



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



***Priprema i obrada nastavne jedinice "x-zraćenje" u srednjim
školama***

- diplomski rad -

Mentor:

dr Dušan Lazar

Kandidat:

Branka Radulović

Novi Sad, 2008.

Priprema i obrada nastavne jedinice "x-zračenje" u srednjim školama

Zahvaljujem se mentoru prof. dr Dušanu Lazaru i komisiji na predloženoj temi, strpljenju i pomoći tokom izrade ovog diplomskog rada.

Zahvaljujem se prof. Ljiljani Krnjajski Belovljev za svaki moj uspeh.

SADRŽAJ

Priprema i obrada nastavne jedinice "x-zračenje" u srednjim školama	0
1. Uvod.....	3
Otkriće.....	3
Opšte karakteristike rendgenskih zraka	4
2. Spektar rendgenskih zraka	7
2.1. Kontinualan spektar	8
2.2. Diskretan spektar	10
Moslijev zakon.....	11
3. Osobine x–zraka.....	14
3.1. Refleksija i refrakcija x–zraka	14
3.2. Prolaženje x–zraka kroz materiju.....	15
3.2.a Apsorpcija x–zraka.....	17
3.2.b Raspršavanje (rasejavanje) x–zraka	18
3.3. Difrakcija x–zraka.....	26
3.3.1. Difrakcija na kristalnom prahu	28
3.3.2. Difrakcija na monokristalu	31
4. Izvori zračenja koji se koriste u primeni x–zraka.....	32
5. Primena x–zraka	33
6. Filtracija x–zraka	37
7. Rizik ili korist?.....	40
8. Priprema.....	41
9. Zaključak.....	52
10. Literatura.....	53
Kratka biografija kandidata.....	54
Ključna dokumentacijska informacija	55

1. Uvod

Otkriće

Otkriće x–zraka¹ se smatra važnim datumom u razvoju fizike. To je događaj kojim se pored ostalih označava prelaz iz doba klasične u savremenu fiziku. Kako su do tada bile nepoznate osobine (npr. vrednost talasne dužine) ovih zraka, označeni su nepoznatom "x". Kasnije se dokazalo da talasna dužina ovih zraka pripada spektru talasnih dužina elektromagnetskog zračenja. Prema klasičnoj teoriji elektromagnetno zračenje nastaje ubrzavanjem ili usporavanjem kretanja nanelektrisanih čestica. Kad se elektroni, koji se kreće velikim brzinama, naglo zaustavi sudarom sa čvrstim telom, stvara se naročito prodorna radijacija, mnogo prodornija od vidljive svetlosti. Tu radijaciju je otkrio K. W. Röndgen 1895. godine izučavajući pojave pražnjenja u katodnoj cevi i nazvao ih je x–zraci (mi ih u njegovu čast danas nazivamo rendgenskim zracima).



Kada je Rendgen pokrio katodnu cev crnom hartijom i vršio eksperimente u zatamljenoj prostoriji, primetio je na jednom delu stola jaku zelenu svetlost. Rendgen je prvo pomislio da su katodni zraci uzrok tog svetlucanja, ali se ubrzo uverio da je uzrok sasvim drugi. Da bi ispitao otkud nastaje svetlucanje, načinio je jedan fluorescentni zastor, pa je između njega i katodne cevi postavljaо razne predmete. Zastor je svetleо bez obzira na to da li je Rendgen stavljao knjige, metalne ploče ili druge predmete ispred njega. Tek kada je stavio olovnu ploču, svetlucanje je nestalo. Kada je jednom prilikom stavio svoju ruku, zapazio je iznenađujući fenomen, kosti njegove ruke mogle su se tačno videti na zastoru (slika 1).

¹ literatura:

- Branco Đurić, Veliki fizičari, Gradska štamparija, Novi Sad, 1949.
- Mihajlo Pupin, Sa pašnjaka do naučenjaka, Zavod za udžbenike i nastavna sredstva, Beograd, 1996.
- Milorad Mlađenović, Moć nauke, Zmaj, Novi Sad, 2004.
- Svetislav Marić, Na izvorima fizike, Kulturni centar, Novi Sad, 1971.
- Džems Džins, Fizika kroz vekove, Izdavačko preduzeće Novo pokolenje, Beograd, 1952.
- http://www.prezimenik.co.yu/KNJIZEVNE_SITNICE/Tragovi_velikih_otkriva.htm



Slika 1. – Prikaz snimka ruke

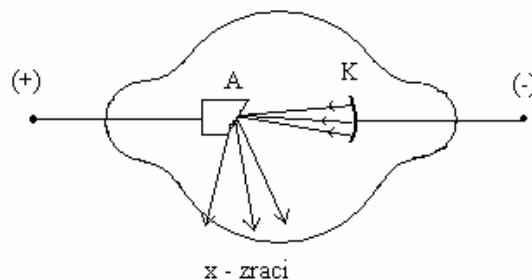
Ubrzo zatim je zastor zamenio fotografskom pločom, a umesto ruke ispred ploče je stavljao različite predmete. Na razvijenim fotografskim pločama su se pojavile konture predmeta. Tako je došao do zaključka da sva tela propuštaju zrake, ali različito. Prodornost zraka kod iste debljine sloja zavisi od gustine materijala. Eksperimenti sa različitim materijalima u obliku prizmi ne pokazuju nikakvo prelamanje x-zraka, čime se i objašnjava da se ovi zraci ne mogu fokusirati pomoću staklenih sočiva. Kada je osetljivi sloj fotografске ploče, koja je prethodno zaštićena crnom hartijom od svetlosti, pokrio sjajnim listićima platine, olova, cinka i aluminijuma u rasporedu zvezde tako da je manji deo ploče bio nepokriven i stakleni deo ploče okrenuo prema x-zracima, zapazio je da je fotografска ploča posle razvijanja bila više crna na mestima pokrivenim platinom i olovom, a još izraženije crna na mestu cinka. To dokazuje da ovi metali reflekтуju x-zrake. Takođe je dokazao da x-zraci ne skreću u prisustvu magnetnog ili električnog polja. Proučavajući x-zrake pomoću optičkih rešetki nije zapazio pojavu difrakcije i interferencije zbog, što se kasnije pokazalo, malih talasnih dužina ovih zraka.

Danas se x-zraci proizvode u vrlo visokoevakuiranoj vakuum cevi sa naponom od 30 do 150 kV.

Opšte karakteristike rendgenskih zraka

X-zraci se obično proizvode u gasnim ili termoelektronskim cevima. Cev za dobijanje x-zraka sadrži dve elektrode (katodu – K i anodu ili antikatodu – A). Katoda se u principu greje da bi se pospešilo dobijanje elektrona termoemisijom. Cev je priključena na visok napon da bi se elektroni koji se oslobođaju sa katode ubrzali na svom putu ka anodi i tako postigli veću energiju. U cevi se mora ostvariti nizak pritisak (vakuum) da gasovi ne bi ometali prolazak elektrona od katode ka anodi. Anoda ima površinu nagnutu pod uglom od 45° prema pravcu kretanja elektrona. Ta nagnuta površina služi za zaustavljanje elektrona odnosno ona služi kao izvor x-zraka, te je njihov bočni izlaz iz cevi podesnija tako nagnuta površina. Zbog stalnog „bombardovanja“ elektronima dolazi do zagrevanja anode. Pri tome se samo oko 1% energije snopa elektrona pretvara u energiju x-zračenja, a ostalo u toplotu. Generalni problem kod stvaranja x-zraka je hlađenje anode. Hlađenje se može postići na više načina: strujanjem vode kroz šuplju anodu, ako učestalo prekidamo stvaranje x-zraka da bi se ona putem vazduha ohladila, ako anodu načinimo u obliku diska koji se vrti (tako bi dobilo da elektroni uvek udare o drugo mesto i ne bi toliko brzo zagrevala) i slično.

Kod gasnih cevi unutrašnji pritisak gase iznosi oko 0.001 mbar, a razlika potencijala između katode i anode je obično reda 30 – 50 kV. Na slici 1 je principijalno predstavljena rendgenska (gasna) cev za dobijanje x-zraka. Elektroni izbijeni iz katode i ubrzani u električnom polju, udaraju u anodu i u procesu njihovog usporavanja dolazi do emisije x-zraka. Katoda je obično takvog oblika (konkavna) da se katodni zraci (elektroni) fokusiraju na antikatodu. X-zraci se od antikatode prostiru na sve strane.



Slika 2. – Prikaz gasne cevi

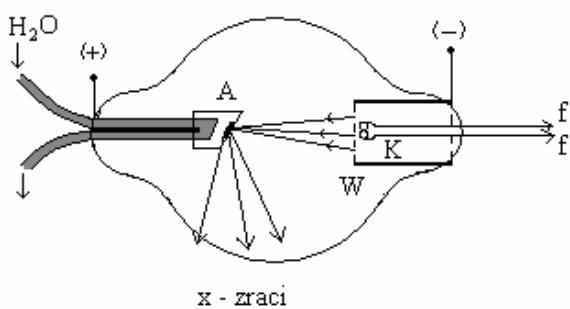
Kod termoelektronske ili Kulidžove rendgenske cevi koristi se usijana katoda, koja emituje elektrone (termoelektronska emisija), slika 3. U Kulidžovoj cevi se takođe ostvaruje nizak pritisak da bi se sprečilo ometanje kretanja elektrona.

Katoda je načinjena od spiralnog metalnog vlakna koji se može usijati posebnim malim električnim izvorom. Usijana katoda vrši termojonsku emisiju, odnosno oslobađa elektrone koji se ubrzavaju snažnim električnim poljem između katode i anode, koja se pravi od različitih materijala kako bi dobili različite talasne dužine karakterističnog x-zračenja. Električno polje se između katode i anode održava pomoću električnog napona reda 10-1000 kV. Oko katode se obično postavlja metalni cilindar ili katoda (W) koja deluje električnim silama na elektrone jer je vezan na mali negativni potencijal. Na taj način se elektroni, koji bi se inače kretali divergentno, usmeravaju ka jednoj tački anode. Usled visokog napona elektroni dobijaju veoma velike brzine sa kojima padaju na anodu, a iz mesta pada zrače x-zraci. Intenzitet izraženih x-zraka se podešava usijanjem katode. Ukoliko se katoda dovede na višu temperaturu, broj oslobođenih elektrona je veći, te je veći i intenzitet dobijenih x-zraka.

Uopšteno, Kulidžove cevi su mnogo stabilnije od gasnih, jer mogu da rade pri većem naponu.

Novi tip cevi za x-zrake je razvijen 1941. godine, on se naziva betatron. U njemu se elektroni ubrzavaju indukovanim električnim poljem koje se stvara od vremenski promenljivog magnetnog polja. Mnogi betatroni rade sa krajnjim energijama elektrona od oko 100 MeV, tako da se dobijaju veoma prodorni x-zraci male talasne dužine. Ovi zraci se koriste za nuklearne eksperimente.

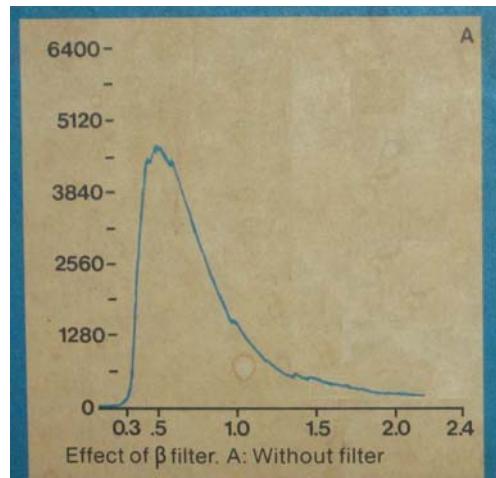
Možemo da razlikujemo meke x-zrake (sa talasnim dužinama oko 100 Å) i tvrde x-zrake (sa manjim talasnim dužinama oko $1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m}$) u zavisnosti od vrednosti napona (pri nižim vrednostima napona dobijamo mekše).



Slika 3. – Prikaz Kulidžove cevi

2. Spektar rendgenskih zraka

Kako je eksperimentalno utvrđeno, pri nižim naponima između katode i anode (U_{k-a}) spektar x-zraka je kontinualan (Sl. 4).



Slika 4. – Prikaz kontinualnog spektra

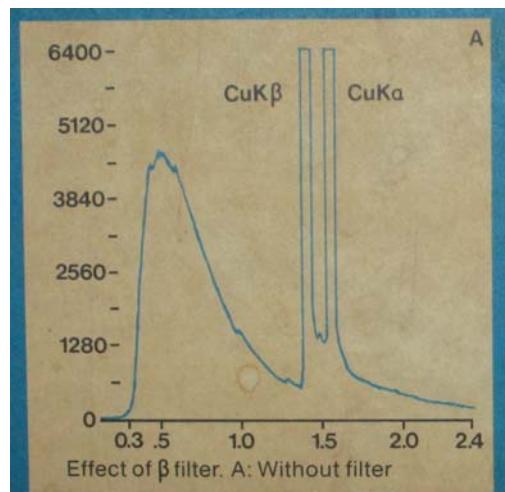
Pri određenim višim vrednostima napona U_{k-a} za anodu napravljenu od metala, u kontinualnom spektru se dodatno javljaju karakteristični pikovi (slika 5). Drugim rečima, u ovom slučaju složeni spektar² možemo razložiti na:

- 1.Kontinualni spektar (Sl. 4)
- 2.Diskretan (linijski) spektar (Sl. 6)

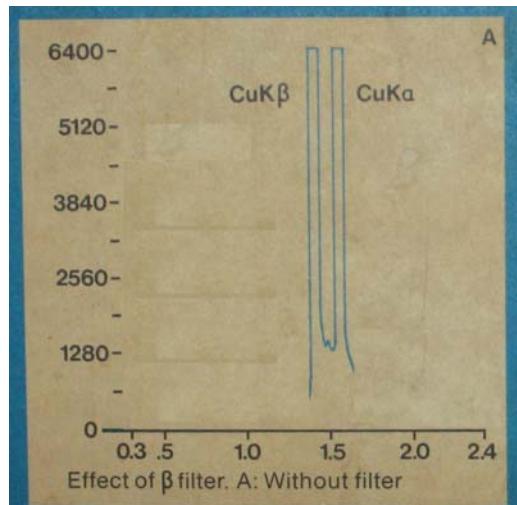
Kako je utvrđeno, za razliku od kontinualnog spektra, diskretan spektar x-zraka zavisi od materijala od koga je načinjena anoda.

² literatura (ista se može koristiti i za Moslijev zakon):

- Ivan Janić, Osnovi atomske fizike I deo (skripta), Novi Sad, 1992.
- Ivan Supek, Moderna fizika i struktura materije, Naučno – izdavačko preduzeće, Tehnička knjiga, Beograd, 1965.
- Ivan Janić, Eksperimentalne vežbe iz atomske fizike, Novi Sad, 1990.



Slika 5. – Prikaz diskretnog spektra superponiranog na kontinualni

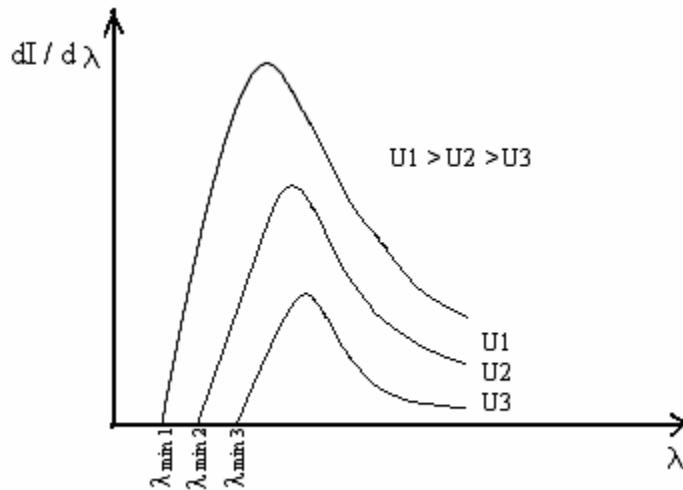


Slika 6. – Prikaz diskretnog spektra

2.1. Kontinualan spektar

Elektroni sa katode koji su ubrzani u električnom polju katodne cevi, kako je napred rečeno, sudaraju se sa anodom. U interakciji sa atomima kristalne rešetke, oni im prenose deo svoje kinetičke energije, a to znači da se temperatura mete povećava. Najveći deo energije elektrona se upravo na ovaj način prenosi na metu, zbog čega se ona intenzivno zagreva. Da se anoda ne bi istopila, ona se mora, kako je navedeno, hladiti.

