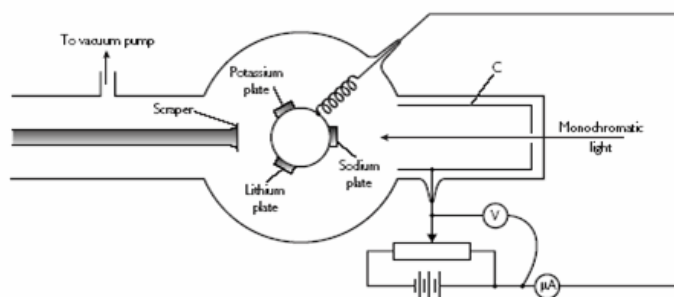


41 Kvantni delci

Fotoni – Rentgenski žarki – Rentgenska spektrometrija – Valovne lastnosti delcev – Elektronski mikroskop – Žarki alfa, beta in gama – Notranjost in jedro atoma – Planetarni in valovni model atoma – Vodikov atom – Eliptične tirnice – Večelektronski atomi – Magnetni moment – Spin elektrona – Struktura črt

41.1 Fotoni

Pri elektroniki smo ugotovili, da teče skozi fotodiodo tem močnejši nasičeni tok, čim močnejše jo osvetljujemo. Močnejša svetloba očitno izbija iz katode več elektronov na časovno enoto kot šibkejša. Kako je pa s kinetično energijo teh izbitih *fotoelektronov*? Pričakujemo, da tudi ta narašča z osvetljenostjo: na posamičen elektron pač mora v časovni enoti pasti tem več energije, čim večja je jakost svetlobe. Pa naredimo poskus!



Slika 41.1 Merjenje energije fotoelektronov z zaporno napetostjo. Strgalo je potrebno zato, da očistimo izbrano katodno površino tik pred meritvijo. (Anon)

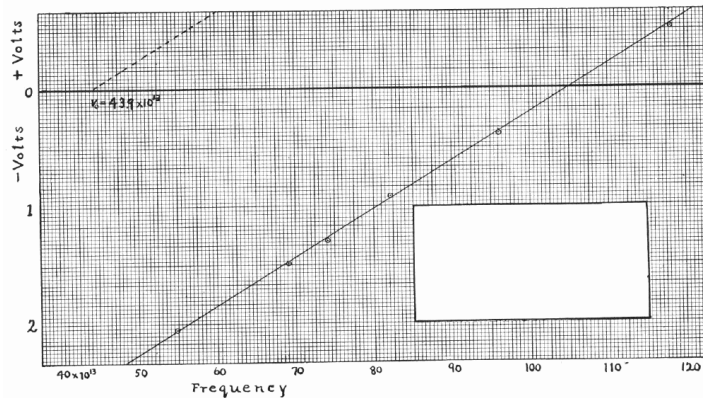
Energija
fotoelektronov

V evakuirano stekleno bučo zatalimo katodo iz natrija, kalija ali litija in jo osvetljujemo z monokromatsko vidno svetlobo. Izbite elektrone zaustavljamo z negativno napetostjo na anodi. S presenečenjem ugotovimo, da je zaporna napetost U – torej tudi kinetična energija elektronov $K = eU$ – neodvisna od jakosti svetlobe (LENARD)! Šibka svetloba izbija prav tako hitre elektrone kot močna, le manj jih je. Poskus ponovimo s svetlobo različnih valovnih dolžin. In spet presenečenje: maksimalna kinetična energija izbitih elektronov je odvisna od frekvence svetlobe (LENARD)! Ultravijolična in modra svetloba (četudi šibka) izbijata hitrejše elektrone kot rumena (četudi močna). Nizkofrekvenčna (rdeča in infrardeča) svetloba pa elektronov sploh ne izbija. Natančnejše meritve pokažejo sorazmernost (MILLIKAN)

$$K = h\nu - W \quad (41.1)$$
$$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js.}$$

Sorazmernostna *kvantna konstanta* h je neodvisna od snovi, iz katere je katoda, konstanta W pa je od te snovi odvisna. Slednjo si razlagamo kot potrebno delo, da se elektron iztrga iz kovine.

Ker kinetična energija ne more biti negativna, sledi, da se se elektroni ne izbijajo, če je frekvenca svetlobe $\nu \leq W/h$.



Slika 41.2 Zaporna napetost kot funkcija frekvence vpadajoče svetlobe za natrij. Prazni kvadrat je pobrisan izračun kvantne konstante. (Millikan, 1916)

Kvanti energije in fotoni

Opaženega rezultata si ne moremo razložiti drugače, kot da elektromagnetno polje predaja svojo energijo elektronom v paketih, *kvantih energije*. Elektron lahko prevzame enega ali več kvantov energije, nikakor pa ne polovični ali kak drug ulomni delež. Rečemo, da je energija elektromagnetnega polja kvantizirana količina. In če je energija svetlobe kvantizirana pri absorpciji, zakaj ne bi bila tudi pri emisiji ali celo pri širjenju? To nas navede na misel, da mora biti svetloba – kljub svoji valovni naravi – sestavljena iz delcev, *fotonov*, od katerih ima vsak energijo (EINSTEIN)

$$E = h\nu. \quad (41.2)$$

Vidna svetloba z valovno dolžino 5000 \AA , to je s frekvenco $0,6 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$, je torej sestavljena iz fotonov z energijami po $2,5 \text{ eV}$. Koliko pa je fotonov v sončni svetlobi? Privzamemo, da je ta kar monokromatska vidna. Gostota toka sončne svetlobe na Zemlji znaša $j = E/St = 1 \text{ kW/m}^2$. Ker $E = N \cdot h\nu$, izračunamo $N/St = j/h\nu \sim 10^{21} / \text{m}^2\text{s}$. Ogromno število fotonov na sekundo in kvadratni meter! Človeško oko zazna še tok 10^{-16} W na sredini vidnega spektra. Tedaj pade v oko 250 fotonov na sekundo.

Gibalna količina fotona

Fotoni so delci, ki se gibljejo s svetlobno hitrostjo in imajo (mirovno) maso enako nič. Zanje zato veljajo relativistični zakoni. Za relativističen delec velja, kot vemo, $E^2 - (cG)^2 = (mc^2)^2$. Ko postavimo $m = 0$, dobimo

$$G = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (41.3)$$

To je gibalna količina fotona. Čeprav foton nima (mirovne) mase, pa ima gibalno količino. Tudi ona je kvantizirana. Ugotovitev seveda ni presenetljiva, saj vemo že od prej [35.14], da svetloba poleg energije prenaša še gibalno količino. Sedaj smo temu

dejstvo našli le korpuskularno razlago. Vse enačbe od prej ostanejo v veljavi, le celotno energijo svetlobe pišemo kot vsoto posamičnih energij fotonov: $E = Nh\nu$. Tako, na primer, zapišemo fotonski tlak na absorbirajočo steno kot $p = (N/V)h\nu$.

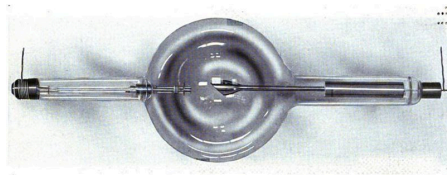
Realnost in modeli Pri raziskovanju svetlobe smo torej naredili poln krog: najprej smo mislili, da je svetloba curek delcev. Potem smo ugotovili, da je pravzaprav valovanje in nato še, da je elektromagnetno valovanje. Zdaj pa kaže, da je kljub vsemu le sestavljena iz delcev, čeravno so ti nekaj posebnega, saj imajo valovne lastnosti. Kaj je torej res? Ob tem vprašanju se zavemo, da pravzaprav ne vemo in ne moremo vedeti, kaj je svetloba (ali karkoli) v resnici. Saj gledamo naravo vedno preko svojih čutil, nikoli neposredno. Vse, kar nam je dosegljivo, je le izgradnja modelov realnosti. In tisti model, ki se bolje prilega opazovanjem, proglašimo za boljšega oziroma za bolj resničnega. Nobenega zagotovila nimamo, da bo tak tudi ostal. Najlepša usoda, ki jo kak model lahko doživi, je ta, da postane poseben primer bolj splošnega modela.

41.2 Rentgenski žarki

Pri poskusih s katodno cevjo v temi opazimo, da zraven stoječ fluorescentni zaslon zasveti, ko cev vključimo. Ko jo izkjučimo, pa svetlikanje izgine. Iz cevi očitno nekaj prihaja in vpada na zaslon. Je to vidna svetloba? Prižgano cev pokrijemo s črnim papirjem, vendar svetlikanje ne izgine. So to elektroni? Cev pokrijemo z aluminijasto folijo, a svetlikanje ostaja. Očitno smo na sledi nečesa novega. Lotimo se poskusov in ugotovimo naslednje (RÖNTGEN).

Lastnosti žarkov Iz svetle točke, kjer elektroni zadevajo zaslon, se v vse smeri – poleg vidne svetlobe – širijo neznani žarki. Ti brez posebnih težav prehajajo skozi snovi, ki imajo lahke atome. Ustavljajo jih le snovi s težkimi atomi, na primer svinec. Na fotografski plošči puščajo odtis železnega ključa, ki je zaprt v kartonski škatli. Žarki se ne odbijajo in ne lomijo. Na uklonski mrežici se ne uklanjajo. Ni jih mogoče odklanjati niti z električnim in magnetnim poljem. Kaže torej, da niso niti vidna svetloba niti curki nabitih delcev. Krstimo jih za *rentgenske žarke*.

Rentgenska cev Za preučevanje rentgenskih žarkov preoblikujemo katodno cev v primernejšo obliko. Elektronski curek spuščamo na poševno nagnjeno anodo iz platine ali volframa; nastajajoči rentgenski žarki so potem usmerjeni v glavnem v pravokotni smeri. Za pogon cevi uporabimo indukcijsko tuljavo ali visokonapetostni usmernik z napetostmi nekaj 10 kV. Ker se zaradi trkov elektronov anoda močno segreva, jo po potrebi hladimo z vodo. Tako dobimo *rentgensko cev*.



Slika 41.3 Cev za tvorjenje rentgenskih žarkov. (Anon)

Slikanje notranjosti teles

Čeprav kot odkritelji še ne vemo, kaj pravzaprav so rentgenski žarki, je njihova uporabna vrednost takoj očitna: z njimi lahko slikamo notranjost človeškega telesa. Vidimo kosti, zlome, zobna vnetja, morebitne vojne spominke – krogle in še kaj. Zdravniki navdušeno sprejmejo novo orodje. Njegove koristi so neprecenljive.



