

Vejledning til Betastrålers afbøjning

11.01.11

Aa 5141.05



Figur 1

Apparatet er tilbehør til opstillingsbænken til forsøg med radioaktivitet (5141.00) og sættes på skinnen i stedet for den oprindelige kildeholder.

Til opstillingen hører også en betakilde samt et GM-rør med tilhørende tæller. Et GM-rør med et forholdsvis lille vindue er velegnet af hensyn til vinkelopløsningen. Benyttes et rør med et større vindue, flyttes det længere væk fra magneterne.

Til demonstrationsformål er det en fordel med et akustisk signal fra GM-røret eller tælleren.

Demonstration af betastrålers afbøjning

Start med at fjerne holderen med magneterne fra opstillingen.

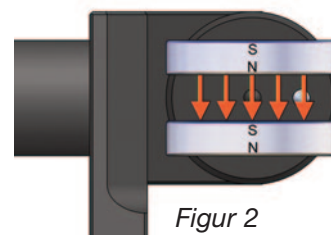
Indstil kildeholderen, så afbøjningsvinklen er 0° (dvs. kilden peger direkte mod GM-røret).

Tæl i 10 sekunder – eller lyt til det akustiske signal fra tælleren.

Drej kildeholderen til 90° og tæl eller lyt igen. Den kollimerede stråle af betapartikler rammer ikke længere GM-røret, og tællehastigheden er næsten 0.

Drej kildeholderen tilbage til 0° .

Herefter kontrolleres det, at magneterne er drejet helt **med uret**, så feltet er rettet lodret nedad (se fig. 2), og magnetholderen monteres på apparatet.



Figur 2

Tæl eller lyt igen – strålingen er "forsvundet".

Drej nu langsomt kildeholderen som vist på fig. 1, mens tællehastigheden eller lyden iagttages. Omkring en vinkel på 45° begynder der igen at komme liv i tællertallene og omkring 90° er strålingen kraftigst. Der registreres stadig stråling helt omme ved den maksimale vinkel omkring $135\text{--}140^\circ$.

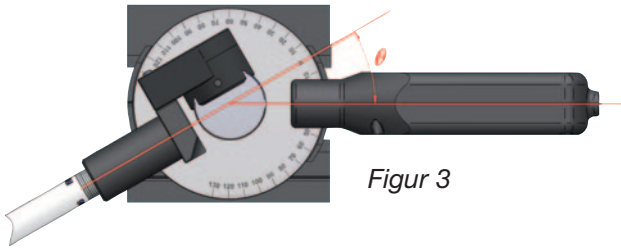
To pointer:

- 1 – Betastrålingen afbøjes af et magnetfelt – strålingen består af ladede partiklerne.
- 2 – Strålingen følger ikke én cirkelbane rundt – partiklerne udsendes med mange forskellige energier.

Ud fra teorien for ladede partiklers bevægelse i magnetfelter – eller ud fra Laplaces lov – kan det påvises, at betapartiklerne er negativt ladede. Det kræver, at man først efterviser, at magnetpolariteten er som på figuren. Man kan f.eks. bruge en lille magnet med kendt polaritet.

NB: Brug en plastovertrukket magnet (f.eks. 3308.50) ellers risikerer du at beskadige neodymiummagnetene i apparatet.

Som en kontrol af observationerne kan magneterne drejes helt mod uret, så feltet går opad. Strålingen vil i dette tilfælde ikke genfindes ved at dreje kildeholderen.



Figur 3

Betaspektret – simpel version

Kender man magnetfeltets størrelse og geometri, kan man bestemme en sammenhæng mellem afbøjningsvinklen og betapartiklernes kinetiske energi. Dette fremgår af kurven på fig. 4. Grafen findes også i stor udgave på separat ark. Styrken af magneterne kan variere lidt, her er antaget en værdi på 310 mT.