Jedan manji deo elektrona dospeva do jezgara atoma kristalne rešetke anode. Pri naglom kočenju u interakciji sa jezgrima, elektroni kao nanelektrisane čestice emituju elektromagnetno zračenje – x-zrake. Ovo zračenje nazivamo zakočnim, ili kontinualnim zračenjem. Spektar x-zračenja je dat na slici 7. Oblik spektra ovog zračenja je posledica različitih procesa interakcije elektrona sa kristalnom strukturu mete, kao i verovatnoće da dođe do ovih interakcija.



Slika 7. – Prikaz kontinualnog spektra u zavisnosti od napona

Pri određenom naponu intenzitet zračenja se naglo penje do maksimalne vrednosti, a kasnije lagano opada da bi se pri većim talasnim dužinama asimptotski približio apsisi. Takođe se vidi da talasna dužina x–zraka ne može biti proizvoljno mala nego da ima svoju minimalnu vrednost (λ_{\min}) – koja predstavlja kratkotalasnu granicu zakočnog zračenja (prag). Klasična teorija nije u stanju da objasni pojavu praga, odnosno primenom klasične teorije ne samo da se ne dobija tako oštra granica ispod koje nema zračenja, već se ne dobija granica u opšte. Prag dobija objašnjenje tek uvođenjem kvantne teorije. Naime, elektroni sa katode, ubrzavajući se u električnom polju, dobijaju kinetičku energiju

$$E_k = e \cdot U_{k-a} \quad 2.1.-1$$

gde je e – nanelektrisanje elektrona i iznosi: $e = 1.6 \cdot 10^{-19} C$, a U_{k-a} je napon između katode i anode)

Najveću energiju će izračiti onaj elektron koji svoju energiju promeni od U_{k-a} do nule, tj. onaj koji se zaustavi:

$$\begin{aligned} E_{k \max} &= \Delta E = e \cdot U_{k-a} \\ E_{k \max} &= e \cdot U_{k-a} \end{aligned} \quad 2.1.-2$$

Pošto se energija zrači u vidu kvanta, to će ovom kvantu energije po Plankovoj formuli odgovarati talasna dužina:

$$E_{k \max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}}$$

iz čega sledi:

$$\begin{aligned} \lambda_{\min} &= \frac{hc}{E_{k \max}} \\ \lambda_{\min} &= \frac{hc}{e \cdot U_{k-a}} \\ \lambda_{\min} &= \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{U_{k-a}} \end{aligned} \quad 2.1.-3$$

Kako su h , c , e konstantne veličine i imaju uvek istu vrednost k

$$\left\{ \begin{array}{l} h = 6.62 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \\ c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \\ k = \frac{hc}{e} \Rightarrow h = \frac{k \cdot e}{c} \end{array} \right\}$$

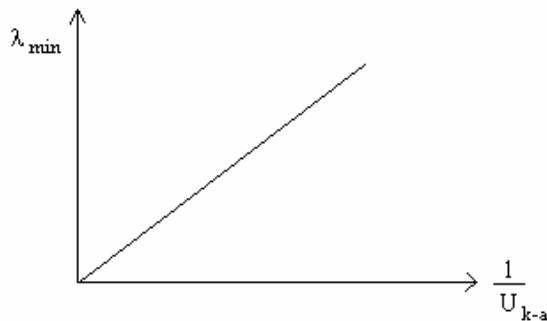
za kratkotalasnu dužinu dobijamo vrednost

$$\lambda_{\min} = k \cdot \frac{1}{U_{k-a}} = \frac{1239.6}{U} (\text{nm}) \quad 2.1.-4$$

Empirijska veza između maksimane i minimalne vrednosti talasne dužine je

$$\lambda_{\max} = \frac{3}{2} \lambda_{\min} + 0.005 (\text{nm}).$$

Merenjem granice zakočnog zračenja ustanovljeno je da njena vrednost linearno zavisi od recipročne vrednosti napona U_{k-a} (slika 8). Iz formule 2.1. – 4 vidi se da je Plankova konstanta h sadržana u koeficijantu prave iz kojeg se, inače, dobija najtačnija vrednosti Plankove konstante ($h = 6.62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$).



Slika 8. – Grafički prikaz zavisnosti λ_{\min} od recipročne vrednosti napona U_{k-a}

2.2. Diskretan spektar

Kako je rečeno, kada napon na rendgenskoj cevi dostigne određenu vrednost, koja je karakteristična za materijal date anode, pored kontinualnog spektra javljaju se i diskrette linije (slika 6).

Diskretan spektar se još naziva i karakterističnim rendgenskim spektrom. Za razliku od zakočnog zračenja, kod koga raspodela energije po talasnim dužinama ne zavisi od materijala anode, kod diskretnog zračenja dolazi do uslovljavanja talasne dužine diskretnih linija (pikova) od vrste materijala anode, što se može objasniti na osnovu Borovog modela atoma.

Po trećem Borovom postulatu jedan atom može da emituje energiju samo ako se taj atom pobudi uz prethodnu apsorpciju kvanta energije. Odnosno, ako atom primi energiju njegovi elektroni će preći sa nekog nižeg na viši energetski nivo, a kada elektroni sa višeg

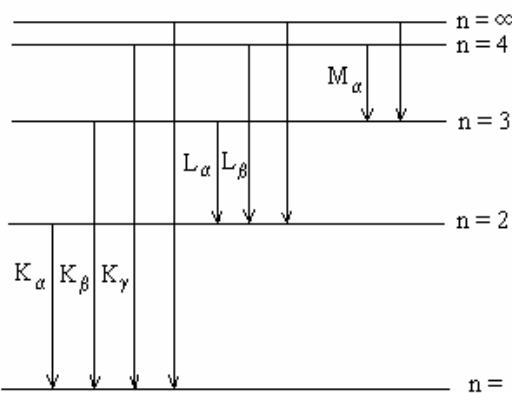
spontano prelaze na niži energetski nivo, onda će atom emitovati energiju jednog kvanta. Ako niže energetsko stanje označimo sa E_m , a ostala viša stanja sa E_n ($n > m$) onda će kvant energije emitovanog zračenja biti:

$$h\nu = E_n - E_m \quad 2.2.-1$$

Uobičajeno je da se ovi energetski nivoi označavaju slovima. Tako se energetski nivo okarakterisan indeksom $n = 1$ zove K nivo, sa $n = 2$ L nivo, itd. Vidi tablicu.

n	1	2	3	4...
Spektroskopska oznaka	K	L	M	N...

Kod bombardovanja anode elektronima koje je emitovala katoda, zbog visokog napona (reda veličine nekoliko desetina kV) elektroni će imati dovoljno energije da izbiju jedan od elektrona iz elektronskog omotača atoma anode. Upraznjeno mesto popunjava elektron sa nekog višeg energetskog nivoa, pri čemu se emituje kvant karakterističnog x-zračenja. Ako je izbijeni elektron sa K-nivoa, nastaje K-serija karakterističnog x-zračenja (slika 9).



Slika 9. – Prikaz serija rendgenskog zračenja

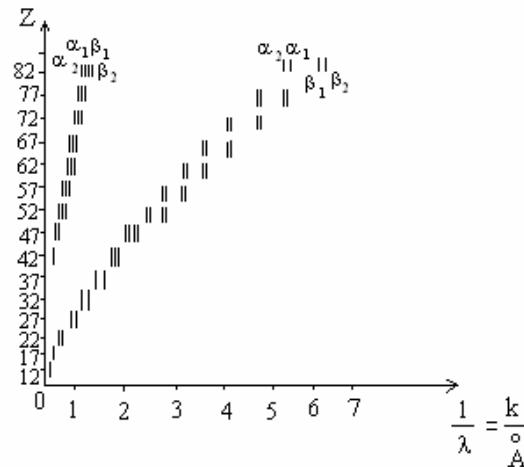
Posmatra li se nastajanje K-serije rendgenskog karakterističnog spektra vidi se da K_α linija K-serije nastaje prelaskom iz nivoa E_2 u E_1 , K_β linija prelaskom iz E_3 u E_1 , K_γ linija prelaskom iz E_4 u E_1 itd. Isto važi i za ostale serije (npr. L serije). Razvitkom tehnike rendgenske spektroskopije konstantovano je da se pojedine linije cepaju u više linija. Tako, npr. K_α linija je dvostuka, tj. postoji dve bliske linije $K_{\alpha 1}$ i $K_{\alpha 2}$. Ovo cepanje linija potiče od toga što se energetski nivoi cepaju, što imaju sličnu strukturu, i postoje podnivoi.

Moslijev zakon

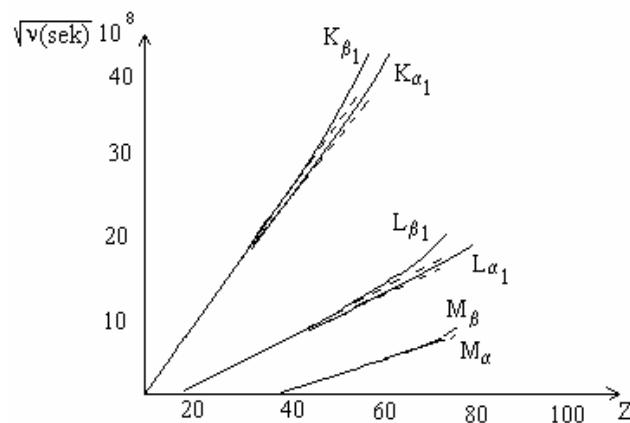
Eksperimentalno se pokazalo da talasne dužine linija karakterističnog spektra rastu kad atomski broj materijala anode opada. To je prvi konstatovao 1913. godine H. Moseley, koji je ispitivao linije K i L serije karakterističnog zračenja za čitav niz elemenata.

Slika 10 prikazuje odnos talasnog broja K_α , K_β i L_α linija prema atomskom broju elemenata od kojeg je napravljena anoda. Predstavljujući kvadratni koren talasnog broja

određene linije u zavisnosti od atomskog broja elemenata, on je dobio linearnu zavisnost (slika 11).



Slika 10. – Prikaz odnosa atomskog i talasnog broja



Slika 11. – Prikaz Moslijevog dijagrama

U opštem slučaju, ovu linearnu zavisnost možemo prikazati u obliku

$$\sqrt{v(s)} = aZ + b,$$

gde je Z atomski broj elemenata, a a i b su konstante koje karakterišu liniju. Za K_α liniju nađeno je da je $b \approx 1$, a za L liniju $b = 7.4$ itd. dok je vrednost a brojno jednak Ridbergovoj konstanti za atom vodonika R_H . Tako, za talasni broj K_α linije se dobija

- a) $\frac{1}{\lambda} = R(Z - 1)^2 \cdot \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$, dok talasni broj L_α linije ima vrednost:
- b) $\frac{1}{\lambda} = R(Z - 7,4)^2 \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right)$

U opštem slučaju, empirijski Moslijev zakon se može napisati u obliku

$$k = R(Z - b)^2 \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad 2.2.-2$$

Priprema i obrada nastavne jedinice "x-zračenje" u srednjim školama

gde je k talasni broj, dok su m i n celi brojevi, $m > n$. Broj n karakteriše seriju. Konstanta b se naziva konstantom zaklanjanja. Mada je ovaj zakon aproksimativan, rezultati njegove primene u ispitivanju talasnih brojeva K, L i M ... serija u funkciji atomskih brojeva elemenata, bili su nova potvrda valjanosti Borove teorije. Osim toga, na osnovu ovog zakona i merenja talasnih brojeva, npr. K_{α} linija raznih elemenata, može se odrediti nanelektrisanje jezgra Z atoma. Time se ujedno može proveriti sistem elemenata. Utvrđeno je da je atomski broj Co_{27} manji od atomsog broja Ni_{28} , mada mu je atomska težina veća. Tako je ukazano na neke propuste u periodnom sistemu elemenata, što je značajna uloga ovog zakona.

3. Osobine x–zraka

Pod osobinama x–zraka podrazumevamo:

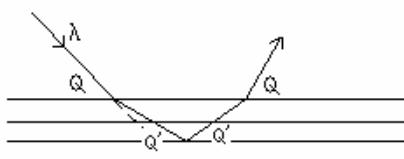
1. refleksiju i refrakciju x–zraka
2. prolaženje x–zraka kroz materiju³
 - a) apsorpcija x–zraka
 - b) rasejanje x–zraka
3. difrakciju

Onovni efekti koje x–zraci mogu izazvati u interakciji sa materijom su:

1. fotohemijski (kada zrak padne na materiju izaziva u njoj hemijsku reakciju; prefiks *foto* upućuje na to da se radi o procesima koji nastaju u interakciji fotona i materije)
2. fosforescencija i fluorescencija (Luminoscencija je termin koji označava emisiju svetlosti ne na osnovu energije termičkog kretanja, nego pretvaranje energije nekog drugog porekla u svetlosnu. Na osnovu dužine poluživota stanja, luminoscenciju delimo na fosforescenciju i fluorescenciju. Kod fluorescencije dužina trajanja po prestanku rada izvora je reda veličine $10^{-8}s$ dok je kod fosforescencije to iznosi od $10^{-4}s$ do nekoliko minuta.) (vidi 3.2a)
3. ionizacioni (izbijanje elektrona iz atoma anode, pri čemu se anoda ionizuje i pri tome postaje pozitivno nanelektrisana)

3.1. Refleksija i refrakcija x–zraka

Merenjem skretanja x–zraka pri prolasku iz jedne u drugu sredinu se pokazalo da je efekat refleksije ovih zraka veoma mali (sl. 12).



Slika 12. – Prikaz refleksije x–zraka

Taj rezultat se slaže sa zaključcima klasične teorije za disperziju, koja predviđa da će se indeks prelamanja vrlo malo razlikovati od jedinice. Prema klasičnoj teoriji disperzije, prelamanje svetlosti se tumači da je rezultat interakcije svetlosti i atomskih oscilatora koji pobuđeni na oscilovanje emituju karakterističnu radijaciju. Ako postoji N_i oscilatora frekvencije ν_i u jediničnom volumenu sredine, prema klasičnoj teoriji odnos između indeksa prelamanja (n) i frekvencije upadne svetlosti ν je dat izrazom:

³ literatura:

- Ivan Janić, Osnovi atomske fizike I deo (skripta), Novi Sad, 1992.
- Ivan Janić, Eksperimentalne vežbe iz atomske fizike, Novi Sad, 1990.

$$n^2 - 1 = \frac{e^2}{2\pi m_e} \cdot \frac{\Sigma N_i}{(v_i^2 - v^2) \epsilon_o} \quad 3.1. - 1$$

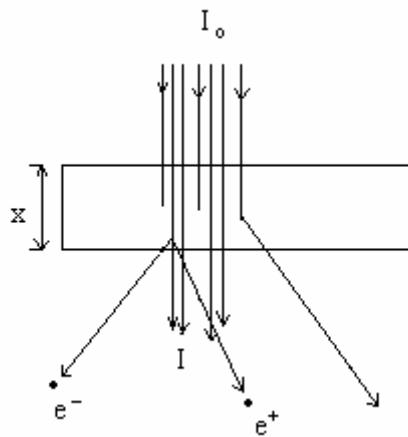
Ovaj obrazac dosta dobro opisuje indeks prelamanja mnogih supstanci ako se frekvencija v nalazi blizu frekvencije ultraljubičaste svetlosti. Za x-zrake frekvencija v je veoma velika – mnogo veća od v_i – pa se v_i u obrascu 3.1. – 1 može zanemariti, te se dobija

$$n^2 - 1 = -\frac{e^2 N}{2\pi m_e v^2 \epsilon_o} \quad \left(\sum_i N_i = N \right) \quad 3.1. - 2$$

Obrazac pokazuje da je vrednost $(n^2 - 1)$ x-zraka mala i to negativna veličina, tj. n je manji od jedinice. To znači da će prilikom prolaska x-zraka iz optički ređe u optički gušću sredinu ugao skretanja biti veći od upadnog ugla i da će postojati granični upadni ugao od kojeg dalje dolazi do totalne refleksije. Efekat refleksije x-zraka nije velik i mora se uzeti u obzir samo pri finijim merenjima, a u rutinskom radu može da se zanemari.

