

Gammastråling

Ole Ivar Ulven, Alexander Read, mfl. Fysisk institutt, UiO (Dated: 15. februar 2018)

Nina Jeppesen Edin (Revidert: Februar 2020)

I denne øvelsen skal vi lære en del om forskjellige typer stråling, hvordan observert stråling er påvirket av statistisk spredning, og hvordan stråling blir absorbert. Vi skal også lære om virkemåte og bruk av en Geiger-Müller-teller og et enkelt spektrometer, og vi skal bruke disse til å gjøre enkle kjernespektroskopiske studier.

I. BAKGRUNN

A. Ioniserende stråling

Ioniserende stråling er stråling med nok energi til å slå løs et elektron fra et atom eller molekyl. Vi deler inn stråling i ladede (elektroner, positroner, π -mesoner, protoner eller ladede kjerner) og uladede (nøytroner, fotoner) partikler. I denne øvelse skal vi måle på γ -stråling. γ -stråling er elektromagnetisk stråling med nok energi i hvert kvant til å slå løs et elektron. Tradisjonelt har en energikvant i elektromagnetisk stråling blitt omtalt som et foton, som er det vi kommer til bruke videre. Synlig lys er også elektromagnetisk stråling, men selv om man kan få avsatt samme total mengde energi fra synlig lys og γ -stråling, har de enkelte fotoner i synlig lys ikke nok energi til å oppheve elektronets bindingsenergi. Derfor er synlig lys ikke ioniserende.

Det er ingen forskjell på røntgenstråling og γ -stråling, begge er elektromagnetisk stråling med energi nok i hvert foton til å slå løs et elektron, men de har forskjellig opprinnelse. Røntgenstråling sendes ut fra et elektron som enten bremses ned eller som går fra én stasjonær tilstand til en annen i et atom, mens γ -stråling sendes ut ved desintegrasjon av en atomkjerne. γ -strålingen er et "biprodukt" etter et α - eller β -henfall, som har etterlatt kjernen i en eksitert tilstand. Når kjernen faller ned i en lavere energitilstand sendes overskuddsenergien ut som γ -stråling. Energien av gammastrålingen er karakteristisk for den enkelte isotopen og kan brukes til å identifisere et radioaktivt stoff ved hjelp av gamma spektroskopi.

B. Radioaktive kjerners aktivitet

For en radioaktiv kerne er det en konstant sannsynlighet per tidsenhet for desintegrasjon. Antall desintegrasjoner av en viss mengde av det radioaktive stoffet per tidsenhet kalles aktiviteten og er proporsjonal med antall radioaktive kjerner N :

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N \quad (1)$$

I SI-systemet har enheten for aktivitet fått betegnelsen Becquerel (Bq) som altså er antall desintegrasjoner per sekund.

Uttrykket over er det samme som å si at reduksjonen i antall radioaktive kjerner med tiden er proporsjonal med antallet av radioaktive kjerner. Ut fra dette får man en differensialligning som har løsning:

$$dN = -\lambda N dt \Rightarrow N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

Fra randbetingelsene $N(t_{1/2}) = \frac{1}{2} N_0$ kan man utlede uttrykket for halveringstiden, $t_{1/2}$:

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Settes inn i (1):

$$A(t) = \lambda N(t) = A_0 e^{-\frac{\ln 2}{t_{1/2}} t} \quad (2)$$

Utfra (2) kan vi beregne nåværende aktivitet til en radioaktiv kilde utfra tidligere målinger.

C. Statistisk spredning, Poissonfordeling

Radioaktivitet er et statistisk fenomen. Når vi måler strålingen fra en kilde med en pulsteller, f.eks. en GM-teller (se appendiks), finner vi at tiden mellom to pulser varierer. Måler vi antall pulser k i et

konstant tidsintervall N ganger, får vi en rekke verdier som viser en viss spredning. En slik spredning er uavhengig av hva slags detektor eller teller som brukes.

Under de forholdene som gjelder for radioaktiv stråling, venter man teoretisk at de observerte verdiene skal nærme seg Poissonfordelingen:

$$P(k) = \frac{m^k}{k!} e^{-m} = \frac{m}{1} \frac{m}{2} \dots \frac{m}{k} e^{-m}$$

Her er $P(k)$ sannsynligheten for å observere antallet k pulser i et tidsintervall Δt , og m er forventet antall pulser i tiden Δt . Som tilnærming på m bruker vi gjennomsnittet

$$\bar{k} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N k_i.$$

For lave verdier av m blir Poissonfordelingen skjev, for store verdier av m nærmer den seg normalfordelingen. Som mål for spredningen brukes standardavviket σ .

σ kan som vanlig tilnærmes ved hjelp av empirisk standardavvik $s = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (k_i - \bar{k})^2}$. Man kan vise matematisk at for Poissonfordelingen kan standardavviket σ skrives

$$\sigma = \sqrt{m}.$$

Siden m tilnærmes av \bar{k} får vi fra dette et annet estimat for standardavviket: Vi kan tilnærme σ med $\sqrt{\bar{k}}$. Dette kan vi gjøre selv hvis det kun gjøres en måling, og da tilnærmes σ med kvadratroten av den ene målingen.