Slika 41.4 Slika roke z rentgenskimi žarki. (General Electric)

Žal pa se počasi začno kazati tudi škodljive lastnosti rentgenskih žarkov, zlasti pri ljudeh, ki so jim prekomerno izpostavljeni: začno jim izpadati lasje, pojavi se slabokrvnost in še kaj. Zdravniško osebje, ki vsakodnevno upravlja z močnimi rentgenskimi cevmi, mora biti zato zaščiten s svinčenimi zasloni.

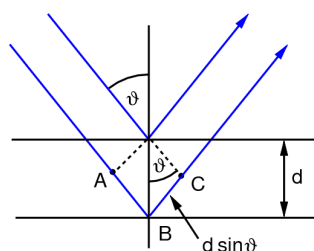
41.3 Rentgenska spektrometrija

Ena izmed možnosti, kaj naj bi rentgenski žarki bili, je naslednja: to so elektromagnetni valovi, vendar s tako kratko valovno dolžino, da se ne uklanjajo na uklonskih mrežicah, ki jih zmoremo narediti. Morda pa se uklanjajo na kristalih, ki so naravne tridimenzionalne mrežice z "režami" na medsebojnih razdaljah nekaj angstromov? Rentgenski žarek spustimo na velik kristal morske soli in za njim postavimo fotografsko ploščo. Na njej dobimo nekakšne uklonske pike (LAUE). Kaže torej, da so rentgenski žarki res kratkovalovna svetloba.

Uklon na kristalu

Raziščimo uklon na kristalu bolj natančno! Kristali morske soli so kvadri, ki so bolj ali manj obsekani z ravninami. Zamislimo si idealni, neobsekani kristal v obliki kvadra. Postavimo ga navpično. Tak kvader je tridimenzionalna mreža kock z robom d , v katere vozliščih tičijo atomi Na in Cl. Predstavljamo si, da je ta mreža navpična skladovnica vodoravnih mrežnih ravnin. Če pade na zgornjo ravnino valovanje, se deloma odbije in deloma prepusti ter nato odbije na naslednjih ravninah. Ako sta valovna

dolžina in vpadni kot pravšnja, imajo odboji od vseh mrežnih ravnin enako fazo, se konstruktivno seštejejo in dobimo močan odboj, sicer pa ne.



Slika 41.5 Uklon rentgenskih žarkov na kristalnih ravninah. Pri izbranih kotih imajo odbiti žarki s posameznih ravnin enako fazo in konstruktivno interferirajo.

Slika pokaže, da znaša pogoj za odboj $AB + BC = 2d \sin \theta$ torej (BRAGG)

$$2d \sin \theta = N\lambda, N = 1, 2, 3 \dots \quad (41.4)$$

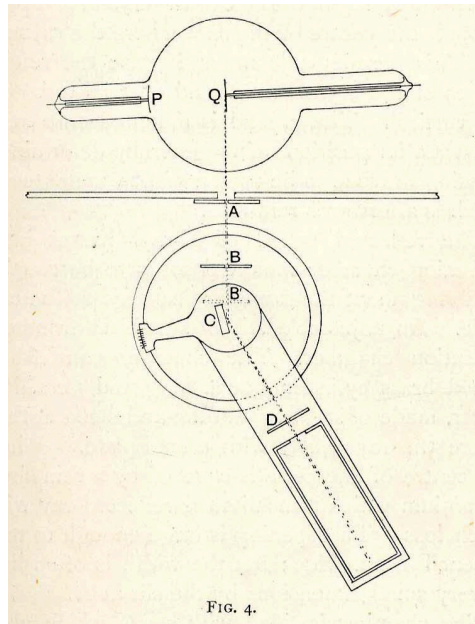
Da nastane konstruktivna interferenca, mora biti valovna dolžina vpadlega valovanja manjša od $2d$.

Če vpada na zgornjo ploskev valovanje z različnimi valovnimi dolžinami, se pri kotu θ pač odbije tista komponenta, ki ima pravšnjo valovno dolžino. Kakšna je ta dolžina, je enolično določeno s kotom θ in medmrežno razdaljo d . Kristal je torej selektor, ki iz množice valovnih dolžin prepusti le izbrano.

Tako upamo izmeriti valovno dolžino rentgenskih žarkov. Potrebujemo le medmrežno razdaljo kristala. Gostota NaCl je $2,3 \text{ kg/dm}^3$ in kilomolska masa $58,5 \text{ kg}$. V tej masi je N_A "molekul" NaCl. Masa ene molekule je zato $m_1 = M/N_A$. V prostornini $2 \cdot d^3$ je ena molekula. To pomeni $\rho = m_1/2d^3$, iz česar sledi $d = 2,8 \text{ \AA}$.

Rentgenski
spektrometer

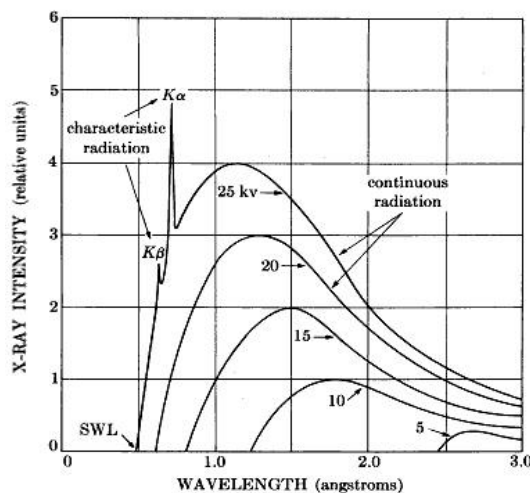
Meritev poteka tako, da na glavno ploskev kristala NaCl spuščamo ozek rentgenski žarek (ki ga dobimo iz rentgenske cevi in kolimiramo skozi dve svinčeni zaslonki) pod čedalje večjimi vpadnimi koti θ od navpičnice ter beležimo jakost odbitega valovanja pod pripadajočimi odbojnimi koti. Jakost odbitega žarka beležimo kar na fotografski plošči, ki jo nato obdelamo tako, kot smo delali pri merjenju izseva zvezd. Bolj priročno pa je, da žarek spustimo v cilindrično posodo, napolnjeno s primernim plinom (etilovim bromidom). Rentgenski žarek ionizira plin in povzroči električni tok v priključenem vezju. Tok merimo z galvanometrom. To je *ionizacijska celica*. Iz praktičnih razlogov tudi ne nagibamo vhodnega žarka, ampak raje pod stalnim žarkom vrtilimo kristal. Prav tako z zobniki povežemo vrtenje kristala z vrtenjem merilnika: zasuk prvega za θ povzroči zasuk drugega za 2θ . tako dobimo priročen *rentgenski spektrometer*.



Slika 41.6 Prvi rentgenski spektrometer. Q = izvor rentgenskih žarkov, A = zaslon, C = kristal, D = detektor (ionizacijska celica). (Bragg, 1915)

Spekter rentgenskih žarkov

Takoj vidimo, da je *rentgenski spekter* sestavljen iz dveh delov: zveznega in črtastega. Zvezni spekter ima podobno obliko za vse anodne snovi. Čim višja je delovna napetost, tem višji je spekter. Pri kratkih valovnih dolžinah je ostro odrezan. Vse to lepo razložimo z domnevo o rentgenskih fotonih. Ko elektroni vpadejo na katodo, se namreč zaustavijo. To naredijo lahko v enem velikem ali več drobnih korakih. Pri tem izsevajo fotone z ustreznimi frekvencami. V najboljšem primeru se elektron zaustavi v enem samem koraku in pri tem izseva foton s frekvenco $eU = h\nu_{\max}$ oziroma $\lambda_{\min} = (12,3 \text{ \AA} \cdot \text{kV})/U$. Fotoni z višjimi frekvencami (oziroma krajšimi valovnimi dolžinami) sploh ne morejo nastati. Spekter je zato odrezan. Z merjenjem mejne frekvence lahko zato natančno določimo kvantno konstanto h .



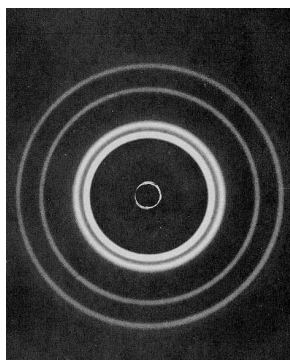
Slika 41.7 Shematični spekter rentgenskih žarkov. Spekter je sestavljen iz zveznega in črtastega dela. Slednji je odvisen od snovi, iz katere je anoda. (Cullity, 1967)

Črtasti spekter pa je, nasprotno, odvisen od snovi, iz katere je anoda. Vsaka snov ima svoj karakterističen črtni spekter. To je njen prstni odtis, prav kakor črtni spektri v vidni svetlobi. Valovna

dolžina spektralnih črt je neodvisna od uporabljene napetosti, njihova intenziteta pa z napetostjo raste. Črte kažejo, da pri trkih elektronov z atomi v slednjih nastanejo resonantna nihanja z ostrimi frekvencami.

Obstoj črtastega spektra izkoristimo za pridobivanje intenzivne monokromatske rentgenske svetlobe. "Belo" svetlobo spustimo na kristal in ga tako zasučemo, da odbija svetlobo izbrane črte. Dobili smo monokromator.

Kristalometrija V kristalu soli pa so poleg vodoravnih mrežnih ravnin še navpične ter bolj ali manj poševne. Na vsakem takem naboru ravnin nastanejo odboji. Če kristal vrtimo na vse možne načine pod monokromatskim žarkom, dobimo zato ojačanja v različnih smereh. Namesto da sipamo svetlobo na enem velikem kristalu, ki ga vrtimo, pa jo lahko sipamo na množici drobnih kristalčkov, ki so različno orientirani. Primerna sta kovinska folija ali kristalni prah, posut po stekleni plošči. Uklonska slika za takšno tarčo ima obliko koncentričnih krogov. Vsak krog pomeni uklon na ustrezni skladovnici ravnin. Svetlost kroga sporoča številsko gostoto atomov na teh ravninah. Radij kroga in njegova oddaljenost od tarče izdajata sipalni kot θ in preko njega – ter poznane valovne dolžine – razmik d ustrežajočih ravnin.



Slika 41.8 Uklon monokromatskih rentgenskih žarkov pri prehodu skozi aluminijasto folijo. V njej so drobni kristalčki, orientirani v vse smeri. Na "pravilno orientiranih" kristalnih ploskvah nastane konstruktivna interferenca. (Anon)

Če so kristalčki veliki, krogi niso sklenjeni, ampak so sestavljeni iz posameznih točk. Če krogov sploh ni, pa je preučevana folija iz amorfne, ne iz kristalne snovi. Tako s sipanjem monokromatske rentgenske svetlobe na kristalnih folijah ali kristalnem prahu raziskujemo lastnosti snovi.

