

**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ
ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ
НИЗОМИЙ НОМЛИ ТОШКЕНТ ПЕДАГОГИКА УНИВЕРСИТЕТИ
НАМАНГАН ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ
ҚЎЛ ЁЗМА АСОСИДА
УДК 519.02+53(07)**

© ЮНУСОВА ГУЛШОДА НАЗИРОВНА

**АХБОРОТ ТЕХНОЛОГИЯЛАР МУҲИТИДА ФИЗИКА
ЎҚИТИШ НАЗАРИЯСИ ВА УСЛУБИЁТИ
(«УМУМИЙ ФИЗИКА» КУРСИНИНГ «АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКА»СИ,
БЎЛИМИ МИСОЛИДА)
«АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ» БЎЛИМИ
МАВЗУЛАРИНИ ВИРТУАЛ ЛАБОРАТОРИЯ СТЕНДИ
ШАКЛИДА ЎҚИТИШ**

13.00.02-ФИЗИКА ЎҚИТИШ НАЗАРИЯСИ ВА УСЛУБИЁТИ.

УСЛУБИЙ ҚЎЛЛАНМА

ТОШКЕНТ-2011 ЙИЛ.

Ушбу услубий қўлланма ТДПУнинг 2001 йил 29 июндаги илмий
Кенгашида тасдиқланган ва 5440100-бакалавр йўналиши талабалари учун ва
ўқитувчилар учун мўлжалланган

Такризчилар:

Ф.м.ф.н. И.Исмоилов.

Т.ф.д, проф. У.Юлдашев

ТОШКЕНТ

АННОТАЦИЯ

Юнусова Гулиода Назировнанинг “Ахборотлар технологиялари муҳитида физика ўқитиш назарияси ва услубиёти” докторлик диссертацияси мавзуси бўйича таёрланган “Атом ва ядро физикаси” бўлимига оид анъанавий услубда ўқитилиши қийин бўлган мавзуларни ёки қабул қилинишида, тушунишида қийинчилик учрайдиган мавзуларни компьютер воситасида ўқитишга мўлжалланган, маълумки шундай мавзуларни компьютерлаштириши мақсадга мувофиқдир. Яъни анъанавий лаборатория шароитида ўқитиш имконияти бўлмаган мавзуларни, инсон кўзи орқали кўриш имконияти бўлмаган ангстерм таркибидаги атом ва зарралар ўртасидаги таъсирларни, юқори хал этилувчи ускуналарни талаб этувчи мавзуларни компьютер воситасида ўқитиш муаммони хал этади. Плакат кўринишидаги кўرғазмалар вақт ўтиши билан эскиради, уларни янгилаш эса маблаг талаб этади. Бу муаммони эса компьютер воситасида осонгина хал этиш, шунинг билан бирга компьютер дастурлари орқали яратилган физик ходисаларнинг моделларини табиатда рўй беришига яқин тарзда амалга ошириб, уларни намоиш этиш мумкин. Қозғоли плакатдаги лаборатория ишларини(стендларни) компьютер воситасида амалга ошириш анча қулайликлар яратади. Биринчидан бу электрон версияни хар йили янгилаб туриш мумкин. Ҳеч қандай маблаг талаб этилмайди. Бу стендга намоишлик компьютер воситасидаги физик ҳодисаларни намоиш қилувчи анимацияларни ўрнатиб, талабалар учун тақдим этиш янада мақсадга мувофиқ бўлади. Бу ишда Сиз виртуал лаборатория стенддан фойдаланишингиз мумкин. Анъанавий лаборатория шароитидаги стендлар вақти ўтган сари ўз кўринишини йўқотиб боради. Бу лаборатория стенднинг электрон версияси эса хар йил бир неча компьютердаги ўзгаришлардан сўнг янги бўлиб боради.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №1. МАВЗУ: «БРОУН ХАРАКАТИ.»

ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: Талабаларга молекулаларнинг тартибсиз, хаотик ҳаракатининг мазмунини ёритиш. Броуннинг кузатишлари билан таништириш.

КЕРАКЛИ АСБОБ ВА УСКУНАЛАР: Компьютер Pentium-4, видеопроектор, мультимедиа диск.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ БАЁНИ:

Бирор жисм ёки моддадаги молекулаларнинг тартибсиз ҳаракатини тасдиқловчи тажрибалардан бири 1827 йилда шотландиялик ботаник Роберт Броун томонидан кузатилган ҳаракатдир.

Р.Броун ўсимликларнинг ички тузилишини микроскопда кузатаётганда, ўсимлик ҳужайраларида қаттиқ модда заррачалари узлуксиз тартибсиз ҳаракат қилишини пайқаган. Кейинчалик усувда тўла эримайдиган қаттиқ жисмларнинг жуда кичик муаллақ ҳолдаги коллоид заррачаларнинг сув томчисидаги ҳаракатини микроскопда кузатиб, бу парча ҳам узлуксиз, тартибсиз (хаотик) ҳаракат қилишини аниқлаган. Бундай ҳаракат Броун ҳаракати деган ном олди.

Маълумки, Броун ўзи бу ҳаракатнинг сабабини аниқлай олмаган. Чунки заррачалар ҳаракати худди жонли ҳашоратлар ҳаракатига ўхшар эди. Идиш ичидаги суюқлик герметик беркитилган. Кузатишлар шуни кўрсатдики, Броун ҳаракати тўхтовсиз экан, куннинг ҳар қандай вақтида, йилнинг ихтиёрий фаслида кузатиш мумкин, демак, бу ҳаракат тўхтовсиз экан. Диффузия ходисаси ҳам Броун ҳаракати каби тартибсиз, бунда бир-бирига чегарадош бўлган иккита модда (газ, суюқлик) молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати туфайли ўзаро аралашиб кетишидир.

ВАЗИФАЛАР:

1.1. Броун ҳаракатининг хусусиятларини баён этинг.

1.2. Броун ҳаракатининг тезлиги заррачаларнинг ўлчамигава унинг материалига боғлиқлигини изоҳланг.

1.3. Диффузия ходисаси ва Броун ҳаракатининг ўхшаш томонлари ва фарқларини аниқланг.

1.4. Намойишларни тамоша қилинг.

Броун ҳаракати намойиши

Диффузия ҳаракати намойиши

Вазифаларнинг тўғри жавоблари.

- 1.1. Броун ҳаракати қуйидаги хусусиятларга эга:
- а) Броун ҳаракати тўхтовсиз содир этиб туради;
 - б) Броун ҳаракатининг тезлиги заррачаларнинг ўлчамига боғлиқ бўлиб, унинг материалига боғлиқ эмас. Бу ҳаракат заррачанинг ўлчамлари 1 нм бўлганида кузатилади;
 - в) Суюқлик температурасининг кўтарилиши билан Броун ҳаракатининг тезлиги ортади.
- 1.2. Броун ҳаракати тезлиги заррачаларнинг ўлчамига боғлиқ, унинг материалига боғлиқ эмас.
- 1.3. Диффузия ходисаси ҳам Броун ҳаракатига ўхшаб, тартибсиз ҳаракат, температура ошиши билан, тез содир этилиши ҳам ўхшаш. Газларда диффузия ходисаси суюқликлардагидан тезроқ кечади. Диффузия ходисаси-бир-бирига чегарадош бўлган иккита модда молекулаларининг тартибсиз ҳаракати туфайли ўзаро аралашиб кетиш жараёнидир. Диффузия ходисаси Броун ҳаракатига яққол мисол.
- 2.1. Томсон моделига кўра, мусбат зарядлар йиғиндиси манфий электронлар зарядига тенг. Электронлар сфера ичида «сузиб» юради. Резерфорд тажрибаси эса мусбат зарраларнинг тўғридан-тўғри ўтиб кетмай, бурчаклар бўйича сочилишини кўрсатди, яъни мусбат зарралар билан электронлар тортишиб кетмай, балки итаришади, бу эса марказда қандайдир кучли мужассамлашган мусбат зарядли масса борлигини исбот қилади. Демак, Томсоннинг моделининг камчилиги шундаки, у мусбат зарядни ўртада жойлашганини ва электронни қандай ҳаракат қилишини тушунтириб беролмади.
- 2.2. Тажрибада частота исботланмаслигининг сабаби шундаки, электрон орбита бўйлаб ҳаракат қилади.

3.1. Атом ҳақидаги Томсон моделининг тасаввури очиқлигича қолганлиги аниқланди, назарий фараз қилинган частота, формула бўйича, тажрибата аниқланмади. Резерфорд тажрибаси батамом атом ҳақидаги тасвурни ўзгартириб юборди, бу тажрибанинг натижасини Томсон модели изоҳлашга ожиз эди.

3.2. Резерфорд тажрибаси бўйича атомдан чиқувчи зарралар мусбат зарядланган, улар гипотеза бўйича электронлар томон бориб, улар билан тортишиши керак эди, лекин зарралар кескин йўналишларини буриб, бурчаклар бўйича сочила бошлади. Зарраларнинг юрган йўли траекторияларни чизди. Яъни зарралар траектория бўйлаб ҳаракат қилишди. Бу эса атом ичида жуда катта массали концентрлашган мусбат зарядланган катта хажмли марказда жойлашган жой борлигини исботлади. Демак, электронлар заряди бу марказдаги мусбат зарядлардан ҳам бир неча марта кучли. Шу сабабли, α -зарралар ҳам уларга яқин борганида, бир хил зарядланганликлари учун бурчаклар остида оғади, сочилади. Демак, марказдаги катта массали микдорнинг заряди ҳам мусбат.

4.1. Резерфорднинг статистик формуласи қуйидагича келтириб чиқарилади:

4.2 Резерфорднинг статистик формуласидаги сочилган зарралар сони ва Q сочилиш бурчаги қуйидаги график орқали намоиш қилинади:

5.1. Электронни атом тубига тушмаслигининг сабаби шундаки, электрон бир стационар орбита бўйлаб ҳаракат қилмоқда, нурланмайди, энергия йўқотмайди. Электрон бошқа стационар орбитага ўтгани йўқ. Ўтганда энергия ютилади ёки олади.

5.2. Атомнинг планетар моделининг ожизлиги шундаки, у электрон орбиталарининг стационар ҳолатларини тушунтириб беролмади, энергия нурланса, электрон атом тубига тушиб қолмаслигини тушунтириб беролмади. Бу Бор назарияси изоҳлаб берди.

5.3. Бу элементнинг ташқи қобида бир электрон, кейинги қобида икки электрон борлиги туфайли, бу литий элементи. Бу Li ва Na элементларидир.

6.1. Ер, Марс планеталарининг қуёш тубига тушиб, куйиб кетмаслигининг сабаби шундаки. Биринчидан, Ер қуёшдан 86000 чақирим нарида жойлашган, улар ўртасида тортишиш кучлари ҳам унчалик катта эмас. Иккинчидан, ернинг ўзига ҳам Бутун олам тортишиш кучи таъсир қилади.

6.2. Қуёш массаси 2×10^{30} кг га тенг, Ер массаси эса 6×10^{24} кг га тенг.

7.1. Эластик тўқнашувларда электрон ўз тезлигини йўқотмайди.

7.2. Но эластик тўқнашувларда электрон ўз тезлигини йўқотади.

$$7.3. m_1 v_1 + m_1' v_1' + m_2 v_2 + m_2' v_2'$$

$$7.4. m_1 v_1 + m_1' v_1' + m_2 v_2 + m_2' v_2'$$

8.1. Эластик тўқнашувларга мисол: симоб парлари ва электронлар урилганда, электронлар ўз энергияларини беришмайди, ток кучи ўсиши кузатилади.

8.2. Ток кучи ўсиб, потенциал 4,9 эВ га етганда тўқнашув ноэластик бўлиб, электрон ўз энергиясини беради.

9.1. Сабаби шундаки, энергия учтага тарқалади. Ҳамда ΔE га силжир экан.

9.2. Энергиялар ажралиши узатилар эди, энергия ΔE га силжиши кузатилар эди.

10.1. 1 чи ҳолда ўзгармаслигининг сабаби, магнит майдон перпендикуляр таъсир қилади. 2 чи ҳолда частота $\Delta \nu$ га ўзгаради. 3 чи ҳолда эса $\Delta \nu$ га силжийди.

$$10.2. \Delta \nu = \frac{1}{4\pi m c} H$$

10.3. Бу ҳолда ҳам частотанинг силжиши кузатилади, уч ҳол рўй беради. Триплет ҳосил бўлади.

11.1. Ёруғликнинг корпускуляр ҳоссаси. Ёруғлик электромагнит тўлқиндир. Унинг тўлқин табиати интерференция ва дифракция ҳодисалари билан исботланади. Максвелл томонидан аниқланган электромагнит тўлқинларининг тезлиги ёруғлик тезлиги билан мослигидан ҳам маълум. Масалан, оптиканинг ҳодисаларини фотоэффект, абсолют қора жисм тўлқин табиатидан келиб чиқиб тушунтиришга тўғри келади. Бу ҳодисаларни тушунтириш учун атомдаги электронлар (тўлқинланувчи зарралар) энергиясининг маълум порциялари билан ёруғликни сочиш ёки ютиши мумкинлиги аниқланди (Планк гипотезаси.) Квантнинг энергия миқдори бунда унинг частотасига пропорционал бўлиши аниқланади:

(4) $E = h\nu$, бу ерда $h \approx 6,67 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек. Планк доимийси. Нисбийлик назариясига кўра ёруғликнинг ҳар бир квантга унинг

$m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$ массаси мос. Ёруғлик кванти қуйидаги ҳаракат миқдорига

эга: $p = mc = \frac{h\nu}{c}$, бундан (5) $\nu = \frac{c}{\lambda}$ муносабатдан ва (6) формуладан

$\lambda = \frac{h}{p}$. Яъни ёруғлик порциялар билан нурланиши ва тарқалиши мумкин,

бу порциялар квантлар дейилади. Энергиянинг порцияси квантлар, зарраларнинг ёруғлик ҳоссалари ҳақида гапирганда, фотонлар ҳақида тўхталамиз.

ДЕ БРОЙЛЬ ТЎЛҚИНЛАРИ. 1924 й. Де Бройль ёруғлик ва зарралар ўртасида боғланиш кучлилигини ва ёруғлик корпускуляр ҳоссаларга эга бўлса, зарралар тўлқин ҳоссаларга эгалигини аниқлади. Зарранинг тўлқин узунлиги қуйидаги формула билан аниқланиши

лозим: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$

11.2. электронлар учун $\Delta \mathbf{x} \cdot \Delta \mathbf{p}_x = h$ тенгликни ёзиш мумкин. Максимум соҳасидан ташқарига озроқ электронлар мос келишини инобатга олиб, $\Delta p_x > p \sin \varphi$ дан катта бўлишини инобатга олиб, $\Delta \mathbf{x} \cdot \Delta \mathbf{p}_x \geq h$ ни аниқлаймиз. Бу Гейзенберг ноаниқлик тенгламаси дейилади $\Delta p_x \Delta v_x$ инобатга олсак, $\Delta v_x = \frac{\Delta p_x}{m \Delta x} = \frac{h}{m \Delta x}$

11.3. Де Бройль тўлқинларининг физик маъноси.

Зарраларнинг дифракцияси ҳолида фотопластинканинг айрим қисмларининг қорайиш даражаси шу пластинка соҳаларига тушиш эҳтимоллиги билан боғлаймиз. Ёруғлик мисолида эса пластинка қорайиши, ёруғлик тўлқинининг квадратига қорайиш даражаси пропорционал.

12.1. Биринчи статҳда 3 та триплетга ажрайди, кейингисида 5 тага, кейингисида эса 7 тага, яъни $2l+1$ формулага кўра.

.

13.1. Унда энергия чексизга тенг бўлиб қолади. Бу назария фақат Менделеев жадвалининг биринчи гуруҳинигина тушунтириб берди.

13.2. $n=1$ да Лайман серияси, $n=2$ да Бальмер серияси, $n=3$ да Пашен серияси, $n=4$ Брэккет серияси.

2) спиннинг магнит майдони кучланганликга нисбатан 2та проекцияси дастани 2та дастага ажратади.

14.1. Тўғри жавобни топинг: 1) электроннинг хусусий магнит моменти хисобига;

15.1. Ўтамагнитлашда оддий магнитиклар стерженда ўз магнит моментларининг йўналишини тескарисига ўзгартирадилар.

Ҳаракат миқдори моментлари ҳам йўналишини ўзгартиради.

15.2. Стерженнинг тўлиқ ҳаракат миқдори моменти ўзгармас бўлиб қолиши сабабли, стержень бурила бошлайди.

15.3. Темир стерженни ўтамагнитланганда уни бурилиши кузатилган.

Ўтамагнитлашда оддий магнитиклар стерженда ўз магнит моментларининг йўналишини тескарисига ўзгартирадилар. Ҳаракат миқдори моментлари ҳам йўналишини ўзгартиради.

16.1. Зарралар массаси тезликга боғлиқ, m массага mc^2 энергия мос келади. Тинчликдаги энергия ёки зарраларнинг хусусий энергияси мос келади.

Жуда кичик массалар айирмасига тенг бўлган зарралар, 3 та гуруҳга бирлашади. 3 та π – мезон, 2 та K -мезон, 2 та нуклон (протон ва нейтрон), учта Σ -зарра ва $\alpha\Sigma$ -зарралар, η^0 -мезон, Δ^0 – зарра ва Ω -зарра битта заррадан ўзининг гуруҳларини ташкил қилади.

Ҳозирги замон назариясига кўра, ҳар бир гуруҳ зарралари турли ҳил зарядли ҳолатларда мавжуд бўлган ўша битта заррани кўрсатиши аниқланган. Бу ҳолат мультиплект дейилади. Зарра қабул қилиниши мумкин бўлган ҳолатлар сони махсус j квант сони билан белгиланади-унинг номи изотопик спин. Битта ҳолат (гуруҳдаги битта зарра-синглет) 0 изотопик спинга мос келади, изотопик $1/2$ спинга эса иккита ҳолат (дублет-гуруҳдаги 3 та зарра).

Изотопик спиннинг берилган қийматида зарядли ҳолат бошқа квант сони билан j –изотопик спиннинг проекцияси билан аниқланади, у ўз

навбатида $j = 0$ изотопик спин ҳолатида 0 ягона қийматга эга; $j = 1/2$ изотопик спин ҳолатида иккита қиймат; $+1/2$ (зарядланган ҳолат учун) ва $-1/2$ (нейтрал ҳолат учун)-учта қиймат $+1$ (мусбат зарядли ҳолат учун), 0 (нейтрал ҳолат учун) ва -1 манфий зарядланган ҳолат учун).

16.2. Лептон ва барион зарядлар электрон ва электрон-нейтронлар учун электрон лептон $+1$ заряди, манфий μ - мезонлар учун ва μ - мезонли нейтринолар учун $-\mu$ -мезонли лептон $+1$ заряди ва, ниҳоят, барионларга $+1$ барион заряди берилади. Бу зарралар электр зарядидан фарқлироқ таъсирни характерловчи миқдорлар ҳисобланишмайди: улар зарралар-системасини характерловчи квант сонларидир.

Антизарралар. Хар бир зарра учун, юқорида айтилган зарядларнинг бирортаси 0 га тенг бўлмаса, антизарра мавжуд. Зарранинг антизарраси ишораси ўзига қарама-қарши ишорали бўлади. Лекин бошқа хоссалари (масса, яшаш вақти) айнан бир хил. Масалан, антипротон манфий электр зарядига ва -1 барион зарядига эга бўлса, протон-мусбат электр зарядига ва $+1$ барион зарядига эга. Заррани ўзининг анти-зарраси билан учрашганда аннигиляция бошқа енгил зарраларга ўтиши кузатилади. Протон ва антипротон аннигиляциясида π -мезон ва фотонларга айланади. Таъсирлар ва ўзаро ўтишлар. Зарралар ўзаро айланиш қобилиятига гадирлар. Фақат фотон, электрон, электронли ва μ -мезонли нейтрино ва протон, уларга мос анти-зарралар қатъий бўлиб, ўзоқ яшашлари мумкин. Ихтиёрий емирилиши қандайдир вақт мобайнида бўлади, бу вақтни ўртача яшаш вақти дейилади. Хозирги кунда таъсирларнинг хили мавжуд: кучсиз, электромагнит, кучли ва гравитацион электромагнит таъсирларда фотонлар ва барча электр зарядга эга бўлган зарралар қатнашади. Зарядланган зарра фотонлар чиқариши мумкин фотонлар бошқа зарядланган зарра билан ҳам ютилиши мумкин. Фотонларнинг чиқиши ва ютилишида зарядли зарра

Ўз тезлигини ўзгартиради, бошқа вақтда ўзгармас бўлиб қолади. Кучли таъсирда барион ва мезонлар қатнашади. Барионлар мезонлар чиқаради ва уларни ютади. Кучли таъсирда ядро кучлари намоён бўлади, улар атомлар ядроларида нуклонлар орасида таъсир қилади. Фотонлардан ташқари кучсиз таъсирга барча зарралар дучор бўлади. Элементар зарралар орасида гравитацион таъсир жуда кичик бўлиб, унга баъзан эътибор ҳам қилишмайди. Элементар зарраларнинг таъсирида сақланиш қонунлари. Учта сақланиш ҳаракатни ифодоловчи миқдорларга мансуб. Энергияни сақланиш қонуни, ҳаракат импульси миқдорини сақланиш қонуни, ҳаракат миқдори моментини сақланиш қонуни. Энергияни сақланиш қонунини тадбиқ қилганда хусусий энергияни ҳам инобатга олиш мумкин. Тинч ҳолатдаги протон массаси нейтрон массасидан кичик. Шунинг учун эркин протон β емирилишига эга бўлолмайди. Элементар зарралар системасининг ҳаракат миқдори тўлиқ моменти ҳаракат миқдори орбитал моментлари ва спинлар йиғиндисидан иборат.