Standardavviket σ_n på telleraten $n = k/\Delta t$ blir, når vi ser bort fra usikkerheten i Δt ,

$$\sigma_n = \frac{\sqrt{m}}{\Delta t} \approx \frac{\sqrt{k}}{\Delta t} \quad (3)$$

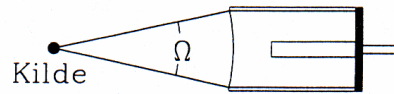
Den relative usikkerheten er den samme for k og n . For å minimere usikkerheten må vi måle over så lang tid at k blir minst 100 pulser. Måler vi over så

lang tid at telleren viser ca. 1000 pulser, får vi en relativ usikkerhet på $\frac{1}{\sqrt{1000}}$, eller ca. 3%. Den relative usikkerheten i telleraten blir den samme om vi måler i mange (M) korte tidsintervaller Δt som om vi foretar én måling i et tilsvarende langt tidsintervall $T = M \Delta t$. Det tjener altså ingen hensikt å dele måleserien opp i mange korte intervaller når man har en Poissonfordeling. Derimot kan det være en kontroll på at måleapparaturen fungerer riktig å undersøke om tellingene i kortere intervaller fordeler seg etter en Poissonfordeling.

D. GM-tellerens effektivitet for γ -stråler

GM-tellerens effektivitet er definert som forholdet mellom antall fotoner som registreres og antall fotoner som treffer telleren og kan i dette tilfellet uttrykkes ved følgende formel:

$$\epsilon = \frac{n_r - n_b}{A \frac{\Omega}{4\pi}} \quad (4)$$



Figur 1: Geometri for måling av GM-tellerens effektivitet.

der n_r er antall fotoner som registreres pr. sekund (Bq), n_b er antall registrerte tellinger pr. sekund som skyldes bakgrunnsstrålingen. Ω er romvinkelen¹ og A er aktiviteten til kilden. For å få en enkel oversiktlig geometri brukes en GM-teller med tynt vindu. Sett fra kilden utspenner telleren en romvinkel Ω (Figur 1). Siden kilden sender ut fotoner i alle retninger med like stor sannsynlighet (isotrop romlig fordeling), treffer $A\Omega/(4\pi)$ fotoner telleren pr. sekund.

E. Dempning av γ -stråling

Når γ -stråling går gjennom et sjikt av infinitesimal tykkelse dz , avtar intensiteten I med dI , som er

$$\text{derved } \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi$$

¹ Romvinkelen måles i steradianer, og er gitt som forholdet mellom kulelegemets areal og kvadratet av radius. Romvinkelen for hele kuleflaten sett fra kulas sentrum er

proporsjonal med tykkelsen dz og med intensiteten I , $dI = -\mu I dz$.

Integrerer vi denne ligningen fra $z = 0$ til z , dvs. fra I_0

til I , får vi:

$$I = I_0 e^{-\mu z} \quad (5)$$

F. Bakgrunnsstråling

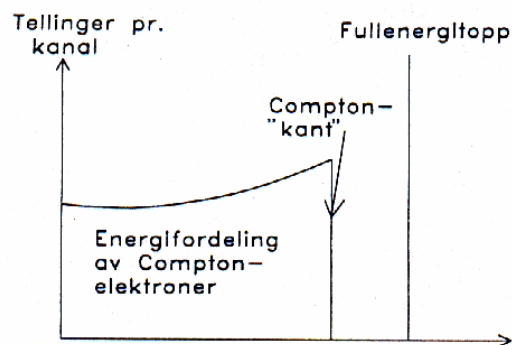
Selv om det ikke er noen radioaktiv kilde i nærheten av telleren, vil vi observere en viss tellerate n_b (bakgrunn) som skyldes γ -stråling fra naturlige radioaktive nuklider i bygningsmaterialene og fra kosmisk stråling. Denne må trekkes fra den registrerte tellerate n_r for å få telleraten $n = n_r - n_b$ som skyldes kilden alene.

G. Vekselvirkning

Fotoner vekselvirker med materie ved å overføre energi til elektroner. Dette skjer på tre forskjellige måter avhengig av fotonenergien og materialet; Comptonspredning, fotoelektrisk effekt og pardannelse. Pardannelse skjer for fotonenergier over to elektronmasser (1022 keV), og er uten vesentlig betydning for de energiene som vi skal studere i denne oppgaven. Comptonspredning er et elastisk støt mellom fotonet og et elektron, og resulterer i et løst elektron og et spredt foton med lavere energi enn det opprinnelige fotonet. Ved fotoelektrisk effekt absorberer elektronet derimot all energien i det innkommende fotonet.

H. Behandling av data fra gamma-spektroskopet

Den videre behandlingen av tallene fra ADC'en er avhengig av dataprogrammet i PC'en. Den vanligste prosedyren er å lage et pulshøydespektrum etter hvert som tallene blir "produsert". Figur 2 viser pulshøyde-spektret som