3.2. Prolaženje x-zraka kroz materiju

X-zraci u odnosu na optičku svetlost pokazuju specifično ponašanje prilikom prolaska kroz materiju. Na primer, list aluminijuma je neprozračan za svetlost, a prozračan je za x-zrake. Ili, olovno staklo je prozirno za vidljivu svetlost, a neprozirno za x-zrake. U opštem slučaju, što su atomi supstancije lakši, zastor od te supstancije je prozračniji za x-zrake. Intenzitet snopa x-zraka pri prolasku kroz neku sredinu slabí jer jedan deo biva raspršen, a drugi apsorbovan ili može doći do stvaranja parova elektron-positron. Taj efekat je posledica interakcije zračenja sa sredinom kroz koju prolazi (slika 13).

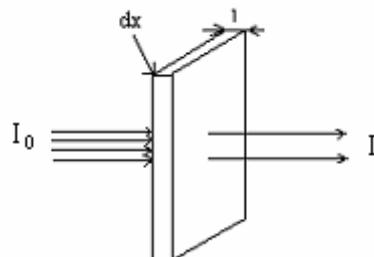


Slika 13. – Prikaz interakcije x-zraka sa materijom

Apsorpcija x-zraka nastaje uglavnom zbog jonizacije, odnosno zbog fotoefekta kojim se izbacuju elektroni iz atoma. Raspršavanjem zraci menjaju smer, a talasna dužina

može da ostane nepromenjena, kao što je to slučaj nekoherentnog rasejanja (čiji je proces kompleksan).

Ako monohromatski snop x–zraka intenziteta I prolazi kroz sloj supstancije debljine dx , oslabiće za dI (Slika 14).



Slika 14. – Prikaz snopa x-zraka prilikom prolaska kroz materiju

Taj gubitak svakako je proporcionalan intenzitetu zračenja i debljine sloja kroz koji je ono prošlo :

$$dI = -\mu \cdot I \cdot dx$$

U integralnom obliku ova jednačina se može napisati kao:

$$I = I_0 e^{-\mu l} \quad 3.2.-1$$

gde su I_0 intenzitet snopa za $l = 0$, a I intenzitet snopa kad je prošao kroz sloj supstancije debljine l . Dimenzije koeficijenta μ moraju biti cm^{-1} i on se naziva linearnim koeficijentom slabljenja. Koeficijent slabljenja μ u sebi sadrži dva koeficijenta, odnosno

$$\mu = \tau + \delta$$

gde je τ koeficijent apsorpcije, a δ koeficijent raspršavanja. Oba koeficijenta, a prema tome i njihova suma, su proporcionalni masi supstancije kroz koju zračenje prolazi. Zato je pogodno uvesti tzv. masene koeficijente, tj. veličine μ/ρ , τ/ρ i δ/ρ , gde je ρ gustina supstancije. Prema tome:

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho) \cdot l\rho} \quad 3.2.-2$$

a (ρl) je količina supstancije na osnovici od 1 cm^2 visine l . Suma μ/ρ ima dimenzije $(\text{g}^{-1} \text{cm}^2)$ i zove se maseni koeficijent slabljenja.

U izračunavanjima korisno je raditi sa tzv. atomskim koeficijentima: μ_a , τ_a , δ_a , koji se dobijaju iz masenih koeficijenata tako što se ovi pomnože sa masom atoma (A/N je masa atoma, gde je A tomska težina, a N je Avogadrov broj), tj.

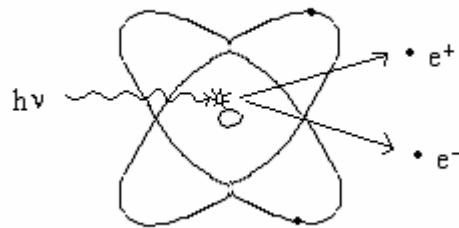
$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{A}{N}; \quad \tau_a = \frac{\tau}{\rho} \cdot \frac{A}{N}; \quad \delta_a = \frac{\delta}{\rho} \cdot \frac{A}{N} \quad 3.2.-3$$

Na taj način μ_a karakteriše slabljenje snopa x–zraka u sloju koji ima samo jedan atom na cm^2 . To su, u stvari, atomski efikasni preseci za slabljenje snopa x–zraka. Važna osobina koeficijenata μ_a , τ_a , δ_a je u tome što oni zavise od svojstva atoma. Molekulsko slabljenje biće zbir slabljenja koja proizvedu atomi od kojih je molekul sastavljen. Prema tome možemo da odredimo koeficijenat slabljenja za supstanciju čiji hemijski sastav poznajemo, ako poznajemo odgovarajuće atomske koeficijente.

Obrazovanje para elektron–pozitron javlja se u slučaju snažne interakcije veoma tvrdih x–zraka (fotona velike energije), kada energija fotona prelazi vrednost energije koja je ekvivalentna energiji dvostuke mase elektrona u miru:

$$2m_e c^2 = 1.022 \cdot 10^6 eV = 1.022 MeV.$$

Na slici 15 šematski je prikazan jedan takav proces nastajanja elektrona i pozitrona pri snažnoj interakciji fotona sa veoma jakim električnim poljem u blizini atomskog jezgra. Ukupna kinetička energija obrazovanih čestica, koje nastaju od fotona energije $h\nu$, jednaka je $E_k = h\nu - 2m_e c^2$ i koja se može rasporediti između čestica na različite načine. Najverovatniji slučaj je da čestice dobijaju istu energiju. Pri ovom procesu zadovoljen je je zakon održanja impulsa i naelekrisanja.



Slika 15. – Prikaz stvaranja para čestica – elektron – pozitron

3.2.a Apsorpcija x–zraka

Eksperimentalno je utvrđen odnos između atomskog koeficijenta apsorpcije i karakteristika zračenja koje se apsorbuje u datom materijalu:

$$\delta_a = aZ^4 \lambda^3 + b \quad 3.2.a - 1$$

gde su: a i b neke konstante, Z redni broj elemenata, a λ talasna dužina x-zraka. Ako uzmemo u obzir izraz 3.2. – 3, za maseni koeficijent apsorpcije se dobija:

$$\frac{\delta}{\rho} = \frac{\delta_o N}{A} = \frac{aN Z^4 \lambda^3}{A} = c Z^4 \lambda^3 / A \quad 3.2.a - 2$$

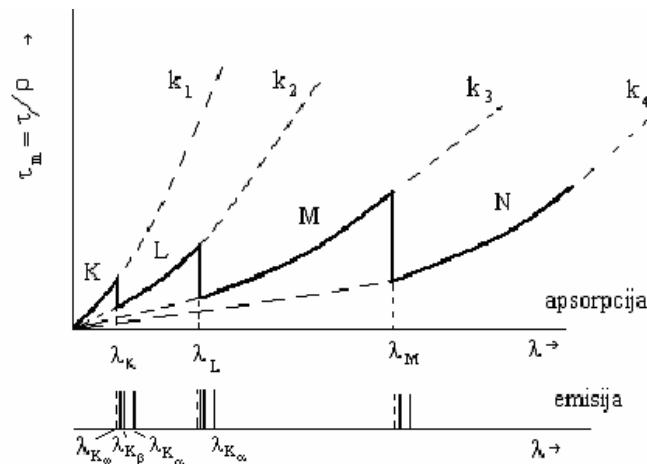
$$c = aN$$

(konstanta b se može zanemariti ako se radi sa elementima većeg atomskog broja Z). Iz relacije 3.3. – 2 vidimo da je $\frac{\delta}{\rho} \sim Z^4$, tj. sa porastom atomskog broja veličina $\frac{\delta}{\rho}$ veoma brzo raste. Kako atomski broj predstavlja broj elektrona vidimo da $\frac{\delta}{\rho}$ zavisi od broja elektrona date supstance. Ako posmatramo apsorpciju x-zraka u nekoj od primena x-zraka, vidimo da zastori koji treba da štite od x-zračenja treba da budu od materijala velikog Z . Jednačinom 3.2.a – 2 može se objasniti dobijanje slike čovečijeg kostura na fotografskoj ploči prilikom rendgenskog snimanja. Heminski sastav kostiju uglavnom je dat formulom $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$, a tkiva ljudskog organizma se uglavnom sastoje od H_2O . S obzirom na to da su atomski brojevi Ca, P, O i H jednaki 20, 15, 8 i 1, redom, odnosi atomskih koeficijenata apsorpcije kostiju prema tkivu biće

$$\tau_a(\text{kost}) / \tau_a(\text{tkivo}) = (3 \cdot 20^4 + 2 \cdot 15^4 + 8 \cdot 8^4) / (2 + 8^4) \quad 3.2.a - 3$$

Ako bismo izračunali odnose masenih koeficijenata apsorpcije, dobili bismo da je maseni koeficijenat apsorpcije kostiju 63 puta veća od masenog koeficijenta apsorpcije tkiva, što objašnjava zašto se na rendgenskom snimku tako oštro izdvajaju senke kostiju.

Promena koeficijenata apsorpcije u funkciji talasne dužine zračenja pri prolasku kroz supstanciju određenog rednog broja Z pri smanjivanju talasne dužine sledi zakon 3.2.a – 2. Međutim, za određene talasne dužine, odnosno linije serija K, L, M... karakteristične za datu supstanciju, naglo se menja i postaje nekoliko puta veći (slika 16).

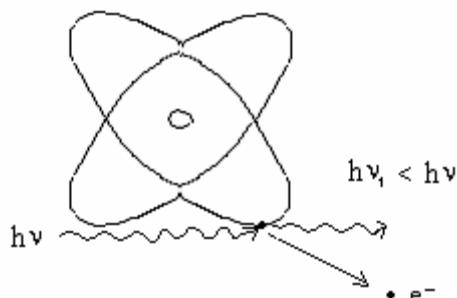


Slika 16 – Prikaz skokova koji se javljaju kod apsorpcije

Posle naglog skoka koeficijent apsorpcije se pri dalnjem smanjenju talasne dužine opet pokorava zakonu 3.2.a – 2. Skok u apsorpciji se javlja za fotone x-zraka čija energija odgovara energiji ionizacije za elektrone određene ljudske (K, L, M, N ...), što im omogućava da se u potpunosti apsorbuju i izbace elektrone iz atoma, čime se naglo povećava apsorpcija. Prazna mesta izbačenih elektrona popunjavaju elektroni iz viših ljudskih uz emisiju novih fotona x-zraka (fluoroscentna emisija x-zraka). S obzirom da svaka serija ima skup linija (K serija ima K_α , K_β , K_γ ... linije, L serija L_α , L_β , L_γ ... linije, itd.) kako apsorpcioni, tako i emisioni spektar ima finu strukturu. Ta „fina struktura“ prostire se u području energije (donja granica odgovara liniji, ako je u pitanju npr. K serija, K_∞ , a gornja granica liniji K_α , itd) od samo nekoliko elektrovolti i obično se zanemaruje.

3.2.b Raspršavanje (rasejanje) x–zraka

Proces rasejanja x-zraka sastoji se u tome što oni interaguju sa atomima supstance kroz koju prolaze i skreću sa svog prvobitnog pravca (slika 17).



Slika 17. – Prikaz rasejanja x-zraka

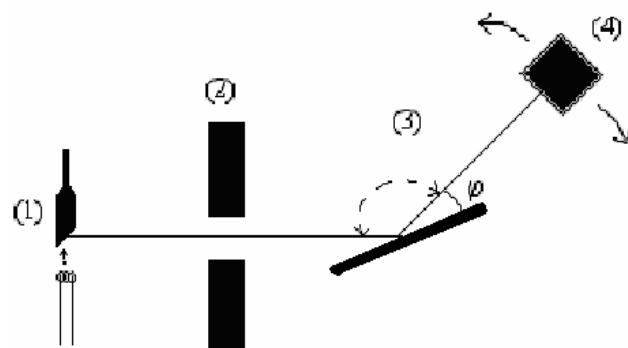
Rasejanje x-zraka se može dobiti na dva načina, i to kao koherentno rasejanje, kada zračenje ne menja svoju talasnu dužinu, i nekoherentno rasejanje, kad zračenje raspršavanjem menja talasnu dužinu (ona postaje veća).

Karakteristika **koherentnog rasejanja** je da se odvija pri malim energijama, tj. velikim talasnim dužinama x-fotona i da dolazi samo do promene faze odgovarajućih talasa, ali ne i talasne dužine. Ovaj proces nastaje kada je energija fotona manja od energije ionizacije. Razlikuju se dve vrste rasejanja ovog tipa. To su:

1. Tomsonovo rasejanje
2. Rajljevo rasejanje

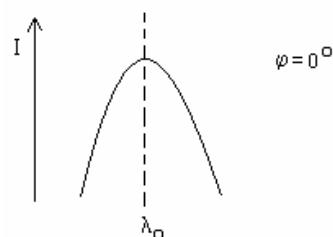
Tomsonovo rasejanje nastaje pri interakciji x-fotona sa pojedinim nanelektrisanim česticama (npr. sa električnim poljem jezgra), a Rajljevo rasejanje pri interakciji x-fotona sa vezanim elektronima atoma. Zbog srazmerno malog broja slobodnih nanelektrisanih čestica u supstanciji u odnosu na broj vezanih elektrona, Rajljevo rasejanje se može smatrati važnijim. Međutim, kako između fotona posle rasejanja dolazi do interakcije, ovo rasejanje ne menja bitno intenzitet snopa. Dakle, koherentnim rasejavanjem ne dolazi do bitnije apsorpcije rendgenskog zračenja. Primene ovih rasejanja se vezuju za strukturu čvrstih supstancija (kristalne rešetke).

Nekoherentno rasejanje je eksperimentalno proučavao i teoretski objasnio 1923. godine Kompton. Koristio je rendgenske zrake K_λ -linije karakterističnog spektra molibdena ($Z(Mo) = 42$), talasne dužine $\lambda = 72$ pm čemu odgovara kvant energije $E = 17$ MeV. Rasejanje je posmatrao na ugljeniku ($Z = 6$) i koristio aparaturu kao na slici 18. Izvor (1) daje x-zračenje. Posle filtriranja, dobijeno monohromatsko zračenje se usmerava pomoću kolimatora (2) u uzani paralelni snop i pušta da pada na uzorak od kristalnog ugljenika (grafit) (3). Na grafitu dolazi do rasejanja. Detektor (4), pomerajući ga levo i desno od određenog pravca φ , može da detektuje rasejano zračenje iz čega se može odrediti njegov intenzitet i talasna dužina.

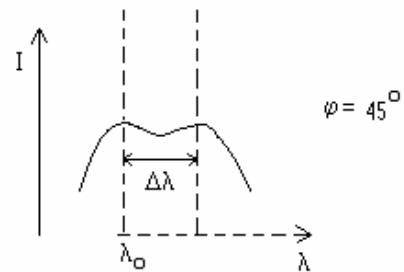


Slika 18. – Rasejanje x-zraka na ugljeniku

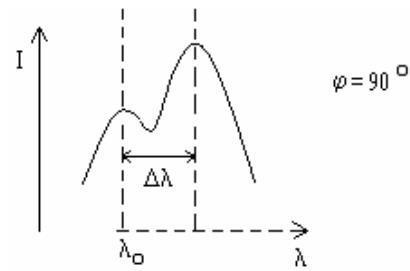
Eksperimentalne rezultate za određene uglove φ možemo da vidimo na slikama (19), (20), (21),(22).



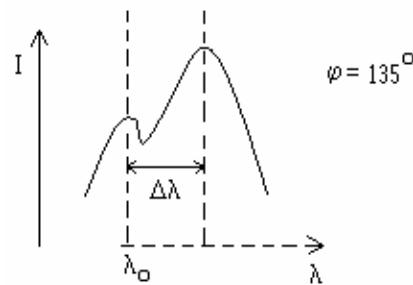
Slika 19. - Ugao detekcije ugao $\varphi = 0^\circ$



Slika 20. - Ugao detekcije ugao $\varphi = 45^\circ$



Slika 21. - Ugao detekcije ugao $\varphi = 90^\circ$

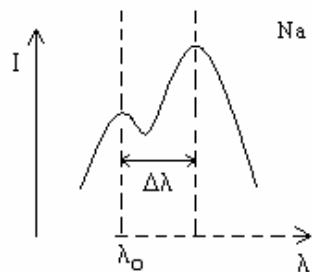


Slika 22. - Ugao detekcije ugao $\varphi = 135^\circ$

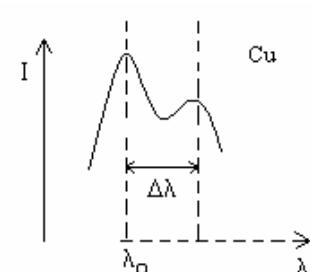
Ovi eksperimenti pokazuju da se pri uglovima $\varphi \neq 0^\circ$ pored koheretnog javlja i nekoherentno rasejanje, što se uočava na osnovu promene talasne dužine za $\Delta\lambda$ u odnosu na talasnu dužinu upadnog zračenja λ_0 . Drugo, pri porastu ugla rasejanja φ raste talasna dužina nekoherentnog rasejanog zračenja, kao i njegov intenzitet.