16.3./алати зарралар ва резонанслар κ -мезон ва гиперонлар (Δ -, Σ -, Ω -, зарралар в.х.з.), π -мезонлар ва протонларни атом ядролари таъсиридан келиб чиқади. Тажрибада аниқланган уларни пайдо бўлишининг эҳтимоллиги кучли таъсирга мосдир. Лекин бу зарраларнинг яшаш вақти 10^{-10} секундга тенг, бу вақт эса, кучсиз таъсирга мансуб.

16.4. Энергияни сақланиш қонунини тадбиқ қилганда хусусий энергияни ҳам инобатга олиш мумкин. Тинч ҳолатдаги протон массаси нейтрон массасидан кичик. Шунинг учун эркин протон β емирилишига эга бўлолмайди. Элементар зарралар системасининг ҳаракат миқдори тўлиқ моменти ҳаракат миқдори орбитал моментлари ва спинлар йиғиндисидан иборат.

Барча тўртта сақланиш қонунлари бажарилади. алати зарралар ва резонанслар κ -мезон ва гиперонлар (Δ -, Σ -, Ω -, зарралар в.х.з.), π -

мезонлар ва протонларни атом ядролари таъсиридан келиб чиқади. Тажрибада аниқланган уларни пайдо бўлишининг эҳтимоллиги кучли таъсирга мосдир. Лекин бу зарраларнинг яшаш вақти 10^{-10} секундга тенг, бу вақт эса кучсиз таъсирга мансуб.

17.1. Фотоэффект ҳодисаси- γ -квантларни модда зарралари билан таъсиридан келиб чиқувчи асосий жараён, γ -квантларни олдинги дастасидан йўқолиши билан боғлиқ жараён. Фотоэффект-электромагнит нурланиш орқали атомларнинг ионланиши.

17.2. Фотоэффект ҳодисасининг физик моҳияти шундаки, бунда электромагнит нурланиш таъсирида γ -квантларни модда зарралари билан таъсирида γ -квантларнинг ютилиши, яъни олдинги дастадан ғойиб бўлиши кузатилишидир.

18.1. Бу ҳисоблар ҳам (8) формулага олиб келади.

18.2. Эркин электрон γ -квантнинг ютилиши мумкин бўлмасда, лекин γ -квантнинг ютилиши дарров янги γ -квантни нурланиши билан кузатилган. Бундай жараённи эркин электронларда ёруғликнинг тарқалиши (сочилиши) ёки Комптон эффекти дейилади. Янги ни йўналиши ютилган γ -квантнинг тарқалиши билан мос келмасда, олдинги даста буйича тарқалган γ -квантларнинг сони, камаяди, яъни бу жараён ютилиш коэффициентига ўз ҳиссасини қўшади. Энергиянинг ва ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунлари мос келишлиги учун, ютилган квантнинг энергияси ва сочилган (тарқалган) квантнинг энергияси ҳамда учиб чиқиш бурчаги ўртасида аниқ муносабат бажарилиши зарур. $\lambda = \frac{c}{\nu}$, $\lambda' = \frac{c}{\nu'}$ муносабатлар бизга маълум. Бу муносабат тўлқин узунликлари учун оддий кўринишга эга: $\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos \alpha)$.

19.1. γ -квантларни модаа зарралари билан таъсири γ -квантларнинг ютилишига олиб келади, у ўз навбатида электрон-позитрон жуфтлигини вужудга келтиради.

20.1.(1),(2) формулалардан фойдаланинг.

20.2.Қобик моделида электронлар қобикларда жойлашган.Хар бир нуклонга таъсир қилувчи ядро кучлари катта бўлса ҳам, ядро кучларининг бошқа нуклонлар томонидан таъсирида ҳам, нуклон ядро чегарасидан чиқиб кетмаслигини тушунтиради.Томчи моделида хар бир томчини молекуладан ажратиш учун бир хил ўртача энергия сарфланади. Томчи хажми ядро хажми каби зарралар сонига пропорционал.

21.1. Ядро реакциялари деб бир хил ядроларини иккинчи тур ядроларга айланишини айтилади. Лекин бунда ўз-ўзидан айланишини, яъни радиоактив емирилишини алохида кўрилади.Ядро реакциялари деб ядроларга бирор моддаларни тушиши билан боғлиқ бўлган ядроларнинг алмашишини тушунилади.Ядро реакцияларининг сабабаи бўлмиш заарраларга бўлиб, кўпинча протонлар, нейтронлар, фотонлар, альфа-зарралар, дейтронлар , тритонлар бўлиши мумкин.

22.1. Уран атомларидан иборат моддада бирор ядролардан бирининг бўлиниши кузатилган бўлса, бўлинишда чиққан нейтронлар уран атомларининг бошқа ядролари билан ютилиши ва уларни бўлинишига олиб келиши мумкин. Бунда янги нейтронлар хосил бўлиб, улар янги бўлинишни хосил қилади. Бундай жараён занжирли реакция деб аталади.

22.2.Ураннинг U^{238} изотопи занжирли реакцияга халақит берсада, реакторда унинг борлиги кулай вазиятни амалга оширади. Радиацион нейтронни ядро билан олишда ураннинг радиоактив изотопи хосил бўлади: U^{239} , у β^- емирилишга эга бўлиб, яримемирилиш вақти $T=23$ мин, нептун трансуран элементига айланади: ${}_{93}\text{Np}^{239}$. Бу изотоп ҳам β^-

актив экан. Унинг ярим емирилиш вақти $T_{2,3}$ кун бўлади. Емирилишнинг маҳсулоти плутоний изотопи ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ эса, $T = 4 \cdot 10^4$ йил ярим емирилиш вақтига эга узок яшовчи α -актив изотопдан иборат. Бу ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ плутоний изотопининг ядроси-тоқ ва ${}_{92}\text{U}^{235}$ уран изотопнинг хоссаларига жуда ўхшаш. Ядро реакторида плутонийнинг жуда етарли миқдори йиғилгани учун, уни бошқа реакторларда булинадиган модда сифатида ишлатиш мумкин, атом бомбаларида қўллаш мумкин.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №2. МАВЗУ:АТОМНИНГ ТОМСОН МОДЕЛИ.

ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: Талабаларга атом ҳақидаги дастлабки тасаввурларни ўргатиш, Томсон моделининг камчиликларини тушунтириш.

КЕРАКЛИ АСБОБ ВА УСКУНАЛАР: Компьютер Pentium-4, видеопроектор, мультимедиа диск.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ БАЁНИ:

$1A^0$ диаметрли мусбат зарядланган сфера ичида манфий зарядланган электронлар "сузиб" юради. Атомда биринчи бўлиб Резерфорд мусбат ва манфий зарядларнинг тасимотини ўз тажрибасида анилаган эди. Бунда $1A^0$ диаметрли сфера ичида радиуси r бўлган шар танланади. q - кичкина радиусли шарнинг заряди. Электродинамика қонунларига асосан зарядларга шундай майдон таъсир қиладики, уларнинг зарядлари марказга интилган. Зарядлар зичлиги $j=q/V$ га тенг, заряд эса $q = \rho V = \rho \left(\frac{4}{3}\right) \pi r R^3$ га тенг.

$q' = \frac{4}{3} \pi R^3$. Электрон ва заряд ўтасидаги таъсир кучи

$$F = (-e)q'/r^2 \text{ га тенг.}$$

$$F = (-e)q'/r^2 = (-e)\rho \left(\frac{4}{3}\right) \pi R r^3$$

$F = -e\rho \left(\frac{4}{3}\right) \pi r$ бу эса $F = -kx$ формулага ўхшаш, иккинчи томондан Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан $m r'' = F$. $m r'' = e\rho \left(\frac{4}{3}\right) \pi r = 0$; m га бўлиб юборамиз.

$r'' = e\rho \left(\frac{4}{3}\right) \pi$ (бу тенглама эса тебранма ҳаракатдаги тенгламанинг ўзгинаси).

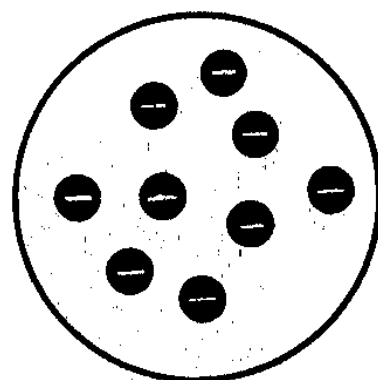
$$\omega_0^2 = e\rho \left(\frac{4}{3}\right) \pi / m \quad 4\pi^2 / T^2 = e\rho \left(\frac{4}{3}\right) \pi / m$$

$$\omega_0 = 2 \pi / T \quad T = \sqrt{4\pi^2 m / e\rho \left(\frac{4}{3}\right) \pi} = 2\pi \sqrt{m / e\rho \left(\frac{4}{3}\right) \pi}$$

$$\nu = (1/2\pi) \sqrt{e\rho \left(\frac{4}{3}\right) \pi}$$

Назарий аниқланган формула бўйича тажрибада битта чизиқли частота бериш керак эди, лекин тажрибада бу частота исботланмайди. Энди Дж.Томсон модели кўргазмали намоиш қилинади. Экранда мусбат зарядланган сферада зарядлар тенг тақсимланган, ичида электрон "сузиб" юриши намоиш қилинади.

Атомнинг Томсон модели намоиши.



ВАЗИФАЛАР:

2.1. Атомнинг Томсон моделининг камчиликларини аниқланг.

2.2. Тажрибада частота исботланмаслигини илмий асосланг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №3. РЕЗЕРФОРД ТАЖРИБАСИ.

ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: Талабаларга Резерфорд тажрибасини тушунтириши.

КЕРАКЛИ АСБОБ ВА УСКУНАЛАР: Компьютер Pentium-4, видеопроектор, мультимедиа диск.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНИНГ БАЁНИ:

Радиоактив Р манбадан α –зарралар Ф олтин фольгадан ўтиб, бурчаклар бўйича сочилади, натижада зарралар траектория бўйлаб, ҳаракат қилиниши аниқланади. Фаразга кўра, зарралар тўғри ўтиб кетиши керак эди, лекин улар бурчаклар бўйича сочилиши аниқланди. Томсоннинг

атом ҳақидаги модели очиқлигича қолди, унинг камчиликлари аниқланди.

Резерфорд тажрибасининг намойиши.

ВАЗИФАЛАР:

3.1.Томсон моделининг қандай камчиликлари намоён бўлганлигини тушунтиринг.

3.2.Резерфорд тажрибасидан нимани аниқланди, изоҳланг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №4. МАВЗУ: РЕЗЕРФОРДНИНГ СТАТИСТИК ФОРМУЛАСИ.

ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: Талабаларга Резерфорднинг статистик формуласини келтириб чиқарилишини ва ундаги боғланишларни ўргатиш.

КЕРАКЛИ АСБОБ ВА УСКУНАЛАР: Компьютер Pentium-4, видеопроектор, мультимедиа диск.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ БАЁНИ:

Резерфорднинг статистик формуласи қуйидагича бўлиб, унинг келтириб чиқарилишини баён этамиз:

Статистик формуладаги боғланишни аниқловчи график намойиши.

$$\Delta\sigma = (e_1 e_2 / 4E_k)^2 \Delta\Omega / \sin^4(v/2) - \text{Резерфорд формуласи.}$$

Пуставалов китобидан 36-39 расмлар.

Резерфорд формуласини аниқлаш учун кулон қонунидан фойдаланиб, нишон масофаси билан тарқалиш(сочилиш) бурчаги ўртасидаги боғланишни топиш керак. $b = (e_1 e_2 / m v_0^2 \Delta\Omega / \text{ctg}(v/2))$ сочилувчи марказга нисбатан зарядланган зарранинг ҳаракати гиперболик орбитага нисбатан кометанинг ҳаракатига ўхшаш. Гиперболанинг асимптоталари бўлиб, ҳаракатнинг бошланғичи ва кейинги ҳаракат йўналишлари ҳисобланади. Кейинги чиқаришлар учун бизга траектория гипербола бўлиши бизга зарур эмас. Бизга фақат траектория асимптота нуқталарига

эгалити кераклидир. Энди энергиянинг сақланиш қонунларига мурожат қиламиз. Сочилувчи марказдан етарлича катта масофада потенциал энергияни нулга тенг деб олиш мумкин. Зарранинг ҳаракатининг бошида ва охирида унда фақат кинетик энергияси мавжудлиги аниқланди. Сочувчи марказнинг массаси учиб кетувчи зарранинг массасидан етарлича катталигини аниқлаймиз. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра охириги энергия бошланғич энергияга тенг бўлиши керак. Лекин охириги тезликнинг йўналиши бошланғич тезликнинг йўналиши билан мос келмайди. Яъни зарранинг ҳаракат миқдори унинг тарқалувчи маркази учиб вақтида ўзгарган. Чунки заррага сочилувчи марказ томонидан кучлар таъсир қилди. Энди қуйидаги ҳолатни кўрайлик. О-тарқалувчи марказ бўлсин, AED-зарра ҳаракатининг бошланғич йўналиши, CFD- зарра ҳаракатининг охириги йўналиши. Энди сочилувчи марказ орқали заррани учиб вақтида ҳаракат миқдорини ўзгаришини аниқлаш учун, ҳаракат миқдорининг бошланғич ва охириги векторлари mv_0 , mv_1 A ва D нуқталардан F асимптоталар кесишган нуқтага кучирамиз. Уларнинг айирмаси Δmv бўлиб, векторлар айирмаси қондасига кўра, mv_0 векторининг охиридан mv_1 векторининг охиригача йўналган вектор бўлади. Юқоридаги учта вектор тенг ёнли учбурчак ҳосил қилар экан. Юқоридаги бошланғич ва охириги йўналишларни белгилувчи векторларнинг катталиги тенг экан. Шу сабабли, бундан векторлар айирмаси бўлмиш векторнинг абсолют қийматини топиш мумкин:

$$\Delta(mv) = |mv_1 - mv_0| = 2mv_0 \sin(v/2) \quad (*)$$

Иккинчи томондан ҳаракат миқдорининг ўзгариши, Ньютоннинг иккинчи қонунига нисбатан куч импульсига тенг: $\Delta(mv) = \int_{t_1}^{t_2} f dt$

f - t_1 ақтдан то t_2 вақтгача таъсир қилган куч, Бунга кулон қонунини ёзиш мумкин. Бизга $\Delta(mv)$ векторнинг охириги йўналиши маълум бўлгани

учун, у ҳолда бу куч ўрнига Ох ўқиға унинг проекциясини олишимиз мумкин. f куч ва ОХ ўқи бўйича йўналиши ўртасидаги бурчак φ , сочилиш марказидан G нуқтага ўтказилган r радиус-вектор ва ОХ чизик ўртасидаги бурчакдир. Куч кулон қонунига кўра, қуйидагиги тенг:

$$f_{ox} = f \cos \varphi = e_1 e_2 \cos \varphi / r^2 dt \quad (3) \quad , \quad (3) \text{ формулани минус}$$

чексизликдан токи плюс чексизликгача интегралласак, чексиз катта масофадан E нуқтага келиш учун шундай қилиш керак. Зарранинг ҳаракати туфайли r ҳам φ ҳам ўзгаради. Интеграл остидаги муносабатни ҳисоблаш учун, интеграл остидаги ифодани фақат битта миқдор орқали ифодалашимиз керак. Бунинг учун ҳаракат миқдори моменти ни сақланиш қонунидан фойдаланамиз. Бу қонунга нисбатан O нуқта га нисбатан моддий нуқтанинг ҳаракат миқдори моменти доимий бўлиб қолади. Заррага шундай куч таъсир қиладики, у вақтининг ихтиёрий моментида тўғри чизик бўйича ҳаракат қилади. Зарранинг ҳаракат миқдори моменти доимий бўлиб қолади, тарқалувчи марказга нисбатан бу кучнинг моменти нолга тенг бўлади. Хусусий ҳолда вақтнинг бошланғич қийматида ҳаракат миқдори вектори AFB тўғри чизик бўйича йўналган. Тарқалувчи марказдан токи тўғри чизикқача бўлган қисқа масофа b нишон масофага тенг, сочилувчи марказга нисбатан ҳаракат миқдори моменти қуйидагига тенг:

$$N = mv_0 b \quad (4)$$

Иккинчи томондан, вақтнинг ихтиёрий пайтида ҳаракат миқдори моменти инерция моментининг mr^2 ни унинг бурчак тезлигига кўпайтмасига тенг. $N = \frac{d}{dt}(mr^2 \frac{d\varphi}{dt})$ (5). 4-чи ва 5-чи формулалардан ҳаракат миқдори моменти ўзгармайди ва қуйидагига тенг: $mv_0 b = \frac{d}{dt}(mr^2 \frac{d\varphi}{dt})$ (7)., бундан эса $dt = \frac{r^2}{v_0 b} d\varphi$ (8).

Бу ифодани қуйидаги формулага қўйсак: $\Delta(mv) = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} e_1 e_2 \cos \varphi / r^2 dt$, қуйида- гига тенг бўлади: $\Delta(mv) = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} e_1 e_2 \cos \varphi / v_0 b d\varphi$

Бу ерда чегараларни аниқлаш мумкин. Зарра сочилувчи марказдан чексиз кўп масофага узоқлаштирилган бўлса, унга ўтказилган радиус-вектор AFB тўғричиликка параллел. Охирги вақтда эса зарра сочилувчи марказдан бошқа томонда жойлашган бўлса, унга ўтказилган радиус-вектор, CFD тўғри чирикка чексиз параллел бўлади. Шу сабабли, φ_1 радиус-вектор ва OX ўқи билан ҳосил қилинган бурчак вақтнинг бошланғич қийматида AFX га тенг, Вақтнинг охирги пайтида эса, зарра сочилувчи марказнинг иккинчи томониди бўлади, унга ўтказилган радиус-вектор , CFD тўғри чирикка параллел бўлади. φ_2 радиус-вектор билан OX тўғри чирик билан ҳосил қилинган бурчак DFX га тенг. Соат стрелкаси бўйича саналадиган бурчакларни мусбат десак, соатстрелкасига қаршилари ни эса манфий десак, сочилиш бурчагининг биссектрисаси , OX чирикка нисбатан Ox га перпендикуляр бўлса, у ҳолда қуйидагини кўриш мумкин: $\varphi_1 = -(\pi/2 - v/2)$ ва

$\varphi_2 = (\pi/2 - v/2)$ бурчак билан аниқланишини кўриш мумкин.

Охирги формулага буларни қуйиб, доимий қийматларни интегралдан ташқаригачи қарсак, интеграллашдан сўнг, зарранинг ҳаракат миқдорини ўзгариши учун ифодага эга бўламиз: ва уни(*) формулага тенглаштирсак, сочилиш бурчаги ва нишон масофа ўртасидаги боғланишни аниқлаймиз:

$$B = e_1 e_2 / m v_0^2 \operatorname{ctg}(v/2)$$

ВАЗИФАЛАР:

1. Резерфорднинг статистик формуласини келтириб чиқаринг.
2. Резерфорднинг Q сочилиш бурчаги ва $\langle N \rangle$ -фольгага сочилган зарралар сони ўртасидаги боғланишни кўрсатувчи $\langle N \rangle \sin^4(Q/2)$ формула ва бу тақсимотни кўрсатувчи графикни чизинг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №5. АТОМНИНГ ЯДРО МОДЕЛИ.

ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: Резерфорднинг тажрибасидан сўнг, келтирилган атомнинг ядро моделини тушунтириш .

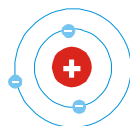
КЕРАКЛИ АСБОБ ВА УСКУНАЛАР: Компьютер Pentium-4, видеопроектор, мультимедиа диск.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНING БАЁНИ:

Резерфорд тажрибани ўтказгандан сўнг, қуйидаги натижаларга эга бўлди:

1. Атомнинг ўртасида концентрациялашган катта хажмли мусбат заряд мавжуд экан, шу сабабли, α -зарралар ўз йўналишини кескин ўзгартириб, бурчаклар остида сочилишади.
2. Атом марказида тўпланган катта хажмли ва массали жойнинг массаси α -зарранинг массасидан бир неча марга катта.
3. Электрон орбита бўйлаб ҳаракат қилади, ўртада мусбат зарядланган миқдорни ядро деб номланди.
4. Атомнинг ўртасида мусбат ядро атрофида манфий электрон ҳаракат қилиши аниқланди.
5. Резерфорд шундай қилиб, атомнинг ядро моделини тақдим этади. Стационар орбита ташанчаси киритилади.

Атомнинг ядро моделининг расми. (1 расм). Марказда жойлашган мусбат зарядланган массаси α -зарралар массасидан катта бўлган катта хажмдаги ядро атрофида электронлар стационар орбиталар атрофида ҳаракат қилади.



Атомнинг ядро моделининг намоиши.

Атомнинг ядро моделини асосий қийинчиликларини таъкидлаб чиқамиз.

1 қийинчилик.

Водород химик элемент 2та изотопга эгалиги аниқланган, яъни икки турдаги атомларга эга. Биринчи атомларда (енгил водород) ядроси бир атом бирлигига тенг массага эга, бошқа атомларда (оғир водород) ядро иккита атом бирлигига тенг ядрога эга.

Бу изотопларнинг физик ва химик хоссалари айна бир хил. Бу эса барча атомларда электронлар қатъий бир хил орбиталардан ҳаракат қилиши аниқ бўлди.

Механика қонунлари бўйича. Электроннинг орбита шакли атомнинг ҳосил бўлишининг бошланғич шартларига боғлиқ бўлиши керак. Лекин бу бошланғич шартлар турли хил бўлиши мумкин. Лекин қандай қилиб, шундай турли хил шартларда электрон доимо бир хил орбитага олинади. Планетар модель бу ҳолатни тушунтиришга ожиз, яъни водород атомларининг айнийлигини асослаб беролмайди.

2 қийинчилик

$Z=1$ зарядли ядро атрофида айланган электрон, механик муносабатда турган қатъий ҳисобланади. Лекин бундай модель электродинамик муносабатда турғун (қатъий) эмас. Электрон энергияси электромагнит тўлқинларнинг нурланиши туфайли узлуксиз камайиб боради ва аста-секин атомнинг орасига тушиши мумкин. Бу жараён 8-10 секунд вақт мобайнида бўлиши керак. Лекин водород атомлари узок вақт мобайнида мавжуд.