Slednjič pomislimo tudi na to, da bi rentgenske žarke uporabili za izdelavo mikroskopa. Ker imajo ti žarki zelo kratko valovno dolžino, bi morala biti ločljivost takega mikroskopa mnogo boljša od ločljivosti optičnega mikroskopa. Žal pa v naravi ni snovi, na kateri bi se rentgenski žarki znatno lomili, zato tudi ne moremo izdelati ustreznih leč. Rentgenski mikroskop je torej neuresničljiv.

41.4 Valovne lastnosti delcev

Elektroni kot valovi Ugotovili smo, da se svetlobni valovi kažejo v določenih okoliščinah kot curki delcev. Pojavi se drzna misel: morda se pa

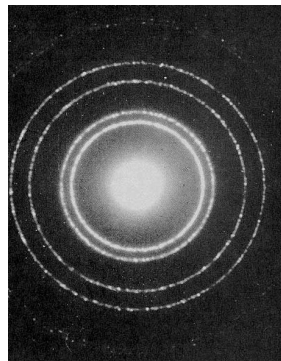
tudi curki elektronov lahko pokažejo kot valovanje? Drugače rečeno: fotonom, kot brezmasnim delcem, pripisujemo valovno dolžino. Ali imajo tudi elektroni, kot masni delci, valovno dolžino in če jo imajo, kakšna neki je? Morda pa velja tudi zanje ista enačba kot za fotone, namreč (DE BROGLIE)

$$\lambda = \frac{h}{G} = \frac{h}{mv} . \quad (41.5)$$

Čim hitrejši so delci, tem krajšo valovno dolžino naj bi imeli. Elektroni, ki preletijo napetost 100 V, bi tako imeli valovno dolžino okrog 1 Å.

Uklon elektronov na kristalu

Seveda je vse to zgolj domneva. Preveriti jo moramo s poskusom. Ponuja se kar sam: uklon elektronov na kristalu ali na foliji kristalčkov, čisto po vzoru uklanja rentgenskih žarkov. Tak poskus res naredimo. In poskus domnevo potrdi. Curek elektronov se na kristalni tarči res uklanja kakor valovanje (DAVISSON / GERMER)!



Slika 41.9 Uklon elektronov pri prehodu skozi aluminijasto folijo. Elektroni s pravšnjo energijo imajo valovno dolžino, primerljivo z medmrežno razdaljo kristalov, in se na njih uklanjajo podobno kot rentgenski žarki. (Anon)

Masni delci kot valovi

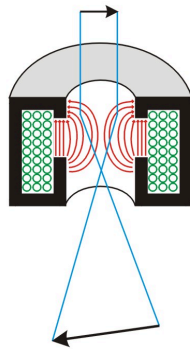
Domnevo - oziroma zdaj že dejstvo - lahko še razširimo: ne samo curki elektronov, ampak curki vsakršnih masnih delcev - ionov, atomov ali celo gumijastih kroglic - se vedejo kot ravno valovanje. Ker so pa ti delci mnogo težji od elektronov, je njihova valovna dolžina ustrezno krajša. Poskus uspe z atomi srebra pri sobni temperaturi, vendar so zaradi njihove hitrostne nehomogenosti uklonske slike precej razmazane. Pri makroskopskih delcih pa je valovna dolžina že tako kratka, da je sploh ne moremo zaznati.

41.5 Elektronski mikroskop

Na elektronske curke lahko torej gledamo kot na valovanje. Mikavna je misel, da bi z lomljenjem teh curkov izdelali *elektronski mikroskop* po zgledu svetlobnega. Ločljivost takega mikroskopa bi morala biti izjemna, saj so valovne dolžine hitrih elektronov večtisočkrat manjše kot pri vidni svetlobi. Težava je v tem, da moramo za to najprej izumiti primerne "leče".

Magnetne leče

Elektroni se odklanjajo v električnem in magnetnem polju. To izkoristimo za konstrukcijo magnetnih in električnih leč.

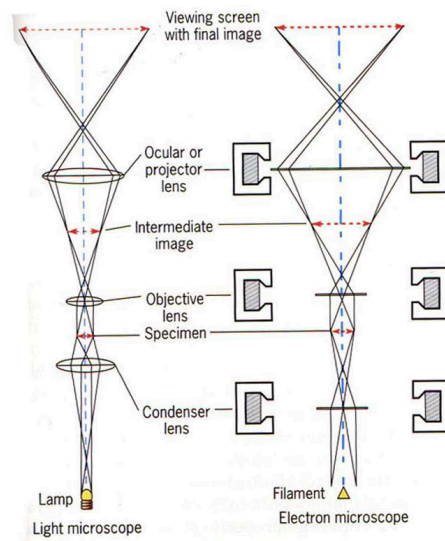


Slika 41.10 Magnetna leča. Primerno oblikovano magnetno polje fokusira curek elektronov podobno, kot steklena leča fokusira curek fotonov. (ETH Zürich)

Magnetna leča je tuljava iz bakrene žice, zaprta v votel železen cilindar. Cilinder ima v notranji steni krožno režo v obliki prstana. Skozi to režo pronica magnetno polje, ki je v sredini šibko in proti robovom močnejše. Elektron, ki preleti polje, dobi neto sunek proti osi in zavrtljaj okrog nje. Robni elektroni dobijo večji sunek kot tisti ob osi. Vzporeden curek elektronov se zato fokusira v točko.

Elektronski mikroskop

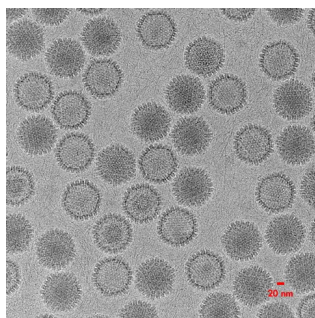
Magnetne leče razporedimo v elektronskem mikroskopu tako kot steklene leče v optičnem mikroskopu. Opazovani predmet osvetljujemo s hitrimi elektroni in sliko ujamemo na fluorescentni zaslon ali fotografsko ploščo (RUSKA). Dobri elektronski mikroskopi dosežejo 100 000-kratno povečavo, torej stokrat več, kot optični.



Slika 41.11 Elektronski mikroskop z magnetnimi lečami. Za primerjavo je prikazan tudi optični mikroskop. (Agar, 1974)

Celični organeli in virusi

Elektronski mikroskop nam odpre okno v svet s tipičnimi ločljivostmi nekaj deset atomskih premerov. To je *nanosvet*. V njem si ogledujemo podrobnosti v celicah ter odkrijemo nova, presenetljiva bitja - viruse.



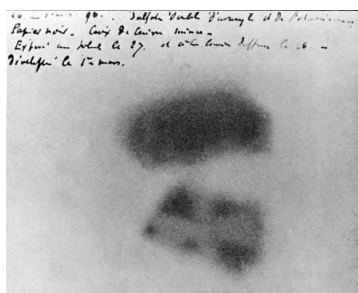
Slika 41.12 Virus herpesa, kot ga vidi elektronski mikroskop. Uporabljena je 50.000-kratna povečava pri napetosti 200 keV. (University of Pittsburgh)

Pri mikroskopiranju so potrebni zelo tanki vzorci. Biološke vzorce moramo tudi kemično fiksirati in dehidrirati. Namesto prepuščenega elektronskega curka lahko uporabimo tudi odbitega. Takšni mikroskopi imajo skromnejše zahteve glede vzorcev.

41.6 Žarki alfa, beta in gama

Sevanje urana

Rentgenski žarki izvirajo iz fluorescenčne pege na zaslonu katodne cevi. Fluorescirajo pa tudi druge snovi, recimo uranova ruda uran-kalijev sulfat $K_2UO_2(SO_4)_2$, in sicer potem, ko jo za nekaj časa izpostavimo sončnemu obsevanju. Morda pri svoji fluorescenci tudi oddaja rentgenske žarke? — Uranovo rudo damo na sonce, da začne fluorescirati. Potem jo položimo na fotografsko ploščo, ki je zavita v črn papir. Skozi papir svetloba ne more. Plošča pa kljub temu počrni. Kaže, da je res nekaj zaznala, morda rentgenske žarke. — Ko tako izvajamo poskuse, nekaj dni ni sonca, zato neosvetljen kos rude in neuporabljen paket fotografskih plošč spravimo v predal. Ko se sonce spet pokaže, pa hočemo najprej preveriti, ali so shranjene plošče še dobre. Eno razvijemo in čaka nas veliko presenečenje. Plošča je počrnjena! Uranova ruda izseva neke žarke tudi tedaj, ko ne fluorescira. Pravzaprav seva ruda nenehno. Rečemo, da je *radioaktivna* (BECQUEREL).



Slika 41.13 Počrnitev fotografske plošče z dvema kosoma uranove rude. Med ploščo in enim kosom rude je postavljen kovinski križ, ki žarke oslabi. (Becquerel, 1896)

Ker radioaktivni žarki počrniijo fotografsko ploščo, so morali razbiti njene molekule srebrovega bromida. Morda lahko razbijajo tudi molekule v zraku, to je, jih ionizirajo, tako kot to delajo rentgenski žarki? Koščke rude postavimo med plošči nabitega kondenzatorja, ki je povezan z elektroskopom. Elektroskopova lističa počasi uplahneta. To je potrditev, ki smo jo

iskali. Namesto elektroskopa lahko celo uporabimo občutljiv galvanometer in z njim merimo šibek tok.

Poleg uranovih rud so radioaktivne tudi nekatere druge rude, na primer tiste, ki vsebujejo torij. Pri tem je vseeno, v kakšnih kemičnih spojinah sta uran ali torij zvezana. Kaže torej, da radioaktivni delci spontano izletajo iz notranjosti nekaterih težkih atomov.