U drugoj grupi eksperimenata je posmatrano rasejanje rendgenskog zračenja iste talasne dužine, pri istim uglom rasejanja ali su korišćeni različiti elementi na kojima se rasejanje odvija; Na ($Z = 11$), Cu ($Z = 29$). Zaključci koje možemo izvesti na osnovu ovog eksperimenta su sledeći:

1. intenzitet nekoherentnog zračenja je veći za elemente sa manjim rednim brojem i
2. pri istom uglu rasejanja promene talasne dužine nekoherentnog rasejanog zračenja za dva različita elementa je ista.



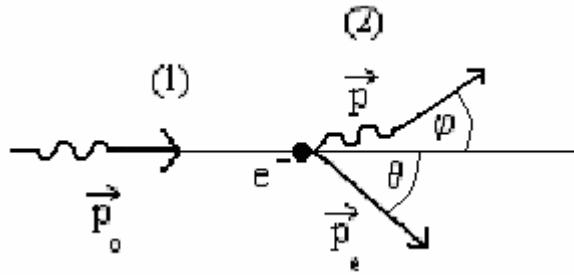
Slika 23.



Slika 24.

Na osnovu treće grupe eksperimenata je utvrđeno da promena dužine nekoherentnog rasejanog zračenja ne zavisi od talasne dužine upadnog zračenja. Klasična teorija ovu pojavu nikako nije mogla protumačiti. Kompton je ovaj efekat (koji je kasnije nazvan po njemu) objasnio korpuskularnom prirodom elektromagnetskih talasa (pa samim tim i x-zraka). Na osnovu zakona održanja impulsa i zakona održanja energije, foton prilikom sudara sa elektronom predaje mu deo svoje energije usled čega elektron dobija izvesnu kinetičku energiju, a foton smanjuje svoju energiju, odnosno poveća talasnu dužinu. Komptonov efekat se odvija na spoljašnjim elektronima elektronskog omotača jezgra.

Kako je rečeno, u ovom procesu važe zakoni održanja. Razmotrimo situaciju pre i posle sudara elektrona i fotona:



Slika 25. – sudar fotona i elektrona

- pre sudara (stanje (1)) gde foton poseduje impuls $p_o = h\nu_o / c$ a elektron miruje,
- posle sudara (stanje (2)) kada je foton promenio impuls, $p = h\nu/c$ i rasejava se pod uglom φ , a elektron dobivši impuls $p_e = mv$ skrenulo pod uglom θ . Kako su energija upadnog fotona i energija mirovanja elektrona $E_{fo} = 17 \text{ MeV}$, $E_o = 0.511 \text{ MeV}$, redom, ukupna energija u stanju (1) je:

$$E_{uk1} = E_{fo} + E_o \quad 3.2.b - 1$$

s tim da je $E_{fo} = h\nu_o$ energija fotona, a $E_o = mc^2$ energija mirovanja elektrona. Ukupna energija u stanju (2), pak, iznosi:

$$E_{uk2} = E_f + E \quad 3.2.b - 2$$

gde je E energija mirovanja elektrona uvećana za kinetičku energiju, tj. $E = E_o + E_k$.

Na osnovu zakona održanja energije, ukupne energije moraju biti iste:

$$E_{fo} + E_o = E_f + E, \text{ tj. } E_k = E - E_o = E_{fo} - E_f \quad 3.2.b - 3$$

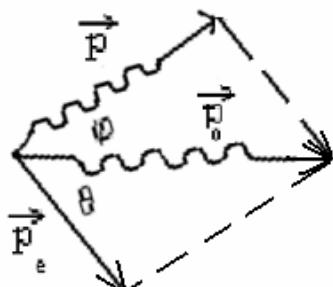
Pošto na sistem koji čine elektron i foton ne deluje strana sila važi zakon održanja impusa. Impuls sistema u stanju (1) je:

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_o$$

dok je u stanju (2) $\vec{p}_2 = \vec{p} + \vec{p}_e$, pa je na osnovu zakona održanja impusa

$$\vec{p}_o = \vec{p} + \vec{p}_e. \quad 3.2.b - 4$$

Sabirajući vektorske impulse na slici 25. i primenom kosinusne teoreme vektorska jednačina 3.2.b - 4 dobija skalarni oblik:



Slika 26.

$$p^2 e = p^2 o + p^2 - 2 p_o p \cos \varphi \quad 3.2.b - 5$$

Pošto je veza između kinetičke energije E_k i impulsa p_e :

$$(p_e c)^2 = E_k^2 + 2E_k E_o \quad 3.2.b - 6$$

množeći sa (3.2.b - 5) sa c^2 dobijamo:

$$(p_e c)^2 = (p_o c)^2 + (pc)^2 - 2p_o c p c \cdot \cos \varphi \quad 3.2.b - 7$$

$$E_k^2 + 2E_k E_o = E_{fo}^2 + E_f^2 - 2E_{fo} E_f \cdot \cos \varphi \quad 3.2.b - 8$$

gde se za fotone iz (3.2.b - 6) dobija da je $pc = E_f$ jer je $E_o = 0$. Ako (3.2.b - 3) uvrstimo u (3.2.b - 8) dobićemo vezu između upadne i rasejane energije fotona:

$$\begin{aligned} (E_{fo} - E_f)^2 + 2E_o(E_{fo} - E_f) &= E_{fo}^2 + E_f^2 - 2E_{fo} E_f \cdot \cos \varphi \\ E_f &= \frac{E_{fo}}{1 + \frac{E_{fo}(1 - \cos \varphi)}{E_o}} \end{aligned} \quad 3.2.b - 9$$

Zamenom Plankove formule $E = h\nu$ u (3.2.b - 9) dobićemo zavisnost frekvencije rasejanog x - zračenja ν od upadne frekvencije ν_o kao i ugla rasejanja φ :

$$\nu = \frac{\nu_o}{1 + \frac{h\nu_o(1 - \cos \varphi)}{m_o c^2}} \quad 3.2.b - 10$$

Vezu između talasnih dužina dobijamo zamenom $\nu = \frac{c}{\lambda}$ u (3.2.b - 10):

$$\begin{aligned} \frac{c}{\lambda} &= \frac{c}{\lambda_o} \cdot \left(1 + \frac{hc(1 - \cos \varphi)}{\lambda_o m_o c^2} \right) \\ \lambda &= \lambda_o + \frac{h(1 - \cos \varphi)}{m_o c} \end{aligned} \quad 3.2.b - 11$$

S obzirom da je promena talasne dužine pri rasejanju $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_o$ i $2\sin^2 \varphi / 2 = 1 - \cos \varphi$, jednačina (3.2.b - 11) dobija oblik:

$$\Delta\lambda = \frac{2h \cdot \sin^2 \varphi / 2}{m_o c^2} \quad 3.2.b - 12$$

S obzirom da je $h/m_o c^2$ konstanta, jer se rasejanje uvek dešava na elektronu i ima vrednost:

$$\lambda_c = \frac{h}{m_o c^2} = 2.43 \text{ pm}$$

(λ_c nazivamo Komptonovom talasnom dužinom) izraz 3.2.b - 12 se može prepisati u obliku:

$$\Delta\lambda = 2\lambda_c \sin^2 \varphi / 2 \quad 3.2.b - 13$$

Iz (3.2.b - 13) možemo zaključiti

1. pri uglu $\varphi = 0^\circ$ promena talasne dužine $\Delta\lambda = 0$
2. kako raste φ raste i promena talasne dužine x-zračenja
3. promena talasne dužine ne zavisi od talasne dužine upadnog zračenja.

Osim toga, pošto se rasejanje dešava na elektronima, redni broj neće imati uticaja na promene talasne dužine izračunate prema (3.2.b – 13), što se slaže sa eksperimentalno dobijenim rezultatima. Maksimalna promena talasne dužine je prema (3.2.b – 13):

$$\begin{aligned}\sin^2 \varphi / 2 &= 1 \\ \sin \varphi / 2 &= 1 \\ \varphi / 2 &= \pi / 2 \rightarrow \varphi = \pi\end{aligned} \quad 3.2.b - 14$$

Iz (3.2.b – 13) i (3.2.b – 14) se vidi da će najveću promenu talasne dužine ostvariti onaj foton koji se rasipa pod uglom $\varphi = \pi$, i ta promena iznosi:

$$\begin{aligned}\Delta \lambda_{\max} &= 2\lambda_c \\ \Delta \lambda_{\max} &= 4.48 \text{ pm}\end{aligned}$$

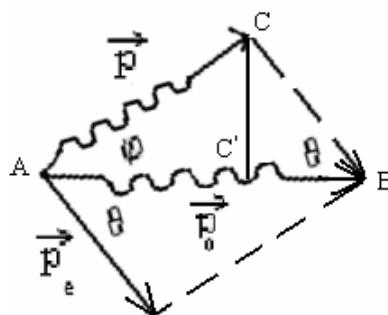
Posle ovog razmatranja postaje jasno zašto Komptonov efekat nije mogao biti uočen kod svetlosti. Naime, promena talasne dužine u odnosu na talasnu dužinu svetlosti je zanemarljiva. Pored promene talasne dužine x–zraka možemo odrediti i relativnu promenu energije fotona:

$$\begin{aligned}\delta E &= (E_{f_0} - E_f) / E_{f_0} \\ \delta E &= (\lambda - \lambda_o) / \lambda\end{aligned} \quad 3.2.b - 15$$

Primenom Plankove formule $E = hc / \lambda$ i s obzirom da je $\Delta \lambda = \lambda - \lambda_o$, dobijamo:

$$\delta E = \frac{\Delta \lambda}{\Delta \lambda + \lambda_o} \quad 3.2.b - 16$$

Ugao skretanja elektrona θ možemo odrediti na osnovu slike dopunjene slike 26 (slika 27):



Slika 27.

Označimo temena trougla određenog vektorima $\vec{p}_o, \vec{p}, \vec{p}_e$ sa ABC i povucimo iz tačke C normalu $|CC'|$ na duž $|AB|$. Tangens ugla θ sa slike 27 je:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{|CC'|}{|CB'|}. \text{ S obzirom da su:}$$

$$\sin \varphi = \frac{|CC|}{|AC|}; \quad |C \cdot B| = |AB| - |AC|$$

$$\cos \varphi = \frac{|AC|}{|AC|}; \quad |CC| = |AC| \sin \varphi; \quad |C \cdot B| = |AB| - |AC| \cos \varphi$$

za tangens ugla θ dobijamo:

$$tg \theta = \frac{|AC| \sin \varphi}{|AB| - |AC| \cos \varphi} \quad 3.2.b - 17$$

Ako duži AB i AC zamenimo sa odgovarajućim intenzitetima vektora impulsa, odnosno $|AB| = p_o$; $|AC| = p$, (3.2.b - 17) dobija oblik:

$$tg \theta = \frac{p \sin \varphi}{p_o - p \cos \varphi} \cdot \frac{1}{\frac{1}{p}} = \frac{\sin \varphi}{\frac{p_o}{p} - \cos \varphi} = \frac{\sin \varphi}{\frac{v_o}{v} - \cos \varphi}$$

Kako je impuls fotona pre i posle rasejanja $p_o = h\nu_o/c$ i $p = h\nu/c$, respektivno, te frekvencija rasejanog fotona prema (3.4. - 10) $\nu = \frac{\nu_o}{1 + \frac{h\nu_o(1 - \cos \varphi)}{m_o c^2}}$

$$tg \theta = \frac{\sin \varphi}{(1 - \cos \varphi) \cdot \left(1 + \frac{h\nu_o}{m_o c^2}\right)}$$

Uzimajući u obzir i relacije $\begin{cases} \sin^2 \varphi/2 = 1 - \cos \varphi, \\ \sin \varphi = \sin 2\varphi/2 = 2 \sin \varphi/2 \cos \varphi/2 \end{cases}$,

konačno za $tg \theta$ se dobija:

$$tg \theta = \frac{ctg \varphi/2}{1 + \frac{h\nu_o}{m_o c^2}} \quad 3.2.b - 18$$

Kinetička energija rasejanog elektrona je prema (3.2.b - 3)

$$E_k = E - E_o = E_{fo} - E_f$$

$$E_k = E_{fo} - E_f$$

$E_{fo} - E_f$ je prema (3.2.b - 15) $E_{fo} - E_f = \delta E \cdot E_{fo}$, te je kinetička energija elektrona

$$E_k = \delta E \cdot E_{fo} \quad 3.2.b - 19$$

iz čega se vidi da elektron dobija određeni procenat upadne energije fotona. Primenom (3.2.b - 16) jednačina (3.2.b - 19) dobija oblik:

$$E_k = E_o \cdot \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda - \lambda_o}, \text{ ili}$$

$$E_k = \frac{E_o}{1 + \frac{\lambda_o}{\Delta\lambda}} \quad 3.2.b - 20$$

Vidimo da kinetička energija elektrona zavisi od promene talasne dužine fotona, tj. prema (3.2.b – 13) od ugla rasejanja i upadne energije fotona i ona dostiže svoju maksimalnu vrednost

$$E_{k\max} = \frac{E_o}{1 + \frac{\lambda_o}{2\lambda_c}}$$

kada se foton raseje pod uglom od 180^0 , odnosno za $\Delta\lambda_{\max} = 2\lambda_c$.

3.3. Difrakcija x–zraka

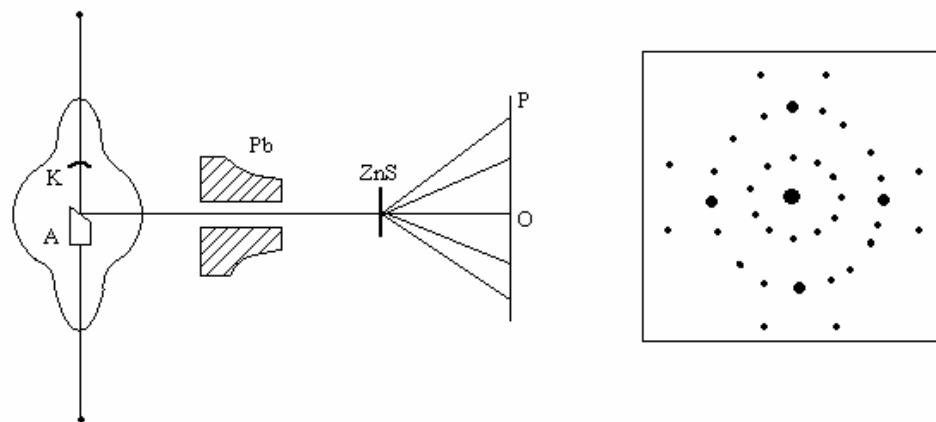
Kao što je napred rečeno, x–zraci pripadaju spektru elektromagnetskih talasa i time poseduju dualnu prirodu. 1899. godine izvedeni su prvi eksperimenti difrakcije x–zraka⁴ na uskom razrezu širine od nekoliko desetih delova nm. Ovi eksperimenti su vrlo teško izvodljivi, jer zbog male talasne dužine x–zraka prorez mora biti veoma uzak (reda veličine talasne dužine, tj. $0.01 - 0.1$ nm, što je nekoliko hiljada puta manje od talasne dužine vidljive svetlosti).

Laue je prvi, 1912. godine, došao na ideju da bi se atomi ili molekuli u kristalnoj rešetci mogli upotrebiti za difrakciju talasa sa tako malim talasnim dužinama kao što su x–zraci. Kristal se razlikuje od narezane optičke difrakcione rešetke i po tome što nisu svi difrakcioni centri u kristalu u istoj ravni – tako da kristal predstavlja prostornu rešetku, za razliku od ravne optičke rešetke.

