

Röntgengeislun

Tilvísun

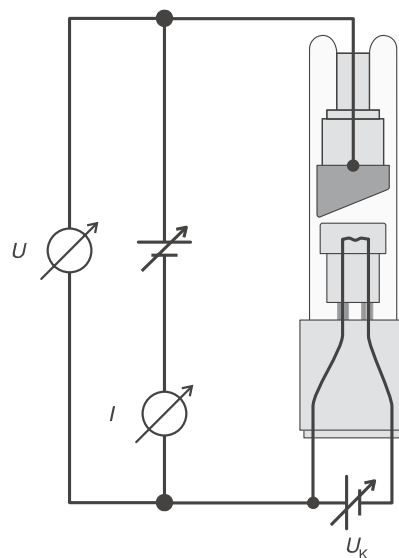
1. H. Haken and H.C: Wolf: The Physics of Atoms and Quanta; kafli 18
2. R. Eisberg and R. Resnick: Quantum Physics; kafli 9.8
3. John J. Brehm and William J. Mullin: Introduction to the Structure of Matter; kafli 2-6, 3-7, 9-4 og 12-2
4. Fujia Yang and Joseph Hamilton: Modern Atomic and Nuclear Physics, kafli 6.
5. Leiðbeiningarblöð frá Leybold sem liggja frammi.

Ensk lykilord

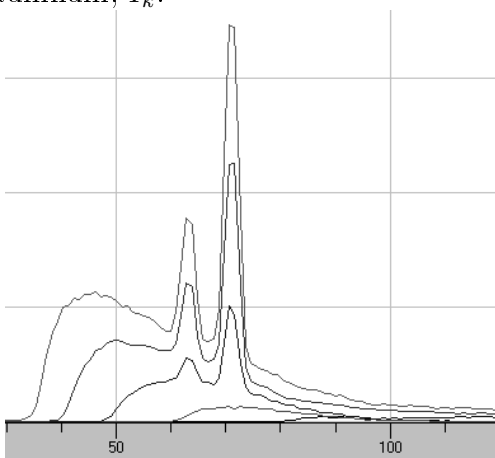
X-rays, Bragg diffraction, Compton effect, photoelectric effect, photon absorption, X-ray line spectra.

Inngangur

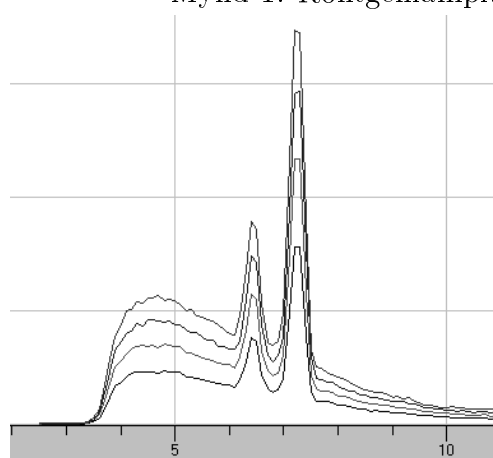
Röntgengeislar eru orkuríkar rafsegulbylgjur sem mynda má á marga vegu. Á mynd 1 er dæmigerður röntgenlampi. Bakskaut (katóða) lampans er hitað með glóðarspennu U_k , en milli forskauts (anóðu) og bakskauts er sett háspenna, U , oftast tugir kílóvolta. Rafeindum er hraðað frá bakskauti til forskauts og fá þær orku í samræmi við spennunum U . Þegar þær lenda á forskautinu fá þær kröftuga neikvæða hröðun og geisla samfelldu rófi (þ. bremsstrahlung), sem stundum er kallað hvít röntgengeislun. Eins og sést á myndum 2a og 2b geta einnig komið fram línuróf í þessari geislun og á það upptök sín í forskautinu og er orka línanna einkennandi fyrir frumefnið sem forskautið er gert úr. Mynd 2a sýnir hvernig mismunandi forskautsspenna, U , hefur áhrif á röntgenrófið og mynd 2b hvernig styrkurinn breytist með glóðarstráumnum, I_k .



