

KAP. VIII RADIOAKTIVITET

1. NATURLIG RADIOAKTIVITET. α -, β - OG γ -STRÅLING.

Allerede i 1896 opdagede franskmændene Henri Becquerel, at uranholdige stoffer udsendte en gennemtrængende stråling, der var i stand til at påvirke en fotografisk plade eller en fluorescerende skærm. Ægteparret Marie og Pierre Curie stillede sig den opgave, at isolere de stoffer, der var årsag til strålingen. Efter en meget omfattende kemisk analyse, lykkedes det i 1898, ud fra ca. et ton begblænde, at udskille få gram af to nye såkaldt radioaktive grundstoffer, som blev kaldt Radium og Polonium. Siden har man identificeret mange, i naturen forekommende-, radioaktive grundstoffer. Blandt de mest kendte er uran, som bruges i kernekraftværker.

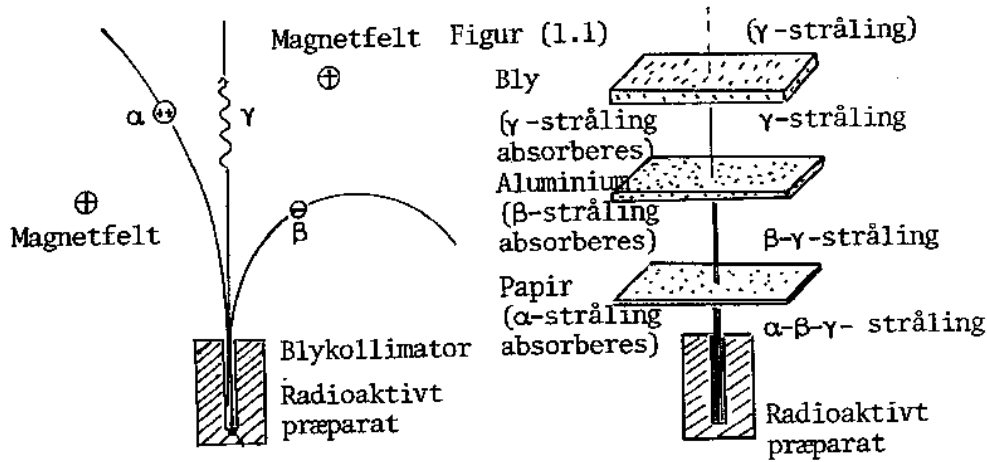
Med opdagelsen af radioaktivitet, åbnes der for et nyt kapitel af fysikken. Især Rutherford og hans medarbejdere, (blandt dem Niels Bohr) gennemførte mange forsøg med radioaktiv stråling, og kunne ud fra disse forsøg slutte, at den radioaktive stråling bestod af partikler, der blev udsendt fra atomkernen. Radioaktiviteten er naturens meddelelser fra atomkernen, og ved en analyse af den radioaktive stråling, har man fået indblik i atomkernernes komplicerede struktur.

Rutherford og hans medarbejdere fandt hurtigt, at den radioaktive stråling bestod af tre komponenter, som kan karakteriseres efter deres forskellige evne til at gennemtrænge stof, og ud fra deres elektriske egenskaber. De tre komponenter blev kaldt for α -, β - og γ -stråling.

Ved afbøjning i et magnetisk felt, kunne man vise at strålingen bestod af en positiv ladet komponent (α -strålingen), en negativ ladet komponent (β -strålingen) og en neutral komponent (γ -strålingen).

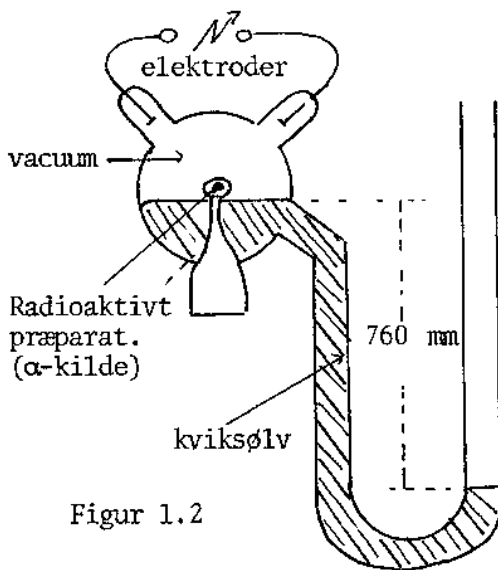
Forsøg viser endvidere, at α -partiklerne lader sig bremse af et stykke papir (eller få cm luft). β -partiklerne, derimod kan trænge gennem papir og glas, men lader sig bremse af få millimeter aluminium. γ -strålingen trænger gennem de fleste stoffer, og lader sig først bremse af flere cm bly.

Kap VIII



Ved afbøjning i magnetiske felter fandt man at q/m forholdet for β -partiklerne var meget nær lig (men lidt mindre end) elektronens e/m forhold. Man sluttede derfor korrekt, at β -strålingen bestod af hurtige elektroner. (Afvigelsen fra tidligere målinger af e/m kan forklares ud fra relativitetsteorien, idet de elektroner der udsendes fra kernerne er relativistiske, som giver en målelig masseforøgelse).

q/m forholdet for α -partiklerne blev også målt af Rutherford. Dette forhold viste sig at være det samme, som det man finder for heliumkerner. Rutherford antog derfor, at α -partiklerne var heliumkerner, hvilket blev eksperimentelt bekræftet ved et elegant forsøg.



På figuren er Rutherfords forsøg vist skematisk. α -kilden er anbragt bag en tynd glasvæg. α -partiklerne er i stand til at trænge ud i beholderen, hvor de opsamles, da de ikke kan trænge gennem beholderens glasvæg. Derimod vil eventuel β - og γ -stråling ikke blive stoppet. I beholderen er der lavet vacuum, ved at rummet først har været helt fyldt med kviksølv, hvor-

RADIOAKTIVITET

efter den åbne gren er blevet sænket. Efter en vis tid er der en gas af helium-atomer i beholderen, idet kernerne har tiltrukket elektroner og dannet atomer. Pålægges man nu en spænding over elektroderne, vil der ske en udladning i beholderen, atomerne vil blive anslået, og udsende lys med de for Helium karakteristiske bølgelængder. Ved forsøget fik man bekræftet, at α -partiklerne er Helium-kerner.

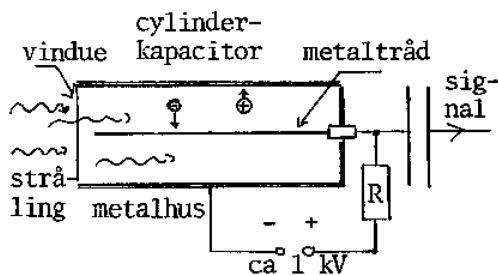
γ -strålingen viser sig at være elektromagnetisk stråling med en bølgelængde svarende til meget hård røntgen-stråling. ($10^{-4} \text{ pm} < \lambda < 1 \text{ pm}$).

2. METODER TIL AT REGISTRERE RADIOAKTIV STRÅLING.

Detektorerne kan groft set deles op i 4 kategorier.

