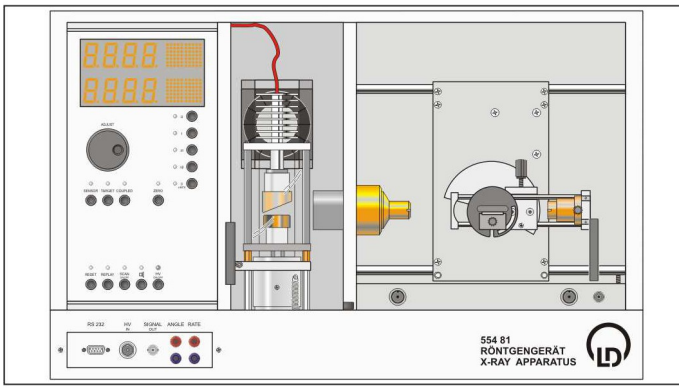
Fizikalni praktikum 3: Poskusi z žarki X

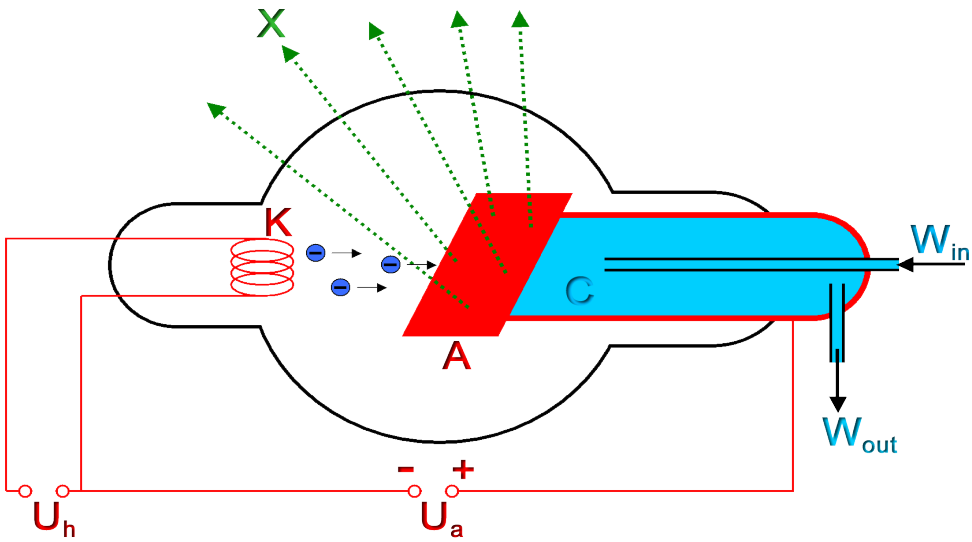
Rok Pestotnik zadnja sprememba:10.10.2007



Naloga

1. Z ionizacijsko celico izmeri povprečno jakost doze v snopu žarkov X
2. Izmeri polariziranost primarnih žarkov X
3. Izmeri polariziranost sipanih žarkov X

Izvor žarkov X

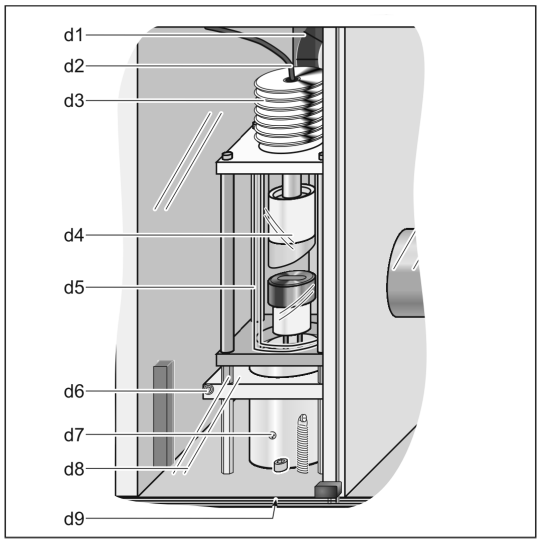


Elektrone, ki izhajajo iz katode, pospešimo z visoko napetostjo proti kovinski tarči. Pri trku zaradi zaviranja elektronov v polju jeder nastanejo X žarki - zavorno sevanje. Če imajo elektroni zadosti energije, pa lahko iz notranjih elektronskih lupin izbijejo elektrone. Elektroni iz višjih stanj zapolnijo vrzel, pri tem pa izsevajo karakteristiščne X žarke, ki imajo točno določeno energijo.