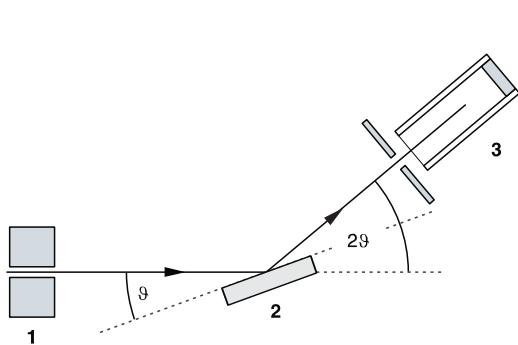
Mynd 1. Röntgenlampi.



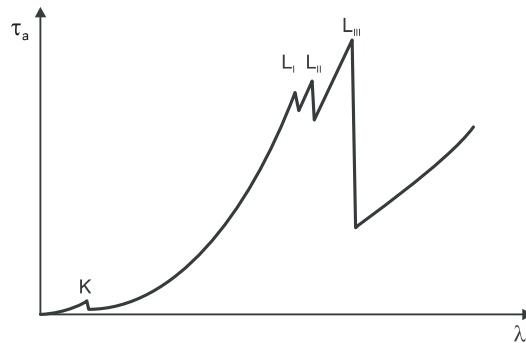
Mynd 2a. Öldulengdarróf röntgengeislunar við mismunandi forskautsspennu; $U=35\text{kV}$ (efst), 30kV , 25kV , 20kV og 15kV (neðst).



Mynd 2b. Bragghornsróf röntgengeislunar við mismunandi forskautsstráum en fasta háspennu ($U=35\text{kV}$); $I=1.0\text{mA}$ (efst), 0.8mA , 0.6mA og 0.4mA (neðst).



Mynd 3. Orkugreining með Bragg-dreifingu.



Mynd 4. Ísogsstuðull τ_a sem fall af λ .

Greining á orku röntgengeisla fer oftast fram á svipaðan hátt og greining á litrófi ljóss með ljósgreiðu. En þar sem öldulengd röntgengeisla er öllu minni, á sama stærðarþrepi og fjarlægð milli atóma í föstum efnum eru venjulega notaðir einkristallar sem gegna sama hlutverki og raufagler í litrófsgreini. Mynd 3 sýnir hvernig tækjum er komið fyrir við orkugreiningu sem venjulega er kennd við Bragg. Vensl λ og θ í Bragg-uppstillingu eru

$$n\lambda = 2d \sin \theta, \quad (1)$$

þar sem d er fjarlægð milli grindarflata í kristallinum og n er gráða samliðunar. Sambandi ljóseindaorku, E , og öldulengdar er lýst með

$$E = h\nu = hc/\lambda. \quad (2)$$

Röntgengeislar dofna með efnisháðum deyfistuðli í samræmi lögmál Lamberts og Beers,

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (3)$$

þar sem I_0 er upphafsstyrkur en I styrkur eftir að geislunin hefur farið í gegnum efnisþykktina x . Deyfistuðullinn, μ , ræðst í fyrstu nálgun af tveimur þáttum. Annars vegar ísogi lýst með stuðlinum τ og hins vegar dreifingu (e. scattering) sem lýst er með stuðlinum σ . Samspil þessara þátta er línulegt og því fæst

$$\mu = \tau + \sigma. \quad (4)$$

Í stað þessara línulegu stuðla eru í töflum oft gefnir upp stuðlar sem tengjast massa efnisins sem í hlut á, massastuðlar, með einunguna massi á flatareiningu. Hlutfallið milli línulegs stuðuls og massastuðuls er eðlismassi hlutaðeigandi efnis. Sjá nánar rammagrein í lok vinnuseðils. Ísog röntgengeisla stafar að hluta til af því að geislarnir jóna atóm og losa þá um rafeindir á innri hvelum. Því getur ísogið breyst skyndilega þegar orkan nær því marki sem þarf til að losa um rafeindi í tilteknu efni. Þetta má greinilega sjá á mynd 4. Skörpu ísogsbrikurnar sem sjást á þessari mynd sýna áhrif þess að losað er um L og K rafeindir. Staðsetning brikanna er einkennandi fyrir frumefnið sem í hlut á. Milli þessara stökka í ísogi er góð nálgun að lýsa sambandi ísogsstuðuls og öldulengdar með

$$\tau = C\lambda^3 Z^4, \quad (5)$$

þar sem Z er sætistala efnisins sem geislinn fer um. Á því orkubili sem eftirfarandi þættir tilraunarinnar spanna er dreifistuðullinn, σ , nánast fasti og eru það svonefnd Comptonhrif sem eru ríkjandi þáttur í þessari dreifingu röntgengeislanna.

