

K3

Strålningens växelverkan med materia

MÅLSÄTTNING.

Avsikten är att studera strålningens växelverkan med materia. Första delen av laborationen behandlar β -strålningens växelverkan och del två gammastrålningens växelverkan. Jämförelse mellan absorption av β - och γ -strålning i samma sorts absorbatör belyser behovet av olika strålskydd vid skilda typer av strålning.

FÖRBEREDELSE.

Du skall ha läst detta laborations-PM och motsvarande avsnitt i kurslitteraturen. Kapitlen som handlar om β - och γ -sönderfall är viktiga. Du skall förstå hur detektorer för β - och gammastrålning fungerar samt hur strålning växelverkar med materia.

UTFÖRANDE.

Första delen av laborationen går ut på att mäta praktiska räckvidden för β -strålning från ett preparat för att sedan kunna bestämma ändpunktsenergin i ett β -spektrum.

I andra delen skall massattenueringskoefficienten för gammastrålning från ett ^{60}Co preparat mätas. För att kunna utföra denna mätning med den tillgängliga utrustningen måste först fullabsorptionstopparnas läge bestämmas.

Namn.....

Kursnummer.....

Utförd den.....

Labplats.....

Godkänd den..... av.....

1 Inledning

I denna laboration kommer strålningens växelverkan med materia att studeras. Vi kommer först att behandla snabba laddade partiklar och sedan γ -strålning. Det är viktigt att känna till dessa processer av flera skäl, t ex för

- förståelse av hur detektorer för radioaktiv strålning fungerar
- medicinsk användning av radioaktiv strålning
- dimensionering av strålskydd
- uppkomst av strålskador i material
- tolkning av mätresultat inom kärnfysik.

2 Teori

Radioaktivitet är ett ämnes förmåga att utsända joniserande strålning. Den joniserande strålning kan delas in i **elektromagnetisk strålning**, en vågrörelse av elektriska och magnetiska fält (gammastrålning och röntgenstrålning) och **partikelstrålning** med tre huvudgrupper. Dessa grupper är:

1. Tunga laddade partiklar. Till denna grupp räknas t ex protoner, deuteroner, α -partiklar och tunga joner.
2. Lätta laddade partiklar. Hit hör elektroner och positroner.
3. Neutroner.

Vi skall studera hur växelverkan sker med materia för gammastrålning och de tre olika partikelslagen. Materialen partiklarna växelverkar med kan vara antingen en absorbatör eller en detektor - som ju är en absorbatör från vilken vi avläser en signal.

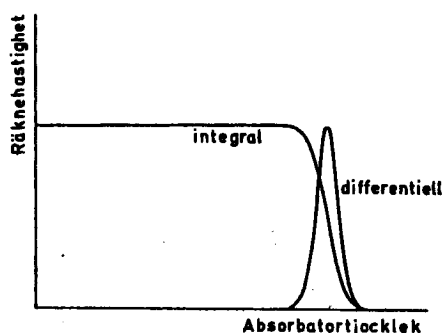
2.1 Tunga laddade partiklar

När en laddad partikel färdas genom materia kommer den att förlora energi genom elektromagnetisk växelverkan med höljeelektronerna i absorbatörens atomer. Den tunga partikeln förlorar kontinuerligt energi genom stötar mot elektronerna vid passagen genom materialet. Energiförlusten per stöt är några eV. Den tunga partikeln kommer inte att ändra sin rörelseriktning nämnvärt när den träffar på en elektron. Eftersom antalet stötar är stort kommer den tunga partikeln snabbt att förlora energi. Räckvidden för 5 MeV α -partiklar i luft (atmosfärstryck) är ca 3,5 cm. Elektronerna i absorbatörens atomer kommer antingen att lyftas till bundna exciterade tillstånd eller att exciteras till ett fritt tillstånd d v s jonisation. För ett givet material är den energi som krävs för att bilda ett jonpar oberoende av den infallande partikelns energi och ungefär densamma för de flesta laddade partiklar. Energiförlusten per längdenhet ("stopping power") för en partikel med laddningstalet z som rör sig med hastigheten v sträckan dx i materia är enligt Bethe-Bloch formeln:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 N Z}{4\pi\epsilon_0 m_e v^2} B \quad (1)$$

De storheter som ingår i formeln är; Z - atomnummer för absorbatoren, N - antalet atomer per volymsenhet och B är en funktion som beror av materialets jonisationspotential. Som synes beror energiförlusten huvudsakligen av *kva-*draten på partikels laddning, z^2 , och energi, $1/v^2$.