Уларнинг бундай узок мавжудлиги юқорида келтирилган планетар моделга зид.

3 қийинчилик

Максвелл назарияси бўйича айланма ёки эллипс бўйича ҳаракатланувчи заряд, доим узлуксиз электромагнит тўлқинларни нурлантириши керак. Лекин нормал ҳолатда водород атомлари нурланмайди.

Хулоса: Макроскопик масштабларда электр зарядлар ҳаракатини ўрганиш натижаларидан келтириб чиқарилган механика ва электродинамика тенгламалари, атомларда электронларнинг ҳақиқий ҳарактерини ифодалай олмайди. Электронларнинг атомдаги ҳарактерларида Ньютон ва Максвелл тенгламаларида акс эттирилмаган хоссаларга эгалигидан далолат берган.

ВАЗИФАЛАР:

5.1. Нима сабадан электрон ҳаракат қилиб, ўз энергиясини йўқотиб, атом тубига тушиб қолмаслигини тушунтиринг.

5.2. Атомнинг планетар моделининг ожиз томонларини изохланг.

Бу қайси элементларнинг ядро модели, изохланг.

Элементларнинг ядро моделлари намойиши кўрсатилади.

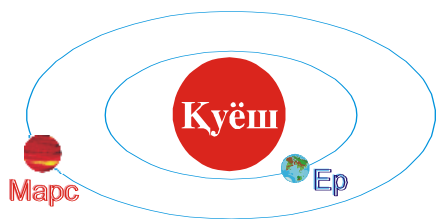
ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №6. ПЛАНЕТАР МОДЕЛ.

ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: Планетар моделини тушунтириш.

КЕРАКЛИ АСБОБ ВА УСКУНАЛАР: Компьютер Pentium-4, видеопроектор, мультимедиа диск.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ БАЁНИ:

Аввалда келтирилган атомнинг ядро модели асосида, унга ўхшаш планетар моделини келтирамиз. Худди планеталар қуёш атрофида ҳаракат қилганидек, ядро атрофида электронлар стационар орбиталар бўйлаб ҳаракат қилишади. Планеталарнинг қуёш атрофида ҳаракат қилишини тамоша қилиш, у ҳам ядро моделига ўхшаш. Расм2. Планетар модель.



Планетар моделнинг намоиши.

Шундай қилиб, гелиоцентрик назария бўйича ўртада куёш, унинг атрофида эллипс траекториялари бўйлаб, ур, Марс ва бошқа планеталар ҳаракат

қилади. Шунга ўхшатиб, Резерфорд атомнинг планетар моделини таклиф қилган эди.

Электроннинг айлана ёки эллипс шаклидаги орбита бўйлаб ҳаракатини ўзаро перпендикуляр тебранма ҳаракатлар йиғиндиси сифатида кўриш мумкин, уларнинг частотаси электроннинг ядро бўйича айланиш частотасига мос келади ёки унга қарралидир. Электр қонунларига асосан тебранма ҳаракат бажарувчи заряд шундай частота билан электромагнит тўлқинлар нурлантириши керак. Нурланиш натижасида электрон ўз энергиясини йўқотиб, унинг ядрогача бўлган маслоқаси камайиб бориши керак, айланиш частотаси эса доимий кўпайиб бориши керак эди. Демак, атомлар турли тўлқин узунликларда ўруғлик нурлантиришлари керак. Лекин атомларнинг спектрлари чизиқлилиги бизга маълум. Ҳисоблар шуни қўрсатадики, жуда кичик вақт ичида электрон ўзининг энергиясини нурланишга сарф қилиши керак. Шунда электрон ядрога жуда яқинлашиб, атом ҳаётига чек қўйилади. Лекин тажрибадан маълумки, атомлар жуда кўп вақт мобайнида мавжуддирлар. Демак, механика ва электр қонунларини атомлардаги

электронлар ҳаракатига тадбиқ қилиб бўлмаслиги аниқ бўлди. Атом ҳақидаги бу тасаввур очиклигича қолди.

ВАЗИФАЛАР:

6.1. Нима сабабдан Марс, Ер қуёш тубига тушиб қолмаслигини тушунтиринг.

6.2. Қуёш массасини ҳисобланг. У Ер массасидан қанча катта эканлигини аниқланг. У ердан 86000 чақирим нарида жойлашган экан.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №7. МАВЗУ: ЭЛАСТИК ВА НО ЭЛАСТИК ТЎҚНАШУВЛАР

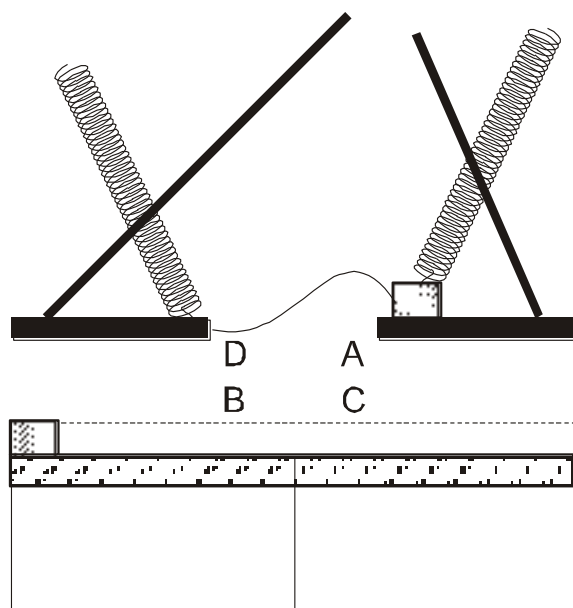
ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: Эластик ва ноэластик тўқнашувлардаги фарқларни тушунтириш.

КЕРАКЛИ АСБОБ ВА УСКУНАЛАР: Компьютер Pentium-4, видеопроектор, мультимедиа диск.

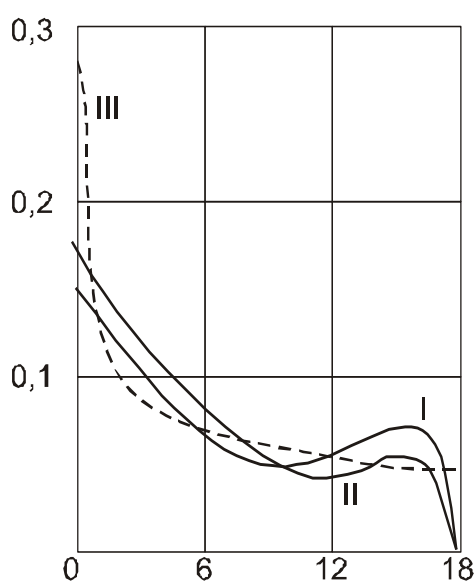
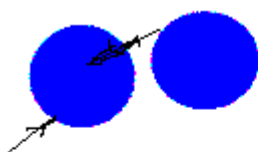
ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ БАЁНИ:

Агар электронлар энергияси бирор критик катталикдан ортиқ бўлмаса, у ҳолда электронлар ва атомлар орасидаги тўқнашиш тўла эластик бўлар экан, натижада электрон энергия йўқотмасдан, фақат тезлик йўналишинигина ўзгартиради”.

Тажрибани кўрамиз. (расм № 3)



А. металл диск марказида тешик бўлиб, унга D чўғланиш толаси жойлаштирилган (расм 3). Дискни исталган газ босими ҳосил қилиниши мумкин бўлган фазода ипларга осилган. Шлиф орқали ишлайдиган махсус мослама ёрдамида дискни вакуумни бузмасдан кўтариш ёки пастга тушириш мумкин, иккинчи В диск ва С тўр орасида тўсувчи майдон ҳосил қилиниб, унинг ёрдамида электронлар орасидаги тезликлар тақсимои ўлчанади. Газ босими шундай танланиши керакки, унда фазодаги С тўр ва қабул қиладиган В пластинка орасида электронларнинг мумкин қадар тўқнашиши юз бермасин.

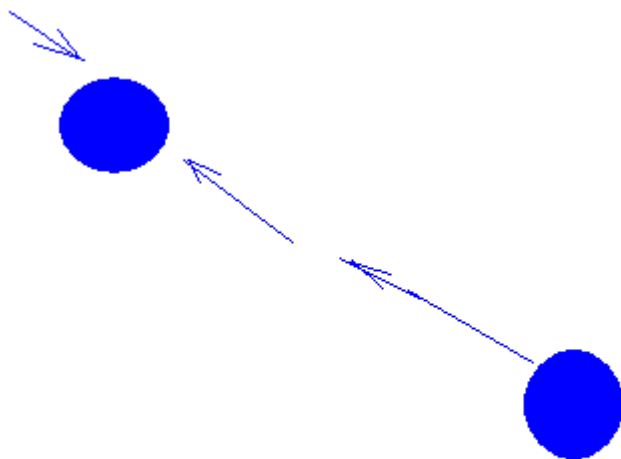


Расм 4.

Қуйидаги – расмда 1,3 мм босимда ва 18В тезлаштирувчи потенциалда гелий электронлар энергиясининг тақсимланиши келтирилган АС масофа 4 ммга тенг бўлганда I эгри чизик, масофа 18 ммга тенг бўлганда, II эгри чизик ҳосил бўлган электронлар иккинчи ҳолда биринчи ҳолдагига нисбатан жуда кўп марта ортиқ тўқнашишига қарамай, ҳар икки эгри чизик деярли мос келади. Бундан 18 эВ энергияли электронлар ва гелий атомлари орасидаги тўқнашишлар етарлича эластик бўлиши келиб чиқади, расмдаги III пунктир эгри чизик- назарий эгри чизик бўлиб, тўқнашиш натижасида электронлар тезликлари йўналишини шундай ўзгартирадиларки, C тўр тешигидан ўтувчи электронлар ярим сфера соҳасида турли йўналишларга эга бўлади деб ҳисобланган. Бу эгри чизикнинг экспериментал эгри чизикларга яқин келиши кўриниб турибди.

ВАЗИФАЛАР:

- 7.1. Эластик ва ноэластик тўқнашишларни тушунтиринг.
- 7.2. Эластик ва ноэластик тўқнашишларда нима рўй беришини тушунтиринг.
- 7.3. Эластик ва ноэластик тўқнашишларнинг фарқини изоҳланг.
- 7.4. Эластик тўқнашувда импульснинг сақланиш қонунини ўзинг.
- 7.5. Но эластик тўқнашувда импульснинг сақланиш қонунини ёзинг.



Расм 5.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №8. МАВЗУ: ФРАНК ВА ГЕРЦ ТАЖРИБАСИ
ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: Эластик ва но эластик тўқнашувлар, ток кучининг усиш ва камайиши, потенциаллар максимумлари орқали тажрибанинг моҳиятини тушунтириш, яъни атомнинг дискретлигини тушунтиришдир.

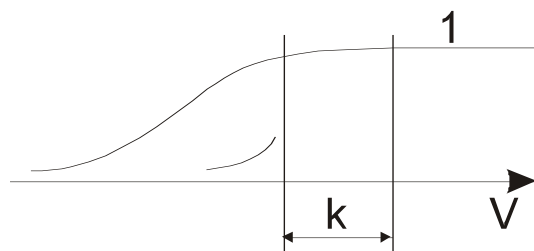
КЕРАКЛИ АСБОБ ВА УСКУНАЛАР: Компьютер Pentium-4, видеопроектор, мультимедиа диск.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ БАЁНИ:

Франк ва Герц тажрибасидан маълум бўлдики агар электронлар энергияси бирор критик катталиқдан ортиқ бўлмаса, у ҳолда электронлар ва атомлар орасида тўқнашиш натижасида электрон энергия йўқотмасдан, фақат тезлик йўналишинигина ўзгартиради.

Ўқитувчи аввал ток кучининг тезлаштирувчи кучланишга боғланишни текшириб, сўнгра абсцисса ўқиға тезлаштирувчи потенциални, ордината ўқиға эса мос ток кучини қуйиб график тузилса,

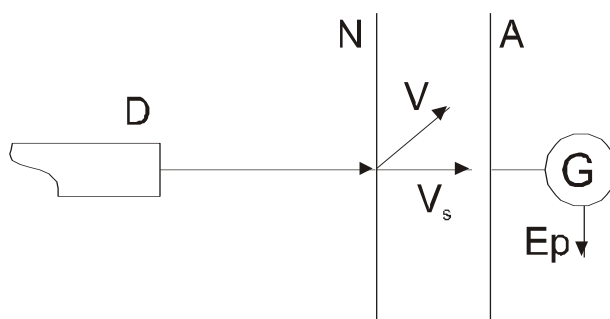
типик кўриниши 136-расмда тасвирланган эгри чизик (вольтампер характеристика) ҳосил бўлади.



Расм 6

Борнинг квант постулатларини амалда Франк ва Герц исботлашади.

Тажрибанинг ғояси қуйидагича: кўпроқ ёки озроқ сийраклаштирилган газ молекулалари ва атомлари секинлаштрилган электронлар билан бомбардимон қилинади, бунда электронларнинг урилишдан олдинги ва кейинги тезликлари тақсимланишлари текширилади. Агар урилишлар эластик бўлса, урилиш натижасида тезликлар тақсимланиши ўзгармайди ва аксинча. Ноэластик урилишда электронларнинг бир қисми ўзлари урилишган атомларга ўз энергияларини беради ва тезликлар тақсимланиши ўзгаради.



Расм 7

Франк-Герц тажрибаларни амалга ошириш билан боғлиқ бўлган баъзи масалаларни қараб чиқамиз. Секин электронларнинг атомлар билан тўқнашишини ўрганиш учун мўлжалланган экспериментал қурилма қуйидаги асосий талабларни қаноатлантириши керак:

1. Электронлар манбаи етарлича кўп миқдорда муайян бошланғич тақсимотли тезликка эга бўлган секин электронлар бериши керак.
2. Ташқаридан берилган тезлаштирувчи потенциал таъсирида бу электронларга олдиндан маълум бўлган исталган тезлик бериш мумкин.
3. Тезлаштирилган электронлар аппаратнинг муайян бир жойида текшириладиган атомлар ёки молекулалар билан тўқнашиши керак.

Кўрсатилган талабларни қаноатлантирувчи секин электронлар дастасини олиш учун фақат қиздирилган катодлардан фойдаланилади. Бу катодлардан олинadиган кўп сонли электронларни истак бўйича ўзгартирилиши мумкин бўлган катодга берилган V потенциал билан тезлаштирилади. Тинч турган электроннинг V вольт тезлаштирувчи потенциал таъсирида оладиган V (см/секундларда) тезлиги қуйидаги муносабатдан танилади.

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{eV}{300}, \frac{e}{m} = 5,27 \cdot 10^{17} \text{ CGSE } 2^{-1} \text{ ни қуйиб, } v = \sqrt{2 \frac{e}{m} \frac{V}{300}} = 5,97 \cdot 10^7 \sqrt{V} \frac{\text{см}}{\text{сек}}$$

Демак, 1в тезлаштирувчи потенциалда электрон $6 \cdot 10^7$ см/секга яқин тезлик олади. «Секин электронлар» термини жуда нисбий тушунча эканлиги аниқ бўлди.

Энди 10 расмни тахлил қилайлик:

- 1) Бирор потенциалда ток кучи кучланишга боғлиқ бўлмай қолади, бу «тўйиниш токи» бўлиб, унинг пайдо бўлиши тегишли чўғланиш температурасида вақт бирлиги ичида катоддан чиқаётган ҳамма электронларнинг анодига етиб келиши билан тушунтирилади.
- 2) Тезлаштирувчи потенциал нолга тенг бўлмаганида ток нолга тушиши у ёдда турсин, тескари ишорали потенциалларда ҳам, яъни

бирор N потенциалгача бўлган тормозловчи потенциалнинг кейинги ортишида ток камаяди ва секин аста нолга тушади.

Муайян тезланиш олган электронларга кичик босимларда трубкага киритилувчи газ атомлари билан тўқнашиш имкони берилади. Бу тўқнашишларнинг характери, яъни тўқнашишнинг эластик ёки ноэластиклигини билиш учун кўпинча тўқнашишдан кейин электронлар орасидаги тезликлар тақсимотини текшириш зарур бўлиб қолади. Бу эса тўсувчи потенциал методи билан амалга оширилади.

1 расмда D иссиқ катод бўлиб, унга V тезлаштирувчи потенциал берилган бўлсин. Тезлаштирилган электронлар олдида N тур жойлашган A пластинкага йўналтирилади. Агар бу тур $+V_1$ потенциалгача зарядланса, у ҳолда A орасидаги фазода электронлар тормозловчи майдонда ҳаракатланади.

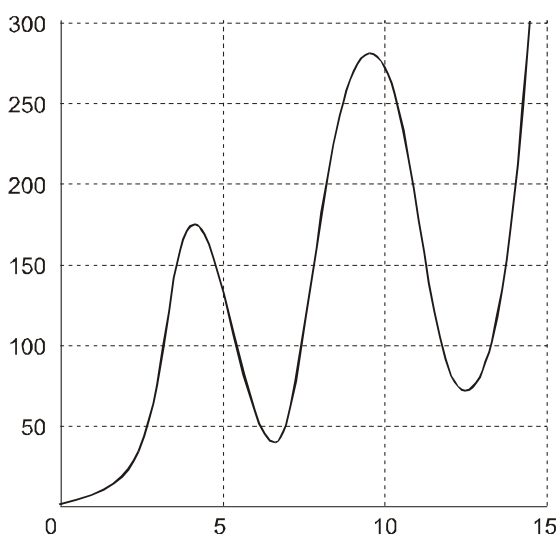
Улардан фақат тормозловчи майдондан ўтишга етадиган кинетик энергияга эга бўлганлари A пластинкага етиб келади. A пластинка G гальвонеметр орқали ерга уланган. Шундай қилиб, A га етиб келувчи электронлар гальвонеметр кўрсатаётган токни беради. Электроннинг A пластинкага етиб келишига тўсқинлик қилувчи, тормозловчи P потенциал электроннинг u_s ташкил этувчиси билан аниқланишини назарда тутиш лозим.

Агар фақат $\frac{1}{2}mU_s^2 \geq \frac{1}{300}IP$ муносабатни қаноатлантирувчи электронларгина етиб келади.

Бу ёзувларни ўқитувчи плакатлар орқали ва оғзаки тушунтиради. Франк-Герц тажрибаси ноэластик тўқнашишнинг мавжудлигини исботлаш учун Франк ва Герц қуйидаги қурилмадан фойдаланган (5 расм). D чўғланиш тепасидан чиққан электронлар тепага берилган манфий потенциал билан тезлаштирилади. D ва N орасидаги фазода бу электронлар кўп сонли тўқнашишлардан кейин, нихоят A қабул қилувчи

пластинкага тушадилар. А га уланган G гальванометр пластинка орқали токини ўлчайди. А га нисбатан кучсиз мусбат зарядланган ($K0,5b$ потенциалгача) N тўр А пластинканинг олдида бевосита ўрнатилган. Тўрнинг вазифаси ноэластик тўқнашиш натижасида энергияси деярли бутунлай йўқотган электронларни тутиб олишдан иборат тажриба нисбатан юқори босимдаги (1 ммга яқин) симоб бўғида ўтказилди ва атомга берилган тезлаштирувчи потенциалга боғлиқ холда А пластинка токи ўлчанади. Тезлаштирувчи потенциал нолдан бошлаб ортганида ток ортди, ток эгри чизиғи вольт-ампер характеристика кўринишига эга бўлди.

Аммо $4,1b$ га яқин потенциалда ток бирдан кескин камайди, кейин $9,0b$ потенциалгача яна орта борди, токнинг кескин камайиши $13,9b$ потенциалгача унинг яна ортиши кузатилди. Эгри чизик $4,9b$ масофада турган максимумлардан иборат бўлди.



Расм 8

Электрон энергияси $4,9b$ га етгунча у симоб атомлари билан эластик тўқнашади ва потенциалнинг ортиши билан ток одатдаги қонун буйича ортади. $4,9b$ потенциалда тўқнашиш ноэластик бўлиб қолади, электрон симоб атоми билан тўқнашганда ўз энергиясини бутунлай беради. Бу электронлар А пластинкага тушмайдилар, чунки улар $K0,5b$

гача зарядланган N1 тўрда катотдан тутиладилар ва пластинканинг токи кескин камаяди.

Агар электрон энергияси 4,9b дан сезиларли ортса, ў ҳолда бундай электронлар ноэластик тўқнашишда ўз энергияларнинг бир қисмини йўқотиб, етарлига ортиқча энергия сақлаб қоладилар ва мусбат зарядланган тўрнинг борлигига қарамай, А пластинкага етиб борадилар – ток яна орта бошлайди.

ВАЗИФАЛАР:

- 8.1. Эластик ва ноэластик тўқнашишга мисоллар келтиринг. Уларнинг фарқи нимада?
- 8.2. Франк-Герц тажрибасини тушунтиринг. Унинг амалга ошиш жараёнини ва физик моҳиятини ёзма ёзиб келинг, расмини чизинг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №9. МАВЗУ: ШТАРК ЭФФЕКТИ

ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: Эластик ва но эластик тўқнашувлар, ток кучининг усиш ва камайиши, потенциаллар максимумлари орқали тажрибанинг моҳиятини тушунтириш, яъни атомнинг дискретлигини тушунтиришдир.

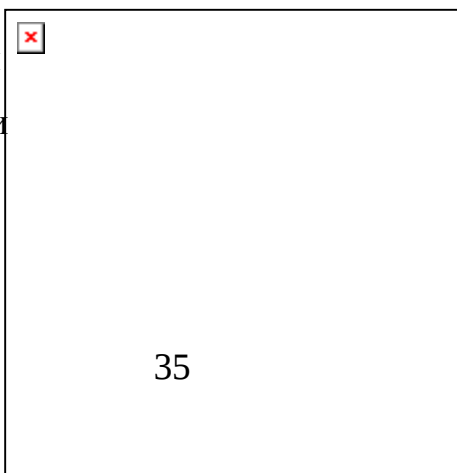
КЕРАКЛИ АСБОБ ВА УСКУНАЛАР: Компьютер Pentium-4, видеопроектор, мультимедиа диск.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ БАЁНИ:

Штарк эффекти - атомни доимий электр майдонга киритилса, унинг спектрал чизиқлари ажралишини классик назария тушунтириб беролмади, фақатгина квант механикаси, эффект назариясини ишлаб чиқишга ёрдам берди.