Framkvæmd tilraunarinnar

Í þessari tilraun er notað röntgentæki sem framleitt er hjá Leybold í Þýskalandi. Nemendur þurfa fyrst að kynna sér leiðbeiningar með tækinu sem liggja frammi í tilraunastofu. Tilraunin skiptist í þrjá meginþætti.

1. Mæling á orkurófi með Bragggreini, þar sem notaður er NaCl-einkristallur.
2. Mælingar á ísogi röntgengeisla í málmum.
3. Athugun á reglu eða lögmáli sem kennt er við Moseley.

1. Bragg-greining.

Mæla skal orkuróf fyrir röntgengeislun frá Mo-anóðu fyrir forskautsspennu, $U = 35\text{kV}$. Notaður er NaCl kristallur með grindarlengdina, $a_0 = 564.02\text{pm}$. (Í NaCl kristalgrind er $d = a_0/2$). Mæla skal á 0.1° fresti og spanna hornabil þannig að þriðju gráðu rófið fyrir K_α og K_β línur molybden (efnið í forskauti) sjáist. Ræðið stillingar og mælitíma við kennara áður en mælingin hefst. Gögnum er síðan safnað með viðeigandi forriti.

- Ákvarðið orkugildin á K_α og K_β með gögnum úr þessari mælingu og metið mælinákvæmnina.
- K_α línan á upptök sín á tvístigi og því fást í raun tvær línur, $K_{\alpha 1}$ og $K_{\alpha 2}$ og er öldulengdarmunurinn, $\Delta\lambda = 0.43\text{pm}$, á þessum línunum. Hvað teljið þið að þurfi að fara langt út í rófið til að greina þennan mun ?

2. Ísog röntgengeislunar í málmum.

A.

Mæla skal gegnskingsorkuróf fyrir röntgengeislun þegar forskautsspennan er, $U = 35\text{kV}$. Enn sem fyrr er notaður NaCl kristallur með grindarlengdina, $a_0 = 564.02\text{pm}$. Mæla skal með hornupplausn upp á 0.1° og spanna hornabil þannig að Θ fari frá 4.2° og upp í 12.5° . Mælið fyrst án málmþynnu, I_0 , en síðan er mælingin endurtekin fyrst fyrir koparþynnu, I_{Cu} , og síðan fyrir Zr-þynnu, I_{Zr} .

- Sýnið stærðirnar I_0 , I_x og $\ln(I_x/I_0)$ sem fall af öldulengd fyrir þessa tvo málma.
- Hvað segir ísogsbríkin okkur um sætistölu þessara tveggja frumefna ?
- Notið þessi mæligögn til að kanna samband τ og λ fyrir fast gildi á Z , sbr. jöfnu (5).
- Þegar menn þurfa á “einlitri” röntgengeislun að halda í tæki sem þessu er oftast höfð Zr-þynna í geislarásinni. Hvers vegna ?

B.

Til að kanna áhrif Z í jöfnu (5) er eðlilegast að halda föstu orkugildi á heppilegum stað þar sem ísogsbríkurnar rugla ekki myndinni. Í þessum þætti á nota Al, Fe, Cu, Zr og Ag þynnur til að fá fram breytileg gildi á Z . Lausleg könnun á K-bríkunum fyrir þessi efni, bendir til að heppilegt sé að mæla við $\Theta = 4.1^\circ$ ef forskautsspennan er 35kV .

- Mælið ísogið við þetta horn fyrir hverja þynnuna af annarri og mælið að auki einu sinni án málmþynnu.

- Gerið töflu yfir deyfistuðulinn, τ_a , en hér stendur a fyrir “atomic cross-section”. Hér er nauðsynlegt að tengja þennan stuðull fjölda atóma á flatareiningu til þess að staðla samanburðinn með tilliti til sætistölu.
- Gerið síðan graf af sambandi τ_a og Z og reynið að sýna fram að Z komi þar inn í fjórða veldi.