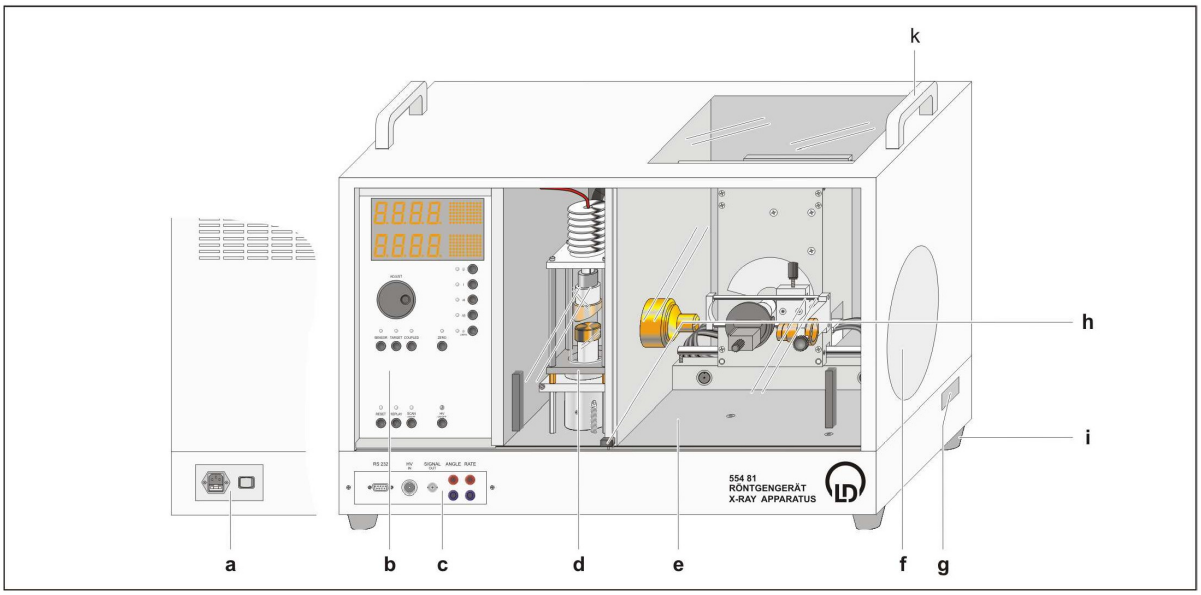
V našem primeru boste eksperimente opravljali s pomočjo rentgenske naprave Lehr und Didaktiksysteme 554811, ki vsebuje rentgensko cev z molibdenovo anodo in omogoča izpeljavo vrste različnih eksperimentov.

Rentgenska cev je zaprta v cevi iz svinčevega stekla, ki absorbira večino X žarkov, ki ne letijo proti kolimatorju. Na ta način lahko med delovanjem opazujete spremembo temperature katode, če spreminjate katodni tok.

Anoda je izdelana iz molibdena, na njej pa je maksimalna napetost 37kV, ki povzroči anodni tok 1.2 mA. Za hlajenje anode skrbi ventilator. Jakost doze v bližini anode znaša 10Sv/min, 10 cm od ohišja pa je manjša od 1 μSv/h.



d1 Ventilator
d2 Visoko napetostni kabel
d3 Hladilnik
d4 Rentgenska cev
d5 Cev iz svincevega stekla
d6 Vijak
d7 Podnozje
d8 Drsna vratca iz svicevega stekla