- 1) Dosimetre anvendes til at registrere en akkumuleret stråling, d.v.s. give et mål for den radioaktive dosis, der modtages et bestemt sted over et længere tidsrum. Som dosimeter kan f.eks. anvendes en indkapslet fotografisk plade. Ved fremkaldning, viser sværtningen den samlede radioaktive bestråling. Dosimetre anvendes især til helse-fysiske målinger.
- 2) Detektorer til registrering af øjeblikkelig stråling. (Tællere, counters). Blandt de mest kendte og anvendte er Geiger-Müller tælleren (GM-røret). GM-røret er i princippet en cylinder-kapacitor, der indeholder en gas ved lavt tryk, se figur (2.1).

Figur (2.1) Geiger-Müller rør



For enden af metalhuset er der et tyndt vindue, hvor den radioaktive stråling kommer ind. En ladet partikel, der kommer ind i røret, vil ionisere gas-atomerne. På grund af det kraftige elektriske felt, vil elektronerne accelereres ind mod metaltråden (ionerne mod metalhuset). De accelererede elektroner vil på deres vej ionisere nye atomer, o.s.v.. Resultatet vil blive en byge af elektroner mod metaltråden. Denne ladningsbyge er tilstrækkelig til at give en elektrisk puls, som kan forstærkes og

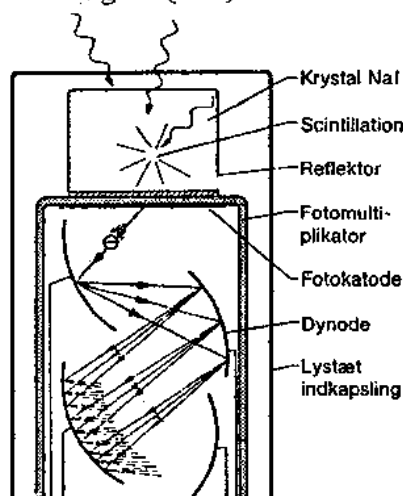
Kap VIII

f.eks. registreres som et akustisk signal. Selv med en ringe strøm gennem røret, vil spændingen over røret falde på grund af den store formodstand. Når spændingen falder, ophører dannelsen af ioner i røret, og det "sweepes" hurtigt for ladninger. Herefter er GM-røret klar til at modtage den næste partikel. For hver registreret partikel er GM-røret uvirksomt i en vis tid, den såkaldte dødtid. Imellem dødtiderne, registrerer GM-røret α - og β -stråling næsten 100%. γ -strålingen ioniserer ikke direkte atomerne, men de kan alligevel registreres i et vist omfang på grund af sekundær ionisation, idet γ -strålingen er årsag til fotoelektroner, der slås ud af atomet, Compton-elektroner eller elektroner skabt ved pardannelse. På denne måde registreres ca. 1% af γ -strålingen.

- 3) Detektorer til måling af energien af radioaktive partikler. Proportionaltællere. For α - og β -partikler, er deres energi proportionalt med antallet af dannede ionpar. Anvendes GM-røret ved en lavere spænding, vil det antal ionpar der dannes ved stødionisation være proportionalt med antallet af primærioner. Signalet på udgangen vil således også være proportionalt med antallet af primærioner, og dermed med den ladede partikels energi. Forstærkningen er dog flere tusinde gange mindre, end når røret anvendes som GM-tæller, og i sidstnævnte tilfælde er den registrerede puls uafhængig af antallet af primærioner. Proportionaltælleren (ionisationskammeret) kræver langt større forstærkning af signalet. Den anvendes, når man søger oplysning om strålingens energi. Scintillationsdetektoren er baseret på at visse stoffer udviser fluorescens, d.v.s. udsender lysglimt, når de rammes af en ladet partikel eller en foton. (scintillator). Fordelen ved dette princip er, at antallet af scintillations-fotoner (lysglimt) generelt er proportionalt med den indkommende partikels energi. Forstærkes signalet nu i en fotomultiplikator, har man i princippet en scintillationstæller, hvormed man (i modsætning til GM-røret) er i stand til at registrere de radioaktive partiklers energi. Som scintillator kan f.eks. anvendes en NaI krystal, men i de

RADIOAKTIVITET

Figur (2.2)

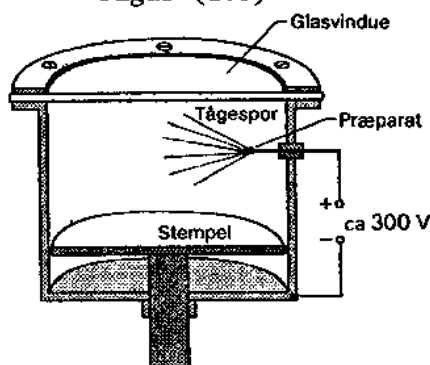


senere år er man begyndt at anvende halvledere i stedet for scintillatorer. Disse tællere f. eks. Ge(Li)-tælleren repræsenterer et stort fremskridt. De har stor effektivitet (registrerer indkommen stråling 100%) og stor opløsningsevne (nøjagtig energibestemmelse). De kaldes tilsammen for faststoffællere (Solid-state detectors). På figuren er vist princippet i en scintillations-

tæller. Faststoffællere anvendes især i forskningen.

4) Detektorer til at iagttage sporet af radioaktive partikler.

Figur (2.3)



Tågekammeret eller Wilson-kammeret blev konstrueret af englænderen Wilson i 1912.

Kammeret er forsynet med et vindue og et stempel, og indeholder vanddamp nær mætning. Det radioaktive præparat er anbragt inde i kammeret. Når stemplet trækkes ud, afkøles luften i kammeret, og vanddampen kommer i en over-

mættet tilstand. Ionerne, der dannes langs banen af en ladet partikel er imidlertid tilstrækkeligt til at starte fortætningen. Langs med partiklens bane, vil der derfor dannes små vanddråber, der kraftigt belyst kan iagttages og eventuelt fotograferes. Ved at anbringe kammeret i et magnetisk felt, kan partiklernes impuls bestemmes ud fra radius i cirkelbanerne. Wilson-kammeret har haft stor betydning ved direkte iagttagelse af de reaktioner der sker når f.eks. en α -partikel rammer en atomkerne. Kernereaktioner kan dog også (med lidt held) iagttages direkte i fotografisk emulsion.

Kap VIII

Til forskningsbrug er Wilson-kammeret nu helt fortrængt af det såkaldte boblekammer, som blev konstrueret i 1952. Boblekammeret indeholder flydende hydrogen under højt tryk og meget lav temperatur. Hvis trykket korvarigt formindskes, vil temperaturen i kammeret være over kogepunktet. Passeres kammeret af en ladet partikel, vil der dannes dampbobler langs med partiklens bane, idet boblerne dannes ved de ioniserede hydrogenatomer. Boblekammeret befinder sig i et permanent magnetfelt. Sporene efter ladede partikler, og sammenstød mellem disse fotograferes i 3 ortogonale planer, hvorefter impulser og vinkler mellem disse kan fastlægges fuldstændig. Boblekammeret har i de senere år fundet udstrakt anvendelse i studiet af reaktioner mellem elementarpartikler. (Se boblekammerfotografierne i afsnittet om elementarpartikler).