Koristeći se Laueovom sugestijom, Fridrig i Kniping su 1912. godine izveli difrakciju x–zraka na monokristalu ZnS (slika 28). Uzan snop x–zraka prolazio je kroz tanak kristal ZnS iza koga je bila postavljena fotoploča P. Difrakciona slika koja je dobijena na fotoploči imala je centralnu mrlju O, koja potiče od neskrenutih x–zraka, i seriju difrakcionih mrlja raspoređenih oko te centralne mrlje. Očigledno je da najveći deo snopa x–zraka prošao kroz kristal bez difrakcije, a manji deo pretrpio skretanje po određenim zakonitostima, s obzirom da su difrakcione mrlje bile simetrično raspoređene oko centralne mrlje. Ovim je potvrđeno da x–zraci imaju malu talasnu dužinu i da kristali imaju uređenu strukturu.

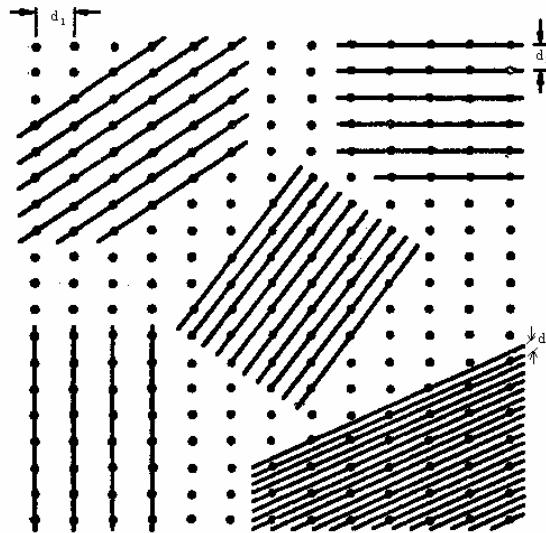
⁴ literatura:

- Atomska i nuklearna fizika (fizika III), dr inž. Dragiša M. Ivanović, inž. Vlastimir M. Vučić, Naučna knjiga, Beograd, 1987.
- Ivan Janić, Osnovi atomske fizike I deo (skripta), Novi Sad, 1992.



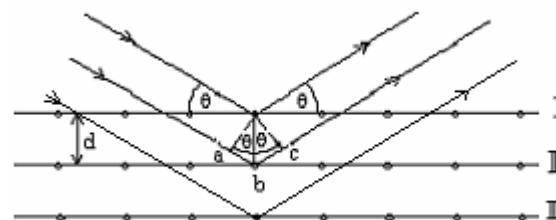
Slika 28. – Prikaz difrakcije x–zraka na monokristalu ZnS

Posle pionirskog rada von Lauea sa difrakcijom na monokristalima, došlo je do naglog razvoja ovog naučnog pravca, najviše zahvaljujući fizičarima William H. Bragg i William L. Bragg, ocu i sinu. Poseban doprinos je dao sin Lawrence sa teorijskim objašnjenjem nastajanja difrakcionih mrlja svodeći ovu pojavu na refleksiju x-zraka sa kristalnih ravni i njihovu interferenciju, čime je tri Laueova uslova difrakcije objedinio u jedan. Prema njemu u kristalu se mogu definisati različiti skupovi kristalnih ravni koje obrazuje veliki broj atoma. Na slici 29 je predstavljena dvodimenzionalna slika nizova atoma, gde sami možemo definisati veliki broj kristalnih ravni povlačenjem linija kroz neke čvorove (atome).



Slika 29. – Prikaz dvodimenzione slike nizova atoma

Posmatrajmo sada snop x-zraka koji pada pod određenim uglom θ na jedan od različitih skupova ravni sa međuravanskim rastojanjem d .



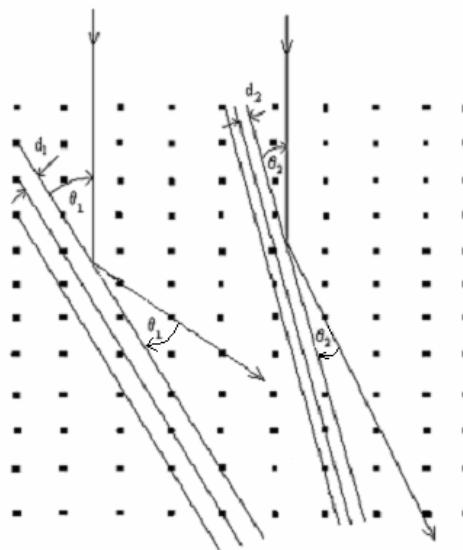
Slika 30. – Prikaz refleksije x-zraka

Prema zakonu refleksije, ovi zraci se odbijaju pod uglom koji je jednak upadnom. Zbog jednostavnosti, posmatrajmo dva zraka koji padaju na prvi i drugi sloj, odbijaju se i potom interferiraju. Sa slike 30 je očigledno da drugi zrak prelazi duži put. Ta razlika u putu iznosi $abc = 2d \sin \theta$. Da bi došlo do pozitivne interferencije, odnosno nastajanja difrakcione mrlje, ova razlika mora biti jednak celobrojnom umnošku talasne dužine $abc = n\lambda$. Kombinacijom poslednja dva izraza dobijamo uslov za difrakciju x-zraka

$$n\lambda = 2d \sin \theta$$

gde je n – ceo broj i ujedno označava red refleksije (spektra). Ovaj izraz je u čast ocu i sinu nazvan Bragovom formulom.

Kada je $n = 1$, razlika u putanji između talasa koji su reflektovani od bilo koje dve susedne atomske ravni je jedna talasna dužina. Za ovaj slučaj je $\lambda = 2d \sin \theta_1$, i nastali refleks nazivamo refleksom prvog reda. Za $n = 2$ jednačina je $2\lambda = 2d \sin \theta_2$, a to je refleksija drugog reda za istu talasnu dužinu ali pri uglu θ_2 koji je veći od θ_1 (slika 31).

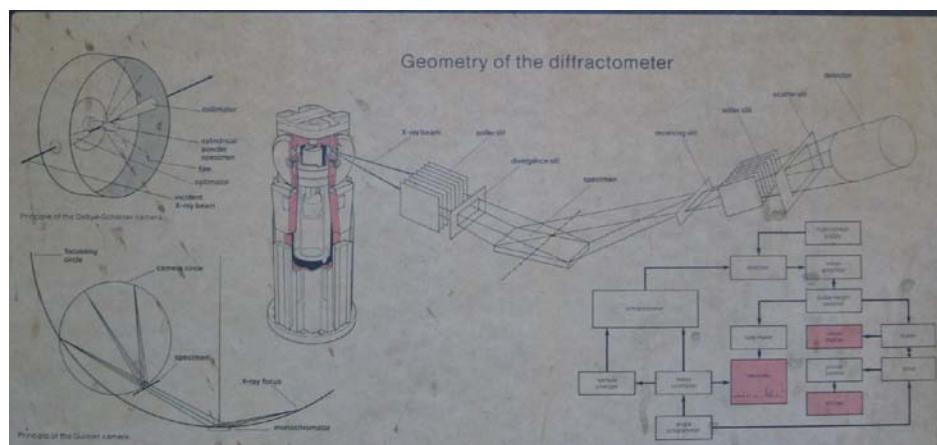


Slika 31. – Prikaz izbora ravnih

3.3.1. Difrakcija na kristalnom prahu

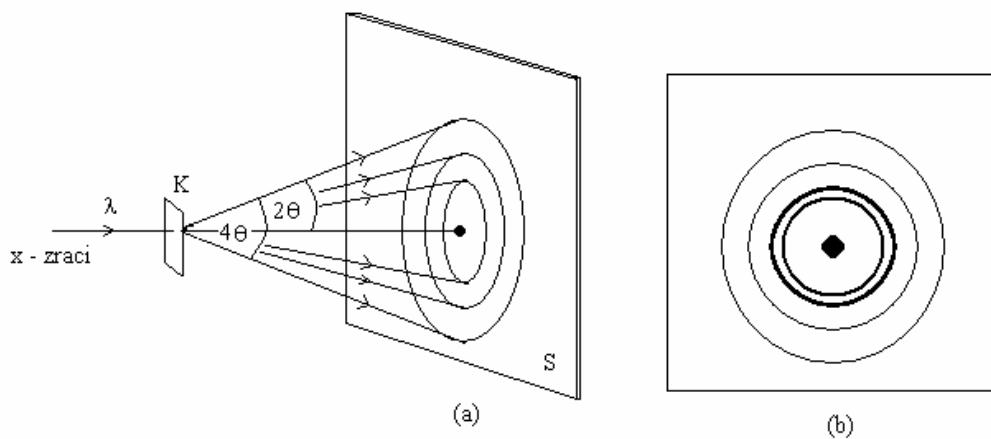
Veliki broj supstanci oko nas se javlja u kristalnom obliku. Kako je građa kristala svojstvena svakoj materiji u kristalnom stanju, tako je i difrakciona slika svojstvena toj materiji. Stoga, primenom nekih od tehnika snimanja difrakcione slike, možemo uraditi kako kvalitativnu (odrediti o kojoj materiji se radi) tako i kvantitativnu analizu (odrediti ideo različitih materija u nekoj smeši), kao i da odredimo kristalnu strukturu jedinjenja.

Veliki broj materijala, kao što su metali, grafit, kuhinjska so i slično imaju polikristalnu strukturu, tj. sačinjava ih ogroman broj malih monokristala, koje nazivamo kristalitim, koji su proizvoljno orijentisani u prostoru. Takvo stanje u kristalografiji se naziva kristalni prah (ili polikristal), takvi materijali se mogu izučavati pomoću metoda koje se nazivaju metodama praha. Na slici 32 je prikazana geometrija difraktometra za metode praha. Jedna od njih je Debaj–Šererova metoda koju ćemo ovde prikazati.



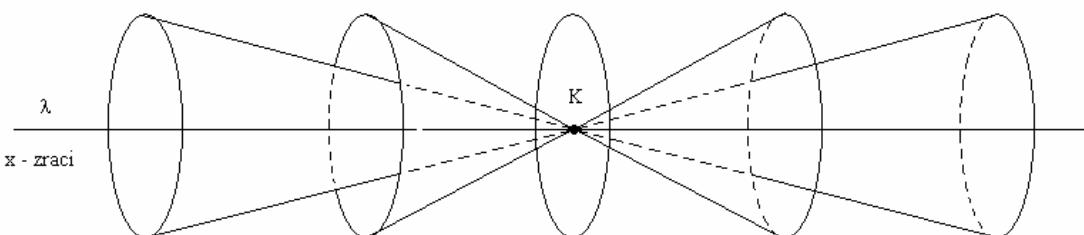
Slika 32. – Geometrija difraktometra za prah

Ako se kroz tanak sloj K kristalnog praha propusti uzan snop monohromatskih x-zraka (slika 33), tada će se u opštem slučaju, odnosno u odsustvu privilegovanog pravca, zbog potpune haotičnosti u orijenraciji kristalita u uzorku uvek naći i kristaliti koji u odnosu na upadno zračenje leže pod uglom koji zadovoljava Bragov uslov za refleksiju $n\lambda = 2d \sin \theta$. Pri tome reflektovani zraci idu duž obvojnica konusa čiji je ugao otvora 4θ , pošto reflektovani zraci uvek skreću od prvobitnog pravca za ugao 2θ . Ako se iza uzorka normalno na pravac upadnog snopa stavi film S, kao na slici 33a, zraci koji pripadaju jednom konusu ostavljaju na filmu tragove eksponiranja u obliku kružnog prstena sa centrom u mrlji od nedifraktovanog x-zračenja i svaki prsten odgovara određenom skupu paralelnih atomskih ravnih (d) i određenom redu refleksije (n). Na slici 33b je prikazan Debaj–Šereroov rentgenogram polikristalnog aluminijuma.



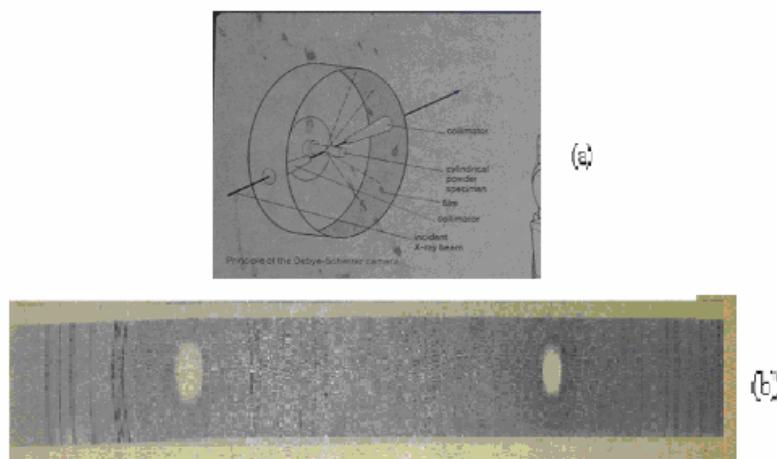
Slika 33. – Prikaz Debaj–Šererovog rentgenograma

Preparat se pravi u vidu uskog valjka, koji za vreme snimanja refleksija (difrekcije) lagano rotira oko svoje ose, kako je prikazano na slici 35a, da bi što veći broj kristalita učestvovao u refleksiji i tako dobili kvalitetniji snimak. Kod Debaj–Šererove metode, snimak reflektovanih zraka iz svih konusa, slika 34, se dobija tako što se preparat (kristalni prah) K okruži fotografskim filmom F u obliku cilindra, kao na slici 35a. Osa cilindra se poklapa sa osom rotacije uzorka i normalna je na upadni snop x-zraka.



Slika 34. – Prikaz refleksije duž svih konusa

Sa ovako dobijenog snimka lako se može odrediti ugao θ iz merenja prečnika prstenova – ako je prečnik cilindrične kamere, a sa tim i filma, poznat, te i međuravanskih rastojanja na osnovu Bragove formule.



Slika 35. - Način postavljanja filma kod Debaj-Šererove metode (a) i principijelni izgled snimka polikristalnog uzorka (b)

3.5.2. Difrakcija na monokristalu

U slučaju da imamo monokristalni uzorak, da bi dobili difraktogram i informacije o samoj kristalnoj strukturi, koriste se druge tehnike snimanja i metode obrade rezultata merenja.

Postupak u kristalografskoj analizi monokristala se sastoji od tri osnovna koraka. Prvi korak je, i često najteži, dobiti odgovarajući kristal ispitivanog uzorka. Kristal mora biti dovoljno velik, obično veći od $0,1 \times 0,1 \times 0,1 \text{ mm}^3$, čistog sastava i pravilne strukture bez značajnih nesavršenosti, kao što su lomovi i pojava blizanaca. Mali i nepravilni kristali će dati manji broj i manje pouzdanih podataka iz kojih se možda neće moći odrediti kristalna struktura.

U drugom koraku, kristal se u zavisnosti od tehnike snimanja na odgovarajući način postavlja, obično u monohromatski snop x-zraka, tako da daje pravilnu sliku refleksija. Postepenim zaokretanjem uzorka jedan refleks nestaje, a drugi se pojavljuje. Intenzitet svakog refleksa pri svakoj orijentaciji se meri. Zavisno od tipa, odnosno simetrije kristala, mora se sakupiti manji ili veći broj skupova podataka od kojih svaki može da sadrži od nekoliko stotina do nekoliko hiljada refleksa.

U trećem koraku, ovi podaci se računski obraduju koristeći dodatne informacije dobijene drugim metodama (strukturalna formula, hemijski sastav, NMR podaci i dr.) da bi dobili model rasporeda atoma unutar kristala. Konačno se ovaj model određenim postupcima utvrđuje. Konačni, utvrđeni model prostornog rasporeda atoma – kristalna struktura se obično objavljuje u nekom od časopisa i čuva u bazi podataka.

4. Izvori zračenja koji se koriste u primeni x-zraka

Za dobijanje x-zraka koristi se rendgenske cevi, radioizotopi i sinhrotroni⁵.

Radioizotopi koji emituju x ili gama zračenje mogu se koristiti za CT (kompjuterizovana tomografija) pod uslovom da poseduju sledeće karakteristike: relativno dug poluživot, da emituju jednu ili dve linije, adekvatan intenzitet i razumnu cenu.

Za dobijanje x-zračenja koristi se: ^{109}Cd , koji emisuje dve linije od 22 i 24 keV i ima poluživot od 453 dana i ^{125}I , koji emisuje takođe dve linije od 27.4 i 31.3 keV i ima poluživot od 60 dana.