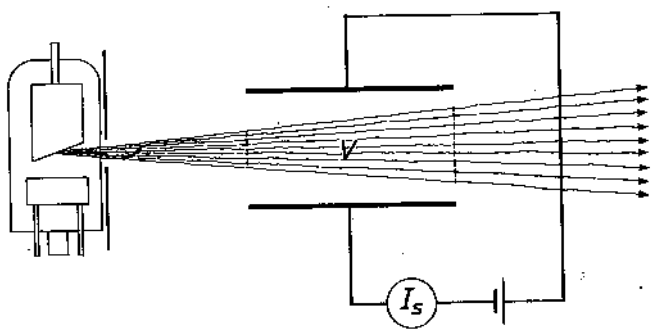


a napajanje
b kontrolna plošca
c Prikljucki
d rentgenska cev
e eksperimentalni prostor z goniometrom
f fluorescencni zaslon
g kanal za dodatna napajanja
h vratca z varnostnim mehanizmom
i podnozje
k rocaj

Zaradi varnosti je mogoče aparaturo vključiti samo, kadar so drsna vrata eksperimentalnega prostora zaprta.

.

Ionizacijska celica



Najenostavnejša ionizacijska celica je kar ploščni kondenzator zvezan z izvorom visoke napetosti. Če v prostor med ploščama posvetimo z rentgenskimi žarki, ti na atomih zraka povzročijo (v glavnem) fotoefekt. Fotoelektroni zaradi svoje kinetične energije ionizirajo molekule. Nastale ionske pare napetost na kondenzatorju usmeri k ploščam in tako dobimo v tokokrogu tokovni sunek. Če je fotonov veliko (v našem primeru okrog 10^9/s), se sunki povprečijo v merljiv električni tok. V splošnem vsi ionski pari ne dosežejo elektrod. Nekaj se jih prej rekombinira, odvisno od električne poljske jakosti v kondenzatorju. Pri nizkih poljskih jakostih je rekombinacija znatna, pri višjih pa je praktično ni več. To lepo vidimo pri opazovanju toka v odvisnosti od napetosti na kondenzatorju pri konstanti jakosti sevanja žarkov X. Tok najprej z višanjem napetosti narašča, nato pa nastopi nasičenje. (Pri višjih napetostih tok spet naraste, vendar je to že posledica drugih efektov).

Pojem števila fotonov pri rentgenskih napravah le redko uporabljajo. Vzrok je v tem, da število ionskih parov, ki jih žarki X ustvarijo v ionizacijski celici, ni odvisno samo od njihovega števila, ampak tudi od njihove energije. Namesto jakosti izvora govorijo o hitrosti ekspozicijske doze (As/kgh), ali absorbirane doze (Gr/h).

Namen te vaje je določiti ekspozicijsko dozo v snopu rentgenskih žarkov. Ekspozicijska doza (X) je električni naboj (ΔQ) enega predznaka, ki ga v zraku volumna ΔV z maso Δm, na enoto mase sprosti ionizirajoče sevanje

$$X = \Delta Q / \Delta m.$$

Enota za ekspozicijsko dozo je As/kg zraka. Hitrost ekspozicijske doze

$$dX/dt = \Delta I / \Delta m,$$

kjer ΔI pomeni tok nabitih dolcev (enota A/kg zraka). Če upoštevamo zvezo $m = \rho \Delta V$ velja:

$$dX/dt = \Delta I / \rho \Delta V.$$

Že omenjeni tok nasičenja v ionizacijski celici je torej merilo za hitrost ekspozicijske doze. Če znotraj celice gostota toka ni konstantna, dobimo iz meritve dozo, ki je povprečena preko obsevanega volumna celice.

Polariziranost žarkov X

Žarki X nastanejo v rentgenski cevi zaradi interakcije pospešenih elektronov z jedri v anodi.. Gledano površno bi pričakovali, da se bo elektron v bližini jedra gibal po hiperboli. Ko bi se jedru približeval, bi se njegova hitrost večala, ko pa bi se oddaljeval, bi se spet manjšala. Ker pa pospeševani ali upočasnjevani naboj seva elektromagnetno energijo, se mu med gibanjem mimo jedra hitrost zmanjša. Količina izsevane energije je odvisna od sile med elektronom in jedrom in od tega, kako dolgo ta sila deluje - vse pa je odvisno od tega, kako daleč od jedra se elektron giblje. Frekvenca izsevanega elektromagnetnega valovanja ν je določena s kinetično energijo ΔE_{kin}, ki jo izgubi elektron:

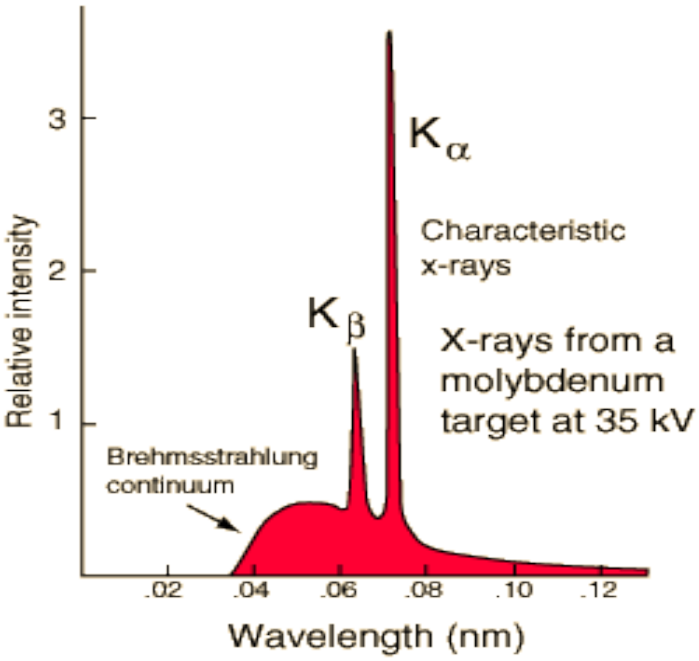
$$\Delta E_{kin} = h\nu,$$

kjer je hPlanckova konstanta. Maksimalno frekvenco dobimo takrat, ko se vsa elektronova kinetična energija spremeni v elektromagnetno

$$h\nu_{max} = E_{kin}$$

Priročna je formula za izračun ustrezne valovne dolžine
$\lambda_{min}(nm) = \frac{1240}{U(V)}$
kjer je U anodna napetost. Velja si zapomniti, da je pri napetosti 12,4 kV minimalna valovna dolžina 0,1 nm.

Celotni spekter žarkov X, ki bi jih dobili iz rentgenske cevi, v kateri bi elektrone pospeševali z istosmerno napetostjo 35 kV na anodo iz molibdena kaže slika.



Poleg zveznega dela spektra opazimo na sliki tudi diskretne črte. Pospešeni elektroni namreč iz atomov v tarči izbijajo elektrone. Ko sosednji elektroni skačejo na prazna mesta, sevajo karakteristične žarke X, ki se v spektru pojavijo kot diskretne črte. Ker je vezalna energija elektronov v lupini K

za volfram $E_K = -69,5$keV, v lupini L pa $E_{L1} = -12,1$keV, $E_{L2} = -11,5$ keV in $E_{L3} = -10,2$ keV, lahko v našem primeru, ko imamo elektrone pospešene na 35 keV, ti izbijejo iz atoma le elektrone v lupini L in črte v spektru na sliki ustrezajo prehodom manj vezanih elektronov v to lupino.

Oglejmo si še poenostavljeno sliko nastanka zavornega sevanja. Pomagali si bomo kar s klasičnim modelom nihajočega naboja, čeprav bi morali uporabiti metode kvantne mehanike.