För att bestämma räckvidden för tunga laddade partiklar kan man i princip integrera formeln (1). Experimentellt bestämmer man den direkt genom att sätta in en absorlator mellan strålkällan och en detektor och mäta intensiteten som funktion av absorbatortjockleken. Man får då en kurva enligt Figur 1. Den statistiska spridningen i räckvidden kallas stragglings.



Figur 1. Räckvidd för en tung laddad partikel. Den integrala kurvan visar hur räknehastigheten varierar som funktion av absorbatortjockleken. Räckvidden som funktion av absorbatortjockleken fås genom derivering.

2.2 Lätta laddade partiklar

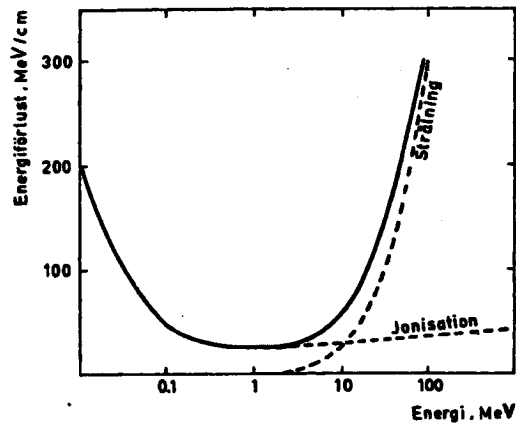
Även för dessa partiklar är det elektromagnetisk växelverkan som är orsaken till energiförluster vid passage genom materia. Elektroner producerar endast en bråkdel ($1/100 - 1/1000$) av det antal jonpar som en tung partikel alstrar per längdenhet. Då de lätta partiklarna växelverkar med höljeselektronerna i absorbatormaterialet träffar de på partiklar som har samma massa som de själva. Detta gör att de kommer att ändra riktning mycket oftare än en tyngre partikel.

Elektroner som rör sig med relativistiska hastigheter förlorar också energi genom bromsstrålning. Energiförlusten per längdenhet för elektroner i ett material visas i Figur 2.

Det går inte att bestämma räckvidden för elektroner genom att integrera ett uttryck för dE/dx av följande skäl:

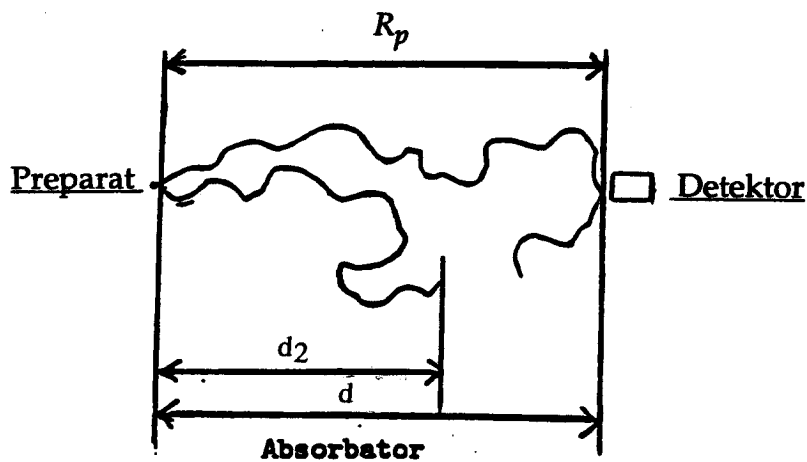
1. Elektronerna länkas av vid växelverkan med absorbatorns atomer. Detta gör att deras bana inte blir rak och man kan inte mäta räckvidden längs banan.
2. Stragglings d v s räckviddsspridningen är stor för lätta partiklar.

En experimentell komplikation i vårt fall är att elektroner som härrör från en betastrålnare har kontinuerlig energifördelning upp till en viss maxenergi. Detta motsvarar hastigheter från noll ända upp till nära ljushastigheten.



Figur 2. Elektroners energiförlust per l.e. som funktion av energi. Vid små energier dominerar jonisations- och excitationsprocesser. Vid större energier kommer det största bidraget från bromsstrålning.