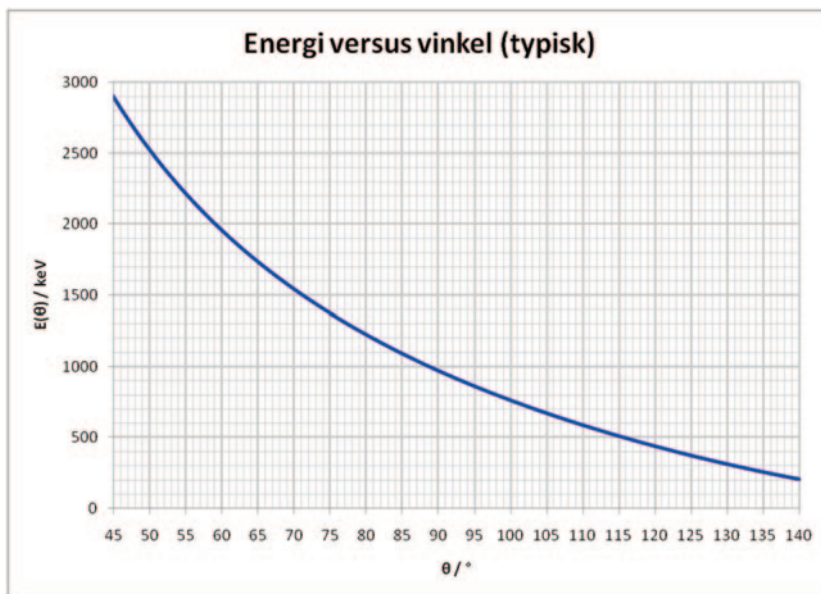
Kontroller, at magneterne er drejet helt **med uret**, så feltet er rettet lodret nedad (fig. 2). Magnetholderen skal sidde på plads i apparatet under hele forsøget.

Variér vinklen θ mellem 40° og 140° i spring på 5° og find for hver vinkel tælle-tallet N i et fast tidsinterval på f.eks. 100 sekunder. Lav også en måling med kilden fjernet helt fra opstillingen for at bestemme baggrundsstrålingen N_0 for samme tidsinterval.

Brug grafen på fig. 4 til at finde betapartiklernes kinetiske energi for hver af de benyttede vinkler.

Beregn for hver vinkel det korrigerede tælle-tal $N - N_0$.

Tegn energispektret, dvs. en graf over de korrigerede tælle-tal som funktion af energien.



Figur 4

Betakilden

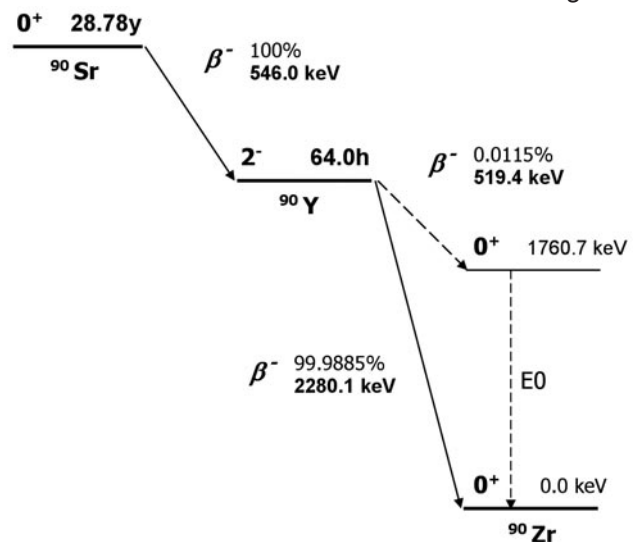
Magnetfeltet er tilpasset betaspektret for henfaldet af Y-90.

Henfaldsskemaet for en strontium / yttrium-kilde ses nedenfor (fig. 5). Henfaldet af Sr-90 vil ikke kunne iagttages med den magnet, som leveres med apparatet, da energierne er for små. Forgreningen til det exciterede niveau i Zr-90 (og det efterhørende gamma-henfald) kan man under alle omstændigheder se bort fra.

Det er m.a.o. kun henfaldet med maksimalenergien 2280,1 keV, der undersøges i apparatet.

Anvendes en almindelig Risø-kilde med en aktivitet på 37 kBq, opnås acceptable tælle-tal med måleintervaller på 60 eller 100 s. Ændres vinklen 5° ad gangen, kan målingerne nås på en halv time.

Figur 5



Betaspektret – avanceret version

Oversigt

Den tidligere behandlede simple version af betaspektret illustrerer udmærket, at betapartikler udsendes med et kontinuert energispektrum, men detaljerne i spektret afbildes strengt taget ikke helt korrekt.