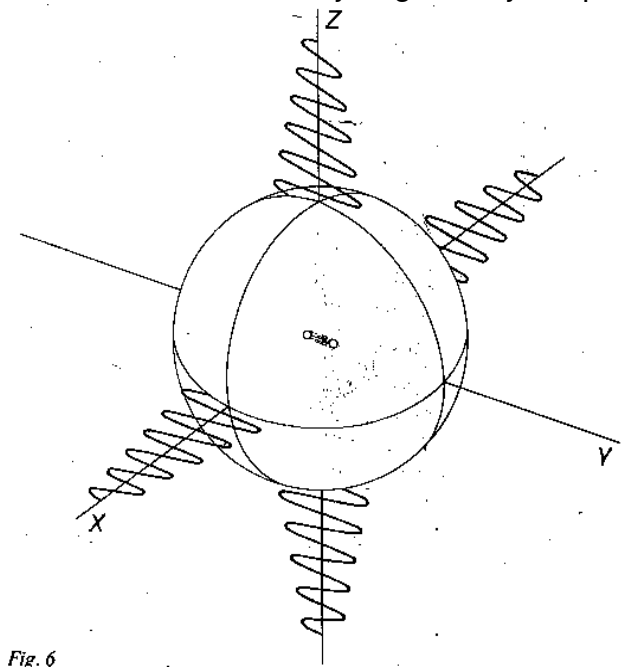


Fig. 6

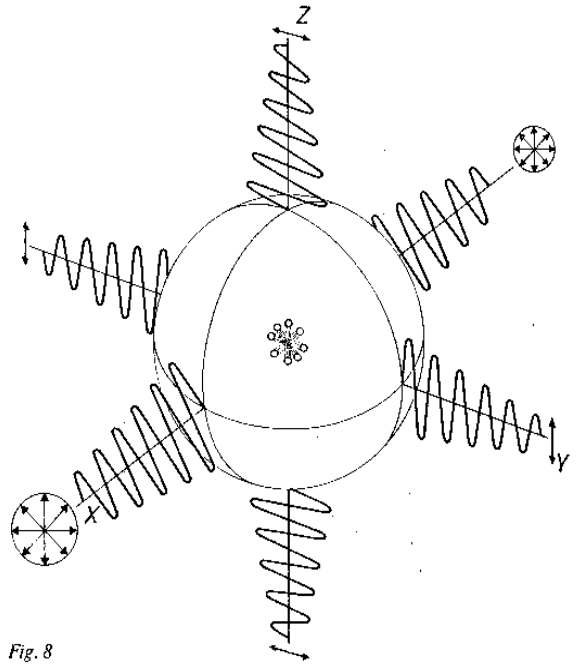


Fig. 8

Naj naboj niha v smeri osi Y: $Y = Asin\Omega t$ s pospeškom $a_y = -A\omega^2 sin\omega t$. Pospeševanju naboja sledi sevanje elektromagnetnega valovanja, ki ga opišemo z vektorjem jakosti električnega polja $\vec{E}$ (ki ima smer nihajočega naboja in je pravokoten na smer razširjanja valovanja) in vektorjem magnetne poljske gostote $\vec{B}$ (ki je pravokoten na $\vec{E}$ in na smer razširjanja). Ker naboj niha v smeri osi Y, ima vektor $\vec{E}$ vedno isto smer. Pravimo, da je valovanje linearno polarizirano (v smeri osi Y). Energijski tok valovanja, ki ga seva tak nihajoč naboj, je v različnih smereh prostora različen. Največji je v ekvatorialni ravnini, v smeri nihanja naboja pa je enak 0.

Imejmo več istočasno nihajočih nabojev, katerih smeri nihanja so enakomerno porazdeljene v ravnini Y-Z. V tem primeru dobimo v smeri X nepolarizirano valovanje, v smereh Y in Z pa je valovanje še vedno linearno polarizirano (slika Fig.8). Če smeri nihanja nabojev v ravnini Y-Z niso enakomerno porazdeljene, dobimo v smeri X delno polarizirano svetlobo.

Če bi se elektroni v anodi zavirali samo v smeri svojega prvotnega gibanja (naj bo to smer Y), bi dobili linearno polarizirane žarke X, ki se širijo v ravnini X-Z. V resnici se veliko elektronov odkloni od prvotne smeri gibanja že prej, predno se zavorno sipljejo, zaradi česar so žarki X v ravnini X-Z le delno polarizirani.

Koherentno sipanje žarkov X

Pri interakciji žarkov X z elektroni se energija (frekvenca) fotonov ne spremeni, če so elektroni vezani (elastično sipanje, koherentno sipanje) in zmanjša, če so elektroni prosti oz. slabo vezani (neelastično sipanje - Comptonov efekt).