3. ABSORPTION AF RADIOAKTIV STRÅLING.

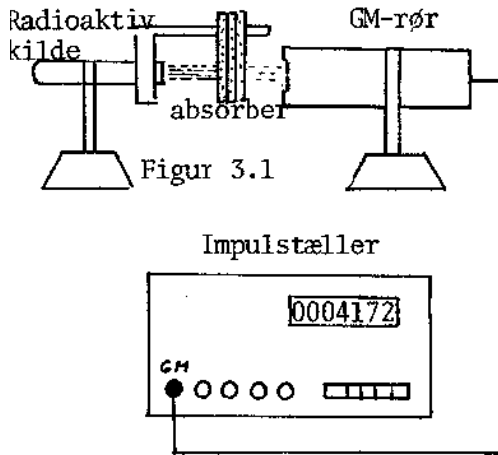
α -partiklerne er karakteristiske ved at have en veldefineret rækkevidde i forskellige stoffer. Iagttages α -partikler f.eks. i et Wilsonkammer vil man se dem som et kort (få cm) tykt spor. α -partikler med samme energi vil have samme rækkevidde, kun udsat for mindre fluktuationer. α -partiklerne mister deres energi til ionisering af atomerne (10 - 100 eV pr. stød) og på grund af deres store masse, får de praktisk talt ingen retningsændring, ved sammenstød med atomernes elektroner. Ionisationsenergien i luft er ca. 35 eV, og en α -partikel med en energi på 3,5 MeV vil således i luft kunne ionisere ca. 10^5 atomer før den er nedbremses.

For β - og γ -strålingen er forholdene noget mere komplicerede, og disse partikler har ikke en veldefineret rækkevidde. Der gælder dog alligevel nogle simple lovmæssigheder for absorption af β - og γ -stråling, som vi her skal se på.

β -partiklernes absorption kan undersøges med en opstilling, som vist på figur (3.1). β -kilden placeres i en fast opstilling i forhold til en detektor, f.eks. et GM-rør. Imellem kilden og detektoren indskydes nu aluminiumsskiver (absorbere) af varierende tykkelse. For hver absorber-tykkelse, bestemmes intensiteten (counts/sec.) ved

RADIOAKTIVITET

f.eks. at tælle antallet af impulser på GM-røret i 60 sek. Afbildes intensiteten (tællehastigheden) $I(x)$ som funktion af absorbertykkelsen x på lodret logaritmisk papir, vil man finde at punkterne ligger på en ret linie med negativ hældningskoefficient.



Intensiteten $I(x)$ er altså en eksponentielt aftagende funktion af absorbertykkelsen x . Udføres forsøget med en γ -kilde og f.eks. bly-absorbere, vil man finde den samme eksponentielle afhængighed, men med en anden hældning.

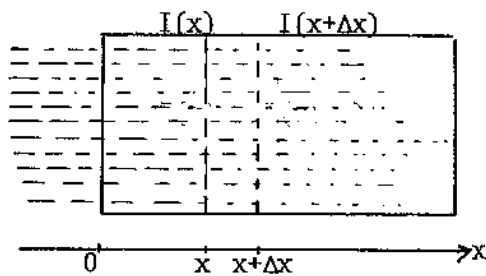
For absorption af β - eller γ -stråling gælder i alle tilfælde:

$$(3.2) \quad I(x) = I_0 e^{-\mu x}$$

$I(x)$ betegner intensiteten af strålingen, efter at den har passeret en absorber af tykkelsen x . I_0 er intensiteten uden absorber. μ kaldes for den lineære absorptionskoefficient. Den afhænger af strålingens natur og energi, samt af absorbermaterialet. μ kan udregnes, når det totale virkningstværsnit for spredning er kendt, se Kap. IX.2. μ har SI enheden m^{-1} .

At intensiteten $I(x)$ er en eksponentielt aftagende funktion af absorbertykkelsen, kan forstås ud fra et simpelt ræsonnement.

Figur 3.3



Radioaktiv strålings absorption.

Figuren viser en strøm af radioaktiv stråling på vej gennem en absorber. Intensiteten ved absorbertykkelsen x betegnes $I(x)$. Den mængde stråling, der absorberes (spredes) i laget med tykkelsen Δx , er (for små absorbertykkelser Δx), proportional med tykkelsen Δx , og med intensiteten

Kap VIII

$I(x)$, der rammer laget Δx . Den absorberede stråling er: $I(x) - I(x + \Delta x)$
Heraf følger en ligning, som er gyldig, når Δx er lille:

$$(3.4) \quad I(x) - I(x + \Delta x) = \mu I(x) \Delta x \quad \Leftrightarrow \quad \frac{I(x + \Delta x) - I(x)}{\Delta x} = -\mu I(x)$$

Ved at lade Δx gå imod nul, finder man differentialligningen:

$$(3.5) \quad \frac{dI}{dx} = -\mu I(x) \quad \text{som har løsningen,}$$

$$(3.6) \quad I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad \text{hvor } I_0 = I(0).$$

Vi ser, at dette simple argument fører frem til den samme afhængighed, som man finder eksperimentelt.

Ved halveringstykkelsen $x_{\frac{1}{2}}$ forstår man den absorbertykkelse, der ned-sætter intensiteten til det halve. Halveringstykkelsen bestemmes af ligningen:

$$I(x_{\frac{1}{2}}) = \frac{1}{2} I_0 \quad \Leftrightarrow \quad I_0 e^{-\mu x_{\frac{1}{2}}} = \frac{1}{2} I_0 \quad \Leftrightarrow \quad e^{-\mu x_{\frac{1}{2}}} = \frac{1}{2}$$

Ligningen løses ved at tage ln til begge sider. Heraf fås:

$$(3.7) \quad x_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad \Leftrightarrow \quad \mu = \frac{\ln 2}{x_{\frac{1}{2}}}$$

Ved afskærmning for radioaktiv stråling, er det nødvendigt at kende halveringstykkelsen.

3.8 Eksempel: For en bestemt type γ -stråling, finder man at halve-ringstykkelsen i beton er 16 cm. Bestem den betontykkelse, der be-virker, at strålingen er reduceret med 99%.

Løsning: Vi skal åbenbart løse ligningen $I(x_{0,01}) = 0,01 I_0$. Ved sam-me fremgangsmåde, som ovenfor finder man løsningen:

$$x_{0,01} = \frac{\ln 100}{\mu} \quad \wedge \quad x_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad \Rightarrow \quad x_{0,01} = \frac{\ln 100}{\ln 2} x_{\frac{1}{2}}$$

På denne måde finder man: $x_{0,01} = 6,64 x_{\frac{1}{2}}$. $x_{0,01} = 106$ cm beton.

RADIOAKTIVITET

4. DEFINITION AF AKTIVITET OG STRÅLINGSDOSER

Vi har defineret aktiviteten for et radioaktivt præparat, som antallet af sønderdelinger pr. tidsenhed.