Polonij in radij

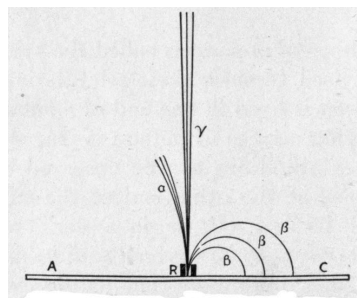
Poskusimo izolirati tisti element oziroma elemente iz uranove rude, ki so odgovorni za radioaktivnost! Z zapletenimi kemičnimi postopki iz rude zapovrstjo odstranjujemo različne primesi. Sproti z elektroskopom preverjamo, katere snovi so radioaktivne in katere ne. Tako pridemo – poleg urana in torija – še do dveh novih, doslej nepoznanih in močno radioaktivnih elementov: *polonija* ${}_{84}\text{Po}$ in *radija* ${}_{88}\text{Ra}$ (CURIE). Potrebno je nekaj ton rude, da dobimo 0,1 g radija. Kot pove galvanometer, seva polonij okrog 10^3 -krat močnejše od čistega urana in radij celo 10^6 -krat močnejše. V kalorimetru izmerimo, da – preračunano – 1 gram radija v eni uri odda 620 J toplote. To pomeni, da 1 g radija v 1 uri segreje 1,5 g vode od ledišča do vrelišča. Zdi se tudi, da se radioaktivnost radija s časom nič ne spreminja, dočim se radioaktivnost polonija počasi, preko mesecev, zmanjšuje.

Žarki alfa, beta in gama

Radioaktivne žarke hočemo sedaj podrobneje raziskati. Za sevalne poskuse sta primerna radijev bromid RaBr_2 ali radijev klorid RaCl_2 .

Ozek curek iz vzorca spustimo skozi magnetno polje in s fotografsko ploščo pogledamo, kam se curek odkloni. Ugotovimo, da se curek razcepi. Curki iz nekaterih virov se razcepijo v dva, iz drugih celo v tri delne curke, od katerih gre eden zmeraj naravnost, preostala dva pa se odklonita vsak na svojo stran. Opravka torej imamo s tremi vrstami žarkov. Pozitivno nabite poimenujemo *žarke alfa*, negativno nabite *žarke beta* in nevtralne *žarke gama* (RUTHERFORD).

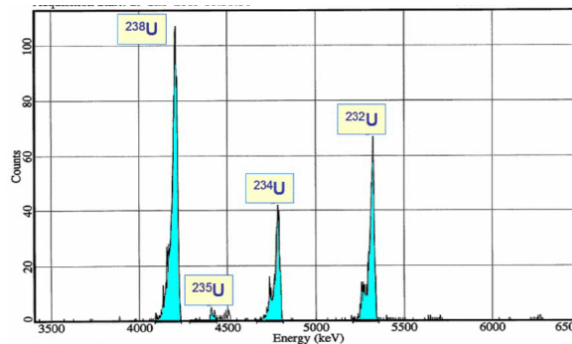
Z vstavljanjem ovir med izvor sevanja in svetleč zaslon ocenimo še doseg sevanj: delec alfa se zaustavi že v nekaj centimetrih zraka ali v listu papirja; beta se zaustavi v nekaj metrih zraka ali milimetru aluminija; gama pa potrebuje za zaustavitev kar nekaj centimetrov svinca.



Slika 41.14 Žarki alfa, beta in gama, izvirajoči iz uranove rude, v močnem magnetnem polju. Prikaz je shematičen in razdalje niso sorazmerne. (Curie, 1904)

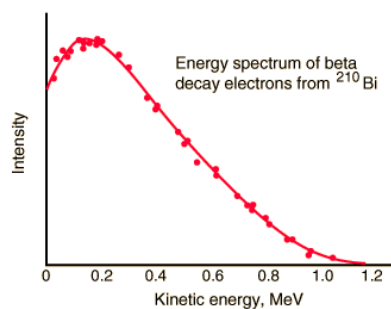
Spektri alfa, beta in
gama

Razmerje e/m za nabite delce izmerimo z ustrezno prilagojenimi masnimi spektrometri. Za detekcijo delcev uporabimo fotografsko ploščo ali svetleč zaslon, na katerem štejemo bliske kar z očmi in mikroskopom. Delci alpha se pokažejo kot dvakrat ionizirani helijevi atomi. Iz njihovega odklona v magnetnem polju določimo gibalno količino ter iz nje kinetično energijo in hitrost. Dobimo diskretne vrednosti okrog 5 MeV, kar ustreza 5 % svetlobne hitrosti.



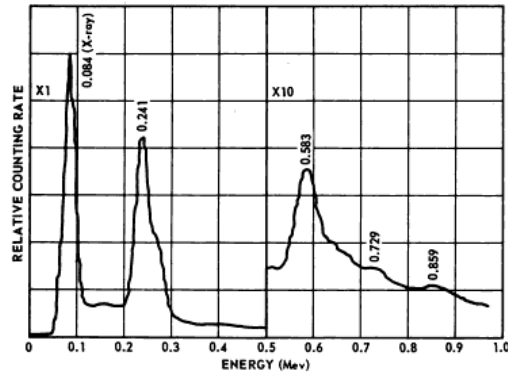
Slika 41.15 Spekter žarkov alfa. Izvor sevanja je kemično čist uran, sestojč iz štirih izotopov. (Savannah River Laboratory)

Delci beta se pokažejo kot elektroni z zveznim energijskim spektrom do 1 MeV, to je s hitrostmi do 90 % svetlobne hitrosti. Pri merjenju moramo zato uporabiti (že spoznane) relativistične enačbe za odklon v električnem in magnetnem polju. Preseneti nas zelo velika hitrost elektronov. V katodnih ceveh jim lahko z visokonapetostnimi usmerniki podeljujemo le energije do okrog 100 keV.



Slika 41.16 Spekter žarkov beta. Izvor sevanja je kemično čist bizmut. (Neary, 1940)

Delci gama pa se vedejo kot zelo prodorni rentgenski žarki z diskretnim energijskim spektrom. Njihove energije merimo preko fotoelektričnega pojava. Energijski razpon je približno takšen kot pri žarkih alfa in beta. Valovnih dolžin visokoenergijskih delcev gama ne moremo neposredno meriti, ker so premajhne, lahko jih pa iz energij izračunamo.



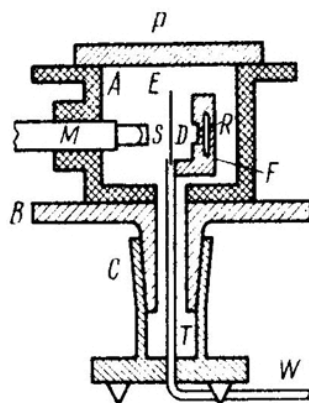
Slika 41.17 Primer spektra žarkov gama. (Anon)

Kaže torej, da radioaktivni delci spontano nastajajo v notranjosti nekaterih težkih atomov. Kaj stoji za vsem skupaj, na tej stopnji ne vemo. Da bomo odgovorili na to vprašanje, bomo morali pred tem raziskati, kakšna je notranjost atomov in kakšna gibanja tam potekajo.

41.7 Notranjost in jedro atoma

Sipanje delcev alfa na atomih

Pri raziskavi odklona žarkov alfa v magnetnem polju opazimo, da majhna količina zraka v vakuumski merilni pripravi vpliva na gibanje žarka: njegova slika na svetlečem zaslonu postane rahlo motna. Očitno nekaj vpliva na gibanje delcev alfa in jih odklanja iz začetne smeri. To so trki z atomi oziroma z njihovimi elektroni. Da bi učinek povečali, obstreljujemo zlato folijo, ki vsebuje težje atome z več elektroni. Na drugi strani folije pa prestrezamo delce alfa s fluorescentnim zaslonom ter z mikroskopom gledamo in štejemo bliske. Razdaljo med izvorom delcev in zaslonom nastavimo tako, da je število bliskov na časovno enoto obvladljivo. Opazujemo pod različnimi koti glede na vpadni žarek.

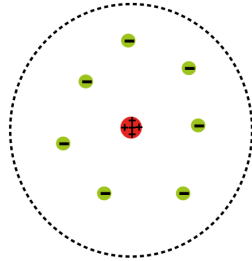


Slika 41.18 Obstreljevanje zlote folije z žarki alfa. R = izvor žarkov, D = folija, S = fluorescenčni zaslon, M = mikroskop, W = cev za zračno črpalko. Mikroskop je vrtljiv okoli navpične osi. (Geiger, 1913)

Število bliskov - po pričakovanju - hitro upada z naraščajočim odklonskim kotom. Nikakor ne pričakujemo, da se bo kakšen delec odklonil za znaten kot, recimo za 30° ali več. Saj je delec alfa okrog 7000-krat težji od vsakega elektrona v atomu, naboj in masa v slednjem pa naj bi bila, tako mislimo, dokaj enakomerno razmazana. Ker pa smo že pri merjenju, pogledamo tudi velike kote. Presenečenje! Take uklone res zaznamo: 1 delec izmed

8000 se odkloni celo za 180° . To je tako, kot da bi se desetkilogramska topovska krogla odbila od lista papirja!

Kako si naj to razlagamo? Tako, da atom ni velika pozitivno nabita krogla, v kateri plavajo elektroni, ampak je sestavljen iz drobnega pozitivnega *jedra*, v katerem je zgoščena skoraj vsa masa atoma, in elektronov, ki rojijo okoli njega. Z velikostjo roja elektronov je določena velikost atoma. Za večino delcev alfa je zato atom popolnoma prozoren, na neznamenaten delež pa vplivajo velike odklonske sile (RUTHERFORD).



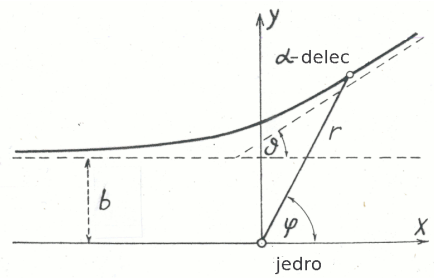
Slika 41.19 Nuklearni model atoma. (Anon)

Gibanje delca mimo jedra

Izračunajmo, za kakšen kot se odkloni delec alfa z maso m in nabojem Z_1e ($Z_1 = 2$) pri vpadu na točkasto jedro z nabojem Z_2e ! Zaradi lažjega računanja, zdaj in kasneje, bomo uporabili okrajšavo

$$q = \frac{e}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}}. \quad (41.6)$$

Izhodišče koordinatnega sistema postavimo v jedro in os x usmerimo vzdolž gibanja delcev. Delec naj se giblje vzporedno tej osi na razdalji b . Ko pride blizu jedra, se odklanja in zariše hiperbolo. Obe asimptoti hiperbole, ki sta merljivi, oklepata kot θ . To je kot odklona.