Man brukar därför istället definiera en praktisk räckvidd enligt Figur 3.



Figur 3. Illustration av praktisk räckvidd för elektroner i ett material.

Denna praktiska räckvidd kommer för en betastrålnare att vara beroende av ändpunktsenergin E_{max} i betaspektrum enligt det empiriska sambandet:

$$E_{max}(\text{MeV}) = 1.84R_p + 0.212 \quad (2)$$

där den praktiska räckvidden $R_p = dp$ mäts i g/cm^2 (p är tätheten).

2.3 Gammastrålning

Gamma- och röntgenstrålning är båda energirik elektromagnetisk strålning. Skillnaden mellan dem är framför allt deras ursprung. Röntgenstrålning skapas ofta i röntgenrör, och kommer från energiövergångar mellan elektronskalen i atomen. Gammastrålning kommer från energiövergångar i atomkärnor när radioaktiva atomkärnor sönderfaller. Deras energi är från några keV upp till några MeV. Gammastrålning kan växelverka med materia genom tre olika processer.

Gemensamt för dessa tre processer är att fotonen som växelverkar antingen försvinner eller också ändrar sin riktning. I en väl kollimerad stråle av fotoner som passerar absorbatör, har varje foton en given sannolikhet att försvinna från strålen. Sannolikheten beror av strålningens energi och mediets egenskaper. Om vi betecknar strålens intensitet med I och ändringen i intensitet vid passagen av sträckan dx med dI så fås följande uttryck:

$$dI = -\mu I dx \quad (3)$$

där μ är den **linjära attenueringskoefficienten**. Integrering ger:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (4)$$

Intensiteten avtar alltså exponentiellt med absorbatortjockleken vilket betyder att gammastrålning inte har någon bestämd räckvidd utan hur tjock absorbatör man än använder så tränger alltid en del strålning igenom.

Den totala attenueringskoefficienten är sammansatt av tre delkoefficienter som härrör från fotoeffekt, Comptonspridning och parbildning d v s

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_p \quad (5)$$

Om man dividerar μ med tätheten, ρ , för absorbatormaterialet fås **massattenueringskoefficienten** $\mu_m = \mu/\rho$ vilken har dimensionen cm^2/g . Massattenueringskoefficienten är oberoende av absorbatorns aggregationstillstånd och porositet.

Attenueringskoefficienter för de olika absorptionsprocesserna för fotoner beror av Z hos absorbatormaterialet enligt:

Fotoelektrisk effekt

$$\mu_f \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}} \quad (6)$$

Comptonspridning

$$\mu_c \propto Z \quad (7)$$

Parbildning som kan äga rum bara om γ -energin är större än 1,022 MeV

$$\mu_p \propto Z^2 \quad (9)$$

Vid gammaspektroskopiska mätningar kommer de olika absorptionsprocesserna att påverka spektralformen för fotonerna. I Figur 4 visas schematiskt spektralformen för monoenergetiska fotoner, med energin mindre än 1,5 MeV, registrerade i en γ -spektrometer. De olika delarna i spektrum är:

1. Fototoppen eller fullenergitoppen. Fotoner som växelverkar genom fotoeffekt med detektorn avger hela sin energi till detektorn. Jonisationspotentialen som är några eV kan försummas

$$E_{foto} = E_\gamma \quad (10)$$

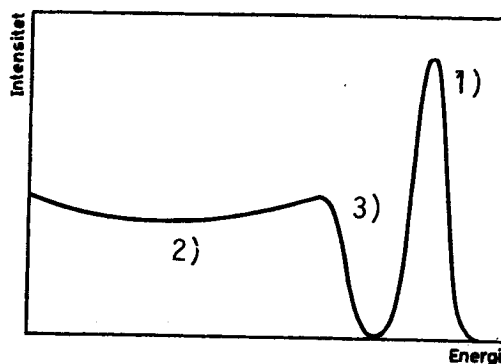
2. Comptonkontinuum. Gammakvanta som Comptonsprids avger energi till detektormaterialets elektroner med kontinuerlig fördelning upp till den maximalt möjliga kinetiska energin för elektronen, E_{cmax} , där man finner den s k

3. Comptonkanten

$$E_{cmax} = \frac{2 \frac{(E_\gamma)^2}{m_e c^2}}{1 + 2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2}}$$

(11)

där $m_e c^2 = 0,511$ MeV



Figur 4. Spektralformen för monoenergetiska gamma, med energin mindre än 1,5 MeV, i en scintilationspektrometer. Se texten för information om de olika delarnas uppkomst.