Som enhed for aktiviteten anvendes ofte 1 Curie (1 Ci).

4.1 Definition 1 Curie er defineret som aktiviteten $3,7 \cdot 10^{10}$ sønderdelinger pr. sekund.

Oprindelig var 1 Ci defineret ud fra antallet af α -partikel henfald pr. sek. i et gram radium. Enheden 1 Ci er en meget høj aktivitet, og til laboratoriebrug anvendes næsten altid enheden $1 \mu\text{Ci}$. (10^{-6} Ci) For anvendelse til forsøg i gymnasiet, er den højst tilladte aktivitet $5 \mu\text{Ci}$.

Relativt tidligt efter opdagelsen af radioaktiviteten, har man været klar over, at denne kunne forårsage biologiske skader. Strålingens ioniserende virkning har nemlig en ødelæggende virkning på legemets væv. Ud fra et helse-fysisk synspunkt, er det energiindholdet i strålingen (ioniseringsevnen), der er afgørende, og ikke blot aktiviteten. Ioniseringsevnen måles i enheden røntgen.

4.2 Definition: 1 røntgen (1 R) er den eksponeringsdosis, der i 1 cm^3 atmosfærisk luft ved standardbetingelsen skaber en ladning på 333 pC af hver slags (positiv og negativ).

Da én ion svarer til ladningen $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ svarer dette til $2,08 \cdot 10^9$ ionpar pr. cm^3 luft, og da 1 cm^3 luft har massen $1,293 \cdot 10^{-3} \text{ g}$ svarer dette igen til ca. $1,6 \cdot 10^{12}$ ionpar pr. gram luft.

Ved den absorberede dosis i det bestrålede legeme, forstås den pr. masseenhed absorberede strålingsenergi. Som enhed anvendes ofte rad (radiation absorbed dose), $1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ J/kg}$.

Den gennemsnitlige ionisationsenergi i luft er 35 eV. Heraf følger: $1 \text{ R} = 35 \text{ eV} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J/eV} \cdot 1,6 \cdot 10^{12} \text{ g}^{-1} = 0,896 \cdot 10^{-5} \text{ J/g} = 0,896 \text{ rad}$. Strålingens biologiske virkning afhænger af den absorberede dosis, men også af biologiske faktorer. Af hensyn til den biologiske virkning indfører man RBE-dosen (relative biological effectiveness).

Denne dosis måles i enheden rem (røntgen equivalent man).

$\text{RBE-dosen (rem)} = (\text{den biologiske faktor}) \times (\text{den absorberede dosis})$

Den biologiske faktor har værdien 1 for β - og γ -stråling.

Kap VIII

5. NATURLIG RADIOAKTIVITET. ATOMKERNEOMDANNELSER.

Ved studiet af den naturlige radioaktivitet, blev Rutherford og hans medarbejdere hurtigt klar over, at den radioaktive stråling stammede fra atomkernerne. Da kerneladningen ændres ved udsendelse af en α - eller en β - partikel, er radioaktiviteten med andre ord grundstof- omdannelser.

Efter at Chadwick i 1932 identificerede neutronen som en bestanddel af atomkernen, har man været klar over, at atomkernerne er opbygget af protoner (som er identisk med brintkerner) og neutroner, som er neutrale partikler med omtrent samme masse som protonerne.

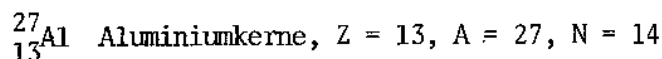
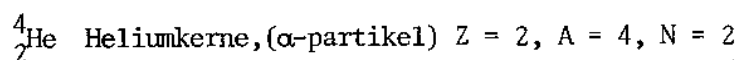
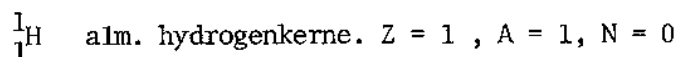
Protonens masse er ca. 1840 gange større end elektronens masse.

$m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$ kg. Neutronens masse $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$ kg. Protonens ladning er numerisk lig med elektronens ladning $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C.

Antallet af protoner i atomkernen betegnes Z. Z er lig med atomnum- meret i det periodiske system. Neutrontallet i kernen betegnes N. Endelig indfører man atommassetallet $A = N + Z$.

En atomkerne betegnes da med det kemiske symbol for atomet, og med atomnummeret Z, som index forned, og atommassetallet som index foroven. Kaldes grundstoffet for X, er betegnelsen for kernen: ${}_Z^AX$.

For eksempel:



Samme grundstof kan godt have kerner med forskellige neutron- tal N. Sådanne atomer, der har samme protontal Z, men forskelligt neutron- tal N, (og dermed forskelligt atommassetal A) kaldes for isotoper.

Isotoper har samme kemiske (atomfysiske) egenskaber, men på grund af den forskellige masse, kan de adskilles i en massespektrograf.

Alle grundstoffer har isotoper. F.eks. kan nævnes: Tung brint (Deu- terium) ${}_1^2\text{H}$, og de to isotoper af kulstof: ${}_6^{12}\text{C}$ og ${}_6^{14}\text{C}$.

RADIOAKTIVITET

I naturen er det normalt én af isotoperne der dominerer. Af den i naturen forekommende brint, er 99,985% ${}^1_1\text{H}$, mens kun de resterende 0,015 % er tung brint. For ilt eksisterer der i naturen 3 isotoper ${}^{16}_8\text{O}$ (99,76%), ${}^{17}_8\text{O}$ (0,037%), ${}^{18}_8\text{O}$ (0,20%). Denne dominans af én isotop betyder, at atommasserne for de lettere grundstoffer er meget nær hele tal. En markant undtagelse er klor, der forefindes i de to isotoper ${}^{35}_{17}\text{Cl}$ (75,4%) og ${}^{37}_{17}\text{Cl}$ (24,6%). Atommassen for klor kan herefter udregnes som: $35 \cdot 0,754 + 37 \cdot 0,246 = 35,5$.

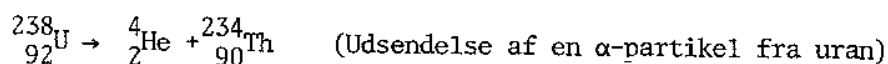
Af praktiske grunde sætter man at elektronen har $Z = -1$ og atommasse-tallet $A = 0$. I forbindelsen med atomkerneomdannelser skrives elektronen da som: ${}^0_{-1}\text{e}$. På tilsvarende måde skrives neutronen som: ${}^1_0\text{n}$. D.v.s. neutronen har $Z = 0$ (neutral) og $A = 1$.

Protoner og neutroner kaldes tilsammen for nukleoner. Atommasse-tallet A angiver altså antallet af nukleoner i kernen.

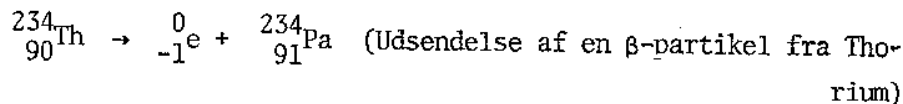
Ved kerneomdannelser eller kernereaktioner, finder man at der foruden energi- og impulsbevarelse, gælder to lovmæssigheder.