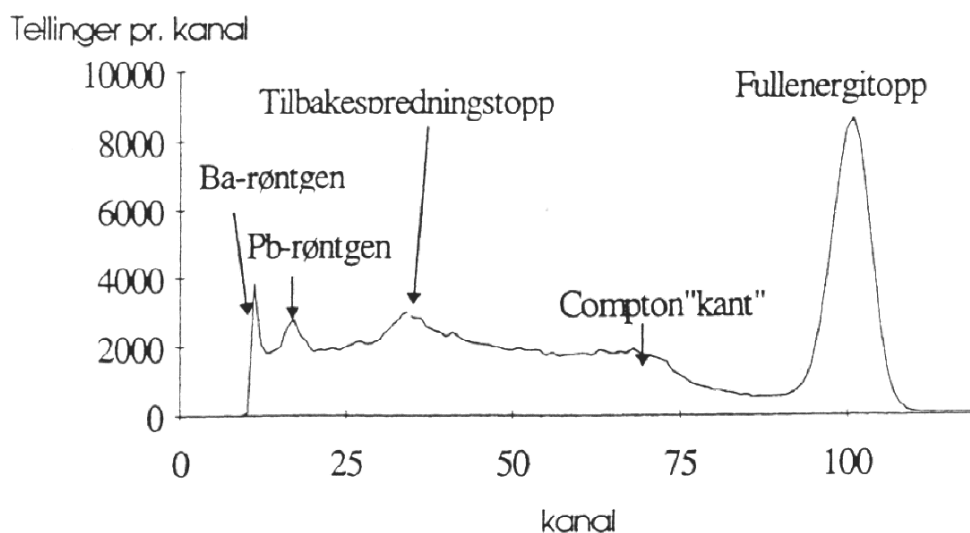


Figur 2: Energispektrum i en tenkt teller uten statistisk spredning.

fremkommer når NaI-telleren bestråles med en ^{137}Cs -kilde. X-aksen er inndelt i kanaler, som tilsvarer et lite energiintervall ΔE . Hver kanal er et element i vektoren A . Programmet lager spektret ved å addere 1 til innholdet i et vektorelement $A(I)$, hver gang det kommer inn en puls med energi tilsvarende kanalen I , eller i program-notasjon:

$$A(I) := A(I) + 1.$$

ΔE kalles pulshøydespektrets dispersjon og angis i MeV/kanal eller keV/kanal. I prinsippet kan vi



Figur 3: γ -spektrum for 662 keV monoenergetisk stråling fra ^{137}Cs . X-aksen viser kanalnumre. Figuren er "kuttet" elektronisk på lavenergisiden.

regne oss fram til dispersjonen, men i praksis finner vi den ved å foreta en energikalibrering av hele spektrometeret ved hjelp av kjente spektre. Ved energikalibrering kan vi ut fra to kjente energitopper finne konstantene ΔE og E_0 i uttrykket:

$$E = \Delta E \cdot I + E_0. \quad (6)$$

Her er E energien i kanal I , og ΔE er dispersjonen. E_0 er “nullpunktsenergien” som må tas med fordi vi ofte får en nullpunktsforskyvning gjennom alle ledd i forsterkere etc. Vi regner for øvrig kanal I fra 0.

Dersom spektrometeret hadde vært fullkomment, ville spektret i Figur 2 bare hatt én skarp topp tilsvarende γ -energien fra ^{137}Cs . Denne oppstår ved fotoabsorpsjon, hvor fotonet avgir all sin energi til et atomært elektron i NaI-krystallen. Toppen kalles fullenergitoppen, eller fototoppen. Denne toppens tyngdepunkt (også kalt centroide) tilsvarer derfor fotonets energi.

For γ -spektrometre er dette aldri tilfelle, spektrometeret har en sammensatt respons-funksjon som vist i Figur 2. Respons-funksjonen er avhengig av krystallens størrelse og omgivelser, spesielt eventuell blyskjerming. Videre er den energiavhengig. Men alle responsfunksjoner har generelle trekk som skyldes de forskjellige prosessene som skjer i krystallen når γ -kvanter absorberes helt eller delvis.

I tillegg til fotoabsorpsjon i krystallen, er det også et bidrag fra Comptonspredning, som er skissert i Figur 3. Comptonspredning resulterer i et spredt foton i tillegg til det løsrevne elektron. Det spredte fotonet har lavere energi og kan avsettes i krystallen i en ny “primærprosess”. Med den relativt lille krystallen som brukes i oppgaven er det høy sannsynlighet for at noen av de spredte fotoner går ut av krystallen. Det gir opphav til den kontinuerlige fordelingen på figur 3.

I tillegg til bidragene fra primærprosessene av 662 keV fotonene fra ^{137}Cs i krystallen er det også deler av spektret som skyldes krystallens omgivelser. Det viktigste er en relativt bred lavenergetisk topp som kalles tilbakespredningstoppen. Den skyldes

fotoner som har passert krystallen uten å vekselvirke, hvoretter det har skjedd en Comptonspredning i materialet bak krystallen, der noen av de fotonene som er spredt bakover (180°) reabsorberes i krystallen. I tillegg ser vi to røntgentopper. Røntgenstrålingen (K_α) fra bly skyldes at fotoner fra Cs-kilden slår ut indre elektroner i blyatomene i skjermingen. Disse elektroner blir erstattet av ytre elektroner med utsendelse av fotoner med energier karakteristisk for materialet. Den aller laveste røntgentoppen kommer fra tilsvarende prosess i ^{137}Ba , som er sluttkjernen etter β -desintegrasjon av ^{137}Cs . Merk for øvrig at denne toppen er blitt sterkt “kuttet” elektronisk i spektret på Figur 2.

Siden all informasjonsoverføring i spektret er gjenstand for statistisk spredning, vil et observert spektrum som i Figur 3 ha de skarpe kantene i det teoretiske spektret i Figur 2 spredt ut over flere kanaler.