Sinhrotronsko zračenje se dobija pri rotaciji elektrona sa tipičnim vrednostima kinetičke energije od nekoliko milijardi elektrovolti (GeV) u ultravisokovakuumiranim cevima između polova jakog magneta. Ovo zračenje ima nekoliko prednosti u odnosu na zračenje dobijeno konvekionalnim cevima: fokus fotona je za nekoliko reda veličine veći, zračenje je visoko polarizovano, čime se redukuje Rejlijevo i Komptonovo rasejanje i energija zračenja varira u oblasti od nekoliko do 50 keV.

Optimalna vrednost energije za kompjuterizovanu tomografiju zavisi od debljine, sastava i gustine ispitivanog uzorka prema generalnom pravilu (μx) = 1 – 6 za homogeni uzorak debljine x i linearног koeficijenta μ . Za heterogeni uzorak je $\sum \mu_i x_i = 1 - 6$ (npr. za tkivo debljine 30 cm ($\mu = 0.03 - 0.2 \text{cm}^{-1}$) odgovarajući opseg energije će biti 60 keV < $E_0 < 500 \text{keV}$).

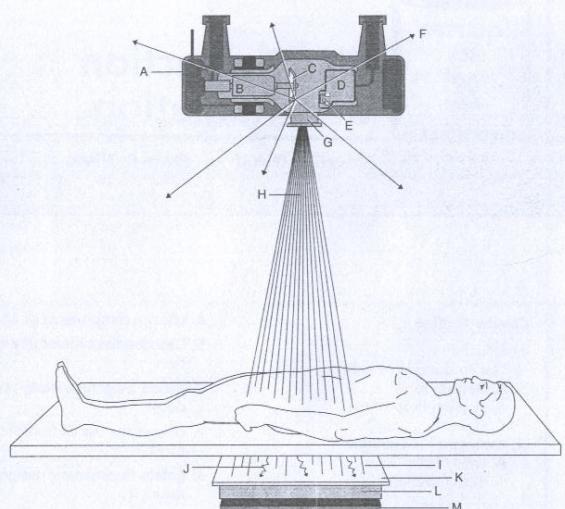
⁵literatura:

- Karakteristike x-zračenja i njegova primena u medicini, seminarски rad, Olivera Marković, Novi Sad, 2000.

ili u literaturi za nuklearnu fiziku

5. Primena x-zraka

- film radiografija (slika 36)⁶

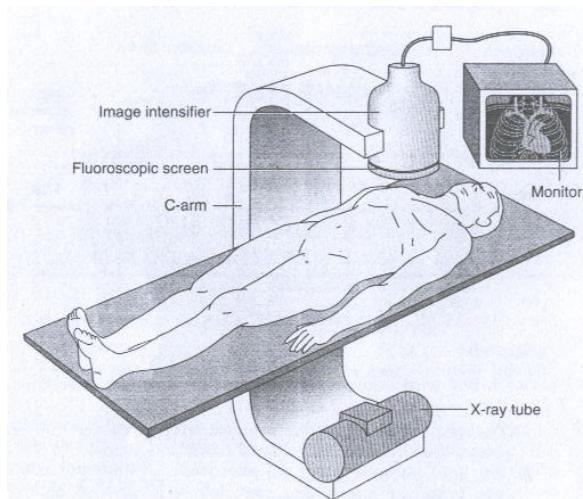


Slika 36. - Dobijanje radiografa: A kućište Rendgen cevi, B anoda, C meta, D katoda, D žica koja se greje, F zrak koja procuri, G kolimator, H osnovni zrak, I preostao zrak, I sekundarno i radejano zračenje, K rešetka, L konizaciona komora, M film

- fluoroskopija – dinamička radiografija – fluoroskopija je dimanička metoda koja oslikava pokret (slika 37). Koristi se pri gastrointersticijalnim pregledima, angiografiji, srčanog kateterizaciji pri drugim ispitivanjima.

⁶ literatura:

- Karakteristike x-zračenja i njegova primena u medicini, seminarski rad, Olivera Marković, Novi Sad, 2000.
- <http://www.mrcukarica.com/snmcimr.aspx>
- <http://www.mrcukarica.com/Skener.aspx>
- <http://www.mrcukarica.com/Rendgen.aspx>
- <http://www.mrcukarica.com/mamografija.aspx>
- <http://www.mrcukarica.com/osteodenzitometrija.aspx>



Slika 37. – Prikaz aparata za fluoroskopiju

- mamografija – koristi se za snimanje mekog tkiva, aparat koji se koristi naziva se mamogram (slika 38).



Slika 38. - Prikaz aparata za mamografiju

- kompjuterizovana radiografija – odnosi se na sve vidove radiografije koje koriste kompjuter za obradu slika
- kompjuterizovana tomografija ili skraćeno CT – koristi se za snimanje pluća, glave



Slika 39. - Prikaz aparata za CT



Slika 40. - Prikaz aparata za fluoroskopiju

Osteodenzitometrija predstavlja preciznu metodu merenja koštane gustine.

U industriji služi za različita merenja debljine, vrste i kompozicije materijala.

Pomoću x-zraka je otkivena Arhimedova tajna. Naime, zbog nedostatka papira ljudi su morali da „brišu“ neke već ispisane i preko njih se pisalo dalje. Primenom x-zraka možemo da otkrijemo istoriju i „vidimo“ obrisano (slika 41).



Slika 41. – Arhimedova tajna

Prema podacima iz 2005-te, u orbiti oko Zemlje, nalazile su se četiri "Nasine velike opservatorije" koje su se koristile za astrofizička istraživanja vidljivog i nevidljivog zračenja u Svemiru. To su:

1. Hablov kosmički teleskop (za vidljivu svetlost, lansiran u kosmos 1990. god.),
2. Komptonova opservatorija za gama-zračenje (lansirana 1991.),
3. Čandra opservatorija za x-zračenje (lansirana 1999.) i
4. Špicerov teleskop za infracrveno-zračenje (lansiran 2003.).

Ta četiri instrumenta modernog doba dramatično su izmenila čovekove predstave o svemiru, za koji se ranije verovalo da je večit i nepromenljiv, da u njemu vladaju mir i harmonija, da, jednom rečju, odslikava božanski poredak.

Od samog pronalaska nije bilo potrebno da protekne mnogo vremena da čovek shvati da se u kosmosu kriju nedostižni izvori raznih zračenja čijim se proučavanjem može saznati ne samo o mikrosvetu, već i otkriti tajne nebeskih tela, počev od onih manjih:

asteroida, kometa, planeta, pa sve do onih ogromnih: zvezda, galaksija, skupina galaksija i, na kraju, samog svemira. Na drugoj strani, čovek je uvideo da zračenja koja se stvaraju u kosmosu kriju "priču" o nastanku, transformacijama i "smrti" velikih kosmičkih objekata. Pa, ipak, bilo je potrebno da protekne više od 65 godina od njihovog otkrića, ili pola veka od Hesovog pronalaska kosmičkog zračenja, da bi 1962. godine grupa američkih naučnika sa Zemlje lansirala raketu sa ciljem da dobiju odgovor na pitanje da li u kosmosu postoje izvori x-zračenja. Detektor x-zraka koji je ponela ova raketa uočio je jedan moćni izvor u sazvežđu "Škorpij". On je tada pod brojem jedan ušao u sada već "nepreglednu listu" kosmičkih emitera x-zraka. Označen je imenom Scorpius X-1. Ovaj podvig je doveo do rađanje nove oblasti astronomije, astronomije zasnovane na izučavanje x-zračenja. Razvoj ove nove astronomije tekaо je vrtoglavom brzinom. Radi izučavanja X-zraka koji iz kosmosa dospevaju do našeg dela Sunčevog sistema sa energijama od 0,01-50 keV u toku četiri decenije u kosmos je lansirano 44 astronomskih jedinica - detektora, teleskopa i opservatorija, ne računajući one čiji je zadatak bio ograničen na praćenje Sunčevog x-zračenja.

Jedna od tih opservatorija je prikazanana slici 42.



Slika 42. – Prikaz Čandra opservatorije

X – zraci su našli primenu i u obezbeđenju (slika 43).



Slika 43. – Prikaz aparata za obezbeđenje

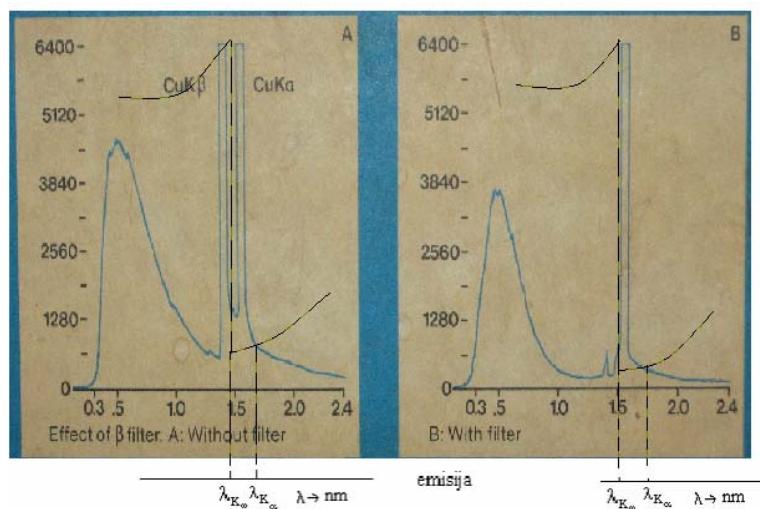
6. Filtracija x–zraka

Da bi mogli koristiti x-zrake u strogo namenjenu svrhu moramo, kako to većina instrumenata i metoda zahteva, da izdvojimo jedan deo spektra, što se čini pomoću različitih filtera. Filtre možemo podeliti na:

- filtre za dobijanje monohromatskog zračenja i
- filtre potrebne u medicinske svrhe.

U mnogim istraživanjima, odnosno metodama i tehnika koje se primenjuju, neophodno je koristiti monohromatsko zračenje tačno određene talasne dužine. Međutim, znamo da izvori x-zračenja, bez obzira koju anodu koristili daju kontinualni spektar (obavezno) na koji se superponira karakteristično zračenje i to samo onda kada se dostigne odgovarajući anodni napon. Tako na primer, ako rentgenska cev ima anodu od bakra, pod uslovom da je napon dovoljno velik, u spektru x-zraka će se pojaviti i K serija sa svojom najintenzivnijom linijom K_{α} , ali i sa slabijim K_{β} i K_{γ} . Da bi se dobilo monohromatsko zračenje, koristi se različiti filtri i monohromatori.

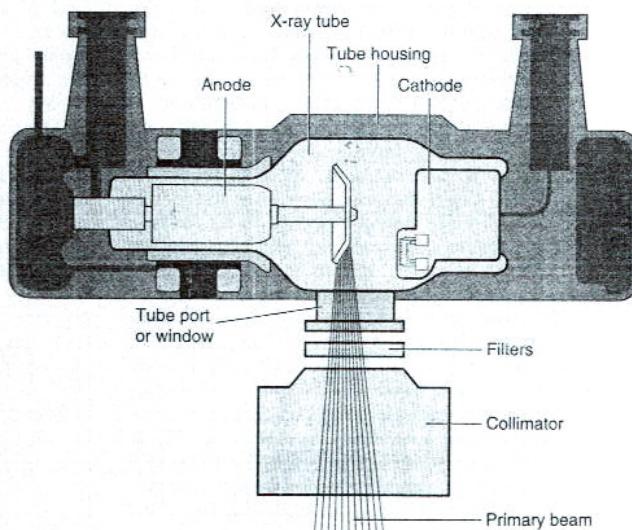
Zahvaljujući opisanom karakteru apsorpcionih spektara (3.2.a), mogu se praviti filtri za x-zrake za dobijanje monohromatskog x-zračenja većih intenziteta, odnosno da se sačuva najintenzivnija linija spektra. Tako, na primer, ako rentgenska cev ima antikatodu od bakra, ako je napon u cevi dovoljno visok, u spektru x-zraka će se pojaviti i serija pikova K, koja ima najintenzivniju liniju K_{α} i slabije K_{β} i K_{γ} . Nikal je metal čiji je atomski broj za jedan manji od atomskog broja bakra, stoga su njegove emisione linije i apsorpcioni skokovi prema Moslijevom zakonu nešto pomereni ka dužim talasima. Tako K_{α} linija bakra pada između K_{α} linije nikla i njegove donje granice K serije (slike 16 i 44).



Slika 44.

Ako je za naučnika razvoj nauke sve onda je za prosečnog čoveka to «sve» život, posebno ako je u pitanju zdravlje. Stoga ćemo se pozabaviti i sa filtrima koji su našli primenu u medicini.

Filtri se u medicini najčešće koriste za apsorpciju nisko-energetskog dela x-zračenja, koji inače ne doprinosi dijagnostičkoj vrednosti slike. Oprema koja se koristi od 50 – 70 kV mora imati aluminijumski filter debljine 1.5 mm (ili njegov ekvivalent). Ovakav filter apsorbuje sve fotone energije oko 10 keV i niže, ali samo oko 20% onih sa energijom 50 keV. Generalno, filteri ove vrste koji prelaze debljinu od 3 mm mogu biti dijagnostički kontraproduktivni i zahtevati veću ekspoziciju pacijenta da bi dobili zadovoljavajuću gustinu (slika 45).



Slika 45.

Primer: snimanje 18 cm karlice koristeći 85 kV (ekspozicija kože na ulazu 1225mR) bez filtera. Upotrebom 3 mm aluminijumskog filtera intenzitet je smanjen za 77% (na 287 mR). Da bi održali gustinu x-zraka na površini filma morali bismo da povećamo ekspoziciju pacijenta za samo 34%.

Ukoliko se filtracija 1mm aluminijum-ekvivalenta kompenzuje povećanjem struje u cevi, tada dolazi do povećane ekspozicije pacijenta. Umesto povećanja struje trebalo bi povećati napon kako bi održali gustinu na filmu i takođe smanjili ekspoziciju pacijenta. Jedan od načina je da se upotredi bakarni filter 0.2 mm i podesi napon.

Faktor	Efekat na ekspoziciju	Efekat na kvalitet slike
Povećanje struje	Proporcionalno povećanje	Povećana gustina (proporcionalno)
Smanjenje struje	Proporcionalno smanjenje	Smanjena gustina proporcionalno
Povećanje napona	Neproporcionalno povećanje	Povećana gustina neproporcionalno
Smanjenje napona	Neproporcionalno smanjenje	Smanjena gustina neproporcionalno
Povećanje napona, smanjenje struje	smanjenje	Gustina ista, long-scale kontrast

Priprema i obrada nastavne jedinice "x-zračenje" u srednjim školama

Monohromatori predstavljaju monokristalne supstance, kod rendgenostrukturne analize najčešće se koristi grafit, koje se seku duž određene ravni i postavljaju s tom ravni pod uglom u odnosu na upadno polihromatsko x-zračenje tako da se iz snopa primarnog zraka reflektuju samo zraci željene talasne dužine. U kristalografskoj je najčešće to K_{α} linije.

7. Rizik ili korist?

Za širu javnost, svako nepotrebno izlaganje ionizacijonom zračenju predstavlja nepotreban rizik bez ikakve koristi. Ipak, za pacijente, ionizaciono zračenje pomaže pri postavljanju tačne dijagnoze i doprinosi uspešnosti terapije izlečenja bolesti. Za zaposlene, rizik od jonizujućeg zračenja je strogo kontrolisan, a koristi jonizujućeg zračenja uključuju poboljšanja u radiografiji, diagnostici, tretmanima, terapijama i medicinskim istraživanjima. Iako je lista koristi od jonizujućeg zračenja neograničena, moramo imati na umu i njegove štetne efekte.

Rani radovi sa jonizujućim zračenjem, otkrili su njegove štetne efekte. Fizičari i ostali operateri bolovali su od raka kože, katarakte i slično, tako da se veoma brzo javila potreba kontrolisanja i zaštite.

Kako se više saznavalo o biološkim efektima, tako su se pomerali standardi zaštite. Tokom tzv. "zlatnog doba radiologije" (1930-te i 1940-te godine) dozvoljena doza je bila 1 rentgen / dan. Ovo je skoro duplo više nego što danas tehničari primaju tokom jedne godine.

Kada se saznao za kasne efekte radijacije, standardi radijacione zaštite su se znatno pomerali. Hronološka evolucija radijacione zaštite prikazana je u tabeli na slici 46.