Slika 41.20 Odklon delca alfa na atomskem jedru. Odklonski kot je odvisen od vpadne razdalje glede na atomsko jedro. (Supek, 1949)

Ko je delec v točki (r, φ) , je njegov pospešek v smeri y določen z gibalno enačbo $mdv_y/dt = Z_1Z_2q^2 \sin \varphi / r^2$ (1). Pri gibanju se ohranja vrtilna količina $mr^2\varphi' = -bmv$ (2). Iz (2) izrazimo r^2 in ga vstavimo v (1). Dobimo $mdv_y/dt = -(Z_1Z_2q^2/bv) \sin \varphi d\varphi/dt$ (3). Enačbo integriramo od kota π do θ , pri čemer je na začetku v_y enak nič in na koncu $v \sin \theta$. Tako pridemo $mv \sin \theta = (Z_1Z_2q^2/bv)(1 + \cos \theta)$ (4). Uporabimo še obrazca za sinus in kosinus dvojnega kota, pa dobimo *odklonsko enačbo* (RUTHERFORD)

$$b = \frac{1}{2} \left(\frac{Z_1 Z_2 q^2}{mv^2/2} \right) \frac{1}{\tan(\theta/2)}. \quad (41.7)$$

Čim bolj je delec odklonjen, tem bliže jedru je prišel. Nazaj odbiti delci so doživeli čelni trk z jedrom.

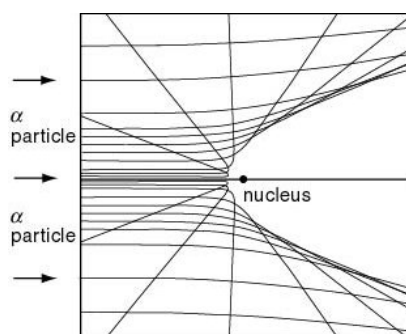
Sipanje delcev na jedrih

Ugotoviti hočemo še, koliko delcev alfa iz vpadajočega curka se sipa v posamezne smeri. Predpostavimo naslednje: delec alfa se sipa le enkrat; nanj deluje električna sila jedra; vpliv elektronov zanemarimo; atomsko jedro je med sipanjem pri miru, to je, je mnogo težje od delca alfa.

V valju s presekom S in dolžino l , torej v prostornini $V = Sl$, naj bo N atomskih jeder. Okrog vsakega jedra si mislimo "črno" kroglo polmera b . Gledano vzdolž valja ima taka krogla črno ploščino πb^2 . Če valj ni predolg, se te ploščine ne prekrivajo in celotna črna ploščina znaša $S_{\text{black}} = N\pi b^2 = (N/V)\pi b^2 Sl$. V valj naj vpada I_0 delcev na časovno enoto. Potem se v časovni enoti siplje $I/I_0 = S_{\text{black}}/S = (N/V)\pi b^2 l$ delcev. Na interval $b \pm db/2$ odpade $dI/I_0 = (N/V) 2\pi b l db$ sipanj. Razdalja b je podana z odklonsko enačbo (41.7) in njen diferencial db z odvodom $db/d\theta$ odklonske enačbe. Oboje vstavimo, vpeljemo prostorski kot $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ in dobimo (RUTHERFORD)

$$\frac{dI/I_0}{d\Omega} = \frac{1}{16} \frac{N}{V} \left(\frac{Z_1 Z_2 q^2}{mv^2/2} \right)^2 \frac{l}{\sin^4 \theta/2}. \quad (41.8)$$

To je *sipalna enačba*. Pove, kolikšen delež delcev, vpadajočih na folijo debeline l , se sipa v prostorski kot v smeri θ .



Slika 41.21 Sipanje delcev alfa v vse smeri. Delež sipanih delcev v ozek prostorski kot je odvisen od smeri. (Kyushu University)

Sipalna enačba preneha veljati za majhne kote, saj za smer $\theta = 0$ napoveduje neskončen delež sipanj. Vendar majhnih kotov itak ne smemo upoštevati. Po odklonski enačbi bi to pomenilo, da je delec letel mimo jedra pri neskončni razdalji, kar je izključeno. Zgornja meja za mimobežno razdaljo je namreč še zmeraj majhna glede na premer atoma.

Naboj in velikost jeder

Sipalna enačba omogoča, da z merjenjem sipanja določimo neznani jedrski naboj tarče. Za baker ugotovimo $29e$, za srebro $47e$ in za platino $78e$. Te številke so pa identične z vrstnim številom naštetih elementov v periodičnem sistemu. S tem smo našli fizikalno razlago zanje: vrstno število elementa ni nič

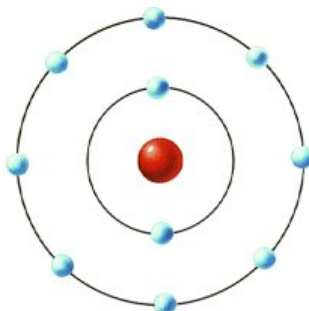
drugega kot število nabojev v njegovem jedru oziroma število elektronov v njegovem atomu.

Zdaj, ko poznamo naboj kakega jedra, poskušajmo oceniti še njegovo velikost. Delec alfa z znanim nabojem in z znano kinetično energijo naj potuje naravnost proti jedru z znanim nabojem ter se zaradi odbojne sile počasi zaustavlja. Zaustavi se na razdalji, ko se je vsa njegova kinetična energija pretvorila v potencialno energijo: $mv^2/2 = Z_1Z_2q^2/r_{\min}$. Iz tega takoj sledi razdalja r_{\min} . Za baker, na primer, dobimo $16 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$. Isti red velikosti velja za druge elemente. Atomska jedra so torej za faktor 10^4 manjša od atomov.

41.8 Planetarni in valovni model atoma

Planetarni model

Ker je atom navzven nevtralen, mora biti naboj jedra enak vsoti nabojev na elektronih. Med jedrom in vsakim elektronom vlada električna sila in elektron bi moral pasti v jedro, če ne bi temu nasprotovala centrifugalna sila gibanja. Električna sila ima enako obliko kot gravitacijska, zato mora biti gibanje elektronov v atomu podobno gibanju planetov v osončju: krožno ali eliptično. Kaže torej, da je atom miniaturna slika sončnega sistema (BOHR).



Slika 41.22 Planetarni model atoma. Elektroni krožijo okoli jedra podobno kot planeti okoli Sonca. Dovoljene so le izbrane tirnice. Število elektronov na vsaki tirnici je omejeno. Elektron seva le pri skoku iz višje tirnice na nižjo. (Anon)

Težave s tirnicami

Planetarni model atoma je na prvi pogled zelo privlačen, vendar hitro pokaže svoje pomanjkljivosti in nedodelanost. Prvič, model ne razloži stabilnosti atomov. Vsak krožeči elektron v atomu se namreč giblje pospešeno in bi zato moral nenehno sevati, izgubljati energijo ter prej ali slej pasti v jedro. Atomi potemtakem sploh ne bi smeli obstajati. Drugič, model ne razloži, zakaj so atomi iste vrste med seboj popolnoma enaki, to je, zakaj so tirnice elektronov okoli istovrstnih jeder identične. Saj se elektroni lahko gibljejo okoli jedra po poljubno velikih tirnicah, tako kot planeti okoli Sonca. In tretjič, model ne pove, kako atomi sploh sevajo in kako se po sevanju obnavljajo.

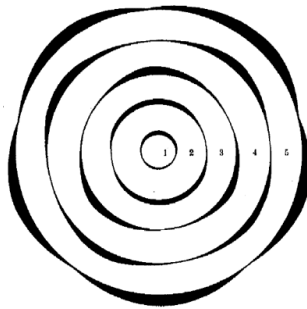
Valovni model atoma

Ob tem se spomnimo, da elektroni pač niso navadni delci, ampak imajo valovne lastnosti. Planetarni model atoma potem lahko nadgradimo takole. — Gibanje elektronov v privlačnem polju jedra se kaže kot njihovo stojno valovanje. — Možnih je več vrst takih stojnih valovanj – atomskih stanj – in vsako izmed njih ima svojo ostro energijo. — V *osnovnem stanju* z najnižjo energijo

elektron ne seva. Če dobi energijo od zunaj (s trki, vpadnimi elektroni ali fotoni), skoči v eno izmed stanj z višjo energijo. V takem *vzbujenem stanju* pa elektron ne zdrži dolgo, ampak spontano, po kratkem času, pade nazaj v kakšno nižje ali v osnovno stanje. — Pri padcu iz energijskega stanja E_2 v E_1 se izseva foton z energijo

$$h\nu = E_2 - E_1. \quad (41.9)$$

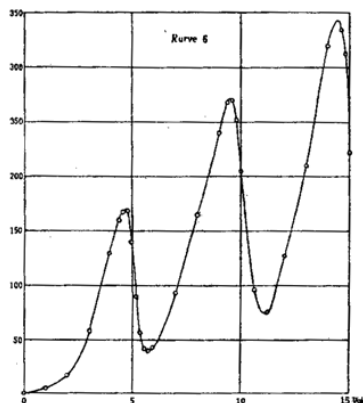
To je *valovni model* atomov (BOHR, DE BROGLIE). Kvalitativno "razloži" stabilnost, identičnost in sevanje atomov. Razlaga ima obliko postulatov, ki so oporečni tako zakonu gibanja kot zakonom električnega polja.



Slika 41.23 Valovni model atoma. Elektroni so valovni delci. Dovoljene so le tirnice, vzdolž katerih pride celo število valov. (Anon)

Diskretne energije atoma

Da imajo atomi diskretna energijska stanja, jasno kažejo njihovi črtasti sevalni in absorpcijski spektri. Pri absorpcijskih spektrih atomi iz vpadne zvezne svetlobe poberejo le fotone z izbranimi frekvencami/energijami in jih nato spet izsevajo na vse strani. Kaj ko bi atome namesto v curek fotonov postavili v tok elektronov? Poskus opravimo v diodi s parami živega srebra (FRANCK / HERTZ). Počasi večamo napetost in gledamo, kaj se dogaja s tokom. Ta sprva raste, pri napetosti 4,9 V začne močno upadati, doseže minimum in nato začne spet rasti. Vrhovi/minimumi se nato ponavljajo na vsakih 4,9 V. Očitno je kinetična energija 4,9 eV elektronov natanko tolikšna, da jo atomi absorbirajo in preidejo iz osnovnega v prvo vzbujeno stanje, elektroni pa se pri tem zaustavijo. Z večanjem napetosti potem elektroni spet pridobijo dovolj kinetične energije in igra se ponavlja.



Slika 41.24 Tok elektronov skozi diodo z živosrebrno paro. Napetostna razlika med minimumi toka ustreza energijski razliki med osnovnim in prvim vzbujenim stanjem atomov. (Herz, 1914)

Pri navedenih napetostnih minimumih se v spektru živosrebrne pare pojavijo sevalne črte z dolžino 2537 Å, kar natanko ustreza energijam elektronov. Poskus je sijajna potrditev kvantne narave atomov.