I γ -spektroskopien brukes fullenergitoppens halvverdbredde (“Full Width at Half Maximum”) som mål for spektrometerets oppløsningsevne. Den angis gjerne i prosent av γ -energien.

Fullenergitoppens areal brukes som et mål på strålingens intensitet. I mer nøyaktige og omfattende intensitetsmålinger med NaI-tellere brukes hele responsfunksjonen. Dette krever omfattende programvare. I strålingsfysikk, f.eks. for å måle radioaktivitet, gjøres det som regel en enkel “fullenergitoppanalyse”.

Når vi måler på γ -stråling med flere energier vil de respektive responsfunksjonene adderes sammen i spektret. Dette er den normale situasjonen. En fullenergitopp vil derfor alltid ligge overlagret en spektrumbakgrunn. Skal vi finne intensiteten (dvs. antall tellinger) i toppen må vi derfor subtrahere bidraget fra spektrumbakgrunnen. I analyseprogrammet antas bakgrunnen under toppen å være lineær (legg for øvrig merke til at ordet bakgrunn ofte brukes om to ting, både om bakgrunnsstråling, dvs. stråling fra andre kilder enn den vi studerer, og om spektrumdelen som ikke er toppstruktur).

II. LABORATORIEØVING

Oppgaven består av tre hoveddeler, hvor de to første omhandler bruk av forskjellige GM-tellere, og siste del bruk av et gammaspektrometer koblet til en PC. Det er rigget opp to av hver forsøk. Det er ingenting i veien for å gjøre oppgaven om spektrometeret før oppgavene om GM-tellere.

1. GM-telleren

I denne oppgaven skal dere benytte en sylindrisk GM-detektor opphengt i et stativ og koblet til en pulsteller.

NB! Ikke berør vinduet i enden av GM-detektoren!

1. Undersøkelse av statistisk spredning, Poissonfordeling, usikkerhet

- Still spenningen U mellom sentraltråden og rørveggen til GM-røret (PASCO Scientific GM25) på ca. 400 V. Sett en radioaktiv kilde i en slik avstand fra GM-røret at antall tellinger i løpet av tiden 10 sek. blir ca. 40, dvs. $m = 4$ Bq (prøv deg frem). Mål så antall pulser k i tidsperioden $\Delta t = 1$ s. Gjenta denne målingen så mange ganger at du får en oversikt over fordelingen, dvs. omlag 100 målinger. Målinger som gir $k = 0$ tellinger skal telles med. Tegn et histogram av resultatene med k som abscisse (x -akse).
- Beregn empirisk gjennomsnitt \bar{k} som tilnærming på m . Beregn empirisk standardavvik s som tilnærming på σ . Sammenlign s med $\sqrt{\bar{k}}$.
- Tegn den teoretiske fordelingen inn i samme diagram som den observerte og sammenlign fordelingene. Den teoretiske Poissonfordelingen beregnes på enkleste måte slik:

$$y_0 = Ne^{-m}, \quad y_1 = \frac{m}{1} y_0, \quad y_2 = \frac{m}{2} y_1, \dots, y_k = \frac{m}{k} y_{k-1}$$

Siden vi ikke kjenner m , bruker vi empirisk gjennomsnitt \bar{k} som tilnærming.

2. Bestem GM-tellerens effektivitet for γ -stråler

- Plasser en ^{137}Cs -kilde med aktivitet A (beregnes ut fra verdi oppgitt av veileder, halveringstiden for ^{137}Cs er 30,2 år) omlag 15–20 cm foran GM-telleren som vist i Figur 1. Fest kilden med en ledig klemme på samme stativ som GM-detektoren er festet på. Bestem GM-tellerens effektivitet. Måletid bør være minimum 60 s.

2. Absorpsjon av ioniserende stråling

I denne oppgaven skal dere bruke en blykapslet GM-detektor montert på en treplate sammen med pulstelleren. Vi bruker et antall like blyplater som absorbatører.

- Still spenningen U mellom sentraltråden og rørveggen til GM-røret (Philips type 18503) på ca. 600 V.
- Sett alle blyplatene foran GM-røret og mål bakgrunnsstrålingen i 10 min. Da bakgrunnen betyr relativt mest ved de største blytykkelsene, måler vi her bakgrunnen n_b med alle blyplater på plass. Denne verdien brukes som bakgrunn ved alle blytykkelser.
- En ^{137}Cs -kilde stilles foran GM-røret med lokket åpent i en slik avstand at det blir plass til alle blyplatene. Avstanden må ikke forandres under forsøket. Telleraten bestemmes uten bly og med 1, 2, ..., 5 blyplater mellom kilde og rør. Mål tiden det tar for at antall tellinger blir 1000.
- Telleraten n (n_r korrigert for bakgrunnsstråling) plottes med $\ln(n)$ langs den vertikale akse og med blytykkelsen som abscisse (x -akse). Lag en tilpasning til en rett linje. Finn svekkingskoeffisienten μ fra linjens stigningstall.

- Hvor tykt må blylaget rundt kilden være for at 90% av gammakvantene skal bli absorbert? Hvor tykt må det være for at 99% skal bli absorbert?