Штарк эффектини
намойиш қилувчи
(расм 9)

компьютерда
лавҳа қуйидагича.



Расм 9: Водород атомининг иккинчи спектрал термасининг электр майдонида ажралиши (Чизикли Штарк эффекти)

а – майдонсиз энергияли сатх ($E=0$),

б – майдондаги энергияли сатхлар.

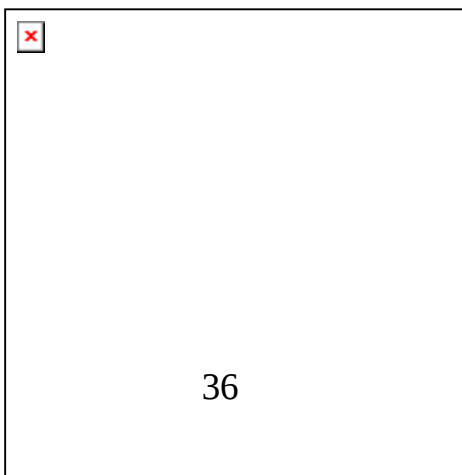
а – электр майдон йўқлигида атом чизиги ажралмайди; лампочка ёнмайди;

б – электр майдон мавжудлигида атом чизиги 3 та чизикка ажрайди, лампочка ёнади.

Энди қуйидаги ҳолатни намоиш қиламиз. Расм 10.

а – атомни электр майдонга киритилмаганда;

б – атомни электр майдонга киритилганда.



ВАЗИФАЛАР:

1. Атомни электр майдонга киритилганда нима ҳодиса рўй беришини изохланг.
2. Атомни электр майдонга киритилганда атом чизиғини нечта спектрал чизиққа ажраганини кўрганингизни айтинг.
3. 3 тадан кўп спектрал чизиқларга ажрашининг сабабини тушунтиринг.

Ҳақиқатдан, Штарк эффекти классик назария буйича тушунтириш олганлиги йук, уни квант механикаси тушунтириб берди.

Ҳақиқатдан, атомда электрон ҳаракатини ўзаро ортогонал тўлқинларга бўлиш мумкин. Z ўқни электр майдонига параллел қилиб йўналтирсак, $E(E_x=E_y=0, E_z=\xi)$ Y ҳолда Z ўқи бўйича тўлқинлар тебранишларини баён этувчи қуйидаги тенгламани оламиз. ($L=L_0$)

$$m_0 Z = m_0 W_0 Z = -L_0 \xi \quad (1)$$

Қолган E га перпендикуляр бўлган X ва Y ўқлари бўйича, бўлган тебранишларга электр майдон таъсир қилмайди.

Бу ерда m_0 -электр массаси, w_0 -тебранишларнинг айланма частотаси.

Y ҳолда (1) тенглама қуйидаги кўринишга келади:

$$Z = -L_0 / m_0 w_0^2 \kappa A \cos(w_0 t + u) \quad (3)$$

Шундай қилиб, $(-L_0 \xi)$ доимий кучнинг таъсири классик назария бўйича, система мувозанати нуқта ҳолатини ўзгаришига олиб келади, лекин бу тебранишлар. Квант тасаввурларга кўра, Штарк эффектини кўриб чиқайлик.

Чизиқли ва чизиқсиз Штарк-эффекти мавжуд: биринчиси, водородсимон атомлар учун характерли. Водородсимон атомлар учун нафақат m магнит квант сони бўйича, l орбитал квант сони бўйича ҳам кузатилади, бу эса Штаркнинг чизиқли спектрини асослаб беради. Водород атоми учун чизиқли ($n=2$).

Ташқи электр майдон (ξ) (тажрибаларда $\gamma \approx 10^4$ - 10^5 в/см тартибида) бўлади, у ички атомникидан анча кичик ва $E_{\text{ед}} = E/a_0^2 \approx 5 \cdot 10^9$ в/см бўлади, бу ерда a_0 -биринчи бор орбитали радиуси, қуйилган масалани ҳал қилиш учун ғалаёнланишлар назариясини тадбиқ қилиш мумкин, $\hat{U}$ ғалаёнлашиш сифатида биз электроннинг ташқи майдондаги потенциал энергиясини олишимиз керак:

$$\hat{U} = E_0 \xi Z$$

/алаёнланмаган ҳолатда электрон қуйидаги энергияга тенг:

$E_2^0 = -\hbar^2/4$ (4), унга қуйидаги 4 та тўлқин функциялар мос.

$$\psi_1^0 = \psi_{2,0,0} = R_{20}(r) Y_0^0 = f_1(r) \quad (5)$$

$$\psi_2^0 = \psi_{2,1,0} = R_{21}(r) Y_1^0 = f_2(Z) Z \quad (6)$$

$$\psi_3^0 = \psi_{2,1,1} = R_{21}(r) Y_1^1 = f_2(Z) \frac{x+iy}{\sqrt{2}} \quad (8)$$

$$\psi_4^0 = \psi_{2,1,-1} = R_{21}(r) Y_1^{-1} = f_2(Z) \frac{x-iy}{\sqrt{2}} \quad (8)$$

Бу ерда сферик координаталарни декарт координаталар билан алмаштирдик .

$$\cos \nu = \frac{z}{r}, \quad \sin \nu e^{\pm i\phi} = \frac{x+iy}{r} \quad \text{ва}$$

$$f_1(r) = \frac{1}{\sqrt{4}}, \quad f_2(r) = \sqrt{\frac{3}{4n}} \frac{f_{21}(r)}{r} \quad (9). \text{ Белгилаш киритамиз.}$$

Электроннинг умумий тўлқин функцияси

$$\Psi^0 = \sum_{i=1}^4 C_i \psi_i^0 \quad \text{га тенг карралиси бу ҳолда 4 га тенг бўлганлиги}$$

учун ($i=1, 2, 3, 4$), номуайин коэффицентларни аниқлаш учун C_i^0 F_2^0

галаеланмаган холат энергиясига F 2 энергияни тузатиш учун куйидаги тенгламалар системасига эга бўламиз .

$$\begin{aligned} C_1^0 (E_2^1 - V_{11}^1) - C_2^0 V_{12}^1 - C_3^0 V_{13}^1 - C_4^0 V_{14}^1 &= 0 \\ -C_1^0 V_{21}^1 + C_2^0 (E_2^1 - V_{22}^1) - C_3^0 V_{23}^1 - C_4^0 V_{24}^1 &= 0 \\ -C_1^0 V_{31}^1 - C_2^0 V_{32}^1 + C_3^0 (E_2^1 - V_{33}^1) - C_4^0 V_{34}^1 &= 0 \\ -C_1^0 V_{41}^1 - C_2^0 V_{42}^1 - C_3^0 V_{43}^1 + C_4^0 (E_2^1 - V_{44}^1) &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

$$\text{бу ерда } V_{ii}^1 = \int \varphi_i^0 V^1 \varphi_i^0 d^3x = l_0 \varepsilon - \int \varphi_i^0 z \varphi_i^0 d^3x \quad (12)$$

$V_{11}^1, V_{22}^1, V_{33}^1, V_{23}^1, V_{24}^1$ ва V_{34}^1 матрица элементлари 0 га айланади ва хар бири ток функция бўлади. Фақат матрица элементлари V_{12}^1 ва $V_{21}^1 = V_{12}^1$ улар 3 та координата бўйича , жуфт функция бўлиб , куйидагига тенг бўлади:

$$V_{12}^1 = V_{21}^1 = l_0 = \int f_1(r) f_2(r) z^2 d^3x \quad (18)$$

формуладаги қийматларни қўйсак ,

$$R_{\text{ник}}(z/na_0)^{3/2} \sqrt{\square} \dots\dots$$

Бу ерда $V'_{ii} = \int \varphi_i^0 * V' \varphi_i^0 d^3x = l_0 \varepsilon \int \varphi_i^0 z \varphi_i^0 d^3x$ (12) $V'_{11}, V'_{22}, V'_{33}, V'_{23}, V'_{24}$ ва V'_{34} матрица элементлари 0 га айланади ва хар бири ток функция бўлади. Фақат матрица элементлари V'_{12} ва $V'_{21} = V'_{12}$, улар 3 та координата бўйича, жуфт функция бўлиб, куйидагига тенг бўлади:

$$V'_{12} = V'_{21} + l_0 \varepsilon \int f_1(r) f_2(r) z^2 d^3x \quad (13)$$

(9) формуладаги қийматларни қўйсак,

$$R_{ni} = \left(\frac{z}{na_0} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{4}{n(n-l-1)!(n+1)!}} \left(\frac{2Zz}{na_0} \right)^l l \frac{-Zz}{na_0} Q^{\frac{2l+1}{n-l-1}} \left(\frac{2Zz}{na_0} \right) \quad (13a)$$

(13a) формуладан фойдаланиб, куйидаги формулани хосил қиламиз:

$$V'_{12} = V'_{21} + \frac{l_0 \varepsilon}{24a_0^4} \int_0^\infty r^4 \left(2 - \frac{r}{a_0}\right)^{\frac{-r}{a_0}} dr \quad (136)$$

Тенгликни эътиборга олиб, қуйидагини оламиз:

$$\int_0^\infty l^{-p} \rho^s d\rho = \Gamma(S+1) \quad V'_{12} = V'_{21} = -3l_0 \square a_0 \quad (14) \text{ ни хосил қиламиз.}$$

V_{i1} матрица элементларининг қийматларидан фойдаланиб E'_2 ни тўғрилашни аниқлаш учун, тенгламага эга бўламиз.

$$\begin{vmatrix} E'_2; 3a_0 l_0 \varepsilon; 0; 0 \\ 3a_0 l_0; \varepsilon E'_2; 0; 0 \\ 0; 0; E'_2; 0 \\ 0; 0; 0; E'_2 \end{vmatrix}_{K0} \quad (15)$$

Уни қуйидагича ҳам ёзиш мумкин.

$$E_2'^2 (E_2'^2 - ga_0^2 l_0^2 \varepsilon^2) = 0 \quad (15a)$$

Бу тенгмала 4 та илдизга эга

$$\begin{aligned} E_2^{(1)} &= -3a_0 l_0 \varepsilon \\ E_2^{(2)} &= -3a_0 l_0 \varepsilon \\ E_2^{(3)} &= E_2^{(4)} = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

(11)га асосан ҳар бирига коэффициентларининг аниқ қиймати мос бўлади.

$$\begin{aligned} C_1^{(1)} &= C_2^{(1)} & C_3^{(1)} &= C_4^{(1)} = 0 \\ C_1^{(2)} &= -C_2^{(2)} & C_3^{(2)} &= -C_4^{(2)} = 0 \\ C_1^{(3)} &= C_2^{(3)} = 0 & C_3^{(3)}; C_4^{(3)} &\neq 0 \\ C_1^{(4)} &= C_2^{(4)} = 0 & C_3^{(4)}; C_4^{(4)} &\neq 0 \end{aligned}$$

$C_i^i = C_i^0$ коэффициентларининг устки индекси (16) тенгламанинг

қайси ечимига қарашлилигини билдиради. Масалан:

$$E_2^{(1)} = E_2^0 + E_2^{(1)} = -\frac{Rh}{4} - 3l_0 a_0 \varepsilon \quad (18)$$

энергияли ҳолатга $\psi^0(1) = C_1^{(1)} (\psi_{2,0,0} + \psi_{2,1,0})$ тўлқин функцияси мос,
 $\int \psi^{0(1)} * \psi^{0(1)} d^3x = 1$ нормировка шартини инобатга олсак,

$$\psi^{0(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_{2,0,0} + \psi_{2,1,0}) \quad (19) \text{ кўринишга эга энергияли ҳолат қуйидагига тенг:}$$

$$E_2^{(2)} = E_2^0 + E_2^2 = -\frac{Rh}{4} + 3a_0 l_0 \varepsilon \quad (20)$$

нолга яқинлашишида $\psi^{0(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_{2,0,0} - \psi_{2,1,0}) \quad (21)$

энергияли ҳолатларни баён этиш учун $E_2^{(3)} = E_2^{(4)} = -\frac{Rh}{4}$ формулани ёзиш мумкин. Уларни электр майдон биринчи яқинлашишда ғалаёнланмайди, бир хил қуйидаги функцияларни, ёки уларнинг чизиқли комбинациясидан фойдаланиш мумкин:

$$\begin{aligned} \psi^{0(3)} &= \psi_{2,1,1} (m=1) \\ \psi^{0(4)} &= \psi_{2,1,1} (m=-1) \end{aligned}$$

пк2 учун Штарк эффекти қуйидагича тушунтириш мумкин: пак2 бўлганда тўлқин функция марказий симметрияга эга, атомнинг электрон моменти ҳосил бўлади. Шунга асосан, электр майдонга киритилган атом. $E_x \ll E_y \ll E_z$, $E_z \ll E$ қўшимча энергия олади, $V' = -pE = -pE \cos \theta$, бу ерда - атомнинг электрдинол моменти йўналиши билан θ ўқи, яъни E йўналиши билан аниқланади. Бу ифодани, (16) билан солиштирсак, атомнинг электр моменти $p \ll 3a_0 l_0$ га тенглигини аниқлаймиз.

Штаркнинг чизиқли эффектини асословчи сабаб шундаки, пак2 да водород атомига мос p электрмомент мавжудлиги.

Жуда каттга электр майдонларда ($E = 10^4$ в/см электр майдон) қўшимча спектр чизиқларга ажралиши (Штаркнинг квадратик эффекти)

кўзатилади. 10^5 в/см кучланганликда Штарк эффекти йўқолади. Бу атомларнинг автономлашиши билан боғлиқ.

ВАЗИФАЛАР:

9.1.Сизнинг фикрингизча нима сабабдан электрон майдонига атом чизиги киритлганда, у учта чизикқа ажрайди экан.

9.2.Электр майдонга газ киритлганда нима бўлишини изохлашга урининг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №10. МАВЗУ: ЗЕЕМАН ЭФФЕКТИ

ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: *Магнит майдонига электрон киритлганда атом чизигининг ажралишини ва частоталарнинг ажралишини тушунтириш. Зееман эффекти электронларнинг спин ҳоссаларига боғлиқлигини тушунтириш керак.*

КЕРАКЛИ АСБОБ ВА УСКУНАЛАР: *Компьютер Pentium-4, видеопроектор, мультимедиа диск, физика кабинети.*

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНИНГ БАЁНИ:

Зееман эффектининг кўргазмали намоёйиши.

Расм11.

A

Атомнинг спектрал чизиги

Магнит майдони таъсир
қилмаганда

B

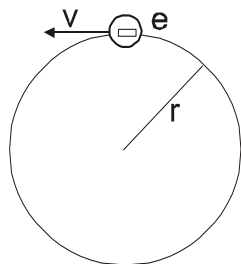
Атомнинг спектрал чизиги
3 та чизикқа ажралган

Магнит майдони таъсир
қилганда



Зееман эффекти.

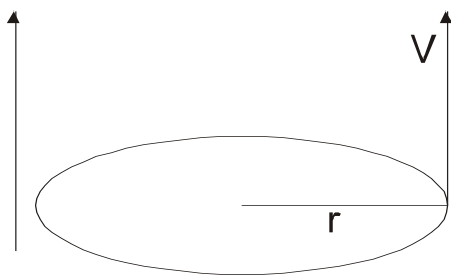
Ядро атропоида электронлар айланганда $m\omega$, марказга интилма куч билан Кулон кучи таъсир қилади:



Расм 12
$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2} \Rightarrow v = \omega_0 r \Rightarrow \frac{e^2}{r^2} = m\omega_0^2 r$$

Классик нуқтаи назардан электрон стационар ҳолатда бўлади, ҳеч қандай майдон таъсир қилмайди $\vec{H} = 0, \vec{B} = 0$ (кучланганлик ва магнит индукция векторлари 0 га тенг)

Энди магнит майдон таъсир қилсин, буни бошқача зарядланган халқа ҳам деб қараш мумкин: $v_0 = 10^{15}$ м/с. Зарядланган халқага Лоренц кучи таъсир қилади.



Расм 13.

Орбита текислигига магнит майдонига перпендикуляр жойлашган магнит майдонининг ўзгариши, таъсир қилиши, уюрмали магнит майдонни вужудга келтиради, у электронга таъсир қилади. $\vec{H}$ магнит майдон тик йўналган Лоренц кучи катта бармоқнинг йўналиши билан

бир хил йўналган, лекин электроннинг заряди манфий, у тескари йўналишга эга:

$$\frac{l^2}{r^2} + F_l = mcv^2 r; mcv_0^2 r + \frac{l}{c} V_H = mcv^2 r; v = cvr$$

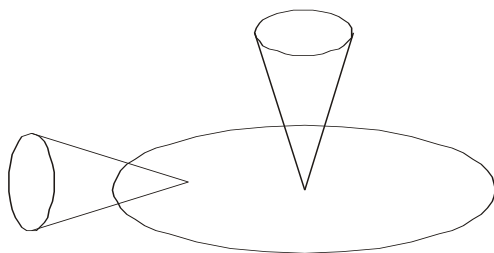
Ташқи магнит майдон таъсирида электрон v ўзгаради.

$$mcv_0^2 + \frac{l}{c} cv_r H = mcv^2 r / : mr$$

$$cv_0^2 + \frac{l}{mc} c v H = c v \omega^2$$

$$\frac{l}{mc} c v H, \frac{l}{2mc} = \delta$$

Лаймор процессиясидаги(жараёнидаги) v катталиклар ҳам орбита бўйича ҳам бошқа орбита бўйича ҳаракатланади. Пилдироқнинг ҳаракатига ўхшаш. Расм 14.



$$cv_0^2 + 2\delta cv = cv^2 \quad \text{частота,}$$

$$cv_0^2 - 2\delta cv - cv_0^2 = 0$$

$$cv_{1,2} = \delta \pm \sqrt{\delta^2 + cv_0^2},$$

$$cv_1 = \delta + cv_0,$$

$$cv_2 = \delta - cv_0$$

v_1 -магнит майдон бўлгандаги частота

v_0 -магнит майдон бўлмагандаги частота

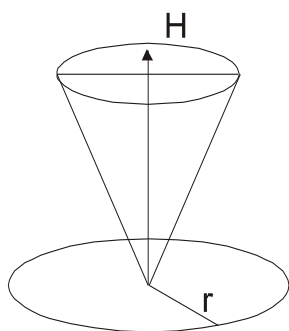
$$cv_1 - cv_2 = \delta = \frac{l}{2mc} H,$$

$$2\pi(\nu_1 - \nu_0) = \frac{l}{2mc} H \Rightarrow 2\pi\Delta\nu = \frac{l}{2mc} H \Rightarrow \Delta\nu = \frac{l}{4\pi mc} H \quad \text{-ташқи магнит майдон}$$

бўлганда чизиқли частотанинг ўзгариши. Доиралик частотанинг ўзгариши:

Энди умумий ҳолини кўрамиз. Магнит майдон 0 дан H гача ўзгаради, у уюрмали майдонни вужудга келтиради.

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{v\vec{H}}{vt}, \text{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{vB}{vt}, \beta = \mu\vec{H}$$



Расм 15.

Орбита радиуси ўзгармайди, v си ўзгаради, яъни орбитанинг

айланиш частотаси ўзгаради. $m\ddot{\vec{r}} + k\vec{r} = -\frac{l}{mc} [\vec{v} \cdot \vec{H}]$ квазиэластик куч

дейилади. $\ddot{\vec{r}} + \frac{k}{m} \vec{r} = -\frac{l}{mc} [\vec{v} \cdot \vec{H}]$, бу ерда

$$\frac{k}{m} = cv_0^2 \quad \ddot{\vec{r}} + cv_0^2 \vec{r} = -\frac{l}{mc} [\vec{v} \cdot \vec{H}] \quad m\vec{r} = -\vec{\tau}kl - \vec{\tau}k$$

Энди векториал кўпайтмани ёйиб чиқамиз.

$$[\vec{v} \cdot \vec{H}] = [\vec{i}vx + \vec{j}vy + \vec{k}Hx, \vec{i}Hx + \vec{j}Hy + \vec{k}Hz] =$$

$$i \nu x \cdot i H x = 0, [i \cdot i] = 0, [ij] = k, [j \cdot i] = -k, [\vec{k} \cdot \vec{i}] = -\vec{j}, [ik] = j \quad \text{ларни ўнг қўл қоида-сига}$$

асосан ёйиб, қўллаш мумкин:

$$\left\{ \begin{array}{l} [\bar{i}\bar{j}]v_xHy = -kv_xHy \\ [\bar{i}\bar{k}]v_xHz = jv_xHz \\ [j\bar{i}]v_yHx = \bar{k}v_yHx \\ [j\bar{k}]v_yHz = -\bar{i}v_yHz \\ [k\bar{i}]v_zHx = -jv_zHx \\ [k\bar{j}]v_zHy = iv_zHy \end{array} \right\}$$

хаммасини қўшамиз $H_xH_{y0} \quad H_kH_{z0}$

$$(v_zHy - v_yHz)\bar{i} + (v_xHz - v_zHx)\bar{j} + (v_yHx - v_xHy)\bar{k} = -v_yHz\bar{i} + v_xHz\bar{j};$$

$$\bar{r} + \omega_0^2 \bar{z} = -\frac{l}{m_c}(-v_yHz\bar{i} + v_xHz\bar{j})(a) \quad (a) \text{ни скаляр кўринишига келтириш}$$

керак.

$$\ddot{x}\bar{i} + \ddot{y}\bar{j} + \ddot{z}\bar{k} + \omega_0(\bar{i}x + \bar{j}y + \bar{k}z) = -\frac{l}{m_c}(-v_yHz\bar{i} + v_xHz\bar{j}), (a) \quad \text{тенгламани} \quad \text{iga}$$

кўпайтурсак,

қуйидаги

ифодага

келади

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{l}{m_c} \dot{y}H, \dot{y} = v_y = \frac{dy}{dt}$$

Энди (a) тенгламани jга кўпайтирамиз, у ҳолда $\dot{y} + \omega_0^2 y = -\frac{l}{m_c} H\dot{x}$

$\ddot{z} + \omega_0^2 z = 0$ -бу дегани, бу ҳолни биз диполь деб қарасак, z ўқи

бўйича диполь нурланади, у ўқи ва x ўқи бўйича диполь нурланади, у

ўқидаги тебраниш кўрилади:

$$\begin{cases} x = a \cos \omega t \\ y = b \sin \omega t \end{cases}, \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \text{ ундан 2 марта дифференциал олсак:}$$

$$\ddot{x} = \omega_0^2 x - \frac{l}{m_c} \dot{y}H = 0$$

$$\ddot{y} + \omega_0^2 y + \frac{l}{m_c} \dot{x}H = 0$$

$$\ddot{z} + \omega_0^2 z = 0$$

$$\frac{l}{m_c} H = 2\delta, \text{ бу ерда}$$

- Лаймор процессиядаги (жараёнидаги) иккиланган частота.

$$\begin{cases} \ddot{x} + \omega_0^2 x - 2\delta \dot{y} = 0 \\ \ddot{y} + \omega_0^2 y + 2\delta \dot{x} = 0 \\ \ddot{z} + \omega_0^2 z = 0 \end{cases} \begin{cases} x = al^{i\omega t} \\ y = bl^{i\omega t} \\ z = cl^{i\omega t} \end{cases}$$

Демак, атомни магнит майдонига жойлаштирсак, унинг спектрал чизиқли триплетга ёки ундан кўпроқ спектрал чизиқларга ажрар экан.