2.4 Neutroner

Neutroner är tunga, oladdade partiklar. De påverkas alltså inte av det elektriska fältet från atomerna (eller kärnorna) i en absorbatör. Nedbromsning av neutroner måste därför ske via stark växelverkan dvs genom kollisioner med absorbatorns atomkärnor.

2.5 Mätfel

Alla mätningar är behäftade med en viss osäkerhet. Radioaktivt sönderfall kan beskrivas med en poissonfördelning. Felet för en sådan fördelning kan antas vara normalfördelat, vilket innebär att i varje mätpunkt är den statistiska osäkerheten kvadratroten ur antalet mätta sönderfall. Genom att göra upprepade mätningar eller ökning av mättiden kan osäkerheten reduceras. Till detta kommer sedan också systematiska fel.

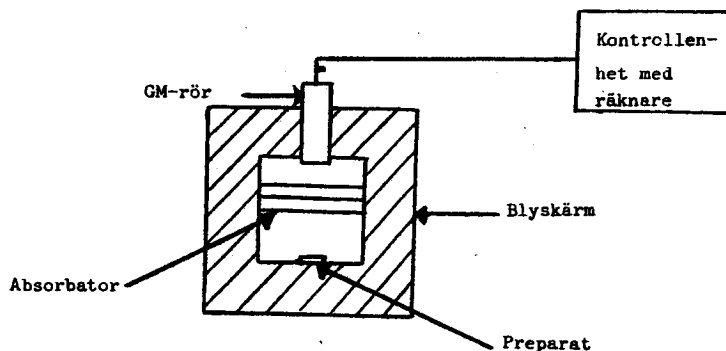
3 Experimentell del

Den experimentella delen av detta PM är uppdelad i två delar, en som behandlar absorption av β -strålning och en som behandlar absorption av γ -strålning.

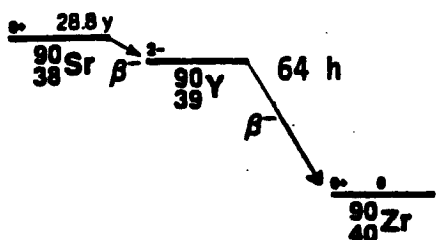
3.1 Absorption av β -strålning

3.1.1 Experimentuppställning

En principskiss över mätuppställningen finns i Figur 5. Mätapparaturen består av en kammare i vilken det finns ett GM-rör monterat i taket för att registrera elektroner. Detektorn är kopplad till en krets för detektering och räkning av pulser. På kammarens botten kan man placera ett radioaktivt preparat och det finns möjlighet att placera absorbatörplattor ovanför. Vi använder Al som absorbatör och preparatet är ^{90}Sr . De β -partiklar vi är intresserade av kommer från sönderfallet av ^{90}Y som är dotterkärna till ^{90}Sr . Sönderfallsschemat för dessa isotoper finns i Figur 6.

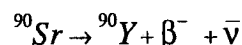


Figur 5. Uppställning för mätning av absorption av β -strålning.



Figur 6. Sönderfallsschema för seriesönderfallet $^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$.

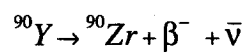
Ändpunktsenergin för β -sönderfallet



är:

$$E_{max} = Q = [m(^{90}\text{Sr}) - m(^{90}\text{Y})] c^2$$

och ändpunktsenergin för β -sönderfallet



är:

$$E_{max} = Q = [m(^{90}\text{Y}) - m(^{90}\text{Zr})] c^2$$

Beräkna ändpunktsenergierna från de ingående atomernas massor.

$$m(^{90}\text{Sr}) = 89,907738 \text{ u}, m(^{90}\text{Y}) = 89,907152 \text{ u}, m(^{90}\text{Zr}) = 89,9047026 \text{ u}$$

1u (atomär massenhet) motsvarar 931,504 MeV.

$$E_{max}(^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y}) = \dots, E_{max}(^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}) = \dots$$

För vilket av β -sönderfallen kan Ni experimentellt bestämma E_{max} , varför?

