабенко П.Ю., Микушкин В.М., Шергин А.П. Эффект двукратного рассеяния и его использование для диагностики твердых растворов Si_{1-x}Ge_x// Журнал технической физики,-Москва,2005,-том 75, вып. 12.-С.82-88
 30. Danailov D ., Pfandzelter R ., Igel T ., Winter H .Multimodal angular distributions in grazing scattering of fast He-atoms from Fe(001) surfaces // Nucl. Instr. and Methods in Phys.B.–Amsterdam,2000. –Vol 164-165.-P.583 – 587.

31. Машкова Е.С., Молчанов В.А. Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. М.: Атомиздат, 1980. 256 с.
32. Курнаев В.А., Машкова Е.С., Молчанов В.А. Отражения легких ионов от поверхности твердого тела. М.: Атомиздат, 1985. с.
33. Кумахов М.А., Ширмер Г. Атомные столкновения в кристаллах М.: Атомиздат, 1980. с.
34. Rabalias J.W. //Surface Sci.-London,1988.-vol.14.-P.319-376.
35. Robin A.,N.Hatke, Narmann A., Grether M., Plachke D., Jensen J., Heiland W. Energy lost of fast N^{q+} ions scattered off a Pt(110) surface// Nucl. Instr. and Methods in Phys. B. –Amsterdam,2000. -N164-165.- P. 566 – 574.
36. Narmann M., Heiland W., Monreal R., Flores F., Echenique P.M.//Phys.Rev.B –New York,1991.- N.44.-P.2003-2007.
37. Mannami M., Kimura K., Narumi K., Yamamoto M., Naito S.//Nucl. Instr. and Methods in Phys B. –Amsterdam, 1997. -N.125.-P. 97 – 103.
38. Джурахалов А.А. Исследование методом машинного моделирования закономерностей рассеяния ионов и распыления поверхностей монокристаллов различного состава при скользящей бомбардировке ионами кэв-ных энергий// Докторская диссертация,Ташкент,2003.350с
- 39.Dzhurakhalov A.A., Umarov F.F. Anomalous inelastic energy losses and trajectory effects at small angle ion scattering by single crystal surface // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. – Amsterdam,1998.-V. B136-138.-P.1092-1096.
- 40.Dzhurakhalov A.A., Umarov F.F. Produce of shallow depth profiling by grazing ion implantation // Abstracts of 13th Intern. Conf. on Secondary Ion Mass-Spectrometry and Related Topics (SIMS-XIII), November 11-16, 2001, - Nara, Japan, -P.144.
41. Gou F. , Kleynd A.W., Gleeson M.A. MD simulation of Ar scattering from defected Si(1 0 0) at grazing incidence// Nucl. Instr. and Methods in Phys. – Amsterdam, 2007. -V.258. -P.52-56.

42. Zhang Sh., Berg. J.A.V.D., Armour. D.G., Whelan. S, Goldber R.G., Bailey. P., Noakes. T.C.Q. Medium energy ion scattering analysis of damage in silicon caused by ultra-low energy boron implantation at different substrate temperatures.//IEEE Publishing.-USA, 2000 -P.119 – 122.
73. Боровик А.С., Малышевский В.С., Рахимов С.В. Исследование структурных особенностей кислородной подрешетки в кристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ методом каналирования//Физика твердого тела,-Москва, 2005, -том 47, вып. 9.-С.1552-1558.
44. Redemonte L., Tatarek R., Aschoff M., Bruning K., Heiland W. Surface structure and dynamics of the Ag(110) surface studied by low energy ion scattering//Nucl.Instr.and Method B, –Amsterdam,2000. -N164-165.-P.645-649.
45. Kuntze J. et al. Surface structure and segregation profile of the alloy $\text{Au}_3\text{Pd}(100)$: Experiment and theory//Physical Rev.B.-USA,1984.-V60.N12.-P.9010-9018.
46. Winter H.// Prog. Surf. Sci.-Vienna,2000. -N 63 -P.177-180.
47. Winter H.//Phys. Rev.-Amsterdam,2002.-N367. –P.387-390.
48. Pedemonte L., Bracco G., Tatarek R., Beikler R., Taglauer E., Bruning K., Heiland W.// Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B 193. – Amsterdam,2002. -P.557-559.
49. R. Pfandzelter, T. Igel, M. Ostwald, H. Winter, Appl. Surf. Sci. – Amsterdam,1999. -N142 .-P.470-473.
50. Gou F., Gleeson M. A., Villette J., Kleyn A. W.// Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. –Amsterdam,2006.-N247-P.244-247.
51. Danailov D., Gartner K., Caro A.//Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B . –Amsterdam,1999.-N153.-P. 191-195.
52. Бор Н. Прохождение атомных через вещество. М., 1960
53. Seitz F. Discus. Faraday Soc. 5,-London,1949.271.
54. Gay W, Harrison D. Phys.Rev. –New York, 135, 1964. A1780.

55. Д.С.Карпузов, В.Е.Юрасова. Изв. АН СССР, сер.физ. 35.-Москва, 1971.395
56. Andersen H, Pigmund P. Mat-Phys. Medd. Dan. Vid Selsk, 35,15,1960.
57. Векслер В.И. Вторичная эмиссия атомных частиц. “ФАН”,-Ташкент,1970.
58. Smith D et al. Pnoc. 29-annul phys. El. cof. Gale, -Paris,1969.
59. Арифов У.А Д.Д.Груич и др. Атомные столкновения на поверхности твердого тела, “ФАН” –Ташкент,1972.
60. Goodmon F. Surf . Sci 26,527, –Amsterdam,1971.
61. Goodmon F. Surf.Sci. 7,391, –Amsterdam,1967.
62. Goodmon F. J.Chem. Phys. 50, -USA,1969.-P.3855-3858.
63. Everhart Eet.al. phys. Rev. 99, -USA,1955. -P.1287-1292
64. Jackson D et.al . Surf.sci. 43, –Amsterdam,1974. –P.431-437.
65. Jackbson R, Wehner G. J.App. Phys. 36, –Amsterdam, 1965. P.2674-2679.
66. Jones P, Evenhart E. Phys. Rev. 107, -USA,1957.-P.704-709.
67. Karpuzov D. Surf. Sci 45, -USA,1974.-P.342-346.
68. Karpuzov D.S., Shulga V.I., Yurasova V.E. Some peculiarities of ion reflection from a single crystal//Proc.of the 9th Intern.Conf.on Phen.in Ionized Gases.-Bucharest,1969.-P.103.
69. Shulga V.I. Ion beam focusing by the atomic chains of a crystal lattices// Rad.Eff.-New-York,1975.-Vol.114.-P.251-271.
70. Mashkova Es., Molchanov V.A., Skripka Yu.G. Spatial and energy distribution of ions scattered by crystal//Phys.Lett.-USA,1969. Vol.29A. - P.645-648.