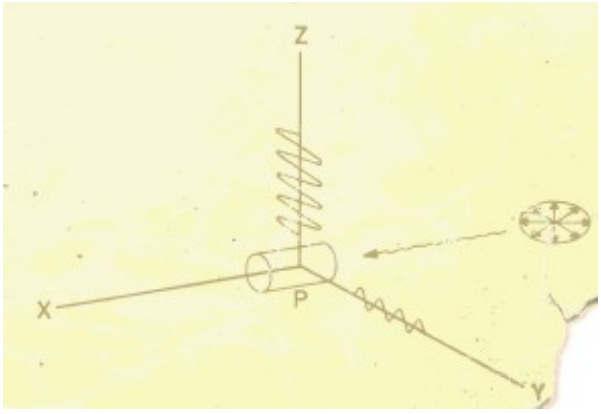
Nas zanima predvsem elastično sipanje, ker z njim določamo polarizacijo žarkov X. Ponazorimo si ga lahko s klasično teorijo sevanja, po kateri vektor električne poljske jakosti vpadnega valovanja s frekvenco νvzbudi elektron k nihanju, pri tem pridobljeno energijo pa elektron vrne z izsevanjem valovanja iste frekvence. To valovanje se širi v prostor tako, kot je to značilno za nihajoč naboj. Na ta način se jakost vpadnega snopa zmanjša. Pri elastičnem sipanju vzbujeni elektroni nihajo tako kot vektor $\vec{E}$ vpadnega valovanja, tj. v ravnini, ki je pravokotna na smer razširjanja. Če valovanje ni polarizirano, so vse smeri nihanja v tej ravnini enakomerno zastopane, če je delno polarizirano, so nekatere smeri priviligirane, če pa je linearno polarizirano, vsi elektroni nihajo v isto smer.

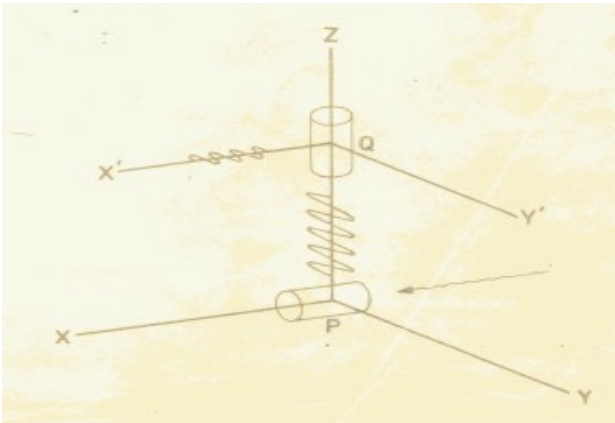
Po prejšnji obravnavi polarizacije valovanja, ki izhaja iz nihajočega naboja, takoj sledi, da je elastično sipano valovanje, ki se širi v ravnini pravokotno na smer prvotnega žarka, linearno polarizirano.
Gostota energijskega toka, ki ga seva nihajoči naboj se spreminja kot $\sin^2\vartheta$, kjer je ϑ kot med smerjo nihanja dipola in smerjo valovanja. Močno sevanje torej dobimo v ravnini, ki je pravokotna na smer nihanja naboja, v sami smeri nihanja pa sevanja ni.

Iz gornjega sledi, da je kotna porazdelitev elastično sipanega valovanja odvisna od polariziranosti vpadnega valovanja. Če je npr. dano valovanje, ki se giblje v smeri osi Y, polarizirano v smeri osi Z, v tej smeri ni sipanega valovanja. Pri delno polariziranem vpadnem valovanju je jakost sipanega valovanja v smeri osi Z manjša kot v smeri osi X. Le pri elastičnem sipanju nepolariziranega valovanja je jakost v smeri osi X ista kot v smeri osi Z.

Z merjenjem jakosti elastično sipanega valovanja lahko določimo polariziranost rentgenske svetlobe. V snop, ki ima npr. smer osi Y postavimo sipalec, nato pa v ravnini X-Z z nekim števcem za ionizirajoče sevanje (npr. Geiger-Mullerjevim) izmerimo kotno porazdelitev sipanega valovanja. Dobljena porazdelitev je krog, če valovanje ni polarizirano in elipsa, če je polarizacija delna. V praksi navadno ne merimo celotne porazdelitve, ampak le vrednosti I_x in I_y, polariziranost pa definiramo z izrazom

$\eta = \frac{I_z - I_x}{I_z + I_x}$





Meritev polariziranosti: primarnih žarkov X (levo) in sipanih žarkov X (desno)