- 1) Den samlede ladning er bevaret.
- 2) Antallet af nukleoner er en bevaret størrelse.

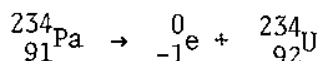
Ved hjælp af disse lovmæssigheder, kan vi da udtrykke de radioaktive omdannelser i symbolske ligninger. (Ikke at forveksle med kemiske reaktioner). For eksempel:



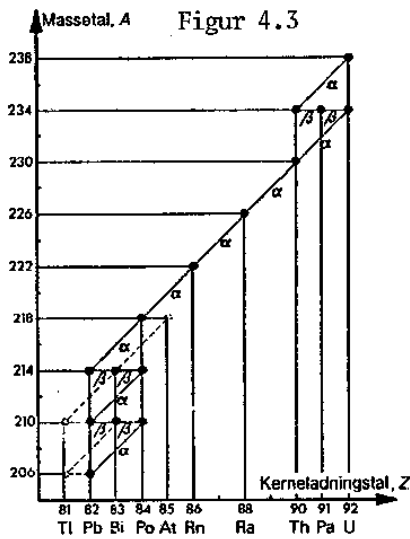
${}^{234}_{90}\text{Th}$ er selv en radioaktiv kerne, og udsender en β -partikel.



${}^{234}_{91}\text{Pa}$ (Protactinium) er også β aktiv, og henfalder til en isotop af uran.



Kap VIII



$^{234}_{92}\text{U}$ er også radioaktiv og udsender en α -partikel. Herefter følger en lang serie af henfald, som ender med en stabil isotop af bly. Denne serie kaldes for uran-serien, og hele serie er vist på figuren til venstre. De radioaktive kerner i uran-serien har meget forskellige "levetider". Dette er vist i tabellen på side 185. Foruden uran-serien findes der radioaktive serier, der starter med $^{235}_{92}\text{U}$ og $^{232}_{90}\text{Th}$, disse kaldes for actinium- og thorium-serierne.

Man har i laboratorier fremstillet radioaktive isotoper af samtlige grundstoffer. (Kunstig radioaktivitet). De radioaktive isotoper fremstilles normalt ved at et grundstof bestråles med neutroner.

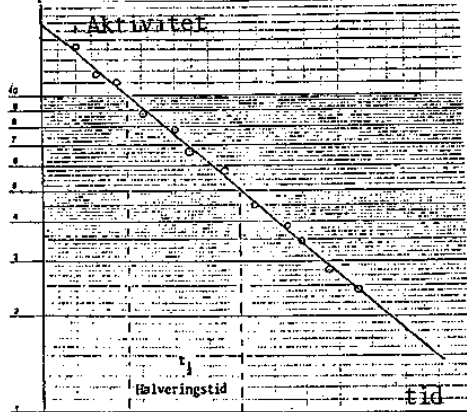
6. HALVERINGSTID FOR RADIOAKTIVE KERNER. HENFALDSLOVEN

Hvis man måler aktiviteten (d.v.s. antallet af henfald pr. sekund) for et radioaktivt præparat, og afsætter man aktiviteten som funktion af tiden på lodret logaritmisk papir, vil man for alle radioaktive stoffer finde, at punkterne ligger på en ret linie. Dette betyder som bekendt, at aktiviteten $A(t)$ er eksponentielt aftagende med tiden t .

$$(6.2) \quad A(t) = A_0 e^{-kt}$$

Konstanten k kaldes for henfaldskonstanten eller sønderdelingskonstanten. Den har SI-enhed af $(\text{sekund})^{-1}$. k afhænger ikke af mængden af stof, men kun af hvilket radioaktivt stof der er tale om.

Relationen (6.2) kaldes henfaldsloven.



RADIOAKTIVITET

Af (6.2) ses, at $A(0) = A_0 e^{-k \cdot 0} = A_0$, som er begyndelsesaktiviteten. Den tid, der forløber indtil aktiviteten er halveret, kaldes for halveringstiden. Vi betegner halveringstiden med $t_{\frac{1}{2}}$. $t_{\frac{1}{2}}$ kan udtrykkes ved hjælp af henfaldskonstanten k , ud fra ligningen (6.2):

$$(6.3) \quad A(t_{\frac{1}{2}}) = \frac{1}{2}A_0 \Leftrightarrow A_0 e^{-kt_{\frac{1}{2}}} = \frac{1}{2}A_0 \Leftrightarrow t_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{k}$$

Det sidste udtryk er opnået ved at dividere med A_0 og tage den naturlige logaritme til begge sider.

Er aktiviteten afbildet på lodret logaritmisk papir, som det er tilfældet på grafen side 184, er det let at aflæse halveringstiden.

Henfaldskonstanten kan da beregnes ved at løse (6.3) med hensyn til k .

Tabel 6.4

Kerne	Halveringstid
^{238}U	$4,5 \cdot 10^9$ år
^{234}Th	24 døgn
^{234}Pa	1,2 min
^{234}U	$2,5 \cdot 10^5$ år
^{230}Th	$8,0 \cdot 10^4$ år
^{226}Ra	1620 år
^{222}Rn	3,8 døgn
^{218}Po	3,1 min
^{214}Pb	26,8 min
^{214}Bi	19,7 min
^{214}Po	0,16 ms
^{210}Pb	22 år
^{210}Bi	5,0 døgn
^{210}Po	138 døgn
^{206}Pb	∞

Halveringstiderne for de radioaktive kerner kan variere fra brøkdeler af tus til ca. 10^9 år.

I tabellen er vist halveringstiderne for kernerne i uran-serien. Man bemærker, at $^{238}_{92}\text{U}$ har en halveringstid, der er på størrelse med universets alder. Det er netop på grundlag af de eksisterende forhold mellem grundstofferne i uranserien, at man har kunnet danne sig et skøn over hvornår den eksisterende $^{238}_{92}\text{U}$ blev skabt, og

dermed en vurdering af universets alder.

Vi vil nu søge en teoretisk forklaring på henfaldsloven. Henfaldsloven er nemlig et af de klareste udtryk for det man kalder indeterminismen i kvantefysikken (se side 171). Det viser sig nemlig principielt umuligt at forudsige præcis, hvornår en kerne vil henfalde, selv om man præcis ved hvornår den er skabt. "Kernens liv" er underkastet statistiske tilfældigheder, noget som er helt ukendt for den klassiske mekanik.

Kap VIII

Vi antager således, at en kerne pr. tidsenhed har en konstant sandsynlighed k for at henfalde, og det uafhængigt af hvorlænge den har "levet". Sandsynligheden for at kernen henfalder i et lille tidsrum Δt er derfor $k \cdot \Delta t$.