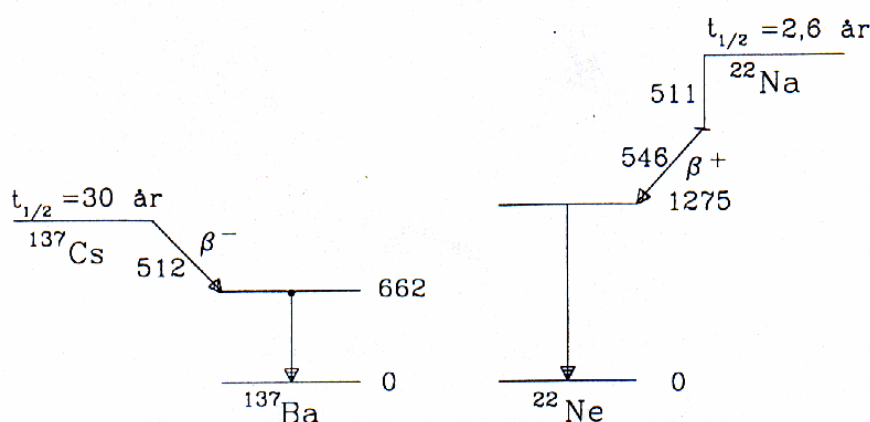
3. Gammaspektroskopi

I denne oppgaven skal dere bruke et gammaspektrometer koblet opp mot en PC. Programmet “Windas” er installert på Desktop til en Windows-PC. Slå først på GDM-ADC/AMPLIFIER og start PC-programmet. Bakerst i denne teksten finner du et Appendix B med en kort bruksanvisning for de viktigste kommandoene. NB! Det kan lønne seg å lagre dataene for alle spektra med “Save as a TEXT-file” - da er det mulig å lese dataene inn i andre programmer, f.eks. med “Home/Import Data” i Matlab.

1. Energikalibrering

Siden relasjonen mellom energi og kanal er lineær, bruker vi to kilder, en med lav og en med høy energi. Kildene er ^{137}Cs og ^{22}Na , og desintegrasjonsskjemaene er vist i Figur 4.

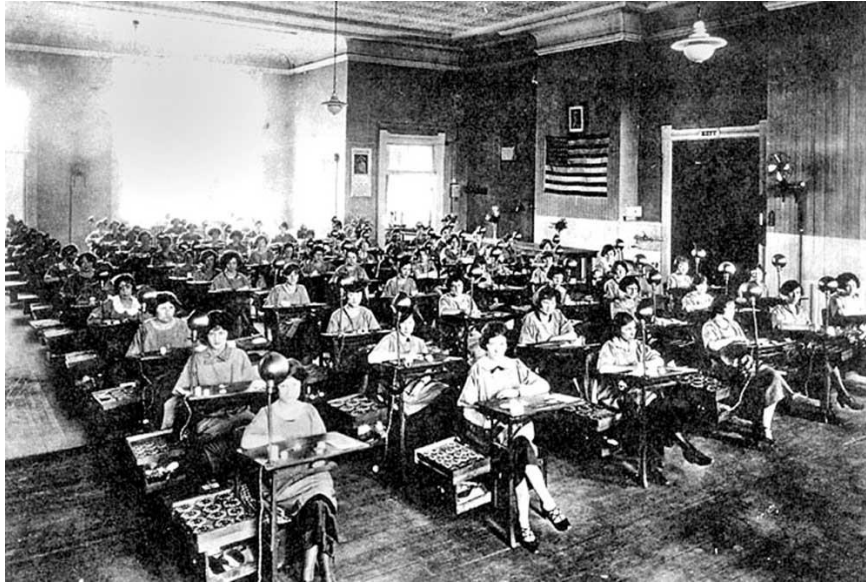
- Ta først opp spektret for ^{137}Cs . Dere kan lagre data som en tekstfil og selv plote spektret eller lagre spektret ved å printe som pdf. Finn kanalnummeret for fullenergitoppen.
- Skift deretter til ^{22}Na -kilden. Merk at ^{22}Na -spektret har to topper; du skal bruke den med høyest energi. Den lavenergetiske (men intense) linjen skyldes annihilasjon av β^+ , som gir to fotoner på 511 keV. Toppen på 1275 keV er betydelig mindre intens, så du må kjøre spektroskopet fram til du ser denne toppen klart. Du vil da muligens se en mindre topp enda høyere i energi (1460 keV) fra desintegrasjon av ^{40}K som forekommer naturlig i omgivelsene. Finn kanalnummeret for fullenergitoppen og positronannihilasjonen. PS: Husk å trekke fra bakgrunn.
- Sett de to punktene du finner for 662 keV (fra ^{137}Cs) og 1275 keV (fra ^{22}Na) inn i likning (6). Hva er dispersjonen og nullpunktsenergien? Hvordan stemmer 511 keV-toppen fra ^{22}Na med denne kalibreringen?



Figur 4: Desintegrasjonsskjema for ^{137}Cs og ^{22}Na . Energinivåene er avsatt relativt til grunntilstanden, med γ -overganger som vertikale piler. β -overganger er tegnet som piler nedover mot henholdsvis høyre for β^- og mot venstre for β^+ . Alle energier er i keV. ^{22}Na -spektret har to vertikale linjer. Når det sendes ut et positron (β^+) vil det straks treffe et elektron og annihilere, så det sendes ut 2 fotoner med 511 keV.