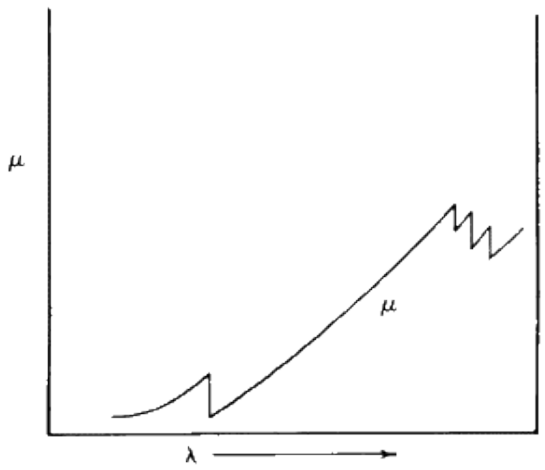
Polariziranost $\eta = 0$, če je $I_x = I_z$ in $\eta \neq 0$, če je $I_x \neq I_z$.

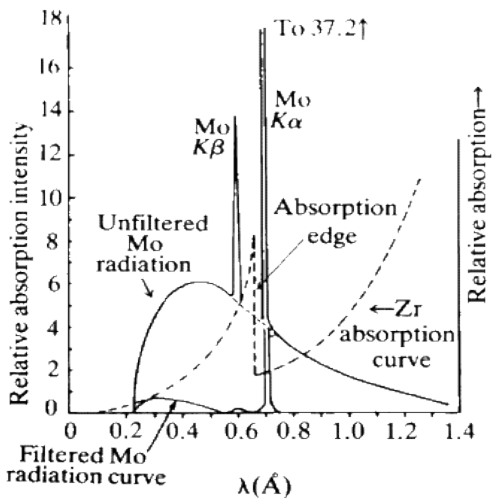
Presevno slikanje predmetov

Očitno je, da se X žarki absorbirajo v snovi, kar lahko opišemo z enostavno enačbo. Intenziteta I z globino d eksponentno pojema:

$I = I_0 exp(-\mu d)$,

kjer je μ linearni absorbcijski koeficient in d dolžina poti X žarka v sredstvu. Vrednost absorbcijskega koeficienta narašča z atomskim številom elementa absorberja. Če narišemo μ kot funkcijo valovne dolžine X žarkov za katerikoli element, opazimo , da so gladki deli naraščanja absorbcije prekinjeni z ostrimi padci - absorbcijski robovi, ki ustrezajo prehodom med elektronskimi stanji. Zanimiv efekt dobimo, če X žarke, ki jih dobimo iz molibdenove anode, pošljemo skozi cirkonijev filter, ki ima absorbcijski rob med Kα in Kβ črtama molibdena, torej bo Kβ črta dosti bolj absorbirana kot Kα (glejs sliko) .