Med $P(t)$ betegner vi sandsynligheden for, at en kerne ikke henfalder i tidsrummet fra 0 til t . ($P(t)$ betegner overlevelseschancen til tidspunktet t for en kerne, der ikke var henfaldet for $t = 0$: $P(0) = 1$). På grundlag af antagelsen øverst, kan vi opstille en differentialligning for $P(t)$. $P(t+\Delta t)$ er sandsynligheden for at en kerne ikke er henfaldet til tidspunktet $t+\Delta t$. Denne sandsynlighed udtrykker vi som sandsynligheden for at kernen ikke er henfaldet til tidspunktet t , gange sandsynligheden for at kernen ikke henfalder i tidsrummet Δt . Den sidste sandsynlighed er ifølge antagelsen uafhængig af t , og lig med $1 - k \cdot \Delta t$. Vi udtrykker derfor:

$$(6.5) \quad P(t+\Delta t) = P(t)(1-k\Delta t) \quad \Leftrightarrow \quad \frac{P(t+\Delta t)-P(t)}{\Delta t} = -kP(t)$$

Ved at lade Δt gå imod nul finder man dernæst:

$$(6.6) \quad \frac{dP}{dt} = -kP(t) \quad \text{som har løsningen} \quad P(t) = e^{-kt} \quad \text{da } P(0) = 1$$

En kernes overlevelseschance, regnet fra $t=0$, aftager altså eksponentielt med tiden.

Har man til tidspunktet $t=0$ $N_0 = N(0)$ identiske kerner, vil man forvente, at der til tidspunktet t er $N(t) = N_0 P(t)$ kerner tilbage.

$$(6.7) \quad \boxed{N(t) = N_0 e^{-kt} \quad (\text{Henfaldsloven})}$$

Aktiviteten udregnes som antallet af kerner $-\Delta N$, som henfalder i tidsrummet Δt , divideret med Δt . ($-\Delta N$ fordi ΔN er negativ). $A(t) = -\frac{\Delta N}{\Delta t}$
For $\Delta t \rightarrow 0$, fås:

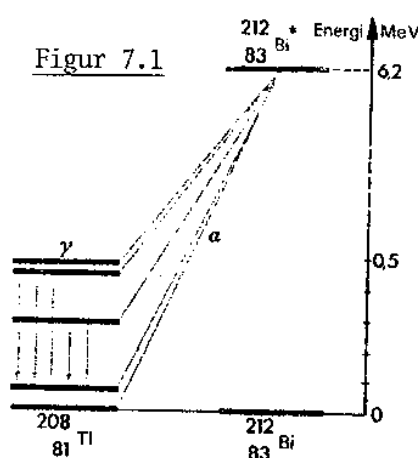
$$(6.8) \quad A(t) = -\frac{dN}{dt} \Leftrightarrow A(t) = kN_0 e^{-kt} \Leftrightarrow A(t) = A_0 e^{-kt}$$

Det ses, at det teoretiske udtryk for aktiviteten er i overensstemmelse med det eksperimentelle (6.2)

RADIOAKTIVITET

7. DEN RADIOAKTIVE STRÅLINGS ENERGIFORHOLD.

Radioaktivitet betyder udsendelse af en partikel fra atomkernen. Ligesom det er tilfældet for atomet, er atomkernens struktur karakteriseret ved en række adskilte, stationære energitilstande. Før og efter udsendelse af en α -, β - eller γ -partikel, vil kernen befinde sig i en stationær tilstand. Man vil derfor forvente, at de energier, som α - β - γ -strålingen udsendes med har karakter af et liniespektrum (som ved lysudsendelse fra atomet) med enkelte veldefinerede energier. Dette viser sig også at være tilfældet for α - og γ -strålingen.



Figur 7.1

Forskellene i α -partiklernes energi, når de udsendes fra samme slags kerner, er at moder-kernen ved α -partikel udsendelse kan henfalde til en anslået tilstand af datterkernen. Datterkernen vil da henfalde til grundtilstanden ved udsendelse af én eller flere γ -kvanter. Dette forhold er vist på figuren. Moderkernen $^{212}_{83}\text{Bi}$ henfalder til datterkernen $^{208}_{81}\text{Tl}$ ved udsendelse af en α -partikel. Henfaldet kan ske

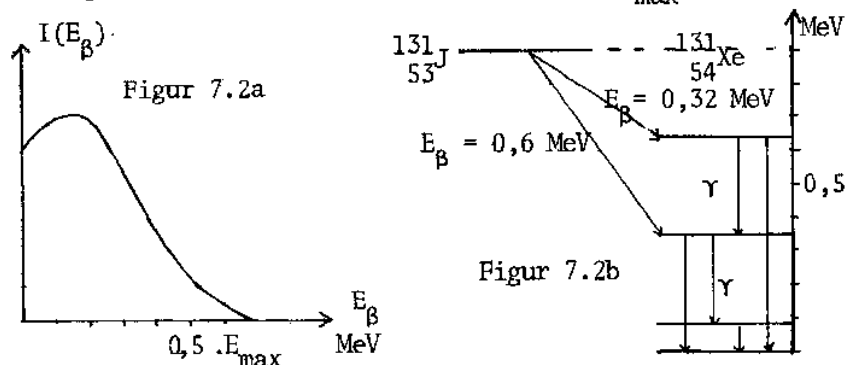
til en af datterkernens 4 anslåede tilstande eller til grundtilstanden. I det første tilfælde, vil overgangen til grundtilstanden ske ved udsendelse af én eller flere γ -kvanter.

Ved nøjagtige målinger af α -partiklernes og den ledsagende γ -strålings energi, har man kunnet bestemme energiniveauerne i mange datterkerner til radioaktive kerner.

Atomkernernes energiniveauer har mange lighedspunkter med atomets energiniveauer. En meget væsentlig forskel er dog energispringenes størrelse. Mens atomet holdes sammen af elektriske kræfter, holdes kernen sammen af de langt stærkere kernekræfter. Dette afspejles i, at mens de fra atomet udsendte fotoner (lyskvanter) har energier i området fra $1 \text{ eV} - 10^3 \text{ eV}$, har de fra atomkernen udsendte fotoner (γ -kvanterne) energier i intervallet $10^4 \text{ eV} - 10^7 \text{ eV}$. Vi minder om, at γ -stråling, ligesom lys og røntgen-stråling, er elektromagnetisk stråling.

Kap VIII

Ved udsendelse af en β -partikel, sker der ligesom ved α -henfaldet en overgang mellem to energiniveauer i atomkernen. Det er derfor lidt overraskende, at β -elektronernes energi danner et kontinuert spektrum. Forsøg med måling af β -partiklernes energi, viser at for den samme slags β -aktive atomkerner, kan de udsendte elektroner antage alle energier fra nul til en vis maximumenergi E_{\max} .



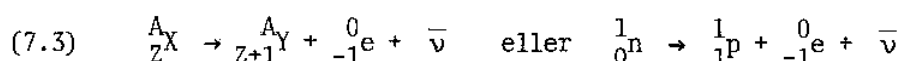
Figur (7.2a) viser et typisk β -spektrum. Ud af 1.aksen er afsat partikelenergien E , og op ad 2.aksen er afsat den relative intensitet $I(E) = \frac{|dN|}{dE}$, således at $|dN| = I(E)dE$, som er arealet af strimmelen med bredde dE , angiver det relative antal partikler udsendt med energi i intervallet $[E, E+dE]$.