41.9 Vodikov atom

Najpreprostejši atom je vodikov. Sestavljen je iz jedra in enega samega elektrona, ki se giblje v njegovi okolici. Poskusimo določiti, kakšna stojna valovanja in energijske nivoje vsebuje!

Kvantizacija vrtilne količine

Elektron se lahko giblje okrog jedra stacionarno le po tistih krožnicah, vzdolž katerih je razmeščeno celo število valovnih dolžin:

$$2\pi r_n = n\lambda, n = 1, 2, 3 \dots \quad (41.10)$$

Upoštevamo $\lambda = h/mv$ in dobimo zahtevo po kvantizaciji vrtilne količine

$$L = mvr = n\hbar, n = 1, 2, 3 \dots \quad (41.11)$$

$$\hbar = h/2\pi.$$

Možna so torej le gibanja s takšnimi radiji in hitrostmi, da je vrtilna količina pri tem celoštevilčni mnogokratnik kvantne konstante.

Kvantizacija radija krožnic

Pri kroženju deluje električna privlačna sila kot centripetalna sila $mv^2/r = q^2/r^2$ (1). Hitrost v tej enačbi substituira iz (41.11) in dobimo dovoljene radije tirov (BOHR)

$$r = \frac{\hbar^2}{mq^2} \cdot n^2 = r_B \cdot n^2, n = 1, 2, 3 \dots \quad (41.12)$$

Najmanjši radij pripada osnovnemu stanju in znaša $r_B = 0,53 \text{ \AA}$. Vrednost se ujema z redom velikosti atomov (1 \AA), kakor ga že poznamo. Poznane radije vstavimo v (1) in dobimo ustrezajoče obodne hitrosti: $v^2 = q^2/mr$. V osnovnem stanju, ko znaša radij r_B , izračunamo hitrost

$$\alpha = \frac{v}{c} = \frac{q^2}{\hbar c} = 1/137, \quad (41.13)$$

torej okrog 1 % svetlobne hitrosti. Frekvenca kroženja potem znaša $v/2\pi r = 6,6 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$, kar je istega reda velikosti kot frekvenca vidne svetlobe.

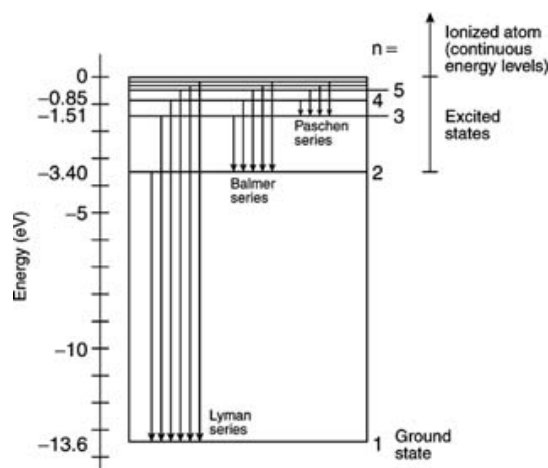
Kvantizacija energije

Energija elektrona na krožnici znaša $E = K + W = mv^2/2 - q^2/r$. Iz (1) izrazimo $mv^2 = q^2/r$, iz česar sledi $E = -q^2/2r$, torej (BOHR)

$$E = -\frac{mq^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} = E_R \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (41.14)$$

Zapisana konstanta znaša $E_R = 13,6 \text{ eV}$. Energija vodika, ko $n = \infty$, je enaka nič. Energija osnovnega nivoja, ko $n = 1$, je $-13,6 \text{ eV}$.

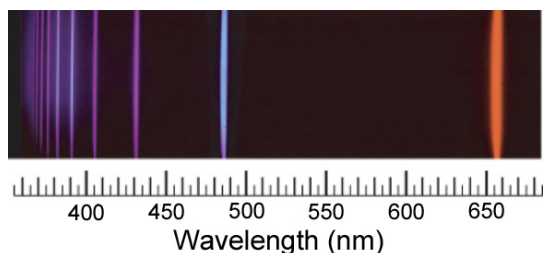
Toliko energije moramo torej dovesti atomu, da ga ioniziramo. Rečemo, da je to *ionizacijska energija* atoma.



Slika 41.25 Napovedani energijski nivoji vodika. Energija ioniziranega atoma je po definiciji enaka nič. (Anon)

Ujemanje s spektrom

Kako dobro se napovedani energijski nivoji ujemajo z izmerjenim vodikovim spektrom? Za primerjavo so priročni sevalni prehodi na nivo $n = 2$ iz nivojev 3, 4, 5 in 6, ki vsi ležijo v vidnem območju. Ujemanje je odlično - popolnoma znotraj natančnosti, s katero je določena konstanta E_R iz m , q in \hbar . Tudi ujemanje pri drugih prehodih je odlično. Z modelom vodikovega atoma smo - vsaj za zdaj - lahko zelo zadovoljni.



Slika 41.26 Izmerjene spektralne črte vodika za prehode na nivo 2 iz nivojev 3, 4, 5, 6 itd. (Max Planck Institute)

Vodikovo vidno serijo črt lahko zaradi (41.14) zapišemo z obrazcem (RYDBERG)

$$\nu = R_y \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (41.15)$$

in iz izmerjenih frekvenc oz. valovnih dolžin neposredno določimo konstanto $R_y = 3,287 \cdot 10^{15}$ Hz. Seveda velja $E_R = R_y h$.

41.10 Eliptične tirnice

Planeti se ne gibljejo okoli Sonca le po krožnicah, ampak tudi po elipsah. Dopustimo to tudi za vodikov atom (SOMMERFELD). Kot že vemo iz gibanja planetov [34.13], je velika polos elipse odvisna zgolj od energije, mala pa - pri dani energiji - še od vrtilne količine. To pomeni, da ima elektron enako energijo, če se giblje po krožnici z radijem r ali po elipsi z glavno polosjo $a = r$:

$$E = -\frac{q^2}{2a}. \quad (41.16)$$

Kvantizacija osi Ker je energija kvantizirana, mora biti tudi velika polos elipse enako kvantizirana kot radij:

$$a = r_B \cdot n^2 \quad (41.17)$$

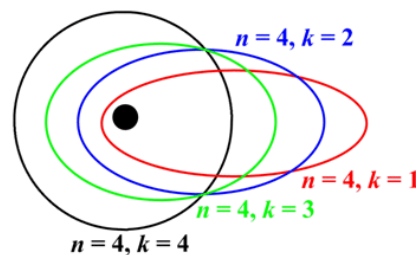
K elipsi s polosjo a pripada neskončno mnogo elips z različnimi polosmi b . Po katerih se giblje elektron? V duhu kvantizacije predpostavimo, da so to le tiste z ostro določenimi vrednostmi vrtilne količine:

$$L = l\hbar, \quad l = 1, 2, 3 \dots n. \quad (41.18)$$

Pri gibanju je vrtilna količina konstantna: $L = mr^2\varphi' = \text{const}$. Površina, ki jo v časovni enoti prebriše radij vektor, znaša $(1/2)r^2\varphi' = L/2m$. V obhodnem času T prebriše celotno ploščino elipse πab , torej $LT/2m = \pi ab$. V to enačbo vstavimo kvantizirani a (41.17), kvantizirani L (41.18) in obhodni čas T , ki ga dobimo iz obhodnega zakona $T^2/a^3 = 4\pi^2 m/q^2$, pa dobimo:

$$b = nr_B = \frac{l}{n} a. \quad (41.19)$$

Orbite in lupine Ko $n = 1$, je $l = 1$ in tir je krožnica. Ko $n = 2$, je $l = 1$ ali $l = 2$ in možna sta dva tira: krožnica in elipsa. In tako naprej. Krožnico n in njej pridružene elipse poimenujemo *orbite*, ki sestavljajo *lupino* n . Vsaka orbita v lupini ima enako energijo, razlikuje pa se po vrtilni količini. Bolj je orbita podobna krožnici, večjo vrtilno količino ima. Stanje vodikovega atoma torej opišemo z dvema kvantnima številoma: *glavnim številom* n in *orbitalnim številom* l . Glavno število določa velikost orbite, orbitalno število pa njeno eliptičnost.



Slika 41.27 Eliptične tirnice. Elektroni se ne gibljejo le po krožnih tirnicah, ampak tudi po elipsah, ki imajo veliko polos enako radiju krožnic. Male polos elips so v celoštevilčnem razmerju z velikimi polosmi. (Anon)

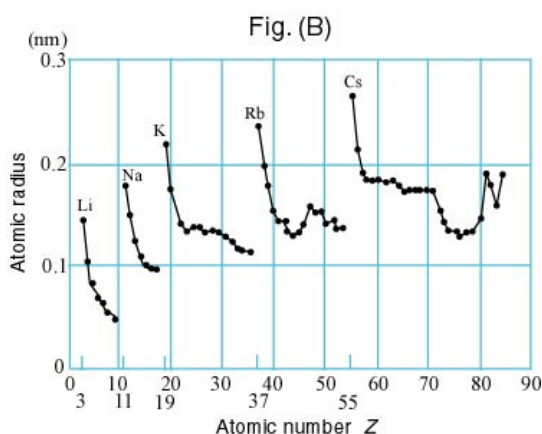
Ker imajo vse orbite v isti lupini enako energijo, so pri sevalnih prehodih med dvema lupinama vsi izsevani fotoni enaki, ne glede na to, med katerimi orbitami se zgodijo. Iz sevalnega spektra torej ne moremo ugotoviti, ali eliptični tiri res obstajajo ali ne.

41.11 Večelektronski atomi

Enoelektronski ioni Kar smo ugotovili za vodikov atom, velja tudi za vsakršen ion z enim samim elektronom, na primer za helijev ion He^+ z jedrskim nabojem $2q$ ali za litijev ion Li^{2+} z jedrskim nabojem $3q$. Veljajo vse enačbe za vodik, če v njih nadomestimo q z Zq . Osnovni in vzbujeni radiji iona tako znašajo $r = r_B n^2 / Z$ in pripadajoče energije $E = Z^2 E_R / n^2$. Helijev ion v osnovnem stanju ima zato dvakrat manjši premer od vodikovega atoma in štirikrat višje spektralne frekvence, litijev pa je trikrat manjši in ima devetkrat povečane frekvence. Spektri vse to potrdijo.