Частотаси ҳам ўзгарар экан.

ВАЗИФАЛАР:

10.1.1 ҳол. Ядро атрофида электрон ҳаракат қилганда магнит майдон таъсири натижасида частотанинг ўзгармаслигини тушунтириб беринг.

2 ҳол. Ядро атрофида электрон ҳаракат қилганида унга магнит майдон таъсир қилади. Бунда Кулон қонуни ва марказдан қочма куч таъсир қилади. Улар бир-бирига қарама-қарши йўналганлар. Бу ҳолда

$\vec{H}$ магнит майдон тик йўналган Лоренц кучи катта бармоқнинг йўналиши билан бир хил йўналган, лекин электроннинг заряди манфий, у тескари йўналишга эга: $F_L \neq F_m$. қ бўлиши керак эди, лекин бу ҳолда $F_L + F_k \neq F_m$. $= +m\omega r, \omega_0 < \omega = 2\pi\nu, \nu_0 < \nu = \nu_0 + \nu$.

Намойишни кўринг.

3 ҳол. Энди тўнтарилган ҳолатни кўрамиз. Электрон ўз ядроси атрофида атомда ҳаракатланаётганида унга магнит майдони таъсир қилсин. Кулон қонунига тескари йўналган Лоренц кучи, марказдан қочма куч таъсир қилади. $F_m \ll m\omega r, F_k \neq F_m$. $= + F_L, 2\pi \nu_0 = \omega_0 > \omega = 2\pi\nu, \nu_0 > \nu = \nu_0 - \nu$. Натижада триплет чизиқлар ҳосил бўлади.

10.2. 2,3 ҳолларда $\Delta\nu$ частотани ҳисобланг.

10.3. Магнит майдонига бир электронли газ(водород)ни магнит майдони йўқлигида ва унга магнит майдони таъсир қилганида нима содир этишини, физик моҳиятини тушунтиринг. Намойишни кўринг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №11. МАВЗУ: ЗАРРАЛАРНИНГ ТЎЛҚИН ТАБИАТИ.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНИНГ ТАЪМИНОТИ: *аввалги дарслардаги каби видеопроектор, электрон дарслик, компьютер- Pentium 4, информацион технологиялар муҳити: internet, 3 d max, macromedia flash.*

Дарснинг услуги: Виртуал лаборатория стенд шаклида.

Дарснинг мақсади: Талабаларга зарраларнинг тўлқин табиатини тушунтириш, Де Бройль тўлқининг физик моҳияти ва маъносини ҳамда махсус формулаларни, Гейзенберг аниқмасликгининг тенгсизлигини ўргатишдан иборат.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНИНГ БАЁНИ:

Ассалому алайкум, ҳурматли, талаба ва ўқувчилар! Сизларни аввал зарраларнинг тўлқин табиатини тушунтирувчи зарур билимлар билан, Гейзенберг ноаниқлиги тушунчаси билан ва бошқалар билан тушунтирамиз. Бугунги дарсимизда биз сизлар билан Зарраларнинг тўлқин табиатини, Де Бройль тўлқинининг физик маъноси билан, Планк доимийси, механиканинг нисбийлик назарияси тақдим этган формулалар билан танишамиз.

Ҳурматли, талабалар! Маълумки элементар зарралар, атомлар ядролари, баъзида атомлар ҳам юқори тезликлар билан, жумладан ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан ҳаракатланади. Ҳаракатни баён этиш учун янги қонунлар зарур. Бу назария Эйнштейннинг нисбийлик назарияси номини олган.

1. Механиканинг нисбийлик назарияси билан келиштириб,

$$\frac{d(mv)}{dt} = f(1) \text{ формуладан, } m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2) \text{ формулани хосил}$$

қилинади. Бу формуладан жисм массаси доимо ўзгармас бўлавермайди.

Шу жисмнинг v тезлигидан боғлиқлиги аниқланади. Бу ерда m_0 -

тинч ҳолатдаги масса, $v \ll c$ да, $m = m_0$, $c = 299792 \text{ км/сек} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$

бўшлиқдаги ёруғлик тезлиги. Ҳаракат миқдорини физикада импульс

$$\text{дейилади ва } p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3) \text{ га тенг.}$$

2. Тўлқин энергияси ва массаси билан боғланиш $E = mc^2$ га тенг.

Массанинг ўзгаришига энергиянинг $dE = c^2 dm$ ўзгариши мос келади.

Ёруғликнинг корпускуляр хоссаси. Ёруғлик электромагнит тўлқиндир.

Унинг тўлқин табиати интерференция ва дифракция ҳодисалари билан

исботланади. Максвелл томонидан аниқланган электромагнит

тўлқинларининг тезлиги ёруғлик тезлиги билан мослигидан ҳам маълум.

Масалан, оптиканинг ҳодисаларини фотоэффект, абсолют қора жисм

тўлқин табиатидан келиб чиқиб тушунтиришга тўғри келади. Бу

ҳодисаларни тушунтириш учун атомдаги электронлар (тўлқинланувчи

зарралар) энергиясининг маълум порциялари билан ёруғликни сочиш

ёки ютиши мумкинлиги аниқланди (Планк гипотезаси.) Квантнинг

энергия миқдори бунда унинг частотасига пропорционал бўлиши

аниқланади:

(4) $E = h\nu$, бу ерда $h = 6,67 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$. Планк доимийси. Нисбийлик

назариясига кўра ёруғликнинг ҳар бир квантга унинг

$m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$ массаси мос. Ёруғлик кванти қуйидаги ҳаракат миқдорига

эга: $p = mc = \frac{h\nu}{c}$, бундан (5) $\nu = \frac{c}{\lambda}$ муносабатдан ва (6) формуладан

$\lambda = \frac{h}{p}$. Яъни ёруғлик порциялар билан нурланиши ва тарқалиши мумкин,

бу порциялар квантлар дейилади. Энергиянинг порцияси квантлар, зарраларнинг ёруғлик хоссалари ҳақида гапирганда, фотонлар ҳақида тўхталамиз.

ДЕ БРОЙЛЬ ТЎЛҚИНЛАРИ. 1924 й. Де Бройль ёруғлик ва зарралар ўртасида боғланиш кучлилигини ва ёруғлик корпускуляр хоссаларга эга бўлса, зарралар тўлқин хоссаларга эгаллигини аниқлади. Зарранинг тўлқин узунлиги қуйидаги формула билан аниқланиши лозим: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$, энергияси эса (5) формула бўйича аниқланиши керак.

Де Бройль тўлқинларининг мавжудлигини ҳам тўлқин табиатини ҳам тажрибалардаги дифракция ва интерференция ҳодисаларидан аниқлаш мумкин. Уларнинг тўлқин узунликлари ёруғлик тўлқинларидан анча кичик. Тажрибани кўрайлик:

Электрон пушка билан тезлаштирилган электронлар дастасини 10^{-5} - 10^{-6} см. Юпқа 3 металл фольгадан ўтади. У майда хаотик жойлашган кристаллардан иборат бўлиб, 4 фотопластинкага тушади. Бу нарсаларнинг ҳаммаси юқори вакуумли идишга жойлаштирилган фотопластинкани чиқарилганда дифракцион манзара ҳосил бўлади, рентген нурларига ўхшаш. Электроннинг тўлқин узунлигини дифракцион манзарадаги айланалар диаметнини ўлчаб, аниқлаш мумкин. Де Бройль тўлқинларининг физик маъноси.

Зарраларнинг дифракцияси ҳолида фотопластинканинг айрим қисмларининг қорайиш даражаси шу пластинка соҳаларига тушиш

эҳтимоллиги билан боғлаймиз. Ёруғлик мисолида эса пластинка қорайиши, ёруғлик тўлқинининг квадратига қорайиш даражаси пропорционал. Аниқмасликларнинг муносабати. Зарраларнинг тўлқин табиатини қайси ҳолларда эътиборга олиш керак, қайсиларида олмаслик керак деган саволга Гейзенберг тенгсизлиги жавоб беради. Бунда электронлар дастаси мавжуд бўлсин, улар Р импульсга эга бўлсинлар ва ОУ ўқи бўйича учирсин. Агар биз бу электронлар дастасидан х координатанинг аниқ қийматларига эга электронларнинг қисмини ажратмоқчи бўлсак, даста йўлига электронлар учун шаффоф бўлмаган экранни қўямиз. Узунлиги Δаниқликда бўлсин. Пластинкани тирқиш орқасига қуйиб, дифракцион манзара ҳосил қилинади. Пластинкада тирқишга параллел қорайган ваёруғ йўллар ҳосил бўлади. Тирқишга параллел энг қоронғи йўл-бош максимум жойлашади, ёруғ йўллар эса-биринчи минимумлардир. Ёруғлик дифракциясидан φ бурчак тирқиш текислиги перпендикулярлари ва биринчи минимум йўналиши орасида қуйидаги шартга тенг бўлиши керак: $\Delta x \cdot \sin \varphi = \lambda$, $\lambda = \frac{h}{p} \rightarrow \Delta x \cdot \sin \varphi = h$

Электрон тирқишидан ўтиб пластинканинг ихтиёрий жойига тушиши мумкин. Унинг ОХ бўйича Рх ташкил этувчиси ҳосил бўлиши мумкин. Биз электрон айнан пластинканинг қаерга тушишишини билмаймиз. Билолмаймиз. Максимум (қорайган жойига) тушиб, ҳосил қилинган электронлар 95%ни ташкил қилади, унда $\Delta p_x = p \sin \varphi$ У ҳолда электронлар учун $\Delta x \cdot \Delta p_x = h$ тенгликни ёзиш мумкин. Максимум соҳасидан ташқарига озроқ электронлар мос келишини инобатга олиб, $\Delta p_x > p \sin \varphi$ дан катта бўлишини инобатга олиб, $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h$ ни

аниқлаймиз. Бу Гейзенберг ноаниқлик тенгламаси дейилади $\Delta p_x \Delta v_x$

инобатга олсак, $\Delta v_x = \frac{\Delta p_x}{m} = \frac{h}{m \Delta x}$

ВАЗИФАЛАР:

11.1. Зарраининг тўлқин табиатини исботловчи гипотезаларни айтинг.

11.2. Гейзенберг ноаниқлик тенгсизлигини аниқланг.

11.3. Де Бройль тўлқинини физик моҳиятини тушунтириб беринг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №12. МАВЗУ:ЗЕЕМАННИНГ АНОМАЛ ЭФФЕКТИ.

Дарсининг мақсади: Дирак назарияси асосида талабаларга нафақат релятивистик, балки спин эффектларини ҳам инобатга олишни ўргатиш. Частоталарнинг силжиши ва атрелишсини тушунтириш.

Зеemaanнинг нормал ва аномал эффектлари компьютерда талабаларга намоёниш қилинади, триплет ва бир сатҳни алоҳида сатҳларга ажралиши намоёниш қилинади.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНING БАЁНИ:

Зеemaanнинг нормал ва аномал эффекти.

1896й Зеemaan, магнит майдонига ўрнатилган атомларнинг спектрал чизиқлари, бир неча компонентларга бўлиниши аниқ килди.

Бу эффект атом тузилишини ва унинг магнит хоссаларини ўрганишда катта хисса қўшади.

$$E - \frac{p^2}{2m_0} + \frac{l}{m_0 c} (Ap) - (l\Phi)\psi = 0 \quad (1) \text{ Шрёдингер тенгласидан, магнит}$$

майдонига ўрнатилган спектрал чизиқларининг Зеeman ажралиниши кўриб чиқайлик:

Уни z ўқи бўйича йўналтирайлик, бунда $e = -e_0$ десак, $e\Phi = -\frac{ze_0^2}{r}, Hx = Hy = 0, Hz = H, Ax = -\frac{1}{2}$

$$Ay = \frac{1}{2xH}, \frac{e}{m_0 e} (Ap) = \frac{eH}{2m_0 c} \frac{h}{i} \left(x \frac{a}{ay} - y \frac{a}{ax} \right) = -\frac{l_0 H}{2m_0 c} L_z,$$

бу ерда z ўқиға

нисбатан момент проекцияси оператори: $A_z = \frac{h}{i} \frac{\partial \psi}{\partial \psi}$ га тенг. Охири муносабатларни Шрёдингер тенгласига қўйиб, доимий магнит майдонида Шрёдингер тенгласини ёзамиз.

$$\left\{ T^2 + \frac{2m_0}{h^2} \left(E - \frac{l_0 H}{2m_0 C} L_z + \frac{Zl_0^2}{r} \right) \right\} \psi = 0 \quad (1)$$

Охирги тенгламага тўлқин функцияси хосдир: $\psi_n l_m = R n l(r) \gamma_l^m(v, \varphi)$, бу (2) ерда γ_l^m - шарли функция, $R_n l(r)$ эса водородсимон атомнинг радиал ташкил этувчи функцияси. Аз $Y_l^m = h m Y_l^m$ тенгликдан (1) ни қуйидагича ёзиш мумкин.

$$\left\{ T^2 + \frac{2m_0}{h^2} \left(E' + \frac{Zl_0^2}{r} \right) \right\} \psi = 0 \quad (4)$$

$$E' = E - \frac{l_0 H h}{2m_0 C} m \quad (5)$$

(4) ни тенглама эса математик шакли бўйича водородсимон атом учун Шрёдингер тенгласи билан устма уст тушади, унинг ўзига хос хусусий функциялари (2) формулага тенг, хусусий қийматларни топиш

учун эса қуйидаги муносабатга эгамиз $E' = -\frac{R h z^2}{n^2}$.

Бу ерда магнит майдонга жойлашган водороднинг атомининг энергиясини топамиз:

$$E_{nm} = -\frac{Rhz^2}{n^2} + \frac{l_0 H h}{2m_0 l} m \quad (6)$$

охирги тенгламадан магнит майдон симметрияни бузиши аниқ бўлди, яъни m магнит квант сони бўйича барча марказий кучларга хос келиб чиққан хосгалаёнланишни олиб ташлайди.

m квант ҳолатдан n ; m квант ҳолатга ўтганда $w = \frac{E_{nm} - E_{n'm'}}{h} = \omega_{nm'} + 0(m - m')$ частота нурланиши зарур, бунда Лармор

частота $0 = \frac{L_0 H}{2m_0 C}$ га тенг яъни водородсимон атомнинг частотасига

$\omega_{mn'} = RZ^2 \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ триплет берувчи, спектрал чизиқларнинг Зеeman ажралиши рўй беради ($\Delta m = 0, \pm 1$)

$$\Delta W = 0, \Delta m = 0, \pm 1.$$

Охирги натижа, Лоренц қонунидан олинган машҳур натижа билан мос тушади. Унга асосан магнит майдонига жойлаштирилган атомнинг ҳар бир спектрал чизиғи, 3 та ёки 2 та чизиқга ажралади (z ўқи бўйича, майдон йўналиши бўйича силжимаган компонент, энергия учун магнит майдон таъсирида ҳосил бўлган қўшимча ҳаднинг майдоннинг мавжудлиги билан тушунтирилади, бу ўз навбатида қўшимча энергияни беради.

$$\Delta E^{MAGH} = -(\mu H) = -\mu H = \frac{l_0 h}{2m_0 C} m H$$

бундан орбитал магнит учун $m_z = -m_0 m$ тенгликка эга бўламиз, бу ерда магнит момент

$$\mu_0 = \frac{l_0 h}{2m_0 C} = 9,3 \cdot 10^{-21} \text{ эрг.Гаусс}^{-1} \quad \text{Бор магнетони дейилади. Бор}$$

магнитонига барча атомларнинг магнит моментлари қаррайдир.

Z ўқиға нисбатан механик магнит проекциялари учун $a_z \hbar m$ ни инобатга олсак, моментлар аро муносабатни топамиз;

$$\frac{\mu_z}{L_z} = -\frac{l_0}{2m_0 C} \quad \text{- бу классик тасаввурлардан ҳам маълум.}$$

Нормал спектрал чизиқларнинг Зееман ажралишини (триплет ёки дуплет) ҳам учратиш мумкин ва қуйидаги ҳолларда:

1. Кучли(ўта кучли) магнит майдонларда (Пашен-Бак эффекти).
2. Атомда электронларнинг умумий спини 0 га тенг бўлганида.

Акс ҳолда биз аномал Зееман эффектини кузатишимиз мумкин.

Магнит майдонига жойлаштирилган атомларнинг спектрал чизиқларининг триплет ажралишини тушунтирдик. Аномал ёки спектр чизиқларининг мультиплект ажралиши, Дирак назарияси асосида тушунтириб берилиши мумкин, чунки унда нафақат релятивистик, балки спин эффектлар ҳам инобатга олинади.

Зееманнинг аномал эффекти спин эффектлари билан хусусиятли, шунинг учун бу эффектни на Шрёдингернинг тўлқин механикаси, на классик назария тушунтириб беришолмади.

$$\left(E - e\Phi - \frac{P^2}{2m_0} \right) \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = V' \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \quad \text{- Дирак формуласи. (*)}$$

Дирак формуласини назариясига асос қилиб оламиз, у ҳолда (1)га асосан

$$\frac{p^2}{2m_0} \cong \frac{p^2}{2m_0} + \frac{l_0}{m_0 C} (Ap) = \frac{p^2}{2m_0} - \mu_0 i \hbar \frac{v}{\delta \psi} \quad (1) \quad \text{ва} \quad (*) \quad \text{формула қуйидаги}$$

$$\text{кўринишга эга:} \quad \left(E + \frac{Z_{eo}^2}{r} - \frac{p^2}{2m_0} \right) \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = \left(V^{rel} + V^{C_1-0} + V^{кай} + V^{магн} \right) \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \quad \text{бу ерда}$$

V^{rel} , V^{C-0} , $V^{кант}$ қуйидаги формулалардан топилади:

$$V^{rel} = -\frac{p^4}{8m_0^s c^2}, V^{C_1=0} = \frac{Z_{eo}^2 (SL)}{2m_0^2 c^2 r^3}, S = \frac{h}{2} \delta - \text{спинли, } LK[r,p] - \text{орбитал}$$

моментлар

$$V^{kon} = \frac{p^2 e}{8m_0^s c^2}, \Delta^2 \Phi = \frac{\pi \hbar^2 z_{eo}^2}{2m_0^2 c^2} \tilde{o}(2)$$

уларни ўртачасини олганда

$$\Delta E_{nj} = \int (\psi_1 * \psi_2) (V^{rel} + V^{C_1=0} + V^{kon}) \left(\frac{\psi_1}{\psi_2} \right) d^3 x$$

3) бу эса юпка тузилманинг формуласини беради:

$$\Delta E_{nj} = -Rh \frac{Z^4 a^2}{n^4} \left(\frac{n}{1 + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4} \right) \quad (4)$$

ўнг томонда магнит майдоннинг борлиги (2) тоқин бир таъсирни хосил бўлишига сабаб бўлади.

$$V^{mag} = \mu_0 H \left(-i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \tilde{o}_3' \right) \quad (5), \text{ бу эса атомнинг қўшимча энергисига}$$

$$\Delta E^{mag} = \mu_0 H \int (\psi_1 * \psi_2) \left(-i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \tilde{o}_3' \right) \left(\frac{\psi_1}{\psi_2} \right) d^3 x \quad (6).$$

қуйидаги қийматни беради:

(2) чи тенгламанинг ўнг қисмида қўшимча энергияларнинг муносабатида Зееманнинг аномал ёки нормал эффектининг пайдо бўлиши тушунтирилади.