På figur (7.2b) er vist de frigjorte energier ved β -henfaldet af $^{131}_{53}\text{J}$ til $^{131}_{54}\text{Xe}$. Det viser sig, at de observerede β -elektroners maximumenergi svarer præcis til forskellen i energiniveauer i de to kerner. Da der således altid bliver frigjort en energi E_{\max} ved β -henfaldet, er det derfor et åbenlyst problem, hvor resten af den frigjorte energi $E_{\max} - E_{\beta}$ forsvinder hen.

Nøjagtige målinger gennemført i 1931 kunne ikke afsløre, at der blev udsendt anden stråling sammen med β -elektronen. Resultatet af forsøgene var tilsyneladende et brud med energisætningen. Dette var imidlertid ud fra et teoretisk synspunkt meget utilfredsstillende, og den tyske fysiker Pauli postulerede derfor i 1932, at der sammen med β -partiklen blev udsendt en neutral masseløs partikel, der førte den overskydende energi og impuls bort. Da partiklen ikke kunne registreres kunne den ikke have nogen elektriske egenskaber. (elektriske vek-

RADIOAKTIVITET

selvirkninger). Den hypotetiske partikel fik navnet neutrino. (ν) Det er i sig selv noget overraskende, at den positivt ladede kerne kan udsende de negativt ladede β -partikler. Pauli forestillede sig, at β -henfaldet skete ved at en neutron blev omdannet til en proton ved udsendelse af en elektron (β -partikel) og en neutrino. (I den moderne partikel-fysik, har man vedtaget at kalde den partikel, der udsendes sammen med elektronen for en anti-neutrino. Skrives $\bar{\nu}$). β -henfaldet af en kerne A_ZX kan derfor skrives:



Frie neutroner er ustabile og henfalder til proton-elektron-antineutrino med en middellelevetid på 16,7 min.

Neutrinoens eksistens blev betragtet som ret hypotetisk, indtil den italienske fysiker E. Fermi i 1934 fremsatte en teori for β -henfaldet. Han antog, at foruden de allerede kendte naturkræfter (gravitationskræfter, elektriske kræfter og kernekræfter, eksisterede endnu en form for vekselvirkning, som han kaldte for svage vekselvirkninger. Alle partikler er påvirket af svage vekselvirkninger, men neutrinoen er udelukkende påvirket af disse uhyre svage kræfter.

Fermi kunne på grundlag af sin teori beregne β -partiklernes kontinuerede spektrum. Den meget fine overensstemmelse mellem teori og eksperiment, styrkede troen på neutrinoens eksistens.

Først i 1959 lykkedes de nogle amerikanske fysikere at påvise neutrinoen eksperimentelt. Vanskelighederne synes også enorme. Fra kerneprocesser i solens indre udsendes en mængde neutrinoer. Jorden rammes ca. af 10^{12} neutrinoer pr. sek. I gennemsnit vil kun 1 af disse neutrinoer give anledning til en kernereaktion, mens resten vil passere jorden uden vekselvirkninger af nogen art. Ved det amerikanske forsøg, lykkedes det at registrere nogle få neutrinoereaktioner i nogle kæmpetanke nedgravet dybt i jorden, afskærmet fra al anden radioaktiv stråling, og overvåget af et gigantisk antal detektorer. Fra midten af 1960'erne er det lykkedes at observere mange neutrinoereaktioner, idet man ved hjælp af acceleratorerne er i stand

Kap VIII

til at frembringe meget energirige neutrinoer, når disse udsendes fra accelererede partikler. Da sandsynligheden for en neutrinoreaktion vokser med kvadratet på neutrinoens energi E_ν^2 , kan man med energirige neutrinoer opnå et rimeligt antal neutrinoreaktioner.

8. DEN RADIOAKTIVE STRÅLINGS VEKSELVIRKNING MED STOF.

Vi har tidligere nævnt, at α -partiklerne har en veldefineret rækkevidde og at der for β - og γ -strålingen gælder, at intensiteten aftager eksponentielt med absorbertykkelsen. Vi skal her nævne de processer, der er årsag til at den radioaktive stråling nedbremses eller spredes.

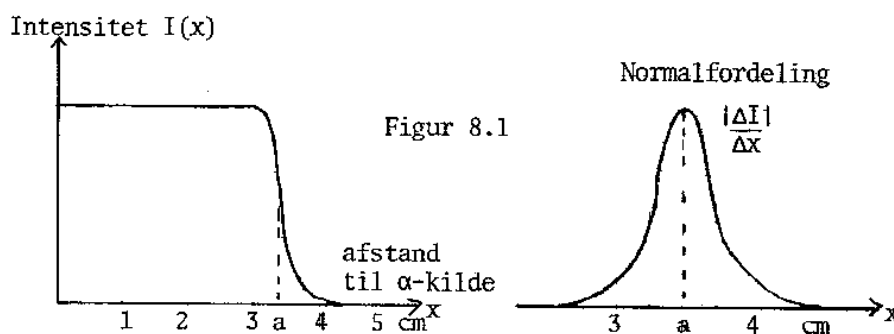
α -partiklernes nedbremsning, skyldes praktisk tal udelukkende sammenstød med atomernes elektroner. α -partiklen slår elektronen ud af atomet, som herved ioniseres. Da α -partiklens masse er mere end 7000 gange elektronens masse, er de retningsændringer α -partiklerne kan få ved et elektronstød ganske ringe. α -partiklerne ses da også i et tågekammer (eller boblekammer) som et kort tykt retlinet spor. (Ser man en enkelt gang et knæk på et α -spor, betyder det at α -partiklen har ramt en atomkerne. Dette forekommer dog sjældent).

Ionisationsenergien i atmosfærisk luft er i gennemsnit 35 eV. En α -partikel med en energi på 3,5 MeV skal altså ionisere 10^5 atomer før den er nedbremset. I luft ioniseres ca. $4 \cdot 10^4$ atomer pr. cm., så det er klart, at mono-energetiske α -partikler må have en nogenlunde konstant rækkevidde. Dette bekræftes fuldstændig ved rækkeviddemålinger. Mere nøjagtige målinger viser, at α -partiklernes rækkevidde er normalfordelt omkring en middlrækkevidde. Forskellen i rækkevidde skyldes altså statistiske tilfældigheder.

På figur (8.1) er skematisk vist resultatet af en rækkeviddemåling for α -partikler i luft. Forsøget udføres simpelthen ved, at man anbringer en (scintillations)-tæller i varierende afstand fra α -kilden, og måler intensiteten (antal α -partikler pr. sek).

Afsætter man så intensiteten som funktion af afstanden x , får man en graf som vist på figuren til venstre. Intensiteten er praktisk talt konstant, indtil den pludselig falder. Middlrækkevidden a er

RADIOAKTIVITET



aflæst som medianen. Undersøger man lidt mere detaljeret, hvorledes rækkevidden varierer, får man et resultat som vist på figuren til højre. I dette histogram, har man afsat antallet af partikler med rækkevidde i et lille interval $[x, x+\Delta x]$. Resultaterne viser, at rækkevidden er normaltfordelt med middelværdi a .