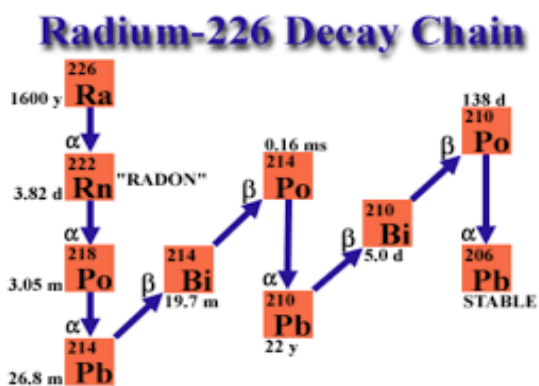
2. Måling på en klokke

Dere skal nå måle på en gammel klokke. For at man skulle kunne se hva klokken var i mørke, malte man viserne og tallene på klokkene med en blanding av ^{226}Ra og ^{228}Ra sammen med BaBr eller ZnS. De to radiumisotoper henfaller ved utsendelse av alfapartikler med kort rekkevidde. BaBr og ZnS sender ut synlig lys når de treffes av alfapartiklene. Dette var i bruk så sent som i 1960-årene og radium ble malt på med hånden (Figur 5).



Figur 5: Bilde fra ca 1920 av kvinnene som malte klokker med radiummaling.

- Ta opp spektret fra klokken
- Se hvor mange toppe dere klarer å identifisere (se Figur 6). ^{228}Ra har en halveringstid på ca 6 år, så den kan vi se bort fra. Vi ser derfor kun på henfall-kjeden fra ^{226}Ra . Den høyeste toppen kommer sannsynligvis fra røntgenstråling (K_{α}).



| Daughter | Energy (keV) | Relative Emission Intensity (%) | Absolute Emission Intensity (%) |
|----------|---------------|---------------------------------|---------------------------------|
| Rn-222 | 186.211 (13) | 7.815 (25) | 3.555 (11) |
| Bi-214 | 53.2275 (21) | 2.331 (16) | 1.060 (9) |
| | 241.997 (3) | 15.997 (48) | 7.268 (37) |
| | 295.224 (2) | 40.48 (8) | 18.414 (36) |
| | 351.932 (2) | 78.26 (16) | 35.60 (17) |
| | 785.96 (9) | 2.339 (28) | 1.064 (13) |
| Po-214 | 609.312 (7) | 100 | 45.49 (19) |
| | 665.453 (22) | 3.364 (15) | 1.530 (7) |
| | 768.356 (10) | 10.755 (36) | 4.892 (16) |
| | 806.174 (18) | 2.774 (13) | 1.262 (6) |
| | 934.061 (12) | 6.814 (22) | 3.100 (10) |
| | 1120.287 (10) | 32.77 (7) | 14.91 (3) |
| | 1155.19 (2) | 3.594 (15) | 1.635 (7) |
| | 1238.111 (12) | 12.819 (29) | 5.831 (13) |
| | 1280.96 (2) | 3.155 (13) | 1.435 (6) |
| | 1377.669 (12) | 8.722 (25) | 3.968 (11) |
| | 1401.50 (4) | 2.923 (16) | 1.330 (7) |
| | 1407.98 (4) | 5.252 (17) | 2.389 (8) |
| | 1509.228 (15) | 4.679 (21) | 2.128 (10) |
| | 1661.28 (6) | 2.304 (20) | 1.048 (9) |
| | 1729.595 (15) | 6.251 (22) | 2.844 (10) |
| Pb-214 | 1764.494 (14) | 33.66 (10) | 15.31 (5) |
| | 1847.420 (25) | 4.451 (26) | 2.025 (12) |
| | 2118.55 (3) | 2.545 (12) | 1.158 (5) |
| | 2204.21 (4) | 10.80 (6) | 4.913 (23) |
| | 2447.86 (10) | 3.403 (16) | 1.548 (7) |

Figur 6: ^{226}Ra og døtre, de viktigste henfall. Beta- og alfahenfall kan etterlate kjernen i en eksitert tilstand. Ved de-eksitering sendes det ut gamma-stråling og det er den vi skal måle. Tabellen til høyre angir energien i gammastråling fra forskjellige de-eksitasjoner av de 3 viktigste døtrene.

III. UTSTYRSLISTE

Stativ med klemmer

Geiger-Müller rør

Spenningskilde

Radioaktive kilder

Stoppeklokke

Skyvelær

Tommestokk

Blyplater

Gammaspektrometer

PC med Windas

Klokke fra før 1970

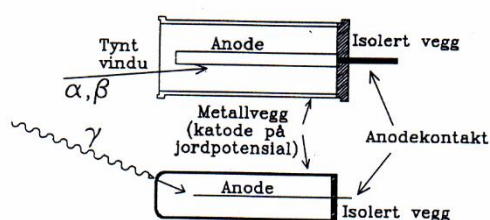
IV. APPENDIKS

A. Beskrivelse av apparatur

1. Geiger-Müller-telleren

En Geiger-Müller-teller (GM-teller) er et instrument som detekterer og måler antall ioniserende partikler. Telleren består av et GM-rør og en pulsteller. GM-røret er et sylindrisk rør av et strømledende materiale med et gassfylt ionisasjonskammer og en lineær anode langs sylinderaksen. Ioniserende partikler, som treffer det gassfylte ionisasjonskammeret ioniserer gassmolekylene. Elektronene som blir løsrevet fra gassmolekylene ledes mot anoden. Med stor nok påsatt spenning blir det elektriske feltet ved anoden så sterkt at elektronene får stor nok fart til å ionisere flere gassmolekyl på veien. Alle elektronene som er produsert i løpet av denne gassmultiplikasjonsprosessen, samles i løpet av noen mikrosekunder ved anoden. Det dannes da en kortvarig strømpuls i detektoren som kan måles med en pulsteller før systemet går tilbake til initialtilstanden.