De følgende afsnit er ment som en hjælp til dem, som ønsker en grundigere teoretisk behandling af emnet.

For at kunne bestemme energispektret korrekt, skal der tages højde for den ulineære sammenhæng mellem afbøjningsvinkel og kinetisk energi. Dette gennemgås i de to følgende afsnit.

I afsnittet "Betapartiklernes energi" præsenteres den nævnte sammenhæng. I afsnittet "Korrektion for måleintervallernes fordeling" bestemmes den vinkelafhængige faktor, som tælle tallene skal korrigeres med.

Derefter præsenteres i "Betaspektrets udseendet" det teoretiske udtryk for betaspektrets form.

I det sidste afsnit "Fermi-Kurie-plot" beskrives en ofte brugt teknik til bestemmelse af maksimalenergien i strålingen.

Det anbefales kraftigt at bruge et regneark eller lignende software i arbejdet.

Betapartiklernes energi

For at bestemme sammenhængen mellem afbøjningsvinklen θ og den kinetiske energi E antager vi, at magnetfeltet er homogent med en fluxtæthed B mellem magneterne, og at det er 0 udenfor. Magneternes radius kalder vi R . Med m_0 , e og c betegnes elektronens hvilemasse, elementarladningen samt lyshastigheden. Sammenhængen kan nu vises at være

$$E = m_0 \cdot c^2 \cdot \left(\sqrt{\left(\frac{e \cdot B \cdot R}{m_0 \cdot c \cdot \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right)^2 + 1} - 1 \right)$$

Antagelserne om magnetfeltet er ikke helt opfyldt, men man kan opnå rimelig overensstemmelse med det teoretiske spektrum (se nedenfor), hvis man justerer lidt på B eller R . Da disse kun indgår i form af produktet $B \cdot R$, er det lige meget, hvilken af de to parametre man ændrer.

Korrektion for måleintervallernes fordeling

Hvis man måler i lige store energiintervaller, vil man forvente proportionalitet mellem de observerede tælle tal og det teoretiske spektrum, beskrevet i næste afsnit.

Imidlertid sker målingerne med dette apparat ikke med faste energiintervaller, men derimod med faste vinkelintervaller (som primært afhænger af kollimatoren geometri samt GM-rørets størrelse og afstand fra magneternes centrum).

Da $E(\theta)$ ikke er en lineær funktion, skal tælle tallene divideres med $|dE/d\theta|$, givet ved

$$\left| dE / d\theta \right| = \frac{1}{2} \cdot m_0 \cdot c^2 \cdot \frac{b^2}{\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot \sqrt{b^2 + \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}}$$

hvor

$$b = \frac{e \cdot B \cdot R}{m_0 \cdot c}$$

Betaspektrets udseende

Hyppigheden af betapartikler, som udsendes med kinetisk energi i intervallet dE omkring værdien E er givet ved

$$N(E) \cdot dE = C \cdot \sqrt{E^2 + 2E \cdot m_0 c^2} \cdot (E_{\max} - E)^2 \cdot (E + m_0 c^2) \cdot F(Z', E) \cdot dE$$

hvor $F(Z', E)$ er fermifunktionen, som beskriver indvirkningen af kernens elektrostatiske tiltrækning af betapartiklerne. Z' er datterkernens atomnummer.

For Z mindre end ca. 50 kan $F(Z, E)$ approximeres med udtrykket

$$F(Z, E) = \frac{2 \cdot \pi \cdot \nu}{1 - e^{-2 \cdot \pi \cdot \nu}} \cdot \left(\alpha^2 \cdot Z^2 \cdot \omega^2 + \frac{1}{4} (\omega^2 - 1) \right)^S$$

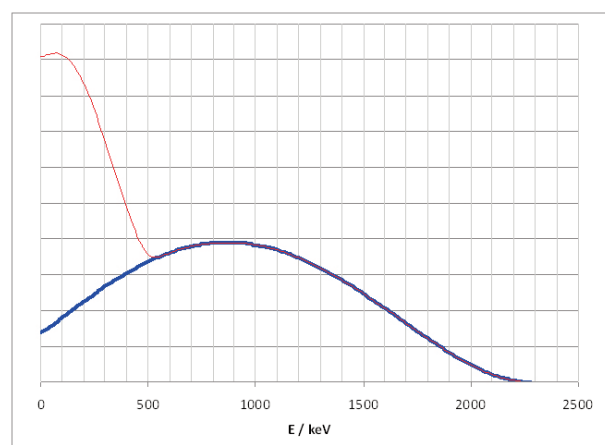
Hvor $\alpha = 1/137$ er finstrukturkonstanten og de øvrige størrelser står for følgende:

$$\nu = \alpha \cdot Z \cdot \frac{E + m_0 \cdot c^2}{\sqrt{E^2 + 2 \cdot E \cdot m_0 \cdot c^2}},$$

$$\omega = \frac{E}{m_0 \cdot c^2} + 1, \quad S = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2} - 1$$