β -partiklernes nedbremsning skyldes også næsten udelukkende sammenstød med atomernes elektroner. At β -partiklerne, som tidligere nævnt, ikke har en bestemt rækkevidde, har flere årsager.

For det første er β -partiklerne, som nævnt i forrige afsnit ikke monoenergetiske, idet neutrinoen forsvinder med en varierende del af den frigjorte energi ved β -henfaldet.

For det andet kan en β -partikel (som jo er en hurtig elektron) miste en meget varierende del af sin energi ved sammenstød med en anden elektron. Ifølge impulsætningen for et centralt stød, kan β -partiklen miste al sin energi ved et sådant stød. Det antal sammenstød, som en β -partikel har før den er nedbremset, er således udsat for langt større statistiske fluktuationer, end det er tilfældet for α -partikler. Endelig må det nævnes, at β -partiklerne kan få væsentlige retningsændringer med sammenstød med andre elektroner. På figur (8.2) er vist en tågekammeroptagelse af såvel β - som α -partikler. De korte tykke retlinede spor stammer fra α -partiklerne.

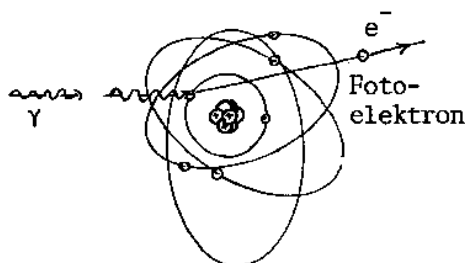
For det tredje, kan β -partiklerne afgive deres energi som bremsestråling (røntgenstråling). Bremsestrålingen dominerer energitabet ved højere energier mens ionisationen er væsentligst ved lavere energier af β -partiklerne.

Kap VIII

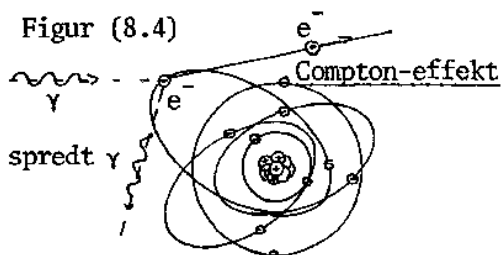
Figur 8.2



Figur (8.3) Foto-effekt

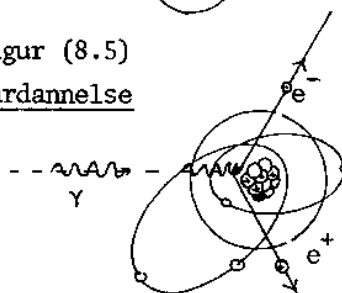


Figur (8.4)



Figur (8.5)

Pardannelse



Absorptionen af γ -stråling sker ved flere forskellige processer.

Ved lavere energier dominerer "den foto-elektriske effekt".

Ved den fotoelektriske effekt mister γ -kvantet hele sin energi ved at slå en bunden elektron ud af et atom. De udsendte elektroner kaldes for foto-elektroner, og de udsendes med en kinetisk energi, som er givet ved Einsteins fotoelektriske lov: $\frac{1}{2}mv^2 = hv - E_0$. E_0 er elektronens bindingsenergi i atomet, og ν betegner som sædvanlig γ -strålingens frekvens. På figur (8.3) er skematisk vist foto-effekten for γ -strålingen.

Ved lidt højere energier dominerer Compton-effekten γ -strålingens absorption. Compton-effekten kan opfattes som et sammenstød mellem γ -kvanten og en løst bundet elektron. Ved stødet mister γ -kvanten noget af sin energi, samtidig med at den får en retningsændring. På figur (8.4) er Compton-effekten skematisk vist.

Ved endnu højere energier ($E_\gamma > 1 \text{ MeV}$) optræder et nyt fænomen, som kaldes pardannelse. Ved sammenstød med en tung kerne, omdannes γ -kvantets energi til et elektron-positron par. (Positronen er en såkaldt antipartikel til elektronen. Positronen har nøjagtig samme masse som elektronen, men har ladningen $+e$ i modsætning til elek-

RADIOAKTIVITET

tronens ladning $-e$.) Pardannelsen er et meget direkte vidnesbyrd om ækvivalensen mellem masse og energi. Omregnes elektronens masse $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ til den ækvivalente energi finder man:

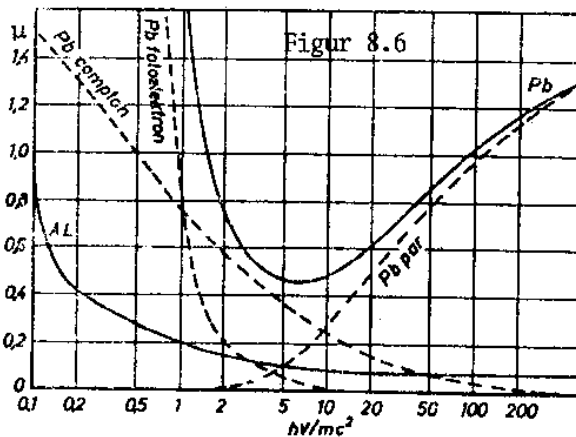
$$(8.5) \quad E = m_e c^2 = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg} (3,00 \cdot 10^8 \text{ m/s})^2 = 8,20 \cdot 10^{-14} \text{ J}$$

$$E = 8,20 \cdot 10^{-14} \cdot 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ eV} = 511 \cdot 10^3 \text{ eV} = 0,511 \text{ MeV}.$$

Da der skal dannes to partikler, hver svarende til en energi på 0,511 MeV, må γ -kvantet have en energi på mindst 1,022 MeV for at pardannelsen er mulig. Hvis γ -kvantets energi er større end 1,022 MeV, omsættes den overskydende energi til kinetisk energi for elektron-positronparret. Pardannelse må altid ske i nærheden af en tung kerne, som kan optage den overskydende impuls fra γ -kvantet. Dette kan man forstå, hvis γ -kvantet har en energi på netop 1,022 MeV, således at der dannes et elektron-positron par i hvile. Men også i tilfælde af at γ -kvantet har en energi på mere end tærskelenergien, kan man vise, at det ud fra impuls- og energi-bevarelse er nødvendigt med en tung partikel til at optage γ -kvantets impuls.

Pardannelsen er skematisk illustreret på figur (8.5).

Positronen kan efter nedbremsning indfanges af en elektron. Et sådant elektron-positron par vil efter kort tid annihileres (d.v.s. blive omdannet til stråling). Annihilationen sker ved udsendelse af to γ -kvanter på hver 0,511 MeV. (impulsbevarelsen umuliggør annihilation ved udsendelse af en enkelt γ -kvant).



På figur (8.6) er vist, hvorledes absorptionskoefficienterne for foto-effekt, Compton-effekt og par-dannelse afhænger af γ -strålingens energi.

Den lineære absorptionskoefficient $\mu = \mu_{\text{foto}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{pardannelse}}$ i Pb, fås ved at addere de tre kurver.