3. Regla Moseleys

Í þessum þætti á að staðsetja ísogsbrikina fyrir 4 mismunandi málma (Zr, Mo, Ag og In). Mælingin fer fram á svipaðan hátt og í 2A. Heppilegt er að hafa $U=35\text{kV}$ og mæla frá $\Theta = 3.7^\circ$ upp í 7.5° með 0.1° millibili. Það dugar að mæla í 5 til 10 sekúndur í hverjum punkti. Gerið graf af mæliniðurstöðum fyrir alla málmana sameiginlega og einnig graf sem lýsir gegnskini. Notið síðan “Moseley”-forritið til að halda utan um þessa úrvinnslu. Berið niðurstöður ykkar saman við “Reglu Moseleys”.

Principles

The attenuation of x-rays passing through matter is described by Lambert's law (see experiment P6.3.2.1):

$$R = R_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (I)$$

Here, R_0 is the intensity of the x-ray radiation in front of the attenuator, R is the intensity behind the attenuator, μ is the linear attenuation coefficient and x is the thickness of the attenuator.

Absorption and scattering both contribute to attenuation. The linear attenuation coefficient μ is thus composed of the linear absorption coefficient τ and the linear scattering coefficient σ .

$$\mu = \tau + \sigma \quad (II)$$

These coefficients are proportional to the mass and the density ρ of the irradiated material respectively. That is why we often use the so-called mass coefficients

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}, \tau_m = \frac{\tau}{\rho}, \sigma_m = \frac{\sigma}{\rho} \quad (III)$$

or – for the pure metals observed here – the atomic coefficients or cross-sections

$$\mu_a = \mu_m \frac{A}{N_A}, \tau_a = \tau_m \frac{A}{N_A}, \sigma_a = \sigma_m \frac{A}{N_A} \quad (IV)$$

A : atomic weight

$$N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}: \text{Avogadro's number}$$

Analogously to equation (II), we can say that

$$\mu_m = \tau_m + \sigma_m \quad (V)$$

and

$$\mu_a = \tau_a + \sigma_a \quad (VI)$$

The absorption of x-rays is essentially due to the ionization of atoms, which release an electron from an inner shell. The absorption cross-section is thus strongly dependent on the quantum energy $h\nu$ resp. the wavelength λ of the x-ray radiation as well as on the excitation energy of the atoms and thus the atomic number Z . For ionization to occur, the quantum energy of the x-rays must be greater than the binding energy E of the electrons of the respective shell. The absorption cross-section is thus very small once the quantum energy is just slightly below the binding energy. The limit wavelength at which the quantum energy is just sufficient is called the absorption edge (see Fig. 1).

Outside of the absorption edges, absorption is described to within a close approximation by the relationship

$$\tau_a = C \cdot \lambda^3 \cdot Z^4 \quad (VII).$$

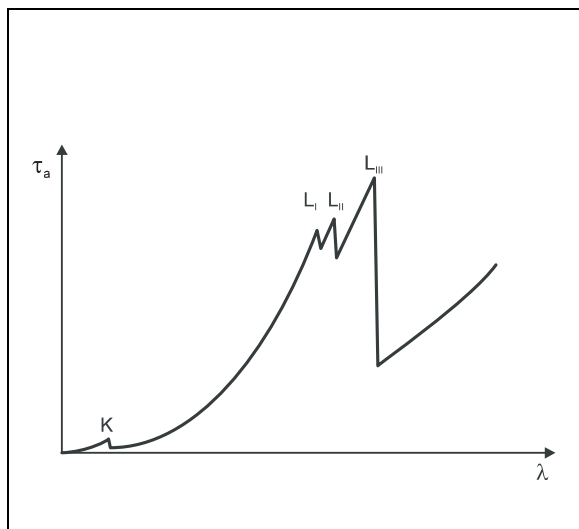


Fig. 1 Absorption coefficient as a function of the x-ray wavelength (schematic)

K: absorption edge of K shell

L_I, L_{II}, L_{III} : absorption edges of L shell

Úr gögnum frá Leybold um ísog / deyfingu og samspil deyfistuðla.