Grafen nedenfor (fig. 6) viser med tyk, blå streg det teoretiske spektrum for $E_{\max} = 2280$ keV.

Den tynde, røde kurve viser det kombinerede spektrum for $E_{\max} = 2280$ keV og $E_{\max} = 546$ keV, svarende til en Sr/Y-90 kilde.



Figur 6

Fermi-Kurie plot

Ved høje energier er fermifunktionen stort set konstant, og energispektret kan lineariseres. Hvis man plotter størrelsen

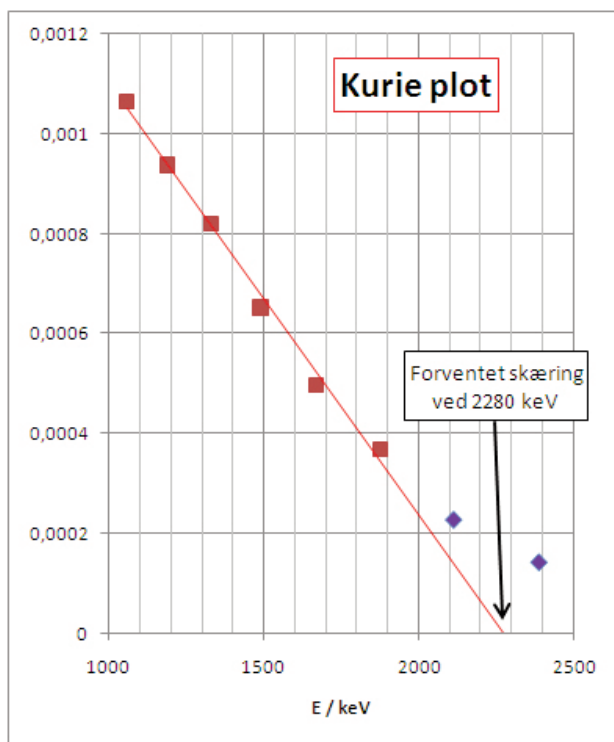
$$\frac{N(E)}{\sqrt{E^2 + 2E \cdot m_0 c^2} \cdot (E + m_0 c^2)}$$

Som funktion af E , bliver resultatet en ret linje, som skærer 1.-aksen i E_{max} .

Ved anvendelse af dette apparat (5141.05) vil spredningen på energien være stor ved høje energier.

Som det ses på det viste eksemplet (fig. 7), kan man blive nødt til at forkaste enkelte af målepunkterne omkring E_{max} , som klart afviger fra en ret linje (de to lilla punkter).

Herefter finder man en meget fin overensstemmelse med det forventede.



Figur 7

Reklamationsret

Der er to års reklamationsret, regnet fra fakturadato.
Reklamationsretten dækker materiale- og produktionsfejl.

Reklamationsretten dækker ikke udstyr, der er blevet mishandlet, dårligt vedligeholdt eller fejlmonteret, ligesom udstyr, der ikke er repareret på vort værksted, ikke dækkes af garantien.

Returnering af defekt udstyr som garantireparation sker for kundens regning og risiko og kan kun foretages efter aftale med Frederiksen. Med mindre andet er aftalt med Frederiksen, skal fragtbeløbet forudbetales. Udstyret skal emballeres forsvarligt. Enhver skade på udstyret, der skyldes forsendelsen, dækkes ikke af garantien. Frederiksen betaler for returnering af udstyret efter garantireparationer.

© A/S Søren Frederiksen, Ølgod

Denne brugsvejledning må kopieres til intern brug på den adresse hvortil det tilhørende apparat er købt. Vejledningen kan også hentes på vores hjemmeside.

5141.05 – Betastrålers afbøjning