Time Period	Limit	Authority
1896 to early 1900s	Erythema dose	Generally accepted guideline
1902	Fogging of a photographic plate (dental film later used as a rudimentary film badge)	Rollins
1920s–1940s	Tolerance dose	Generally accepted guideline
1925	1/100 erythema dose (about 40 rem/yr)	Mutscheller
	1/10 erythema dose	Sievert
1931	0.2 R/day (about 40 rem/yr)	Advisory Committee on X-Ray and Radium Protection
1936	0.1 R/day (about 20 rem/yr)	Advisory Committee on X-Ray and Radium Protection
1959	5 rem/yr	NCRP
	Cumulative dose 5(N – 18)	
1987	5 rem/yr	NCRP
	Cumulative dose = age in rem	
1991	2 rem/yr	ICRP (not enforced yet in U.S.)

Slika 46. – Prikaz hronološke evolucije radijacione zaštite

Danas, programi zaštite od radijacije, bazirani su na jednostavnoj filozofiji, odnosno na ALARA principu (As Low As Reasonably Achievable). ALARA princip podrazumeva da je veza između doze i rizika striktno linearna bez praga.

8. Priprema

Priprema za vođenje nastavnog časa na temu :
Zakočno i karakteristično rendgensko zračenje

mentor: prof. Dušan Lazar

student: Branka Radulović
br. indeksa 410/04

Novi Sad, maj 2008. god.

Nastavna tema: Kvantna teorija atoma

Nastavna jedinica: Zakočno i karakteristično rendgensko zračenje

Škola: Gimnazija

razred: IV

Lokacija rada: učionica

Oblik rada: frontalni

Didaktički sistem: heuristički⁷

Nastavna metoda: metoda razgovora (dijaloška metoda) i demonstraciona – ilustraciona metoda

Didaktički principi: princip naučnosti, princip sistematicnosti, princip primerenosti nastave, princip anticipacije i principa integralnosti⁸

Zadatak nastavnika: formulisati pitanja za obnovu gradiva bitnog za razumevanje date nastavne jedinice, uvesti nove pojmove, objasniti ih, animirati učenike za rad na datu temu i odabrat odgovarajuće zadatke iz date oblasti.

Zadatak učenika: odgovoriti na postavljena pitanja, zapamtiti izraze obrađene u nastavnoj jedinici i uraditi zadatke.

Nastavna sredstva: tabla, kreda.

Struktura časa i distribucija vremena:

uvodni deo: 5 – 10 min,

glavni deo: 20 – 25 min i

završni deo: 10 – 15 min.

Uvodni deo časa⁹:

⁷ Heuristički razgovor dobio je naziv po grčkoj reči heurisko što znači ja nalazim. Učenik ovom metodom treba sam da dođe do istine, za razliku od kahetičkog razgovora gde je uči napamet.

⁸ Didaktički princip nam govore da nastavni sadržaji moraju pratiti razvoj nauke (da se smanji jaz između nauke i nastave), da nastava mora da bude sistematicna i postupna (da ne predstavlja grubo preslikavanje nauke nego da kod učenika razvije načela od poznatog ka nepoznatom, od jednostavnog ka složenom), nastava mora biti primerena za dati uzrast učenika, nastavnik mora da informiše učenike o novijim dešavanjima u dotoj oblasti i didaktičkim principima se mora obezrediti koherentnost znanja učenika.

⁹ Uvodni deo časa traje između 5 – 10 minuta. On je predviđen za upisivanje časa i postavljanje pitanja sa ranijih časova koja su bitna za trenutnu nastavnu jedicu.

1. Pitanje: Navedite mi neke primere elektromagnetnog zračenja?
Odgovor: Radio talasi, mikro talasi, infra – crvena, vidljiva, ultraljubičasta svetlost, x–zraci i gama zraci.
2. Pitanje: Svetlost kao vid elektromagnetnog zračenja se manifestuje kao talas ili kao snop čestica?
Odgovor: Svetlost ima dualnu prirodu (ponaša se i kao talas i kao snop čestica).
3. Pitanje: Kako glasi III Borov postulat?
Odgovor: Kada atom (elektron) prelazi iz jednog stacionarnog stanja sa energijom E_n u stanje sa energijom E_m on emituje ili apsorbuje kvant energije $h\nu$, koji je jednak razlici energija ova dva stanja: $h\nu = |E_n - E_m|$
3. Pitanje: Objasnite mi fotoefekat i Komtonov efekat.
Odgovor: Fotoelektričnim efektom se naziva pojava pri kojoj se elektromagnetnim zračenjem (svetlošću) izbacuju elektroni iz materijala. Komptonov efekat je rasejanje fotona na elektrona.

Glavni deo časa:¹⁰

(napisati naslov¹¹)

Zakočno i karakteristično rendgensko
zračenje

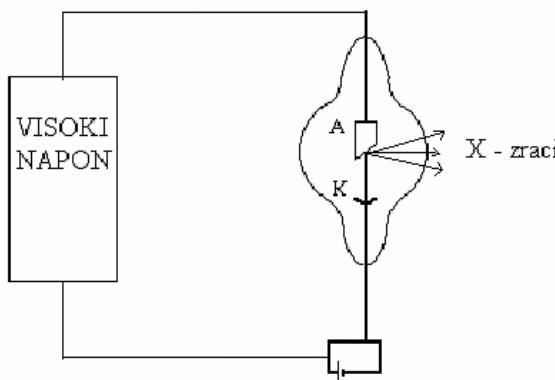
Rekli smo da rendgensko zračenje pripada spektru elektromagnetnih talasa veoma malih talasnih dužina (od 1 – 100 Å). Otkrio ih je Vilhelm Konrad Rendgen 1895. god. i za to otkriće je dobio Nobelovu nagradu, i u njegovu čast ovi zraci se nazivaju rendgenski (njihov prvi naziv je bio "x" zbog do tad nepoznatih osobina, ovaj naziv se i danas koristi).

X–zraci se proizvode u cevima visokog vakuma¹². U cevi se nalaze dve elektrode (A – anoda ili antikatoda i K – katoda) koje su na različitim potencijalima (A na većem (+), K na nižem (-), slika 47).

¹⁰ Glavni deo časa treba da traje 20 – 25 minuta i tada se uvode i objašnjavaju novi pojmovi, izvode zaključci i slično.

¹¹ Naslov treba napisati čitko, krupno i podebljano, bez ukrašavanja slova tako da ga učenici mogu jasno videti sa svojih mesta.

¹² Visok napon je potreban da druge čestice ne bi ometale prolazak elektrona (da se ne bi sudarali).



Slika 47.

Sa zagrejane katode se emituju elektroni koji se ubrzavaju velikom razlikom potencijala (reda veličine 30 kV pa naviše) prema drugoj elektrodi – anodi. Pri "udaru" o anodu elektron gubi deo ili celokupnu svoju kinetičku energiju koju prenosi na anodu. Najveći deo energija koju primi anoda, oko 99% pretvara se u toplotu, a samo 1% odlazi na x – zračenje. Iako je anoda načinjena od metala (najčešće od molibdena i volframa koji imaju visoke tačke topljenja) mora se voditi računa o njihovom hlađenju. Postoje različiti načini hlađenja, npr. da anoda bude u obliku diska koji rotira tako da se uvek pogodi elektronom neko drugo mesto, ili da bude šuplja da kroz nju struji voda, da se povremeno prekida proces stvaranja x – zraka da se ohladi strujanjem vazduha i slično.

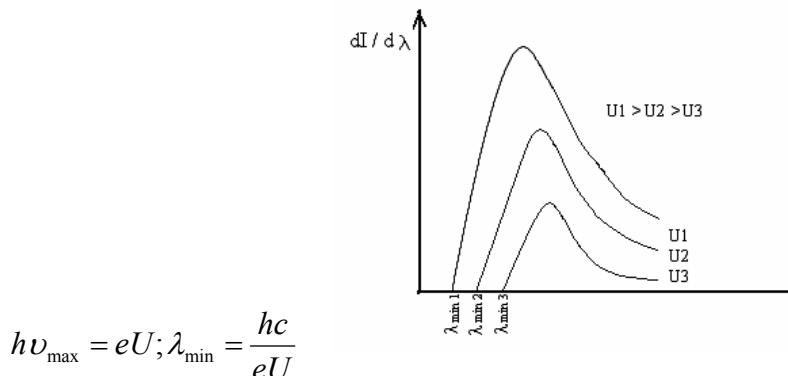
Na osnovu izgleda, spektar x-zračenja možemo podeliti na:

1. Kontinualni i
2. Linijski spektar, koji se superponira na kontinualni spektar.

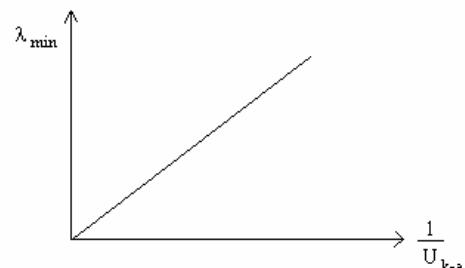
Kontinualni spektar potiče od tzv. zakočnog zračenja, dok linijski, kojeg karakteriše pojava diskretnih pikova, odgovara tzv. karakterističnom rendgenskom zračenju.

Sa slike 48 se može videti da pri različitim naponima dobijamo različite krive; na osnovu toga možemo zaključiti da kontinualni spektar zavisi od napona na cevi U. Svaki kontinualni spektar ima oštru kratkotalasnu granicu. Ova granica ne zavisi od materijala anode već samo od energije, odnosno napona na cevi. Sa povećanjem energije elektrona (tj. napona na cevi) granica se pomera prema kraćim talasnim dužinama, a ukupan intenzitet se povećava.

Eksperimentalno je nađena sledeća veza između talasne dužine kratkotalasne granice kontinualnog spektra (λ_{\min}) i napona na cevi:



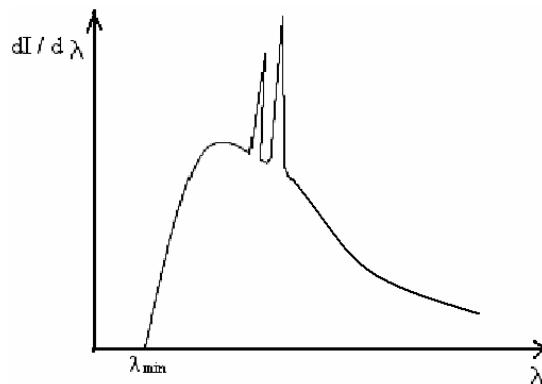
Slika 48.



$$\lambda_{\min} = k \cdot \frac{1}{U} = \frac{1239.6}{U} (\text{nm})$$

$$k = \frac{hc}{e}$$

Ako napon cevi, odnosno energija elektrona, dostigne ili premaši određenu vrednost karakterističnu za materijal date anode, u spektru x–zraka se javljaju pored kontinualnog spektra i diskretne linije većeg intenziteta. Ovaj spektar se naziva još i karakterističnim rendgeniskim spektrom.



Za razliku od zakočnog zračenja čija talasna dužina nije uslovljena materijalom anode, kod diskretnog zračenja dolaze do uslovljavanja talasne dužine od materijala od kojeg je napravljena anoda. Po trećem Borovom postulatu jedan atom može da emituje energiju samo ako se taj atom pobudi uz prethodnu apsorpciju kvanta energije. Odnosno, ako atom primi energiju njegovi elektroni će preći sa nekog nižeg na viši energetski nivo, a kada elektroni sa višeg spontano prelaze na niži energetski nivo, onda će atom

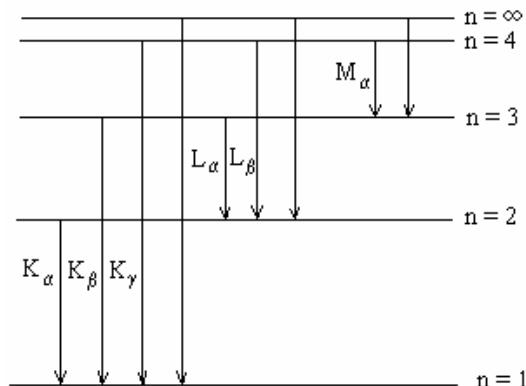
emitovati energiju jednog kvanta. Ako niže energetsko stanje označimo sa E_m , a ostala viša stanja sa E_n ($n > m$) onda će kvant energije emitovanog zračenja biti:

$$h\nu = E_n - E_m \quad 2.2.-1$$

Uobičajeno je da se ovi energetski nivoi označavaju slovima. Tako se energetski nivo okarakterisan indeksom $n = 1$ zove K nivo, sa $n = 2$ L nivo, itd. (tablica).

n	1	2	3	4...
Spektroskopska oznaka	K	L	M	N...

Elektroni koje je emitovala katoda, zbog visokog napona (reda veličine nekoliko desetina kV) imaće dovoljno energije da izbiju jedan od elektrona iz elektronskog omotača atoma anode. Upravnjeno mesto popunjava elektron sa nekog višeg energetskog nivoa, pri čemu se emituje kvant karakterističnog x–zračenja. Ako je izbijeni elektron sa K – nivoa, nastaje K – serija karakterističnog x–zračenja. Posmatra li se nastajanje K – serije rendgenskog karakterističnog spektra vidi se da K_α linije K – serije nastaje prelaskom iz nivoa E_2 u E_1 , K_β linije prelaskom iz E_3 u E_1 , K_γ linija prelaskom iz E_4 u E_1 itd. Isto važi i za ostale serije (npr. L serije). Razvitkom tehnike rendgenske spektroskopije konstantovano je da se pojedine linije cepaju u više linija. Tako, npr. K_α linija je dvostuka, tj. postoje dve bliske linije $K_{\alpha 1}$ i $K_{\alpha 2}$. Ovo cepanje linija sigurno potiče od toga što se energetski nivoi cepaju, što imaju sličnu strukturu, i postoje podnivoi.



Engleski fizičar Mozli je utvrdio da se linije karakterističnog spektra mogu grupisati u serije date formulom:

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot (Z - \sigma)^2 \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right); \quad n = 1, 2, \dots \quad m = n + 1, n + 2, \dots$$

gde je R – Ridbergova konstanta, m i n celi brojevi, $m > n$, a broj m karakterišu seriju, nanelektrisanje Z je smanjeno za konstantu σ koja se još naziva i konstantom zaklanjanja, veličina σ opisuje tzv. ekranizaciju, odnosno efektivno smanjenje nanelekrisanja jezgra koje deluje na elektron koji se pobuđuje, usled uticaja drugih elektrona u nižim ljuskama. Mada je ovaj zakon aproksimativan, ipak primenjem na ispitivanje talasnih brojeva K, L i M ... serija u funkciji atomskih brojeva elemenata, i predstavlja novu potvrdu valjanosti Borove teorije.

Mendeljev je poređao elemente u periodičnom sistemu po rastućim relativnim atomskim masama, a Mosli po atomskim brojevima i tako je ukazano na postojanje izotopa.

X-zraci su zbog svojih osobina našli široku primenu u ispitaivanju materijala, dijagnostici - medicini, optici, astronomiji i u drugim naukama i privrednim granama.

Završni deo¹³:

1. Pitanje: Šta je x-zračenje?

Očekivani odgovor: X-zračenje je elektromagnetsko zračenje talasnih dužina reda veličine 0,1 nm.

2. Pitanje: Kakve vrste spektara x-zračenja poznajemo?

Očekivani odgovor: Kontinualni i karakteristični spektri x-zračenja.

3. Pitanje: Čime se proizvode x-zraci?

Očekivani odgovor: X-zraci se proizvode rendgenskim cevima.

4. Pitanje: Kako se proizvode x-zraci?

Očekivani odgovor: Bombardovanjem anode elektronima emitovanih sa katode u vakum cevima i ubrzani električnim poljem koji vlada između elektroda.

5. Pitanje: Zašto je potrebno da anoda bude sačinjena od materijala koji ima visoku tačku topljenja?

Očekivani odgovor: Anoda mora biti sačinjena od materijala sa visokom tačkom topljenja jer najveći deo elektrona pri sudaru proizvodi toplotu zbog čega se greje anoda.

6. Pitanje: Po čemu se razlikuje kontinualni od karakterističnog spektra?

Očekivani odgovor: Ovi spektri se razlikuju u mehanizmu nastajanja: kontinualni spektar je u stvari zakočno zračenje koje nastaje negativnim ubrzanjem elektrona u polju atoma anode, a karakteristično zračenje nastaje emitovanjem energije pri prelasku elektrona sa višeg nivoa na datu upražnjenu orbitalu.