Энди бўш магнит майдонига эгамиз деб фараз қилайлик, атом электронларининг улар билан таъсири, релятивистик ва спин-орбитал таъсирдан кичикроқ, бўлади. У холда нолли яқинланиш учун биз қуйидаги тўлқин функциясини оламиз $y = R_{nl} Y_{lm}$ – бу формула спин-орбитал боғланишдан келиб чиққан. Бу функцияларни (6)га қўйсақ, қўшимча энергия учун қуйидагига эга бўламиз

$$\Delta E^{ман} = \mu_0 H \int_0^\infty |Rnl|^2 r^2 dr \oint \left(Y_l^{(l')} + \left(-i \frac{\delta}{\delta \psi} + \tilde{\sigma}_3 \right) \right) Y_l^{(1)} d\Omega \quad (7) \text{ охири тенгликда г}$$

бўйича интеграл 1 га тенглигини инобатга олиш керак:

$$\int_0^\infty |Rnl|^2 r^2 dr = 1$$

шарли спинорлар ўрнига уларнинг қийматларини қўйиб:

$$\psi^{(j=l+\frac{1}{2})} = \begin{bmatrix} \sqrt{\frac{l+m}{2l+1}} Y_l^{m-1} \\ -\sqrt{\frac{l+1-m}{2l+1}} Y_l^m \end{bmatrix} = Y_{l,m}^{(j=l+\frac{1}{2})}$$

$$\psi^{(j=l-\frac{1}{2})} = \begin{bmatrix} \sqrt{\frac{l-m+1}{2l+1}} Y_l^{m-1} \\ \sqrt{\frac{l+m}{2l+1}} Y_l^m \end{bmatrix} = Y_{l,m}^{(j=l-\frac{1}{2})}$$

шар функциялари учун ортогоналлик шартини инобатга олсак.

$$\oint (Y_l^m)^* (Y_l^m) d\Omega = 1, \text{ қўшимча энергия учун қуйидаги қийматга эга бўламиз}$$

(j=l-1/2 бўлганда)

$$\Delta E^{ман} = \frac{\mu_0 H}{2l+1} [(l+m)m + (l+1-m)(m-1)] = \mu_0 H (-\frac{1}{2}) \frac{2(l+1)}{2l+1}, j = l - \frac{1}{2} \text{ бўлганда эса}$$

$$\Delta E^{ман} = \frac{\mu_0 H}{2l+1} [(l-m+1)m + (l+m)(m-1)] = \mu_0 H (m - \frac{1}{2}) \frac{2l}{2l+1}.$$

Бу ердан, m-1/2 эканлигини инобатга олиб, охири иккита ифодаларни қуйидаги формула асосида ёзиш мумкин:

$$\Delta E^{ман} = \mu_0 H g m j = \hbar g m j, \quad (8) \text{ бу ерда } 0 \frac{l_0 H}{2m_0 C} - \text{Лармор жараёни частотаси,}$$

$$g = \frac{j + \frac{1}{2}}{l + \frac{1}{2}} \text{ га тенг } (9)$$

Ланде кўпайтувчи эса

Шундай қилиб, Зееманнинг аномал эффекти асосида қўшимча энергияда g Ланде кўпайтувчи пайдо бўлади, у ўз ҳисобида нормал Зееман эффекти холида 1 га тенгдир.

(8) даги қўшимча энергия ноанъанавий триплет ажралишга (Зееманнинг нормал эффектига) олиб келади, бу эса ўз навбатида ажралишнинг мураккаб манзарасига сабаб бўлади (Зееманнинг аномал эффекти) m_j , $2j+1$ турли қийматга эга бўлишини инобатга олиб, Зееманнинг аномал эффектида ҳар бир сатх $2j=1$ алохида қисм сатхларга ажралиши кузатилади, яъни ташқи магнит майдон ғалаёнланишни тўлиқ олиб ташлайди.

$S\ 1/2$ ҳолатлар учун $g=2$ Ланде кўпайтувчининг қийматларини инобатга олиб, ажралиш манзарасини тушуниш мумкин. $g=2/3$ учун $p\ 1/2$ ҳолатларда, $p\ 1/2$ ҳолатлар учун $g=4/3$ ва ҳ.з. шунингдек магнит квант сони m_j учун ажратиш қоидалари. Хусусан $\tilde{N}m_j=0$ да Z ўқиға нисбатан параллел қутублаштирилган компонентлар ажраб чиқади, $\tilde{N}m_j=\pm 1$ да эса магнит майдонига перпендикуляр қутублаштирилган компонентларни топамиз.

Нурлашиш частотаси учун (8) формуладан қуйидаги тенгликни оламиз.

$w = w_0 + 0(g^0 m_j^0 - g m_j)$ (10) бу ерда w_0 ($H=0$) магнит майдони йўқлигида нурланиш частотаси g^0 ва g ларда бошланғич ва охири ҳолатларининг Ланде кўпайтирувчилари: m_j охириги ҳолатининг магнит квант сони m_j кейинги расмда ($\tilde{N}$) $1^2S\ 1/2$ ва $2^2P\ 1/2$ ҳолатда спектрал сатхларининг бўш магнит майдонида ажралиши кўрсатилган, бунда ажралиш бирлиги сифатида Лармор частотаси олинган. Расм ($\tilde{N}б$) дан 3 та эмас, 4 та силжиган чизикларга эгалигимиз кўриниб турибди.

Силжиш катталиги (10) формула билан аниқланади.

(9) га асосан $g^0=2/3$, $g^0=2$ лигини ва $\Delta w_1 = w_1 - w_0 = \frac{2}{3}0$, $\Delta w_2 = \frac{4}{3}0$, $\Delta w_3 = \frac{4}{3}0$, $\Delta w_4 = -\frac{2}{3}0$ лигини топамиз (11)

(9) формула Ланде кўпайтувчига водород атоми ва бир валентли электронли атомлар учун қўлланнилади.

Умумий ҳолатда Ланде кўпайтувчи қуйидаги қийматга эга:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \quad (12)$$

бу ерда L , S , J - атомларнинг умумий орбитал спин ва тўлиқ моментлар, бунда $J=|L \pm S|$ хусусан, I гуруҳ элементлари учун ($J=j$, $L=l$, $S=1/2$); (9) чи ва (12) чи формулалар бир-бири билан устма-уст тушишади. S – ҳолатлар учун ($l=0, j=S=1/2$) Ланде кўпайтувчиси максимал қийматга $g_s=2$ эга бўлади.

Ташқи қобиғида 2 та электрони мавжуд атомлар учун (масалан, гелий учун) триплет ҳолат учун $S=1$ бирламчи чизиқлар ҳам ($S=0, L=1$) хос, охиригилари учун спин эффектлари йўқдир.

ВАЗИФАЛАР:

12.1. Электронни ядро атрофида ҳаракат қилганида магнит майдонига киритилса, қуйидаги расмдан $L=0$ бўлса, атом чизиғи нечта чизиқга ажралишини, кейинги сатҳларда эса нечта чизиқга ажралишини тушунтиринг. Бу ҳолат $2l+1$ формула билан қандай боғлиқлигини тушунтиринг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №13. МАВЗУ: ВОДОРОД АТОМИ НАЗАРИЯСИ ВА БОР ПОСТУЛАТЛАРИ.

Услуб: Виртуал лаборатория стенд шаклида.

Дарснинг мақсади: Талабаларга Бор постулатларининг мазмунини, классик ва квант физикаси ўртасидаги мавжуд мослик принципини тушунтириш.

Дарснинг техник жихозланиши: Pentium-4 компьютерлари ва проекцион аппарат мавжуд физика кабинети.

Водород спектрида барча чизиклар частоталари қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\nu = R^* c \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) \quad (1) \quad \text{ёки} \quad \nu = \frac{Rc}{n_2} - \frac{Rc}{n_1^2}$$

бу Ритцанинг комбинациялашган услуби. Плани назариясига кўра, ёруғлик квантлар билан нурланади ва ютилади. Квант нурлантирган заряд энергияси $h\nu$ га ўзгариши керак.

$$h\nu = E' - E'' \quad (2)$$

$$\nu = \frac{E'}{h} - \frac{E''}{h} \quad (3)$$

(2) ва (4)дан $E' = -\frac{Rch}{m^2}$, $E'' = -\frac{Rch}{m_2^2}$, бу ерда минус электрон энергиясини манфийлигини билдиради.

$E = -\frac{Rch}{n^2}$ (5) – электрон атомда фақат катъий аниқланган энергия қийматларини олиши аниқланди. Қуйидаги саволга жавоб топинг. (5) формуладаги ҳолатлардан бирида электрон электромагнит тўлқинлар нурлантирадими? Жавоб: ҳа (йўқ).

Бу ҳолат нимага зид?

Жавоблар:

1. Электроннинг классик назариясига.
2. Квант механикага.
3. Эйнштейннинг нисбийлик назариясига.

Туғри жавоб: 1.

r радиусли айланма бўйлаб электрон ҳаракат қилганда, Кулон қонунига асосан тортишиш кучи марказга интилган бўлади $f = ee'/r^2$ га тенг. Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра $ma = f$, $a = v^2/r$ ва орбита бўйлаб электроннинг айланиши частотаси $\nu = 2\pi rV'$ формула билан боғланган.

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{el}{r^2} \quad (6) \text{ формуладан } v'^2 \text{ ни ва } T = \frac{mv^2}{r^2} \text{ кинетик энергияни ҳисоблас}$$

талабалар масалани ишлашади. Топилган жавоб

$$v'^2 = \frac{ee}{4\pi^2 mr^3}, T = \frac{ee'}{2r} \text{ бўлиши}$$

$E=T+U$ –тўлиқ энергия кинетик ва потенциал энергиялар

йиғиндисига тенг. $T = \frac{ee'}{2r}$ дан фойдаланиб ва ядрони нуқтали заряд деб олиб, орбитанинг барча нуқталарида $V=e'/r$ потенциалга эга бўламиз ва унда $U=-e*e'$ га потенциал энергия тенг бўлса электроннинг тўлиқ энергиясини топинг. Талабалар масалани ишлашади, жавоб: $E=-e e'/2*r$ бўлиши керак.

$$(11) \text{ дан } r=-ee'/2E \text{ орбита радиуси бўлса } v'^2 = \frac{ee'}{4\pi^2 mr^3} \quad (7)$$

формуладан фойдаланиб v'^2 учун r катталиксиз формула чиқаринг ва

$$E = -\frac{Rch}{n^2} \quad (5) \text{ формулани қўллаб, } v'^2 \text{ учун формулани аниқланг, бу ерда } R$$

$$- \text{Ридберг доимийси бўлади. Жавоб: } v'^2 = \frac{2R^3 c^3 h^3}{n^6 \pi^2 m (ee')^2} \text{ бўлиши керак.}$$

4-чи савол умумий 4 та гуруҳга берилади.

$$V=Rc \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n1^2} \right) \quad (1) \text{ формуладан } v \text{ берилганлар кичик бўлади, унда}$$

$$n2=n1, n1=n+1 \text{ деб олсак: } V=Rc \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right] = \frac{Rc(2n+1)}{n^2(n+1)^2} \quad (14) \text{ бўлади.}$$

$N \ll 1$ бўлганда, $v=0$ бўлади, унда сурат ва махраждаги 1 ларни нисбатга олмаслик мумкин, кейин уни квадратга кўтаринг (15), (16)

$$\text{формулаларни ҳосил қилинг, ва (16) ни } v'^2 = \frac{2R^3 c^3 h^3}{n^6 \pi^2 m (ee')^2} \quad (13) \text{ билан}$$

таққосланг ва R Ридберг доимийси формуласини (17) келтириб чиқаринг

$r=3,14159$; $m=9,1085 \cdot 10^{-28} \text{г}$, $e=e1,8029 \cdot 10^{-10} \text{сгс элетр заряд бирлиги,}$

$c=2,99793 \cdot 10^{10}$ см/сек; $h=6,6252 \cdot 10^{-27}$ эрг*сек ни қўйиб Редберг доимийсини ҳисобланг ва ҳисоб натижасини ёзинг. Кейин ҳисоблашларни барча формулаларда электрон массасини $m_K m / (1 + K m)$ қийматга бўлиб, ҳисоблаб чиқинг, бу ерда m – электрон M – ядро массалари. Водород учун $m/M=1/1836$ га тенг. Хосил бўлган қийматни Ридберг доимийси билан таққосланг.

Ридберг доимийси $R = (109677,576 \pm 0,012)$ см⁻¹ ва амалдаги $R=109680$ см⁻¹ таққосланади, у экспериментал ҳатоликлар миқёсида мос келиши аниқланади. Хозиргача электрон ҳаракатида ядро қўзғалмас деб қаралган. Унда ядро чексиз катта массага эга, шунинг учун ядро ҳам. Электрон ҳам умумий массалар маркази бўйлаб ҳаракат қилади, шу сабабли электрон массасини $m=m/(1+m)$ деб олиш аниқ натижа беришига ёрдам бериши.

Кўриб турибсизки назарий ҳисоблар, экспериментал ҳисоблар билан тенг чиқди, бу эса физикадаги мослик принципини амалга оширилганидан далолат беради. Яъни янги назария олдинги эски назарияни инкор қилмай, унинг хусусий холи сифатида ўз ичига мужассамлаштирган бўлади.

Водород атоми учун Бор постулатлари қуйидагича:

- 1. Атомда стационар ҳолатлар мавжуд, уларда электрон электромагнит тўлқинлар нурлантирмайди.*
- 2. Электрон электромагнит тўлқинларни бир стационар ҳолатдан иккинчи стационар ҳолатга ўтганда нурлантиради ва уларнинг частотаси ν орбита бўйлаб электроннинг айланиш частотасига боғлиқ эмас ва $\nu = (E' - E'')/h$.*
- 3. Электроннинг ҳаракат миқдори моменти $h/2$ катталиқга қаррали.*

(Пуставалов китобидан 9 расм). Хар бир сатҳни $n=1, n=2, \dots$, гача изоҳлаб, баён қилайлик. Расмда энг пастки сатҳ

$n=1$ да, атомда электрон E_1 энергияга эга ва бош квант сони 1 га тенг. Бу ҳолат асосий ҳолат дейилади. Энергиянинг бошқа қийматли ҳолатлари кўзгалувчан ёки кўзгалган (ғалаёнланган) дейилади.

/ғалаёнган ҳолатда электрон узоқ бўлмайди, 10^{-8} сек вақт мобайнида бўлиши мумкин.

Кўп муаммоларни Борнинг назарияси ва унинг Бор модели ечиб бера олмади. Масалан, водород спектрида бир неча спектрал чизиқларнинг мавжудлигини аниқлади.

Спектрал чизиқларнинг намоиши.

Фақат квант механикасиғина нисбийлик назарияси билан биргаликда Бор назарияси жавоб бера олмаган жумбоқларни ҳал қилди ва кўп атомли электронларни баён қилишда ҳам ўз ҳиссасини қўшди.

ВАЗИФАЛАР:

13.1. Бор назариясига кўра, водород атоми қуйидагича магнит моментига эга бўлиши керак эди: $\mu = e\hbar/2mc$. Бу эса электронни орбита бўйлаб ҳаракат қилишида вужудга келади. Штерн ва Герлах тажрибалари эса, водород атомнинг магнитланганлиги унинг хусусий магнит моменти билан боғлиқлигини исботлади. Бу нарсани μ_B деб олсак, $E_n = -\frac{2\pi^2 m(ee')^2}{h^2 n^2}$ формулада нима рўй беришини изоҳланг.

13.2. Водород атомининг энергиялари сатҳларининг тушунтириб беринг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №14. МАВЗУ: ШТЕРН ВА ГЕРЛАХ ТАЖРИБАСИ.

ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: Талабаларга ионлашиш. Бор назарисидан келиб чиқувчи формулаларни тушунтириш. Ҳаракат миқдори моменти, эллиптик орбиталар атомида электроннинг магнит моменти, магнит квант сони, спин ва электроннинг хусусий магнит моменти ҳақида тушунчаларни шакллантириш.

ДАРСНИНГ ТЕХНИК ТАЪМИНОТИ: Pentium-4 компьютерлари, видео проекцион аппарат мавжуд физика кабинети, фаол услубларга мўлжалланган, махсус компьютер ўргатувчи дастури, тест-назорат дастури.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ БАЁНИ:

1. Ионланиш электрон ташқаридан энергия олганида юқори сатҳагина кўтарилмай, (атомдан узилиб, кетиши мумкин. Бунда ионлашиши вужудга келалади: мусбат зарядланган ион ва эркин электрон ҳосил бўлади.

Атомдан электронни узиб олиш учун зарур бўлган энергиянинг минимал миқдори, атомни ионлаштириш энергияси ёки атомда электронни боғлаш энергияси дейилади.

Ғалаёнлаштириш ва ионлаштириш учун зарядланган зарралар атомлари билан бирга таъсирлар амалга ошириш мумкин. Электроновольтларда аниқланган ионлашиш энергияси, зарядланган зарралар, атомнинг асосий ҳолатидан электронни уриб чиқариши учун етарли энергияни ҳосил қилишга, потенциаллар айирмасига тенг бўлиши керак.

2. Орбиталар радиуси. Энергия сатҳлари учун формула:

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m(ee')^2}{h^2 n^2} \quad (18), \quad (5)\text{чи} \quad \text{ва} \quad (17) \quad \text{формуладан} \quad \text{келиб} \quad \text{чиққан}$$

электроннинг орбитасининг радиус миқдорини топайлик $r = -\frac{ee'}{2E} \quad (11)$ ни

(18)га қўямиз $r_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m e e'} \quad (19)$ га тенг бўлади, бу ерда $r_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 m^2}$ Бор радиуси дейилади. $R_1 0,53 \cdot 10^{-8}$ см, водород атомининг диаметри $2R_1 1,06 \cdot 10^{-8}$ смга тенг.

1. Харакат миқдори моменти.

Харакат миқдори моменти формуласини келтириб чиқаринг ва унинг физик моҳиятини (25) формуладан, электроннинг тўлқин хоссаларидан келтириб чиқиб, физик моҳиятини келтириб чиқаринг. (22) ва (25) формулалардан де Бройл тўлқини формуласини келтириб чиқаринг.

1) m массали моддий нуктанинг ҳаракат миқдори моменти формуласи

$$N = mvr \quad (22)$$

2) (6) $\frac{mv^2}{r} = \frac{ee'}{r^2}$ формуланинг икки томонини mr^3 га кўпайтиринг

ва N^2 ҳисоблаб, (23) формулани ёзинг $r_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m e e'}$, формуладан фойдаланиб, (24) формулани N^2 учун ёзинг, кейин (24) формуладан

илдиз чиқариб, (25) формулани ёзинг $n = \frac{h}{2\pi \lambda}$ дан фойдаланинг.

3) Юқоридаги алмаштиришларни бажариб $\lambda = \frac{h}{mv}$, де Бройл тўлқини узунлигини қуйиб, формулани ёзинг.

2. Эллиптик орбиталар ва ҳаракат миқдори моменти.

Қуйидаги берилган маълумот ва формулалардан тадқиқотга тайёрланинг.

Водород атомида ядро атрофида электрон ҳаракати доиравийгина эмас, эллиптик орбиталар буйлаб ҳам амалга оширилади. Бунда ҳам қуйидаги

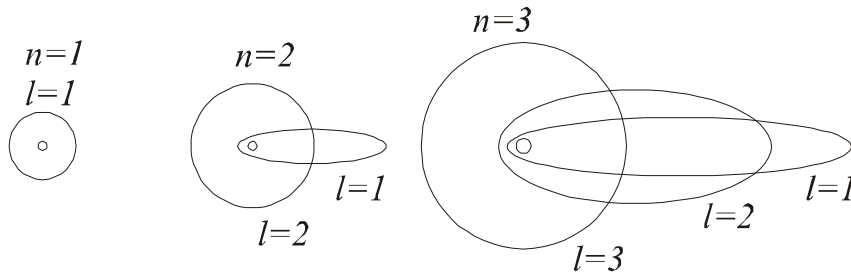
формулалар ўринли (18) $E_n = -\frac{2\pi^2 m (ee')^2}{h^2 n^2}$, $r_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m e e'}$ (19) формула эллипснинг катта ярим ўқини аниқлайди.

$N = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar$ (25) формула ўзининг кўринишини сақлайди, фақат n

ўринга l орбитал ёки азимутал квант сони туради $N_l = \frac{n}{2\pi} e$ (26), $l = n$ да (25) ва (26) мос тушишади.

Хозирги замон назариясида $Ni = \sqrt{l(l+1)} * \frac{h}{2\pi}$ (27), бу ерда $l = 0, 1, \dots, n-1$ гача.

Расмда берилган бош квант сонида n буйича фаркланувчи траекториялар бўлиши мумкин. Расм(6) l қанча катта бўлса, эллипс чўзиғлиги шунча кам бўлади.



3. Атомда электроннинг магнит моменти ҳақидаги ахборотларни ўқиб тайёрланиб, қисқача бу мавзуда тадқиқот тайёрланг. Доира бўйлаб атомда, электроннинг ҳаракатини, зарядни берк контурда ҳаракатланишига ўхшатиш мумкин.

Электрон йўлига қарши δ юза жойлашган десак, юзадан вақт бирлигида электрон ўтказадиган заряд миқдори, яъни ток кучи, v' вақт бирлигида ядро атрофида электронни айланишлари сони кўпайтмасига тенг.

Шундай қилиб, орбита буйича электрон ҳаракати $i = e * @$ га тенг
 (28) $\mu = \frac{1}{c} i S$ (29), $@$ - контурнинг магнит моменти, c – электродинамик доимий (29) ни (28) га қўйинг ва $V + 2 \square R V'$ га тенглигини ва $S = @ R^2$ лигини инобатга олиб

$@ + \dots$ (30) формулани топинг (22)чи формуладан $N = MVR$ (22) $@/N$ га нисбатини топинг.

(31) чидан $@$ ни топинг, (32) формулани ёзинг (26) $N_I + H/2 @ * L$
 формуладан фойдаланиб (33), $@ + \dots$ формулани ёзинг $@_0 = \frac{eh}{2\pi mc}$ - атом

физикасида магнит момент бирлиги сифатида олинганлиги ва Бор магнетони дейилишини айтинг.

4.Электроннинг спини ва хусусий ўзининг магнит моменти.

Маълумотларни ўқиб, юқоридаги мавзу буйича формулалар, тажрибага таяниб, лаборатория ишига тайёрланинг.

Магнит майдонига жойлаштирилган атомда электроннинг ўзини тутиши, магнит майдон таъсирида спектрал чизиқларнинг ажралишига олиб келиши, сон жихатидан тажрибага мос келмади. Спектрдаги баъзи чизиқлар магнит майдони бўлмаганда ҳам иккиламчи (дублет) ва учли (триплет) чизиқларига ажралиши кузатилди.