Alle pulser som genereres av et GM-rør har samme amplitude. De gir derfor ikke informasjon om energien i strålingen eller strålingstypen, bare om intensiteten i strålingen.



Figur 7: Skisse av to vanlige typer GM-rør. Det øverste har et tynt vindu, og kan brukes for alle typer stråling. Det nederste har tykke vegger, og brukes for γ -stråling.

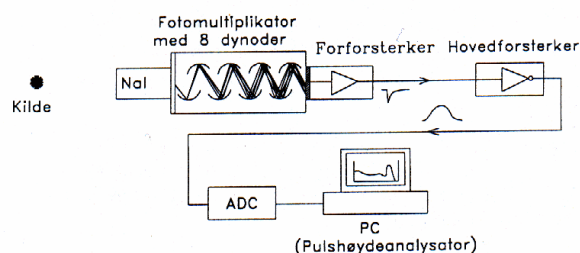
To typer GM-rør er vist skjematisk i Figur 7. All stråling som lager ioner i gassen i røret vil bli registrert. α - og β -partikler må trenge inn i GM-røret med tilstrekkelig energi til å ionisere gassmolekyler. Siden α - og β -partikler har kort rekkevidde i materie, må GM-røret ha en tynn vegg (vindu). Samtidig må strålekilden plasseres tett

inntil vinduet. Alle ladde partikler som kommer inn blir registrert. GM-røret er altså meget følsomt for partikkelstråling.

γ -stråling derimot har lang midlere fri veilengde i gassen, og vil praktisk talt ikke lage ioner direkte. For å bli registrert må fotonet først slå løs et elektron ved compton- eller fotoelektrisk effekt i rørveggen så nær den indre veggflaten at elektronet kommer inn i røret og ioniserer gassen. De fleste γ -stråler går derfor gjennom røret uten å bli registrert. Sannsynligheten for at en γ -stråle som passerer gjennom telleren skal bli registrert (effektiviteten) er $\sim 1\%$.

2. Gammaspektrometer

Et γ -spektrometer består av delene som er vist skjematisk på Figur 8. Fotonene vekselvirker med materien i et følsomt volum som kan være en gass (som f.eks. i Geigertelleren) eller et fast stoff, enten en halvleder eller et lysutsendende stoff (scintillator). I denne oppgaven bruker vi en thalliumaktivert natriumjodidkrystall, NaI(Tl). Krystallen er innkapslet slik at den ikke forstyrres av lys fra omgivelsene.



Figur 8: Spektrometer med NaI(Tl) scintillator. I oppgaven er forsterkerne og ADC bygget sammen i én enhet sammen med høyspenningskilden til fotomultiplikatoren.

Fotonene avsetter sin energi, helt eller delvis, ved å løsrive elektroner. Disse elektronene kolliderer med atomer i krystallen så de bli eksistert. Når de de-eksiteres sendes lyskvanter ut som blir registrert av en fotokatode, som omformer lyssignalet til en elektrisk ladningspuls. Dette skjer ved at lyskvantene fra scintillatoren river løs elektroner når de treffer fotokatoden. Informasjonen foreligger derved som et elektrisk signal.

I neste del av spektrometeret overføres den elektriske ladningspuls gjennom en forsterkning av fotokatodens signal i en fotomultiplikator. Deretter forsterkes og omformes ladningspuls til en spenningspuls i en forforsterker, og sendes inn i en overføringskabel til en kombinert forsterker og pulsformer. Spenningspulsens høyde er proporsjonal med energien til den innkommende gammastrålingen. Antall pulser pr. tidsenhet gir oss videre informasjon om strålingsintensiteten. I tillegg er pulsene meget godt definert i tid, slik at scintillasjonstellere er meget godt egnet til f.eks. tidsmålinger.

Det siste leddet i spektrometeret er den delen som registrerer og tar vare på informasjonen i pulsene. I vårt spektrometer er dette en PC med et spesielt tilkoblingskort for pulshøydeanalyse.

Fotomultiplikatoren består av ca. 10 dynoder og til slutt en anode, alt montert i et vakuumrør. Katoden holdes på høy negativ spenning (1–2 kV) og dynodene er koplet slik at spenningen avtar i jevne trinn mellom dem. En egen spenningskilde gir negativ høyspenning til fotokatoden. Høyspenningen bestemmer spenningen mellom dynodene og dermed også fotomultiplikatorrørets forsterkning. Scintillatoren, fotokatoden og fotomultiplikatoren er montert sammen i én enhet.

Når lyskvantene fra scintillatoren treffer fotokatoden, river de løs elektroner som blir akselerert i spenningsfallet mot den første dynoden. Hvert elektron slår løs ca. 4 nye elektroner, og dette

gjentar seg ved hver dynode. I et rør med 10 dynoder oppnås derfor en total forsterkning på 4^{10} , eller ca. 10^6 , slik at et lysglimt som frigjør noen få elektroner fra fotokatoden gir en målbar ladningspuls på anoden (se Figur 8).