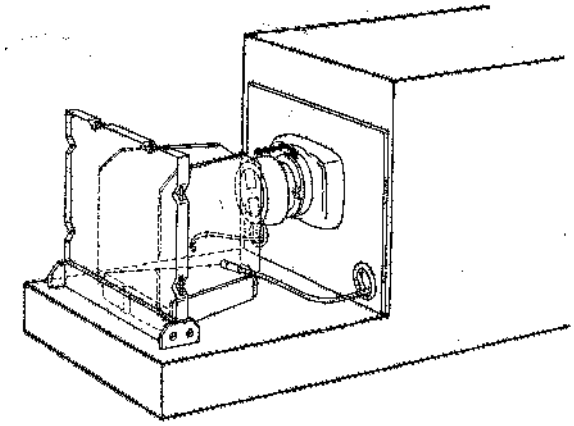




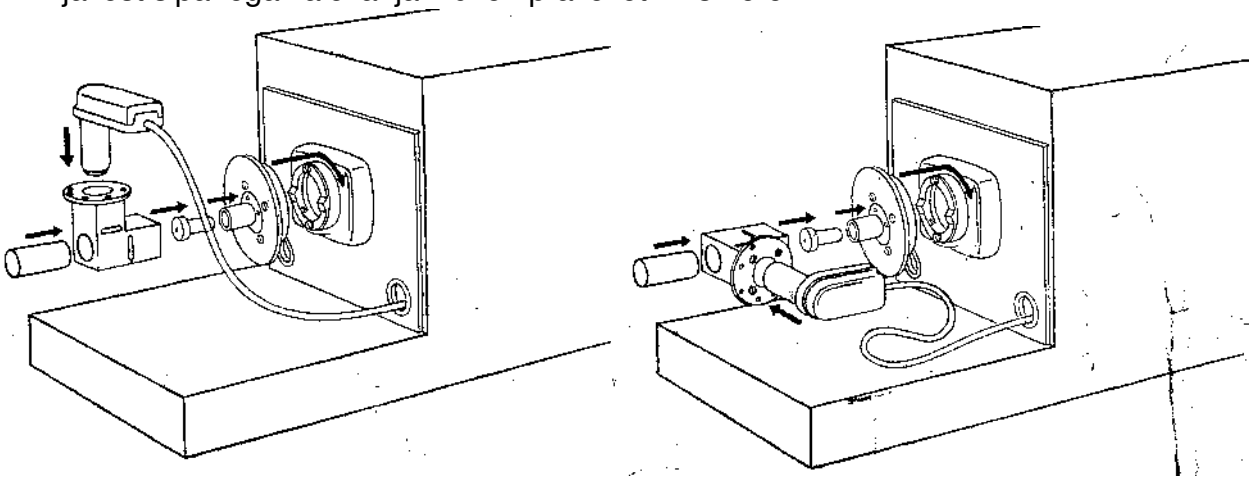
Pri večini preiskav z X žarki potrebujejo žarke z eno energijo. Z uporabo filtra lahko tako relativno enostavno in najceneje dobimo monokromatske X žarke.

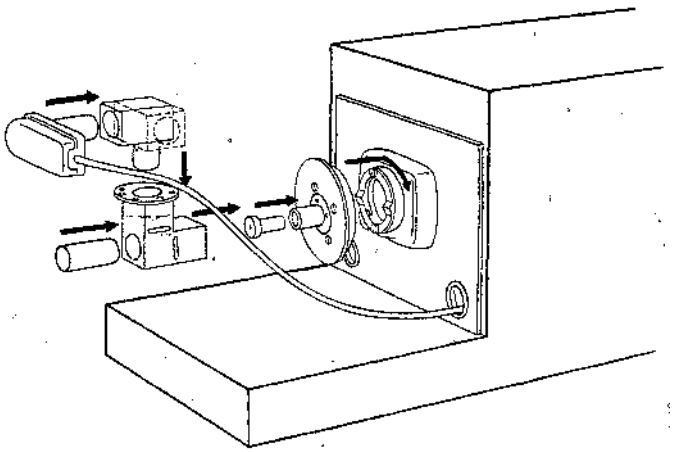
Navodila za delo

1. S pomočjo priloženih navodil se seznani z delovanjem rentgenske aparature
2. Na fosforescenčnem zaslonu si oglej slike različnih predmetov (tiskano vezje, biološki vzorci, denarnica). Z digitalnim fotoaparatom posnemi slike. Slike si oglej enkrat z, drugič pa brez cirkonijevega filtra.
3. Ionizacijsko celico sestavi po sliki, ki je vaji priložena. Za nekaj vrednosti napetosti na rentgenski cevi izmeri odvisnost toka od napetosti na ionizacijski celici. V poročilu odvisnosti prikaži na grafu. Nariši tudi hitrost ekspozicijske doze v odvisnosti od anodne napetosti na rentgenski cevi.



4. Meritev polariziranosti: Sipalec iz plastične mase izpostaviš kolimiranemu snopu žarkov X in v ravnini pravokotno na smer vpadnega valovanja izmeriš z GM števcem jakost sipanega valovanja v dveh pravokotnih smereh.



5. Namen meritve polariziranosti elastično sipanega valovanja je preveriti prejšnjo trditev, da je elastično sipano valovanje v ravnini pravotni na smer vpadnega

valovanja linearno polarizirano. Rabiš torej dva sipalca. Prvega vstaviš v vpadni snop, na drugega pa naj pada elastično sipano valovanje, katerega polariziranost nato izmeriš tako, kot si to napravil za primarni snop pri prejšnji nalogi. Ker pri tej nalogi niti primarno niti sekundarno valovanje nista dobro kolimirana, dobljeni rezultat ni zanesljiv. Namesto dobimo $\eta = 50\%$.