Бу ходисани тушунтириш учун, электронни ўз ўқи атрофида айланувчи зарядланган шар сифатида тасаввур қилиш мумкин. Бу гипотезага асосан электрон хўсусий (ўзининг) ҳаракат миқдори N_s моментига (спинига) ва хусусий (ўзининг) магнит моментига эга. (31) формулага нисбатан ҳаракат миқдори моментларнинг нисбати 2 марта катта

$$\frac{\mu_s}{N_s} = 2 \frac{e}{2mc} \quad (35)$$

магнит майдон кучланганлиги йўналишига спин проекциясининг миқдори

$$N_s = \frac{h}{2\pi} m_s \quad \text{га тенг} \quad (36)$$

m_s - фақат $+1/2$ ва $-1/2$ га тенг қийматли, спин квант сони ҳисобланади.

Дублетларнинг ҳосил бўлишининг сабаби шундаги валент электрони, иккинчи сатхга утканда бир сатхдан иккинчи сатхга ўтганда оптик спектр нурланади, кандайдир орбита бўйлаб ҳаракат қилиб, магнит майдони ҳосил қилади. Электроннинг хусусий (ўзининг) магнит моменти шу майдон билан таъсир қилади. Бундай таъсир спин-орбитал таъсир дейилади. Бундай таъсир натижасида спин проекцияси иккита

йўналишга эга: майдон бўйича ва майдонга сатх энергиясига турли хил қушилишлар беради. Шунинг учун сатх иккита сатхларга бўлинади.

Спинга бошқа зарралар ҳам эгадирлар. Фотонлар спинга эгадирлар.

4.Магнит квант сони.

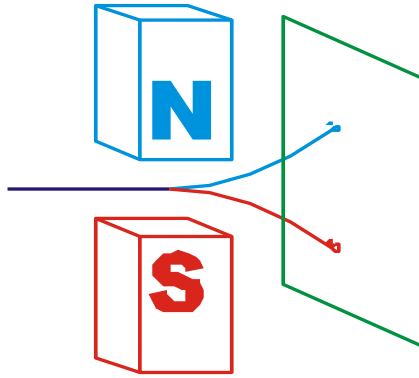
Берилган ахборотларни ўқиб, тахлил қилиб, юқоридаги мавзу бўйича тадқиқотга тайёрланинг.

Магнит майдонига ўрнатилган атомдаги электрон, берилган орбитал квант сониди, m квант сонининг турли қийматларига мос, $2l+1$ турли энергиялар қийматига эга бўладилар. N квант сонлари билан фарқловчи энергия сатхлари қийматларига нисбатан, бу қийматлар кам фарқ қилади. Шунинг учун магнит майдонида n бош квант сонли сатхни бир неча сатхларга (дублет, триплет) ажралиши кузатилади. Магнит майдонига киритилган атом спектрида спектр чизиқларининг ажралиши (Зееман эффекти) кузатилади.

Зееманнинг нормал эффектининг намоиши.

Зееманнинг аномал эффектининг намоиши.

1.Штерн-Герлах тажрибаси намоиши.



Расм 8

Водород атомнинг бир жинсли бўлмаган магнит майдонида ажралиши.

Вакуумдаги бир жинсли бўлмаган магнит майдонидаги, атомлар ҳаракати йўналишига кўндалаган ҳосил бўлган атомлар дастаси, 2та дастага ажралади. Ажралиш миқдори атомнинг магнит моменти миқдори. Бор магнетонига тенг.

Водород атомларида $n=1$ да, $l=0$.

ВАЗИФАЛАР:

14.1. Мана Сиз Зееманнинг икки хил эффектини кузаттингиз. Штерн-Герлах тажрибасида атомлар дастаси 2 та дастага ажралишини тушунтиринг.

Ажралиш, нима ҳисобига амалга ошади?

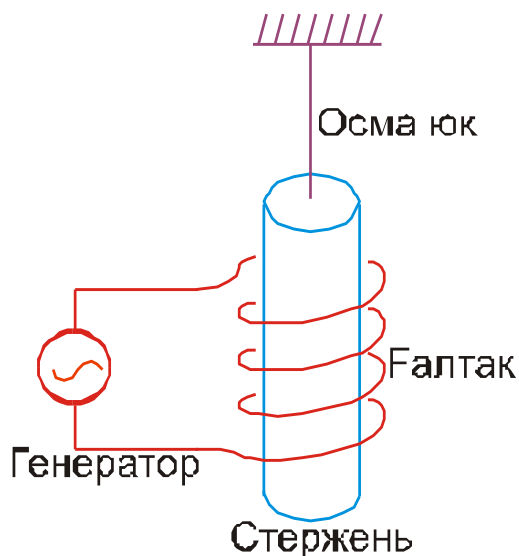
ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №15. МАВЗУ: ЭЙНШТЕЙН ВА ДЕ ХААЗ ТАЖРИБАСИ.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНING МАҚСАДИ: Талабаларга ўтамагнитлашда оддий магнетиклар стерженда ўз магнит моментларининг йўналишини тескарисига ўзгартиришларини, ҳаракат миқдори моментлари ҳам йўналишини ўзгартиришини, стерженнинг тўлиқ ҳаракат миқдори моменти ўзгармас бўлиб қолишини, стержень бурила бошлашини тушунтириш.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНING ТЕХНИК ТАЪМИНОТИ:

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНING БАЁНИ:

Эйнштейн ва Де Хааз тажрибаси.



Расм 9

Темир стерженни ўтамагнитланганда уни бурилиши кузатилган.

Ўтамагнитлашда оддий магнетиклар стерженда ўз магнит моментларининг йўналишини тескарисига ўзгартирадilar.

Ҳаракат миқдори моментлари ҳам йўналишини ўзгартиради. Стерженнинг тўлиқ ҳаракат миқдори моменти ўзгармас бўлиб қолиши сабабли, стержень бурила бошлайди.

ВАЗИФАЛАР:

15.1. Ўтамагнитлашда стерженда магнетиклар ўз йўналишларини ўзгартиришларини тушунтиринг.

15.2. Стерженнинг тўлиқ ҳаракат миқдори моменти билан унинг бурила бошлаш ўртасидаги боғланишни тушунтиринг.

15.3. Ўтамагнитлаганда стерженнинг бурилишини ҳам асосланг.

**ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №16. МАВЗУ:ЭЛЕМЕНТАР
ЗАРРАЛАР(ЗАРРАЛАР КЛАССИФИКАЦИЯСИ ВА АСОСИЙ
ҲОССАЛАРИ).**

ДАРСНИНГ ТЕХНИК ТАЪМИНОТИ: *аввалги дарслардаги каби
видеопроектор, компьютер, мультимедиа диски.*

ДАРСНИНГ УСЛУБИ ВА ТУРИ: *ВИРТУАЛ ЛАБОРАТОРИЯ
СТЕНДИ ШАКЛИДАГИ ДАРС.*

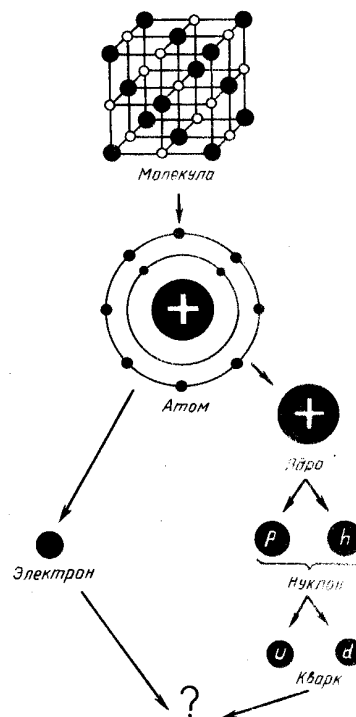
ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: *Талабаларга атом тузилиши ҳақидаги
тасаввурларини бойитиш ва микрообъект дунёсини, микрозарра
ҳақидаги тушунчаларини ҳамда зарралар классификацияси, турлари,
уларнинг номлари ҳақида маълумотларни ўргатиш.*

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ БАЁНИ:

Энди намоёйишли кадрларни тамоша қиламиз.

1. 1933 йилда γ -квантларнинг модда билан ўзаро таъсирлашувида электрон ва позитрон ҳосил бўлиш ҳодисаси кашф этилди: $\gamma \rightarrow e^- + e^+$

2. γ - квантларнинг модда билан ўзаро таъсирида электрон-позитрон жуфтнинг туғилиш схемаси қуйидагича ёзилади: $\gamma + e^- \rightarrow e^- + e^- + e^+$ ёки $\gamma + x \rightarrow x + e^- + e^+$, бу ерда x -электрон-позитрон жуфти туғилишида иштирок этувчи ядро.



Режа:

Элементар зарралар. Зарралар классификацияси ва асосий хоссалари. Таъсир ва ўзаро айланиш. Элементар зарраларнинг таъсирида сақланиш қонунлари. /алати зарралар ва резонанслар.

Бизда модда тузилиши ҳақида қуйидаги манзара ҳосил бўлди. Молекулалар атомлардан иборат. Атомлар электронлар ва ядролардан иборат. Ядролар протон ва нейтронлардан иборат. Протонлар, нейтронлар ва электронларни элементар зарралар дейилади. Ёруғлик электромагнит тўлқини ва элементар зарра хусусиятига эга бўлиб, ёруғлик квантлари фотонлардан иборат.

Элементар зарралар учта асосий гуруҳларга булинади: лептонлар-енгил зарралар, мезонлар-ўртача зарралар, барионлар-оғир зарралар.

Масса ва хусусий энергия . Зарралар массаси тезликга боғлиқ, m массага mc^2 энергия мос келади. Тинчликдаги энергия ёки зарраларнинг хусусий энергияси мос келади.

Электр заряд. Зарраларнинг абсолют миқдори электрон зарядига тенг. Шунинг учун электрон зарядини элементар зарралар заряди сифатида

қабул қилинади. Лекин фотон, протон, нейтрон ва нейтрино символлари олдидан заряд ишоралари ёзилмайди. Спин. Харакат миқдори –хусусий моменти-спинга эга зарралар, заррани ўз ўқи атрофида айланишига мосдир. Спин бирлиги сифатида Планк доимийси абул қилинган.

Бу бирликда фотон спини 1 га тенг. Лептонлар ва барионлар спинлари $1/2$ га тенг. Ω - зарралар спини $\approx \frac{3}{2}$ га тенг, мезонларники 0 га тенг.

Изотопик спин. Жуда кичик массалар айирмасига тенг бўлган зарралар, 3 та гуруҳга бирлашади. 3 та π –мезон, 2 та κ -мезон, 2 та нуклон(протон ва нейтрон), учта Σ -зарра ва $\alpha\Sigma$ -зарралар, η^0 -мезон, Δ^0 – зарра ва Ω -зарра битта заррадан ўзининг гуруҳларини ташкил қилади.

Хозирги замон назариясига кўра, ҳар бир гуруҳ зарралари турли хил зарядли ҳолатларда мавжуд бўлган ўша битта заррани кўрсатиши аниқланган. Бу ҳолат мультиплект дейилади. Зарра қабул қилиниши мумкин бўлган ҳолатлар сони махсус j квант сони билан белгиланади-унинг номи изотопик спин. Битта ҳолат (гуруҳдаги битта зарра-синглет) 0 изотопик спинга мос келади, изотопик $1/2$ спинга эса иккита ҳолат(дублет-гуруҳдаги 3 та зарра).

Изотопик спиннинг берилган қийматида зарядли ҳолат бошқа квант сони билан j –изотопик спиннинг проекцияси билан аниқланади, у ўз навбатида $j = 0$ изотопик спин ҳолатида 0 ягона қийматга эга; $j = 1/2$ изотопик спин ҳолатида иккита қиймат; $+1/2$ (зарядланган ҳолат учун) ва $-1/2$ (нейтрал ҳолат учун)-учта қиймат $+1$ (мусбат зарядли ҳолат учун), 0 (нейтрал ҳолат учун) ва -1 манфий зарядланган ҳолат учун).

Лептон ва барион зарядлар электрон ва электрон-нейтронлар учун электрон лептон $+1$ заряди, манфий μ - мезонлар учун ва μ -мезонли нейтринолар учун $-\mu$ -мезонли лептон $+1$ заряди ва, ниҳоят, барионларга- $+1$ барион заряди берилади. Бу зарралар электр зарядидан

фарқлироқ таъсирни характерловчи миқдорлар ҳисобланишмайди: улар зарралар-системасинихарактерловчи квант сонларидир.

Антизарралар. Хар бир зарра учун, юқорида айтилган зарядларнинг бирортаси 0 га тенг бўлмаса, антизарра мавжуд. Зарранинг антизарраси ишораси ўзига қарама-қарши ишорали бўлади. Лекин бошқа хоссалари (масса, яшаш вақти) айнан бир хил. Масалан, антипротон манфий электр зарядига ва -1 барион зарядига эга бўлса, протон-мусбат электрзарядига ва $+1$ барион зарядига эга. Заррани ўзининг анти-зарраси билан учрашганда аннигиляция бошқа енгил зарраларга ўтиши кузатилади. Протон ва антипротон аннигиляциясида π –мезон ва фотонларга айланади. Таъсирлар ва ўзаро ўтишлар. Зарралар ўзаро айланиш қобилиятига гадирлар. Фақат фотон, электрон, электронли ва μ -мезонли нейтрино ва протон, уларга мос анти-зарралар қатъий бўлиб, ўзок яшашлари мумкин. Ихтиёрий емирилиши қандайдир вақт мобайнида бўлади, бу вақтни ўртача яшаш вақти дейилади. Хозирги кунда таъсирларнинг хили мавжуд: кучсиз, электромагнит, кучли ва гравитацион электромагнит таъсирларда фотонлар ва барча электр зарядга эга бўлган зарралар қатнашади. Зарядланган зарра фотонлар чиқариши мумкин фотонлар бошқа зарядланганзарра билан ҳам ютилиши мумкин. Фотонларнинг чиқиши ва ютилишида зарядли зарра ўз тезлигини ўзгартиради, бошқа вақтда ўзгармас бўлиб қолади. Кучли таъсирда барион ва мезонлар қатнашади. Барионлар мезонлар чиқаради ва уларни ютади. Кучли таъсирда ядро кучлари намоён бўлади, улар атомлар ядроларида нуклонлар орасида таъсир қилади. Фотонлардан ташқари кучсиз таъсирга барча зарралар дучор бўлади. Элементар зарралар орасида гравитацион таъсир жуда кичик бўлиб, унга баъзан эътибор ҳам қилишмайди. Элементар зарраларнинг таъсирида сақланиш қонунлари. Учта сақланиш ҳаракатни ифодоловчи миқдорларга мансуб. Энергияни сақланиш қонуни, ҳаракат импульси миқдорини сақланиш

қонуни, ҳаракат миқдори моментини сақланиш қонуни. Энергияни сақланиш қонунини тадбиқ қилганда хусусий энергияни ҳам инобатга олиш мумкин. Тинч ҳолатдаги протон массаси нейтрон массасидан кичик. Шунинг учун эркин протон β емирилишига эга бўлолмайди. Элементар зарралар системасининг ҳаракат миқдори тўлиқ моменти ҳаракат миқдори орбитал моментлари ва спинлар йиғиндисидан иборат. Барча тўртта сақланиш қонунлари бажарилади. /алати зарралар ва резонанслар κ -мезон ва гиперонлар (Δ -, Σ -, Ω -, зарралар в.х.з.), π -мезонлар ва протонларни атом ядролари таъсиридан келиб чиқади. Тажрибада аниқланган уларни пайдо бўлишининг эҳтимоллиги кучли таъсирга мосдир. Лекин бу зарраларнинг яшаш вақти 10^{-10} секундга тенг, бу вақт эса, кучсиз таъсирга мансуб.

1. Пайдо бўлишнинг катта эҳтимоллиги ва емирилишнинг кичик эҳтимоллиги ўртасидаги тафовут ғалати туюлди. Кейинчалик уни термин сифатида ғалатилик деб киритилди. S-ғалаталик. /алатиликни сақланиш қонуни ҳам ўринлидир. Охирги вақтда кучли таъсирлар таъсирида жуда енгил барионлар ва мезонларга ажралган емирилишга эга бўлишни энергияни ва ғалатиликни сақланиш қонуни. Катта массали бирор барион ёки мезон ҳоссаларига эга. Зарраларга тўсқинлик қилишмайди. Бундай зарраларнинг яшаш вақти кичикна. Уларнинг мавжудлигини фақат уларнинг емирилиш махсулотларининг энергиялари ва импульсларининг муносабатидан аниқлаш мумкин. Бундай зарралар тажрибада аниқланган. Уларнинг номи резонанс деб аташади. Элементар зарраларнинг тузилиш ҳақида. Атомни бўлинмас деб ўйланишининг сабаби, электронларнинг узулиб чиқиб кетиши яна бошқа томондан тез тўлдирилган. Атом асоси ядро ва электрон қобиқнинг ички қисми. Элементар зарралар атомлар каби мураккаб тузилишга эга бўлишлари мумкин. Барча элементар зарралар кваркларнинг катта бўлмаган сонидан иборат деган гипотеза мавжуд.

Элементар зарраларнинг тузилиши бўйича аниқ нима тушуниш кераклилиги ҳақида тўлиқ маълум эмас.

ВАЗИФАЛАР:

16.1. Зарра массаси, хусусий энергияси ҳақида баён этинг. Зарраларнинг спинлари ҳақида баён этинг.

16.2. Барион-зарралар ҳақида баён этинг.

16.3. π - мезонларни ва протонларни атом ядролари таъсиридан келиб чиқадиган зарралар ва резонанслар қайсилари.

16.4. Эркин протоннинг емирилишидан нима пайдо бўлади.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №17. МАВЗУ: ФОТОЭФФЕКТ ХОДИСАСИ.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНING МАҚСАДИ: Талабаларга атомларни электромагнит нурланиш билан ионланиш ходисасини, фотоэффектни ўргатишдан иборат, электронларни қуринувчи квантлар ва ультрабинафша ёруғлик билан металллардан уриб чиқариш ҳодисасини, фотоэффектни ҳам тушунтириш.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ ТАЪМИНОТИ: аввалги дарслардаги каби видеопроектор, компьютер, мультимедиа диски.

ДАРСНИING УСЛУБИ ВА ТУРИ: ВИРТУАЛ ЛАБОРАТОРИЯ СТЕНДИ ШАКЛИДАГИ ДАРС.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ БАЁНИ: Атомда, жойлашган электронни эркин деб бўлмайди. У ва ядро ўртасида кучлар таъсир қилади. Шу сабабли, атомда жойлашган электронни γ -квант билан ютилганда, энергиянинг қандайдир қисми ва ҳаракат миқдори моменти атомнинг ядросига берилади. Ҳисоблар кўрсатишича, бир вақтининг ўзида энергияни ва ҳаракат миқдоририни сақланиш қонуни кузатилади. Бу вақтда электрон катта энергия ҳосил қилиб, атомдан учиб чиқиб кетади, яъни атомнинг ионланиши кузатилади. γ -квантнинг энергияси атомдаги уш бу электроннинг энергиясидан каттароқ бўлиши керак. γ -квантни ютгандаги ядрога бериладиган энергия қисми, ядронинг катта

массали бўлишига кўра, жуда кичик бўлар экан. Катта энергияли квантлар ҳақида сўз юритганимиз учун, атомлардан нафақат ташқи электронлар, балки ички қобиклардан ҳам боғланиш энергияси катта бўлган электронлар узилиб чиқиши кузатилади.(Намойишни кўринг). Электромагнит нурланиш орқали атомларнинг ионланиши фотоэффект ҳодисаси деб аталади, бу вақтда атомлардан учиб чиқувчи электронлар эса-фотоэлектронлар деб аталади.

Фотоэффектга мос ютилиш μ_f коэффициентининг бир қисмини γ -квантлардан боғлиқлигини кўрамиз. γ -квантларни эркин электронлар умуман ютилмаслигини инобатга олиб, атомда электронлар қанчалик кучли боғлиқ бўлмасин, шунчалик кучли улар γ -квантларни ютиши керак.Бу ҳолда боғланиш миёри бўлиб, электроннинг боғланиш энергиясини γ -квантнинг энергиясига муносабати ҳисобланади. γ -квантнинг энергияси усиши натижасида берилган қобик учун бу муносабат аста-аста кичиклашиб бирга нисбатан кичиклашиб боради, бу қобикнинг электронларининг боғланиши γ -квантнинг боғланиш энергиясига нисбатан кучсизланиб боради, ютилиш эса кичиклашгандан кичиклашиб боради. Иккинчи томондан, агар бу муносабат бирдан катта бўлса, γ -квант атом қобиғидан электронни умуман уриб ололмайди, бу қобикни электронлар билан ютилиши умуман кузатилмайди. Ютилиш коэффициентининг γ -квантлар билан боғлиқлигини кичик энергиялардан кўрадиган бўлсак, қуйидаги ҳолатни кўришимиз мумкин.(Намойишини кўринг) Умуман ютилиш дарров энергия ўсиши билан кичиклашади. Лекин ҳар сафар γ -квантлар энергияси электронларнинг ионланиши учун зарур бўлган кейинги чуқурроқ қобик билан ионланиши учун зарур энергиядан катта бўлган сари, ютилиш сакраш билан юқрига ошади. γ -квантлар энергияси электронларнинг энг чуқур қобиғи К-қобикнинг боғланиш энергиясидан катта бўлганидан сўнг, сакрашлар кузатилмайди. Бу ҳолда γ -квантлар

асосан К-қобиқнинг электронлари билан ютилади. Намойишда кўрсатилган кичик сакрашлар электронларнинг боғланиш энергиясининг турли қисм қобиқларда турлилилиги бир мунча бошқачароғлиги билан тушунтирилади. γ -квантларнинг жуда катта энергия қийматларида фотоэффект ҳисобидан ютилиш жуда кичиклашади. Z таратиб номерининг катталашиши билан атомларада электронларнинг умумий сони ва ички қобиқлардаги электронларнинг боғланиш энергиясининг ҳам катталашиши кузатилади. Zнинг усиши билан γ -квантларнинг ютилиш қаттиқ кучаяди.