Forforsterkeren som er tilkoplet anoden, forsterker (og former) pulsen slik at den kan drives gjennom en relativt lang kabel fram til hovedforsterkeren, som både forsterker og former (filtrerer) pulsen, slik at pulshøyden (amplituden) kan måles mest mulig nøyaktig (pulsene er antydnet på Figur 8). Denne todeling av forsterkningsdelen er vanlig av praktiske årsaker; når vi skal foreta måling av sterke kilder må gjerne strålekilde og detektor være skjermet og langt borte fra det øvrige måleutstyret og den som foretar målingene (dette er ikke situasjonen i denne øvelsen.)

Den siste delen av spektrometeret er en pulshøydeanalysator, som tar vare på informasjonen som kommer i form av spenningspulser. Analysatoren er her en PC utstyrt med en spesiellaget tilkoblingskrets (“interface”). Mellom siste forsterkertrinn og PC’en er det en ADC (Analog to Digital Converter, eller analog til tallomformer) som gjør spenningspulsenes amplitude om til et tall etter hvert som de kommer (dvs. i “sann tid”). Legg merke til at alle omforminger, fra avsatt energi i det følsomme volumet og til det tilsvarende tallet fra ADC’en, er lineære. Tallet er derfor proporsjonalt med avsatt energi i tellerens følsomme volum.

B. Spektrumanalyse-programmet

PC-programmet «Windas» som samler inn data og gjør enkel spektrumanalyse, styres av en rekke kommandoer. Programmet er satt opp med 1024 kanaler (fra 0 til 1023), hvilket er mer enn tilstrekkelig lengde for γ -spektroskopi med NaI-scintillator. Programmet er menystyrt, og det finnes hurtig-ikoner rett under menyen for de mest vanlige operasjonene.

Måledata kommer inn til programmet via avbrudd (interrupt), slik at andre operasjoner kan utføres samtidig.

De mest aktuelle operasjonene er:

- Start og stopp av måling
- Fremvise en utvalgt del av spektret («zoom»)
- Forandre x - og y -aksenes skala
- Energikalibrering
- Beregne centroide og integral (sum) av topper
- Korrigere for bakgrunnsstråling
- Overføre spektrum til og fra fil på harddisken

De mest aktuelle kommandoene er:

1. Datainnsamling

Åpne et nytt spektrum:

File – New

Start datainnsamling (til det fremvist spektrum)

Acquire – Start

Stopp datainnsamling

Acquire – Stop

Utfør datainnsamling i m sekunder

Acquire – Preset Time (svar med m)

Lagre data i windas-format:

File – Save

Lagre data i Åpen format:

File – Save as TEXT-file

2. Diverse spektrumbehandling (gjelder fremvist spektrum)

Skriv spektrum til fil med filnavn xx :

File – Save (svar med xx)

Hent spektrum fra fil xx :

File Open... (svar med xx)

Adder filspektrum xx til fremvist spektrum:

File – Add (svar med xx)

Subtraher filspektrum xx (f.eks. bakgrunn):

File – Subtract (svar med xx)

3. Toppanalyse

Når du skal analysere en topp i fremvist spektrum gjør du følgende:

Zoom inn et område med toppen omtrent i midten, og med ca. det samme antallet kanaler som toppens «bredde» på hver side (på Figur 3 vil det bli omtrent kanal 80 og 130). Tenk deg så at spektrumbakgrunnen ekstrapoleres med en rett linje under toppen. Plasser mus-pekeren i det punktet du mener linjen skal starte, og plasser lav markør der (klikk). Gjør tilsvarende i punktet der du mener linjen stopper (med klikk på høyre museknapp). Når du plasserer pekeren på spektrumbakgrunnen kan det være fornuftig å velge en skala der bakgrunnen kommer over midten på skjermen, se kommandoene «Sett y -skala» under pkt. 4. De aktuelle kommandoene er da:

Plasser lav markør i pekerens posisjon:

Venstre museknapp

Plasser høy markør i pekerens posisjon:

Høyre museknapp

Beregn centroide:

Calculate – Centroid

Beregn netto areal:

Calculate – Sum

Sett in et kalibreringspunkt:

Calibrate – Energy

Hent kalibrering fra filspektrum xx :

Calibrate – From file (svar med xx)

Energikalibreringen vil bruke den siste centroiden som ble beregnet. To punkter trengs for å kalibrere et spektrum (programmet minnes om dette). Kommandoen «kleber» kalibreringen til det fremviste spekteret. Ved å overføre spektret til fil når det er kalibrert, følger kalibreringskonstantene med. Du kan så hente kalibreringen ned til andre fremviste spektre.

4. Noen fremvisningskommandoer («View»)

Fremvis spektrum xx :

Window (velg xx)

«Zoom» spektrum mellom markørene:

View – Expand

Fremvis hele spekteret («De-zoom»):

Sett y -skala til n tellinger:

Sett y -skala til automatisk (default):

Log-skala på y -aksen:

Lineær skala på y -aksen:

Fremvis energienheter på x -aksen:

Fremvis kanaler på x -aksen:

View – Whole Spectrum

View – Fixed Y-scale (svar med n)

View – Automatic Y-scale

View – Logarithmic

View – Logarithmic (en gang til)

View – Energy Scale

View – Energy Scale (en gang til)