Večelektronski atomi Kako je pa z večelektronskimi atomi? Ko golemu jedru dodamo elektrone, se morajo ti nekako umestiti v okolico jedra. Predpostavimo, da se vsak elektron giblje po krožnici s celim številom valov. Obstajajo torej krožnice z 1 valom, 2 valoma itd. Koliko elektronov zasede kakšno krožnico, pa ne vemo. Morda gredo vsi v prvo krožnico, morda vsak na svojo ali pa morda nekaj sem in nekaj tja. Upravičeno se tudi bojimo, da premer krožnic ni določen zgolj z nabojem jedra, ampak tudi s številom in razporeditvijo krožečih elektronov. Porodi se misel, da bi morda kaj več o tem izvedeli, če bi preučili premere atomov, torej radije najvišjih zasedenih krožnic.

Premeri atomov Velikost atomov izbranega elementa ocenimo takole. V kilomolski masi M tega elementa je N_A atomov z masami po m_1 . En atom elementa v tekoči ali trdni fazi zapolnjuje kockico s stranico $2r$, torej prostornino $(2r)^3$. Gostota kockice je $\rho = m_1 / (2r)^3 = (M / N_A) / (2r)^3$. To je hkrati tudi gostota snovi, zato $(2r)^3 = M / N_A \rho$. Vse količine na desni so znane oziroma izmerljive.



Slika 41.28 Ocenjeni polmeri atomov. Velikost atoma je funkcija njegovega vrstnega števila. Izbrani atomi kažejo skokovito povečanje velikosti glede na svojega predhodnika, kar sugerira namestitve elektrona v višjo krožnico. (Kyushu University)

Slojevita zgradba atomov Pogled na izmerke pove naslednje. — Kaže, da elektroni okrog jeder zapolnjujejo več krožnic. — V prvo krožnico gresta največ 2 elektrona, v drugo največ 8, v tretjo največ 8, v četrto največ 18,

v peto največ 18 in preostanek v višje krožnice. — Elektroni zasedajo krožnice po vrsti: v naslednjo gredo, ko je prejšnja popolnoma zasedena. — Radij krožnice n se manjša z naraščanjem njenega števila elektronov, to je z večanjem jedrskega naboja. — Vsaka naslednja krožnica je ob začetku popolnjevanja večja od prejšnje krožnice ob začetku popolnjevanja. Zakaj so zasedbena števila krožnic takšna, zaenkrat ne vemo. Velikost krožnic pa lahko kvalitativno razložimo takole. Po zgledu vodikovega atoma privzamemo, da znašata radij n -te krožnice in pripadajoča mu energija

$$r_n = r_B \frac{n^2}{Z-S} \quad (41.20)$$

$$E_n = E_R \frac{(Z-S)^2}{n^2}.$$

Pri tem je $(Z-S)q$ efektivni naboj jedra, ki ga čuti elektron na tej krožnici. Med jedrom in elektronom so namreč gibljejo elektroni na nižjih krožnicah, ki jedrski naboj zasenčujejo. Koliko, je na splošno težko reči.

Poglejmo nekaj primerov. Za zunanjo krožnico helijevega atoma velja $n = 1$ in $Z - S \approx 2 - 0 = 2$, zato $r = r_B/2$. Za zunanjo krožnico litijevega atoma pa velja $n = 2$ in $Z - S \approx 3 - 2 = 1$, zato $r = 4r_B$. Obe oceni sta še kar dobri. Očitno je ocena radija krožnice zelo občutljiva na izbiro senčenja S in to tembolj, čim višja je krožnica. Če nam je kaj do tovrstne zabave, lahko iz izmerjenih radijev celo računamo, kakšna so pripadajoča senčenja.

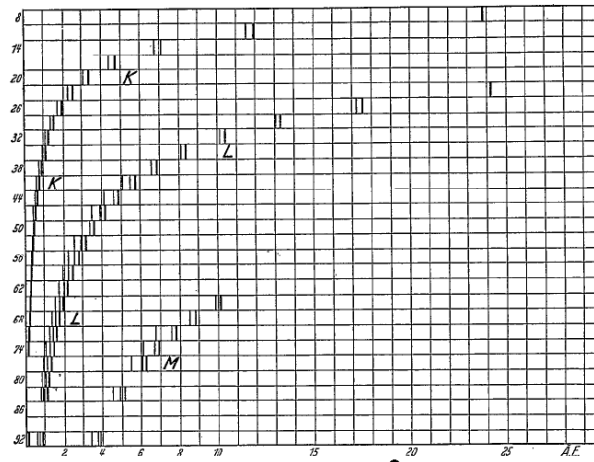
Notranji elektroni

Kaj se zgodi, če s hitrim elektronom izbijemo iz atoma elektron na prvi krožnici, kjer sicer živita dva elektrona? Tole: kakšen elektron iz druge krožnice vskoči v nastalo luknjo. Pri tem izseva foton z ustrezno energijo. Na drugi krožnici je imel elektron energijo $(Z-1)^2 E_R/2^2$ (preostali elektron na prvi krožnici zasenčuje jedro) in na prvi energijo $Z^2 E_R/1^2$. Razlika obeh, deljena s h , pove, kolikšna je frekvenca izsevanega fotona:

$$\nu = \frac{3}{4} R_y (Z-1)^2. \quad (41.21)$$

Za baker znaša $Z = 29$, torej $\lambda = 1,5 \text{ \AA}$. To so rentgenski žarki. Kot že vemo, nastajajo ti žarki pri obstreljavanju katode s hitrimi elektroni. Zdaj tudi vemo, kako nastanejo: z izbitjem notranjih elektronov v atomih katodne snovi. Pogled na izmerjeni rentgenski spekter bakra pove, da zapisana frekvenca sovпада z najmočnejšo črto K_α spektra. Podobno velja za druge elemente.

Enačba (41.20) pravi, da bi morale biti najmočnejše rentgenske črte K_α v spektrih atomov sorazmerne s kvadrati njihovih vrstnih števil. Meritve to potrdijo (MOSELEY).



Slika 41.29 Črtni spektri rentgenskih žarkov za različne elemente. Prikazane so tri črte: K, L in M. Vsaka od njih je dvojna ali celo trojna. Velja kvadratna odvisnost med valovno dolžino črt K (pa tudi L in M) ter vrstnim številom. (Moseley, 1914)

Zapisani zakon omogoča, da izmerimo jedrski naboj preučevanega elementa kar iz njegovega rentgenskega spektra.

41.12 Magnetni moment

Magnetni moment

Kroženje posamičnega elektrona okrog jedra (v kateremkoli atomu) je pravzaprav električni tok po krožni zanki. Obhodni čas elektrona znaša $T = 2\pi r/v$ in tok $I = e/T$. Zanka s tokom ima potem magnetni moment $p_m = IS$. Magnetni moment atomskih delcev bomo odslej označevali z μ namesto s p_m . Iz zapisanih enačb in ob upoštevanju $mvr = L$ dobimo

$$\mu = \frac{e}{2m} L. \quad (41.22)$$

Orbitalni magnetni moment krožečega elektrona je torej sorazmeren z njegovo vrtilno količino. Usmerjen pa je v nasprotno smer, ker ima negativen naboj. Ker je vrtilna količina kvantizirana (41.17), mora tak biti tudi magnetni moment:

$$\mu = l \frac{e}{2m} \hbar = l\mu_B, \quad l = 1, 2, 3 \dots n \quad (41.23)$$

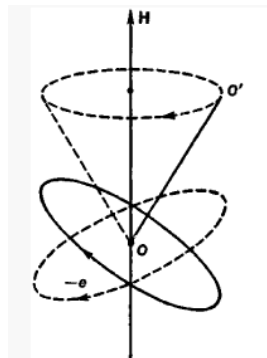
Vpeljali smo *elektronski magneton* $\mu_B = e/2m = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J/T} = 5,79 \cdot 10^{-5} \text{ eV/T}$. Vsak elektron v atomu ima zaradi svojega kroženja ustrezen magnetni moment. Njegova velikost je odvisna od tega, po kateri eliptični tirnici pač kroži. Usmerjen pa je pravokotno na ravnino kroženja.

Precesija magnetnega momenta

Elektron na svojem tiru okrog jedra je tudi vrtavka. Če nanj deluje magnetno polje z navorom \mathbf{M} , precesira okrog smeri polja s kotno hitrostjo $\mathbf{\Omega}$. Kakšna je hitrost precesije, smo že spoznali pri gibanju vrtavke: $\mathbf{M} = \mathbf{\Omega} \times \mathbf{L}$. To zapišemo kot $\mu_B \sin \varphi = \Omega 2m\mu/e$, iz česar sledi (LARMOR)

$$\Omega = \frac{e}{2m} B. \quad (41.24)$$

Ne glede na to, kako je magnetni dipol nagnjen glede na smer polja, zmeraj rotira z enako kotno hitrostjo. V atomu vodika v polju 1 Vs/m^2 znaša kotna hitrost precesije 10^{-11} Hz .



Slika 41.30 Precesija magnetnega dipola. Kakor precedira vrtavka okoli smeri gravitacijskega polja, tako precedira orbitirajoči elektron okoli smeri magnetnega polja. (Anon)

Smerna kvantizacija

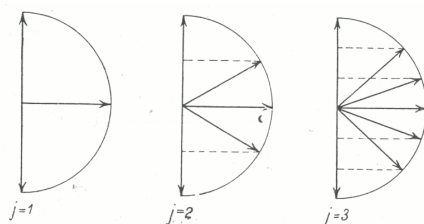
(Rotirajoči) magnetni dipol elektrona ima v zunanjem magnetnem polju B energijo $W = -\mu B \cos \varphi$. Energija je odvisna od kota φ , pod katerim je nagnjen glede na polje. Je ta smer lahko poljubna? Privlačna in drzna je misel, da je tudi smer kvantizirana, to je, da se magnetni dipol nagne le v točno določeno smer. Privzemimo torej, da se krožnica elektrona v zunanjem polju tako orientira, da sta projekcija vrtilne količine in projekcija magnetnega momenta vzdolž polja diskretni (SOMMERFELD):

$$L_z = m_l \hbar \quad (41.25)$$

$$\mu_z = m_l \mu_B.$$

$$m_l = -l, -l + 1 \dots -1, 0, 1 \dots l - 1, l.$$

Vpeljali smo *magnetno orbitalno število* m_l , ki opisuje nagib elektronovega krožilnega magnetnega momenta od smeri polja.