7. Pitanje: Kako glasi Mozlijev zakon i u čemu je razlika između Mendeljevog i Mozlijevog sistema elemenata?

Očekivani odgovor: $\frac{1}{\lambda} = R \cdot (Z - \sigma)^2 \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$; $n = 1, 2, \dots$ $m = n + 1, n + 2, \dots$

Mendeljev je periodni sistem sastavio po rastućim relativnim atomskim masama a Mosli po atomskim brojevima i tako je ukazano na postojanje izotopa.

¹³ Završni deo časa treba da traje od 10 – 15 minuta i u tom delu se dobija povratna informacija o tome što su učenici zapamtili. Znači ono se sastoji od letimičnog ponavljanja, izdvajanja rezimea i zadavanja zadataka (uloga zadataka je da se stekne pojam o nekoj veličini i zadaci koji se rade ne času su primena formula sa table).

Zadaci

1. Kolika je kratkotalasna granica rendgenskog spektra ako rendgenska cev radi pod naponom 30 kV?

$$U = 30 \text{ kV}$$

$$\lambda_{\min} = ?$$

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU} = \frac{6.62 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 30 \cdot 10^3 \text{ V}} = 4.132 \cdot 10^{-11} \text{ m} = 0.04 \text{ nm}$$

2. Kratkotalasna granica rendgenskog spektra je 20.6 pm. Koliku kinetičku energiju imaju elektroni neposredno pre udara o anodu?

$$\lambda_{\min} = 20.6 \text{ pm} = 20.6 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

$$E_k = ?$$

$$E_k = \frac{hc}{\lambda_{\min}} = \frac{6.62 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{20.6 \cdot 10^{-12} \text{ m}} = 9.64 \cdot 10^{-15} \text{ J} = 60.17 \text{ keV}$$

3. Talasna dužina K_α – linije rendgenskog spektra nekog elementa je 76 pm. Koji je to element?

$$\lambda = 76 \text{ pm} = 76 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

$$n = 1$$

$$m = 2$$

$$Z = ?$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot (Z - 1)^2 \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

$$\frac{1}{76 \cdot 10^{-12} \text{ m}} = 1.097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} (Z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = 1.097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} (Z - 1)^2 \left(1 - \frac{1}{4} \right)$$

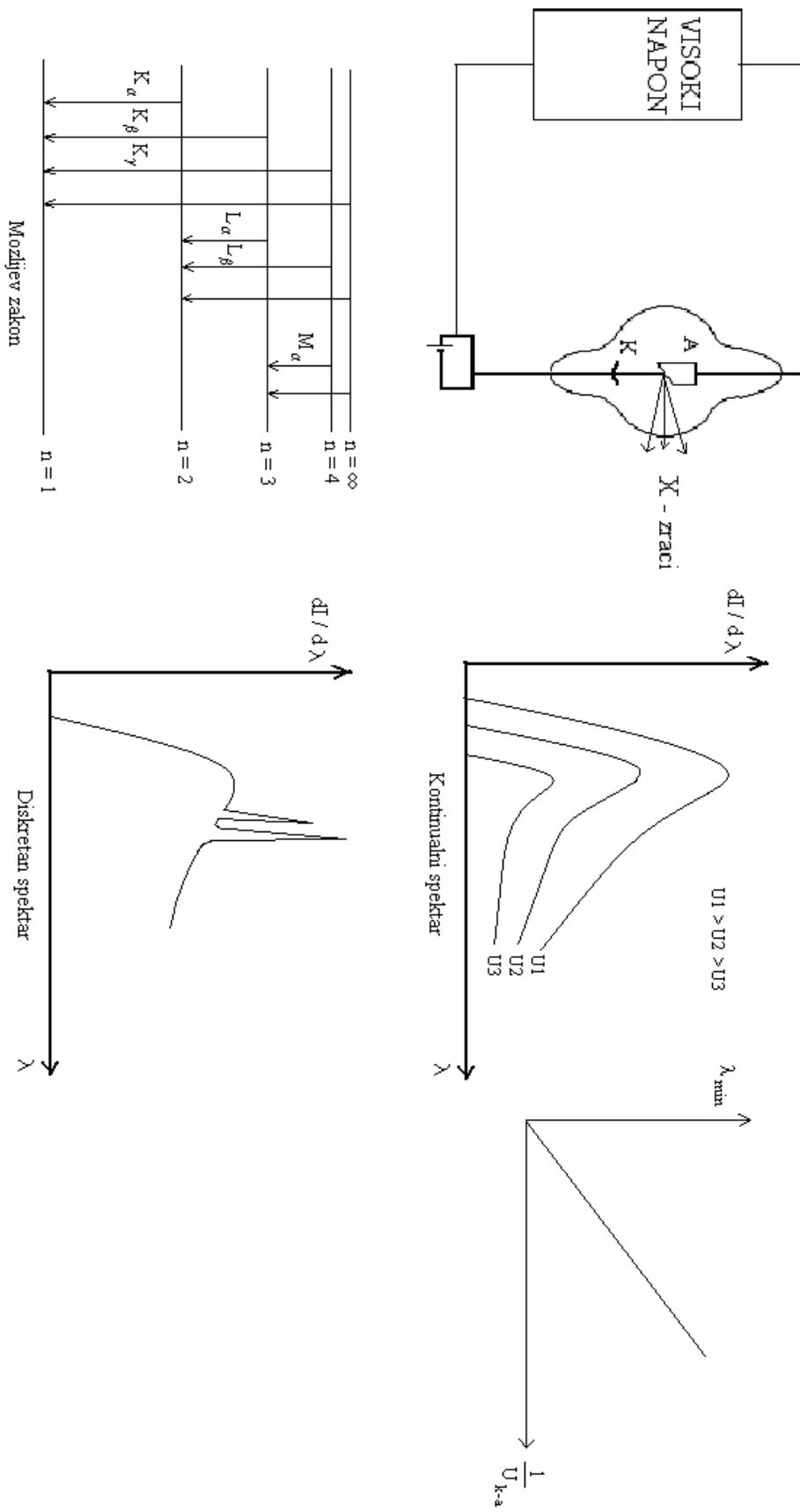
$$\frac{1}{76 \cdot 10^{-12} \text{ m}} = 1.097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} (Z - 1)^2 \cdot \frac{3}{4} = 8.23 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1} (Z - 1)^2$$

$$Z - 1 = \sqrt{1598.77} = 39.98 \approx 40$$

$$Z = 41$$

$Z = 41$, znači traženi element je niobijum.

Izgled folije



Izgled table

<p>Zakоčno i karakteristično rendgensko zračenje</p> <p>III Borov postulat $\hbar\nu = E_n - E_m$</p> <p>$\lambda \approx (1 - 100 \text{ Å})$</p> <p>99% koji predstavlja toploto</p> <p>1% koji odlazi na x - zračenje</p>	<p>1. $U = 30 \text{ kV}$</p> <p>$\lambda_{\min} = ?$</p> <p>$\lambda_{\min} = \frac{\hbar c}{eU} = \frac{6.62 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m}}{1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 30 \cdot 10^3 \text{ V}}$</p> <p>$\lambda_{\min} = 4.132 \cdot 10^{-11} \text{ m} = 0.04 \text{ nm}$</p> <p>2. $\lambda = 76 \text{ pm} = 76 \cdot 10^{-12} \text{ m}$</p> <p>$n = 1 \quad m = 2$</p> <p>$Z = ?$</p>
<p>$\hbar\nu_{\max} = eU; \lambda_{\min} = \frac{\hbar c}{eU}$</p> <p>$\lambda_{\min} = k \cdot \frac{1}{U} = \frac{1239.6}{U} (\text{nm})$</p> <p>$k = \frac{\hbar c}{e}$</p>	<p>Moždijev zakon</p> <p>$\frac{1}{\lambda} = R \cdot (Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$</p> <p>$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{76 \cdot 10^{-12} \text{ m}} = 1.097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} (Z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$</p> <p>$Z - 1 = \sqrt{1598.77} = 39.98 \approx 40$</p> <p>$n = 1, 2, \dots, m = n + 1, n + 2, \dots$</p> <p>$Z = 41$</p>

Literatura

1. M. Raspopović, D. Kapor, M. Škrinjar, Fizika za IV razred gimnazije, Zavod za udžbenike i nastavna sredstva, Beograd, 1995.
2. Nataša Čaluković, Fizika4, Zbirka zadataka i testova za četvrti razred gimnazije, "KRUG", Beograd, 2000.
3. I. Janić, Osnovi atomske fizike I deo (skripta), Novi Sad, 1992.

9. Zaključak

X–zračenje se obrađuje u trećem i četvrtom razredu srednje škole (gimnazije) i to u trećem se obrađuje difrakcija x–zraka dok se spektri odraduju u četvrtoj godini.

Zbog svojih specifičnih osobina x–zraci su pronašli primenu u širokom spektru medicinskih, industrijskih i naučnih ljudskih delatnosti, a u radu se pomenute samo neke.

Cilj ovog rada je da, kako nastavnom kadru tako i svim zainteresovanim, pomogne u razumevanju osnovnih pojmoveva vezanih za x-zračenje i da ih uputi na neke druge izvore koji bi im za dati pojam dali detaljnija objašnjenja.

U prvom delu ovog rada, baziranim na teoriji obrađeno je: osnovno o otkriću x–zraka, spektar i njegove karakteristike, osobine (refleksija i refrakcija, prolazanje kroz materiju, apsorpcija, rasejanje i difrakcija) kao i primenu x-zraka. Dok drugi deo ovog rada predstavlja priprema za čas za četvrti razred srednje škole.

10. Literatura

1. M. Raspopović, D. Kapor, M. Škrinjar, Fizika za IV razred gimnazije, Zavod za udžbenike i nastavna sredstva, Beograd, 1995.
2. Nataša Čaluković, Fizika4, Zbirka zadataka i testova za četvrti razred gimnazije, "KRUG", Beograd, 2000.
3. Karakteristike x–zračenja i njegova primena u medicini, seminarski rad, Olivera Marković, Novi Sad, 2000.
4. Ivan Janić, Osnovi atomske fizike I deo (skripta), Novi Sad, 1992.
5. Ivan Janić, Eksperimentalne vežbe iz atomske fizike, Novi Sad, 1990.
6. Slavko Boškan, Atomi i atomska energija, Tehnička knjiga, izdavačko preduzeće Narodne tehnike, Beograd, 1952.
7. dr inž. Dragiša M. Ivanović, inž. Vlastimir M. Vučić, Atomska i nuklearna fizika (fizika III), Naučna knjiga, Beograd, 1987.
8. dr Mira K. Jurić, Atomska fizika, Naučna knjiga, izdavač Dragoslav Joković, Beograd, 1976.
9. dr inž. Dragiša M. Ivanović, inž. Vlastimir M. Vučić, Fizika II: Elektromagnetika i optika, Naučna knjiga, Beograd
10. Branko Đurić, Živojin Ćulum, Fizika V deo: Teorija relativnosti, atomska i nuklearna fizika, Naučna knjiga, izdavač Dragoslav Joković, Beograd, 1969.
11. Ivan Supek, Moderna fizika i struktura materije, Naučno – izdavačko preduzeće, Tehnička knjiga, Beograd, 1965.
12. <http://www.telfor.org.yu/telfor2005/radovi/OS-5.9.pdf>
13. http://www.nationalgeographic-srbija.com/200704/x_zraci_otkrivaju_istoriju.htm
14. <http://news.bbc.co.uk/1/hi/sci/tech/5235894.stm>
15. <http://www.ad-loznica.org.yu/dopisi%202004/candra.htm>
16. <http://www.mrcukarica.com/snimcimr.aspx>
17. <http://www.mrcukarica.com/Skener.aspx>
18. <http://www.mrcukarica.com/Rendgen.aspx>
19. <http://www.mrcukarica.com/mamografija.aspx>
20. <http://www.mrcukarica.com/osteodenxitometrija.aspx>
21. <http://www.blic.co.yu/slobodnovreme.php?id=29859>
22. http://sh.wikipedia.org/wiki/Nobelova_nagrada

Kratka biografija kandidata



Branka Radulović, rođena 22.06.1985. godine u Subotici.

Završila osnovnu školu «Vuk Karadžić» u Bajmoku i gimnaziju «Svetozar Marković» u Subotici. 2004. godine upisala Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu, smer profesor fizike.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Ključna dokumentacijska informacija

<i>Redni broj:</i>	
RBR	
<i>Identifikacioni broj:</i>	
IBR	
<i>Tip dokumentacije:</i>	Monografska dokumentacija
TD	
<i>Tip zapisa:</i>	Tekstualni štampani materijal
TZ	
<i>Vrsta rada:</i>	Diplomski rad
VR	
<i>Autor:</i>	Branka Radulović
AU	
<i>Mentor:</i>	dr Dušan Lazar, docent
MN	
<i>Naslov rada:</i>	Priprema i obrada nastavne jedinice "x-zračenje" u srednjim školama
NR	
<i>Jezik publikacije:</i>	srpski (latinica)
JP	
<i>Jezik izvoda:</i>	srpski/engleski
JI	
<i>Zemlja publikovanja:</i>	Republika Srbija
ZP	
<i>Uže geografsko područje:</i>	Vojvodina
UGP	
<i>Godina:</i>	2008
GO	
<i>Izdavač:</i>	Autorski reprint
IZ	
<i>Mesto i adresa:</i>	Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
MA	
<i>Fizički opis rada:</i>	10/57/0/4/39/15/0
FO	
<i>Naučna oblast:</i>	Fizika
NO	
<i>Naučna disciplina:</i>	Metodika nastave fizike
ND	
<i>Predmetna odrednica/ ključne</i>	spektar, osobine i primena x-zraka
<i>reči:</i>	
PO	
UDK	
<i>Čuva se:</i>	Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
ČU	
<i>Važna napomena:</i>	nema
VN	
<i>Izvod:</i>	Cilj ovog rada je da, kako nastavnom kadru tako i svim zainteresovanim, pomogne u razumevanju osnovnih pojmljiva vezanih za x-zračenje i da ih uputi na neke druge izvore koji bi im za dati pojmljiva dali detaljnija objašnjenja.
IZ	
<i>Datum prihvatanja teme od NN</i>	10.06.2008.

Priprema i obrada nastavne jedinice "x-zračenje" u srednjim školama

veća:

DP

Datum odbrane:

04.07.2008.

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

dr Dušanka Obadović, redovni prof.

član:

dr Olivera Klisurić, redovni prof.

član:

dr Dušan Lazar, docent.

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

<i>Accession number:</i>	
ANO	
<i>Identification number:</i>	
INO	
<i>Document type:</i>	Monograph publication
DT	
<i>Type of record:</i>	Textual printed material
TR	
<i>Content code:</i>	Final paper
CC	
<i>Author:</i>	Branka Radulović
AU	
<i>Mentor/comentor:</i>	Ph.D. Dušan Lazar, assistant professor
MN	
<i>Title:</i>	Preparation and processing of the teaching unit "x-rays" in secondary schools
TI	
<i>Language of text:</i>	Serbian (Latin)
LT	
<i>Language of abstract:</i>	English
LA	
<i>Country of publication:</i>	Republic of Serbia
CP	
<i>Locality of publication:</i>	Vojvodina
LP	
<i>Publication year:</i>	2008
PY	
<i>Publisher:</i>	Author's reprint
PU	
<i>Publication place:</i>	Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
PP	
<i>Physical description:</i>	10/57/0/4/39/15/0
PD	
<i>Scientific field:</i>	Physics
SF	
<i>Scientific discipline:</i>	Teaching methods of physics
SD	
<i>Subject/ Key words:</i>	x-ray spectra, characteristics and use of x-rays
SKW	
<i>Holding data:</i>	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
HD	
<i>Note:</i>	none
N	
<i>Abstract:</i>	The goals of this work is to help the teachers of physics and other who are interested in to understand the basic terms concernig the x-rays and to give other sources that could help them in the detailed explonation of specific terms.
AB	10.06.2008.
<i>Accepted by the Scientific Board:</i>	
ASB	

Priprema i obrada nastavne jedinice "x-zračenje" u srednjim školama

Defended on: 04.07.2008.

DE

Thesis defend board:

DB

President: Ph. D. Dušanka Obadović, full prof.

Member: Ph. D. Olivera Klisurić, full prof.

Member: Ph. D. Dušan Lazar, assistant professor