ВАЗИФАЛАР:

17.1. Фотоэффект ҳодисасини тушунтириб беринг.

17.2. Фотоэффект ҳодисасини физик моҳиятини ва намоишини тушунтириб беринг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №18. МАВЗУ:КОМПТОН ЭФФЕКТИ.

ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: Талабаларга Комптон эффектини ёки эркин электронларда ёруғликни сочилиш ҳодисасини ўргатишдан иборат.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ ТАЪМИНОТИ: физика кабинети, мультимедиа диски, Pentium-4 компьютери, видеопроекцион аппарат.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ БАЁНИ: эркин электрон γ -квантнинг ютилиши мумкин бўлмасда, лекин γ -квантнинг ютилиши дарров янги γ -квантни нурланиши билан кузатилган. Бундай жараёни эркин электронларда ёруғликнинг тарқалиши(сочилиши) ёки Комптон эффекти дейилади. Янги ни йўналиши ютилган γ -квантнинг тарқалиши билан мос келмасда, олдинги даста буйича тарқалган γ -квантларнинг сони, камаяди, яъни бу жараён ютилиш коэффициентига ўз ҳиссасини қўшади. Энергиянинг ва ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунлари мос келишлиги учун, ютилган квантнинг энергияси ва сочилган(тарқалган)

квантининг энергияси ҳамда учиб чиқиш бурчаги ўртасида аниқ муносабат бажарилиши зарур. $\lambda = \frac{c}{\nu}$, $\lambda' = \frac{c}{\nu'}$ муносабатлар бизга маълум.

Бу муносабат тўлқин узунликлари учун оддий кўринишга эга: $\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos \nu)$. (1). Бунда h - Планк доимийси, m - электрон

массаси, c -ёруғликтезлиги. $\frac{h}{mc}$ миқдор эса $2,4 \cdot 10^{-10}$ смга тенг, бу эса

900да тўлқин узунлигининг ўзгаришини кўрсатади. бу электрон тўлқинининг комптон узунлиги дейилади. Атомда боғланиш энергиясини ҳисобга олмайдиган даражада бўлса, электронни эркин деб олинсагина, фотоэффект билан таққослаганда Комптон эффекти сезилади. Лекин жуда катта энергияларда, яъни 10 мегаэлектронвольтдан(МЭВ) катта бўлганда, у амалда нолга тенгашиб қолади.Модда ҳоссаларидан боғлиқлигини олганимизда эса, Комптон эффекти ҳиссасига ютилиш бўлганида, бирлик ҳажмадаги электронлар сонига пропорционал. Сочилган γ -квантнинг энергияси ютилган γ -квантнинг энергиясидан кичик бўлгани учун, энергиянинг бир қисми электронгаберилади(яъни бериш энергияси).Бунда электрон атомдан чиқиб кетиши маълум, акс ҳолда электронни эркин деб бўлмайди.

(1) формулани келтириб чиқарамиз, энергия ва ҳаракат миқдори сақланиш конунларидан фойдаланамиз. Бу формула сочилган(тарқалган) квант тўлқин узунлигининг ўзгариши учун комптон сочилишида тушган квантнинг узунлиги билан таққослагандаги муносабат. γ -квантнинг ютилишидан олдин энергия $h\nu$ ва ҳаракат миқдори $\frac{h\nu}{c}$ билан электрон тинч ҳолатда эди. Ютилгандан сўнг эса, у бошқайўналиш бўйича γ -квантни нурлантирсин, унинг энергияси $h\nu'$ ва $\frac{h\nu'}{c}$ ҳаракат миқдори ҳамда ν тезликга эга бўлади. Ҳисобларни осонлаштириш учун электрон тезлиги ёруғлик тезлигидан анча кичик деб оламиз. Энергия ва

ҳаракат

миқдорининг

сақланиш

қонунини

ёзамиз: $\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} + mv$, $h\nu = h\nu' + \frac{mv^2}{2}$. (2), (3). Бу иккита тенгламадан бири вектортенглама. Векторларнинг қушиш қондасига кўра, қуйидаги векторлар учбурчак ташкил қилади. Бунда v вектор ютилган ва сочилагн квантларнинг йўналишларидаги бурчакни ҳосил қилади. Бу учбурчакдан қуйидагини топамиз:

$$\left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\left(\frac{h\nu}{c}\right)\left(\frac{h\nu'}{c}\right)\cos v = (mv)^2 \quad (4).$$
 (2) тенгламадан

эса, $h\nu - h\nu' = \frac{mv^2}{2}$ (5). (4) тенгламани c^2 га кўпайтириб, ва ундан (5)

тенгламани айириб, қуйидаги ҳолатга эга бўламиз:

$$2(h\nu)(h\nu') - 2(h\nu)(h\nu')\cos v = m^2 v^2 c^2 - \frac{m^2 v^4}{4} \quad (6).$$
 Бу охириги тенгламани

бошқача қилиб ёзсак, $2h^2 \nu\nu'(1 - \cos v) = (mv^2)(mc^2)\left(1 - \frac{v^2}{4c^2}\right)$ (7), шуни

эътиборга оламизки, охириги қавсдаги ўнгдаги охириги ҳад бирдан кичик бўлади (чунки, биз $v \ll c$ деб фараз қилдик). Шу сабали, бу ҳадни ташлаб юбориш мумкин, олдинги кўпайтирувчи mv^2 , (5)-чи тенгламага кўра, қуйидагига алмаштирилиши мумкин: $2h(\nu - \nu')$. Натижада қуйидагига эга

бўламиз: $\frac{h}{mc}(1 - \cos v) = \frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \lambda'' - \lambda$ (8)

Вазифалар:

18.1. Нисбийлик назариясини инобатга олиб, электроннинг барча тезликлари учун ҳисобларни олиб боринг.

18.2. Комптон эффектнинг моҳиятини тушунтириб беринг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №19. МАВЗУ: ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОН ЖУФТЛИКЛАРИНИ ТУИЛИШИ.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ МАҚСАДИ:Талабаларга электрон-позитрон жуфтликларини хосил қилинишининг физик моҳиятини тушунтириш.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНИНГ ТАЪМИНОТИ: видеопроекцион аппарат, жиҳозланган физика кабинети, компьютер Pentium 4, мультимедиа диск.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНИНГ БАЁНИ: Элементар зарралар махсус шароитларда бир-бирларига ўтишлари мумкин. Шартлар энергия, ҳаракат миқдори, заряд, спин ва бошқаларнинг сақланиш қонунлари орқали аниқланиши маълум. γ -квантнинг элементар зарраларнинг жуфтлигига ўтишини биз йтган эдик, яъни электрон-позитрон жуфтлигига йланиши тўғрисида. Позитрон электронга айний ўхшаш бўлиб, фақат ишорасигина қарама-қарши. Бундай ўзгартиришларда энергиянинг сақланиш қонуни бажарилиши учун, γ -квантнинг энергияси электрон ва позитроннинг хусусий энергияларининг йиғиндисидан катта бўлиши зарур. Бунда заряд ва спин сақланиши бажарилади:бу ўтиш жараёнининг символик ёзилишининг ўнг ва чап томонларида зарядлар йиғиндиси нолга тенг, спинлар йиғиндиси эса бирга тенг. Фотон спини $\frac{h}{2m}$ бирликда 1 га, электрон ва позитронники эса $\frac{1}{2}$ га тенгдир. Лекин ҳаракат миқдорининг сақланиш қонуни бажарилиши учун γ -квантнинг айланиши бирор зарядланган зарра ёнида рўй бериши керак эди. Энди ҳаракат миқдорининг зарра бўлмагандаги сақланиш қонунини ёзайлик: $\frac{h\nu}{c} = mv_1 + mv_2$ (1), бу ерда v_1, v_2 -электрон ва позитроннинг тезликлари. (1) формуладаги векторлар учбурчак ташкил қилар экан. Учбурчакда иккита томонларнинг узунлиги ҳар доим каттароқ бўлганлиги учун, айрим ҳоллардагина учинчи томонига тенг бўлгани учун, у ҳолда $\frac{h\nu}{c} \leq mv_1 + mv_2$ (2). Лекин электрон ва позитрон тезликлари

ёруғлик тезлигидан катта бўлиши мумкин эмас. Икки тезликларнинг с га алмаштириб, тенгсизликни қатъийлаштирамиз: $\frac{h\nu}{c} < 2mc$ ёки $h\nu < 2mc^2$.

Лекин энергиянинг сақланиш қонуни бажарилиши учун $h\nu > 2mc^2$ бўлиши талаб қилинар эди. Агарда яқинлашиш зарядланган зарра яқинида амлға ошса, электр кучларга у орасида ва позитрон орасида таъсир қилинган кучларга кўра, бу зарра қандайдир энергияга ва ҳаракат миқдорига эга бўлади, яъна ҳисоблар шуни кўрсатадики, бунда энергия ва ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунлари бирданига бажарилиши аниқланди. Электрон ва позитрон ўртасида таъсир қилувчи заряд қанча катта бўлса, унга шунчалик энергия ва ҳаркат миқдори осонроқ брилиди. Шу сабали, жуфтларнинг туғилиши ядроларнинг олдида вужудга келади. Элементнинг тартиб номерининг квадратиға пропорционал катталашади.

Жуфтларнинг туғилишининг намоиши.

ВАЗИФАЛАР:

19.1. Электрон-позитрон жуфтликларининг туғилишини тушунтиринг.

ЛАБОРАТРИЯ ИШИ №20. МАВЗУ: ЯДРОНИНГ ТОМЧИ МОДЕЛИ.

ДАРСНИНГ МАҚСАДИ: Талабаларга ядронинг томчи модели орқали ядро қобиклари ҳақидаги тасаввурларни, ядро ҳақидаги тасаввурларни шакллантириш.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНИНГ ТАЪМИНОТИ: мултимедиа ли диск, видеопроектор апарат, жиҳозланган физика кабинети, компьютер Pentium 4.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНИНГ БАЁНИ: Ядродаги нуклонлар билан суюқлик ичидаги томчилар ўртасида ўхшашлик бор. Ядронинг қобик моделидан шу маълумки, электронлар қобикларда жойлашар экан. Ядродаги нуклон узининг ҳаракатида ядронинг чегарасидан чиқиб

кетмаслиги маълум бўлди. Ядронинг кўргазмали модели шундайки, уни ботиқлик сифатида тасаввур қилиб, унда нуклонларни шарчалар сифатида ҳаракат қилишини кўриш мумкин. Намойишни тамоша қилинг.

Ядронинг томчи моделида эса ҳар бир заррага масофа усган сари камаювчи уларга яқин зарралар орқали кучлар таъсир қилади. Томчидан ҳар бир молекулани ажратиш учун ўртача бир хил энергия зарур. ядроларнинг боғланиш солиштирма энергияси доимий, ядродан ҳар бир нуклонни ажралиши учун ўртача бир хил энергияни сарфлаш лозим. Томчининг хажми, ядронинг хажми каби зарралар сонига пропорционал.

1. Ядронинг асосий массаси унга кировчи нуклонларнинг йиғиндисидан иборат: $Zm_H = (A-Z)m_n$
2. Биз айтганимиздек, ядро массаси нуклонлар массасидан боғланиш энергияси массасига мос миқдорга кичикдир. Барча ядролар учун солиштирма боғланиш энергиясини доимий десак, ядродаги боғланиш энергияси ядродаги нуклонлар сонига пропорционал бўлади, яъни A массали сонига пропорционал.
3. Барча нуклонлар учун бир хил боғланиш энергияси олинди. Лекин ядронинг тубида жойлашган нуклонларни силжитиш қийинроқ. Ядронинг устида жойлашган нуклонлар эса суяқ томчи моделига кўра, бир томонлама торитишига эга. Уларни ядродан улоқтириш осонроқ. Шу сабабли, боғланиш энергиясини ядро устида жойлашган нуклонлар сонига пропорционал миқдорга камайтириш керак. Бундай нуклонлар сони ядро сиртининг юзасига пропорционал. R ядро радиуси $A^{1/3}$ га пропорционал, ядро сиртининг юзаси эса $4R^2\pi$, $A^{2/3}$ га пропорционал.
4. Ядро ичидаги протонлар бир биридан электр кучлар орқали итаришадилар. Бу итарилиш боғланиш энергиясини камайтиришига олиб келади. Протонларнинг электросатик энергияси $Z-1$ га

пропорционал. Ундан ташқари у зарядлар ўртасидаги масофага ҳам пропорционал. Ядрода протонлар ўртасидаги ўртача масофага пропорционал. Шундай қилиб, ҳар бир протоннинг электростатик энергияси $(Z-1) A^{1/3}$ га пропорционал.

5. Ядродаги протонлар сони Z нейтронлар сони $A-Z$ га тенглиги маълум. Протон ва нейтронларнинг ўртасидаги фарқ қанчалик катта бўлса, ядронинг барқарорлиги ҳам шунчалик шунчалик кичик.

6. Ядродаги протонлар ва нейтронлар сонидан боғланиш энергияси боғлиқ. Протонлар ва нейтронлар сони жуфт бўлган ядролар жуфт-жуфт дейилади, уларнинг A си жуфт. Боғланиш энергиялари энг катта. Протонлар ва нейтронлар сони тоқ бўлган ядролар эса, тоқма-тоқ дейилади, уларнинг A си жуфт ва боғланиш энергиялари энг кичик. Энди ядро массаси учун қуйидагини ёзамиз:

$M_a(A, Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - a_1A + a_2A + a_3A^{2/3} + a_4Z^2/A^{1/3} + a_5(A/2-Z)^2/A$ (1) -бу формула Бете-Вейцзекернинг ярим-эмперик формуласи номига эга.

Ебоғлқ $a_1A - A_2A^{2/3} - a_3Z^2/A^{1/3} - a_4(A/2-Z)^2/A$ (2). Бу формулалар $A \geq 15$ да етарли аниқликда атомлар массаларини ва боғланиш энергияларини ҳисоблашга ёрдам беради.

ВАЗИФАЛАР:

20.1. Менделеев жадавалидаги $A=15$ гача бўлган элементларнинг боғланиш энергияси ва ядро массасини ҳисобланг.

20.2. Томчи ва қобик моделларини тушунтиринг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №21. МАВЗУ: ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИНИНГ ТУРЛАРИ.

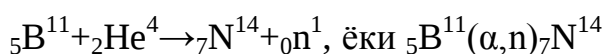
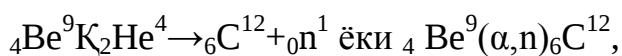
ЛАБОРАТОРИЯ ИШНИНГ МАҚСАДИ: Талабаларга ядро реакцияларининг турлари ҳақида тушунчалар бериш, уларнинг моҳиятини тушунтириш.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНИНГ ТЕХНИК ТАЪМИНОТИ:
видеопроектор, мультимедиа диск, жихозланган физика кабинети, Pentium-4 компьютери.

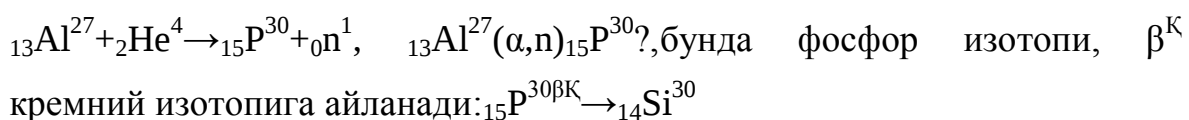
ЛАБОРАТОРИЯ ИШИНИНГ БАЁНИ: Ядро реакциялари деб бир хил ядроларини иккинчи тур ядроларга айланишини айтилади. Лекин бунда ўз-ўзидан айланишини, яъни радиоактив емирилишини алохида кўрилади. Ядро реакциялари деб ядроларга бирор моддаларни тушиши билан боғлиқ бўлган ядроларнинг алмашишини тушунилади. Ядро реакцияларининг сабабаи бўлмиш зарраларга бўлиб, кўпинча протонлар, нейтронлар, фотонлар, альфа-зарралар, дейтронлар, тритонлар бўлиши мумкин. Оғир ядроларнинг ядро реакцияларини ҳосил қилиш учун камдан-кам ишлатилади. Ядроларни бошқа зарралар билан таъсири сабабли вужудга келувчи ядро реакциялари элементар зарраларнинг ўзаро таъсирини ўрганишда қўл бўлади. Қандайдир вақт оралиғида ўтган реакцияларнинг мишенга тушган зарралар сонига нисбати, реакциянинг чиқиши дейилади. Чиқишнинг эса мишендаги ядролар сонига нисбати-реакциянинг кўндаланг кесими дейилади. Ядро реакцияларининг махсулоти бўлиб, янги ядролар ва бирор зарраларга ҳисобланади (протонлар, нейтронлар, α -зарралар, γ -квантлар). Баъзи реакциялар ядрони иккитенг бўлакка бўлинишига олиб келади. Ядро реакциялар символик кўринишда қуйидагича ёзилади: $A+a \rightarrow B+b$, ёки, қисқача $A(a,b)B$, Агар ядро асосий ҳолатида ҳосил қилинса, бу ҳолатни солиштирма сочилиш дейилади. Бу солиштирма сочилишда реакция махсулотининг энергияси учиб келувчи зарра кинетик энергиясига тенг. Ядро реакцияларини мисолсифатида келтирамиз:

1. 1919 йилда Резерфорд ва унинг ходимлари билан кузатилган ядро айланиш, унда азот ядроларини α -зарралари билан бомбардимон қилинган: ${}^7\text{N}^{14} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{O}^{17} + {}^1\text{H}^1$ ёки ${}^7\text{N}^{14}(\alpha, p){}^8\text{O}^{17}$

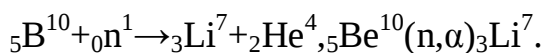
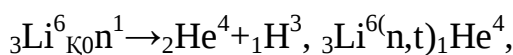
2. Нейтронларнинг кашф этилишига олиб келган реакциялар:, уларнинг
типи $A(a,n)B$, улар Боте ва Беккер томонидан 1930 йилда кашф
этилган: ${}_3\text{Li}^7 + {}_2\text{He}^4 \rightarrow {}_5\text{B}^{10} + {}_0\text{n}^1$, ${}_3\text{Li}^7(\alpha,n){}_5\text{B}^{10}$,



3. Фридерик ва Жюлио Кюри томонидан аниқланган сунъий
радиоактивликдаги реакция:



4. Нейтронларни аниқлаш учун қўлланиладиган реакциялар:



Бу нейтронлар реакциянинг алмашишига эга: ${}_{48}\text{Cd}^{113} + {}_0\text{n}^1 \rightarrow {}_{48}\text{Cd}^{114} + \gamma$,
 ${}_{48}\text{Cd}^{113}(n,\gamma){}_{48}\text{Cd}^{114}$.

5. Углероднинг атомосферада радиоактив изотопини ҳосил қ-илувчи
реакция азот ядролари билан космик нурлардан нейтронларни олиш
орқали маълум: ${}_7\text{N}^{14} + {}_0\text{n}^1 \rightarrow {}_6\text{C}^{14} + {}_1\text{H}^1$, ${}_7\text{N}^{14}(n,p){}_6\text{C}^{14}$.

ВАЗИФАЛАР:

21.1. Ядро реакцияси ҳақида тушунча беринг.

21.2. Ядро реакцияларига мисол келтиринг.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШИ №22. МАВЗУ: ЗАНЖИРЛИ РЕАКЦИЯЛАР.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШНИНГ МАҚСАДИ: Талабаларга занжирли
реакциялар ҳақида тушунчалар бериш, уларнинг моҳиятини
тушунтириш.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШНИНГ ТЕХНИК ТАЪМИНОТИ:
видеопроектор, мультимедияли диск, жихозланган физика
кабинети, Pentium-4 компьютери.

ЛАБОРАТОРИЯ ИШНИНГ БАЁНИ: Уран атомларидан иборат
моддада бирор ядролардан бирининг бўлиниши кузатилган бўлса,

бўлинишда чиққан нейтронлар уран атомларининг бошқа ядролари билан ютилиши ва уларни бўлинишига олиб келиши мумкин. Бунда янги нейтронлар ҳосил бўлиб, улар янгибўлинишни ҳосил қилади. Бундай жараён занжирли реакция деб аталади.

Ураннинг U^{238} изотопи занжирли реакцияга ҳалақит берсада, реакторда унинг борлиги қулай вазиятни амалга оширади. Радиацион нейтронни ядро билан олишда ураннинг радиоактив изотопи ҳосил бўлади: U^{239} , у β^- емирилишга эга бўлиб, яримемирилиш вақти $T_{\frac{1}{2}} 23$ мин, нептун трансуран элементиға айланади: ${}_{93}\text{Np}^{239}$. Бу изотоп ҳам β^- актив экан. Унинг ярим емирилиш вақти $T=2,3$ кун бўлади. Емирилишнинг маҳсулоти плутоний изотопи ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ эса, $T=4 \cdot 10^4$ йил ярим емирилиш вақтиға эга узок яшовчи α -актив изотопдан иборат. Бу ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ плутоний изотопининг ядроси-тоқ ва ${}_{92}\text{U}^{235}$ уран изотопнинг хоссаларига жуда ўхшаш. Ядро реакторида плутонийнинг жуда етарли миқдори йиғилгани учун, уни бошқа реакторларда булинадиган модда сифатида ишлатиш мумкин, атом бомбаларида қўллаш мумкин.

Намойишни тамоша қилинг.

ВАЗИФАЛАР:

22.1. Занжир реакция ҳақидаги тушунчангизни айтинг.

22.2. Уран изотопининг секинлашган нейтрон билан бомбардимон қилинганда нима бўлишини изоҳланг. Намойишни тушунтиринг.



***ШУНДАЙ ҚИЛИБ ЛАБОРАТОРИЯ
ИШЛАРИНИ ВИРТУАЛ ЛАБОРАТОРИЯ СТЕНД
ШАКЛИДА БАЖАРДИНГИЗ. САБР-ТОҚАТИНГИЗ
УЧУН РАҲМАТ,ҲАЙР!!!!!!!!!!!!***