Slika 41.31 Orbitalni magnetni moment elektrona se v magnetnem polju postavi le pod točno določenimi koti glede na polje. (Supek, 1949)

Pričakujemo, da se vrtilne količine vseh krožečih elektronov v stabilnem atomu sestavijo v skupno vrtilno količino. Isto velja za skupni magnetni moment. Privzemimo, da veljata velikostna in smerna kvantizacija tudi za ti dve količini:

$$L = j \hbar \quad (41.26)$$

$$\mu = j \mu_B$$

$$L_z = m_j \hbar$$

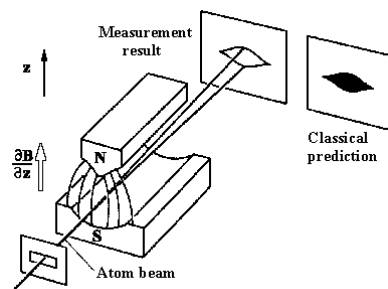
$$\mu_z = m_j \mu_B$$

$$m_j = -j, -j + 1 \dots -1, 0, 1 \dots j - 1, j.$$

Kako poteka sestavitev, je zaenkrat odprto vprašanje. To je pač odvisno od števila in velikosti elektronskih krožnic v atomu, njihove zasedenosti, individualnih nagibov, medsebojne sklopitve in morda še česa. Za opis kvantizacije smo vpeljali *vrtilno število j* in *magnetno vrtilno število m_j* .

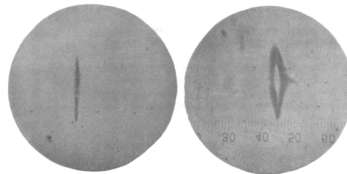
Meritev smerne kvantizacije

Kako bi ugotovili, ali atomski magnetni moment ter njegova velikostna in smerna kvantizacija res obstajajo? Vemo, da v nehomogenem magnetnem polju deluje na magnetne dipole sila v smeri gradienta polja: $F_z = \mu_z dB/dz$. Če torej spustimo curek atomov skozi nehomogeno polje, se bodo atomi različno odklonili v smeri polja. Razcep curka na več curkov bi domnevo potrdil. Razteg curka v zvezno črto pa bi jo zavrgel.



Slika 41.32 Meritev magnetnega momenta v srebrovih atomih. V nehomogenem magnetnem polju se atomi z različnimi komponentami momenta vzdolž polja različno odklonijo. (Anon)

Poskus opravimo s curkom srebrovih atomov. Kapljico staljenega srebra segrevamo v peči in izhlapele atome usmerimo skozi zaslonke. Curek spustimo skozi nehomogeno magnetno polje in opazujemo, kolikšna plast srebra se naloži na steklenem zaslonu. Tam odkrijemo, da se je curek razcepil na dva curka. Domneva o smerni kvantizaciji je torej potrjena! (STERN / GERLACH)



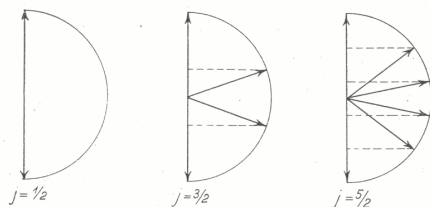
Slika 41.33 Meritev magnetnega momenta v curku srebrovih atomov. Curek se razcepi v dva curka. Prikazan je rezultat meritev, ki sta ga dobila O. Stern in W. Gerlach. (Stern, 1922)

Meritev je zahtevna. Poskus je treba izvesti v vakuumu. Pri dolžini magnetnega polja nekaj centimetrov in pri gradientu magnetnega polja 10 T/cm znaša razdalja med obema curkoma na priročno oddaljenem zaslonu le nekaj desetink milimetra. Ekspozicijski čas je nekaj ur.

41.13 Spin elektrona

Kolikor že smo veseli ob izidu poskusa, pa nas ta tudi preseneti. Pričakovali bi namreč tole. Za $j = 0$ bi se curek ne smel razcepiti. Za $j = 1$ bi se moral razcepiti na tri curke $m_j = [-1, 0, +1]$, za $j = 2$ na pet curkov in tako naprej, vedno v liho število curkov. Dobili smo pa dva curka, torej sodo število. Kako naj si to razlagamo?

Spin elektrona Recimo, da atomovo vrtilno število ne bi bilo le celo število, torej $j = 1, 2, 3 \dots$, ampak tudi polcelo število, torej $j = 1/2, 3/2, 5/2 \dots$. Za $j = 1/2$, na primer, bi potem obstajali zgolj dve smerni kvantizaciji $m_j = [-1/2, +1/2]$. To pa sta ravno dva curka. Prvi je paralelni, drugi antiparalelni, pravokotnega pa ni.



Slika 41.34 Smerna kvantizacija polcelih vrtilnih števil. Poseben primer je $j = 1/2$, ki ga pripisujemo elektronu. (Supek, 1949)

Od kod pa naj pride polcelo vrtilno število? Saj ima vsaka elektronska krožnica le celoštevilčna orbitalna števila l oziroma celoštevilčna magnetna orbitalna števila m_l . Ponuja se drzen odgovor: od elektrona! Ta mora imeti poleg orbitalne še lastno vrtilno količino, *spin*. Stvar je podobna kot pri kroženju planeta okoli Sonca: planet ima vrtilno količino zaradi kroženja, pa še zaradi vrtenja okoli lastne osi. Zato vpeljemo za elektron *spinsko število* s in *magnetno spinsko število* m_s . (UHLENBECK / GOUDSMITH)

$$L = s\hbar, \quad s = 1/2 \quad (41.27)$$

$$L_z = m_s \hbar, \quad m_s = -s, +s.$$

Orbitalna (l) in spinska (s) števila elektronov v atomu se sestavijo v vrtilno število (j) atoma. Kako poteka sestavitev pa je, kot smo že rekli, zaenkrat odprto vprašanje.

Spinski magnetni moment Kako je pa s spinskim magnetnim momentom elektrona? Na prvi pogled bi moral ta biti enak $\mu_z = (e/2m)L_z = \hbar/2$. Vendar razcep srebrovega curka kaže, da odklon ustreza momentom \hbar , ne $\hbar/2$. Zato morajo imeti elektroni dvakrat večji spinski magnetni moment, kakor jim ga hočemo pritakniti, torej:

$$\mu_z = 2 \cdot \frac{e}{2m} L_z = \pm \hbar. \quad (41.28)$$

Odprta vprašanja Preseneča še dejstvo, da je atomsko vrtilno število srebra tako majhno. Saj je v atomu 47 elektronov. Kje so vrtilne količine posamičnih krožnic in kje so spini vseh elektronov? Očitno se v atomih krožnice in spini postavijo tako, da se med seboj kolikor se le da izničujejo. To ne velja le za srebro, ampak tudi za druge elemente: ne razcepijo se curki ^2He , ^4Be , ^{20}Ca , ^{30}Zn , ^{48}Cd , ^{50}Sn , ^{80}Hg , ^{82}Pb ; v dva curka pa se razcepijo ^1H , ^3Li , ^{11}Na , ^{19}K , ^{29}Cu , ^{47}Ag , ^{79}Au . Kaže, da se sodo število elektronov med seboj izničuje v $j = 0$, pri lihem pa preostane vpliv zunanje orbite in zunanjega elektrona $j = 1/2$. Najdejo se pa tudi izjeme: ^{15}P ima $j = 3/2$ in ^{16}O ima $j = 2$. Vse to nas navaja na misel, da v vsaki orbiti, ki je opisana s kvantnimi števili n , l in m_l , lahko krožita največ dva elektrona, vsak s svojim spinom $\pm 1/2$. To je *izključitveno načelo*

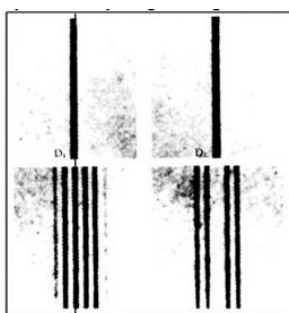
(PAULI). Zdi se celo, da imajo nekatere krožnice lahko $l = 0$, kar je v nasprotju z dosedanjim opisom, ko $l \geq 1$. Podrobnosti so očitno zamotane in se vanje ne bomo spuščali.

41.14 Struktura črt

Ko opazujemo sevalne spektre atomov s spektrometri visoke ločljivosti, recimo vsaj $\pm 0,1 \text{ \AA}$, opazimo, da so črte pravzaprav sestavljene iz več ozkih črt. Komajda katera črta ostane enojna. Povzemimo glavna opažanja o *strukturi črt* in kvalitativne razlage zanje.

Prosti atomi Ko se elektron giblje okoli jedra v električnem polju, vidi relativistično magnetno polje. Elektronov magnetni moment se postavi paralelno ali antiparalelno k temu polju. S tem pridobi magnetno potencialno energijo, ki se prišteje oziroma odšteje k siceršnji energiji (kinetični in električni potencialni). Energijski nivo je zato razcepljen v dvojico nivojev. Ustrezno se razcepijo tudi spektralne črte. Vidne črte v spektru vodika so, na primer, vse razcepljene v dvojice na razdaljah $0,2 \text{ \AA}$.

Atomi v magnetnem polju Ko sevajoče atome postavimo v zunanje magnetno polje, se jim spektralne črte razcepijo, nekatere na tri, druge na več črt (ZEEMAN). Razlog je podoben kot pri razcepitvi črt v notranjem magnetnem polju. Orbitalni in spinski magnetni momenti elektronov se usmerjajo vzdolž polja in s svojimi magnetnimi potencialnimi energijami doprinašajo k razcepitvi energijskih nivojev. Razcep v tri črte je simetričen in ekvidistanten. Tako se, na primer, razcepi vodikova rdeča črta H_{α} . Razdalja med črtami je sorazmerna z jakostjo polja in ima red velikosti $0,2 \text{ \AA/T}$. Razcep v več črt je bolj zamotan.



Slika 41.35 Razcep natrijevih črt D_1 in D_2 v magnetnem polju. (Zeeman, 1897)

Trojni razcep izbrane črte spektra izkoristimo za merjenje magnetnih polj na Soncu in zvezdah. Na Soncu tako izmerimo največje jakosti magnetnega polja v pegah, in sicer do $0,4 \text{ T}$.

Atomi v električnem polju Tudi zunanje električno polje povzroči razcep spektralnih črt (STARK), na primer v vodikovem spektru. Polje namreč raztegne atom v električni dipol. Različne elipse v isti lupini raztegne različno. Tako nimajo več vse enakih energij, ampak se energijsko rahlo razlikujejo. Da opazimo razcep, so potrebna močna električna polja do 10^5 V/cm . \square