Svar:

3.1.1.1 Geiger-Müller röret

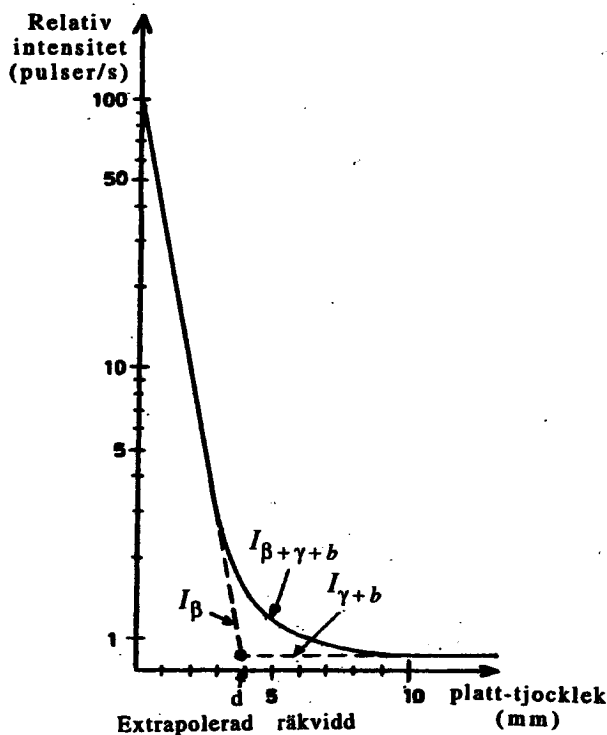
Den detektor vi använder för att mäta strålningens intensitet är ett Geiger-Müller rör. GM-röret består vanligen av en metallcylinder fylld med någon lämplig gas exempelvis argon samt en liten tillsats av släckgas t ex etanol. Längs cylinderns axel finns en från cylindern isolerad metalltråd. Cylindern och tråden ansluts via ett motstånd till en spänningskälla. En partikel som passerar genom detektorn joniserar gasen. Pga hög spänning uppstår en lavinartad urladdning i röret. Spänningspulsen som erhålles över resistansen är oberoende av den registrerande partikelns typ och energi.

3.1.2 Utförande

1. Kontrollera om GM-röret är inkopplat till elektroniken. Ställ in angiven spänning på GM-röret.
2. Mät intensitet av β -partiklar från preparat som funktion av absorbatortjockleken. Absorbatormaterialet är Al. Det radioaktiva preparatet placeras under GM-röret i Pb-huset och antalet pulser från GM-röret mäts under 1 minut (använd timer). Lägg Al-bleck mellan preparatet och GM-röret. Tjockleken ökas stegvis från 0 till 30 mm. Först med steg om 0,5 mm upp till 5 mm och sedan i steg om 3 mm. Mättiden är 1 min för varje tjocklek. Fyll i mätvärden i Tabell 1 på sidan 9.
3. Gå ner till noll med spänningen och stäng av elektroniken.
4. lämna tillbaka preparatet.
5. Rita upp kurvan på log-lin papper och analysera enligt avsnitt 3.1.3 "Utvärdering".

3.1.3 Utvärdering

Börja med att bestämma räckvidden d från mätdata. Studera Figur 7.



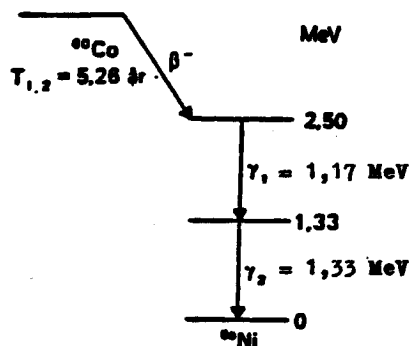
Figur 7. Intensiteten av β -partiklar i detektorn som funktion av absorbatortjockleken. Notera att det är logaritmisk skala på y-axeln.

Detektorn registrerar dels sanna β -partiklar från sönderfallen vi är intresserade av och dels bakgrund och γ -strålning. Då intensiteten av β -strålning minskar kommer effekten av bakgrund och sekundära γ -kvanta (bromsstrålning) att öka i betydelse och kurvan kommer att plana ut. För att få den sanna

3.2 Absorption av γ -strålning

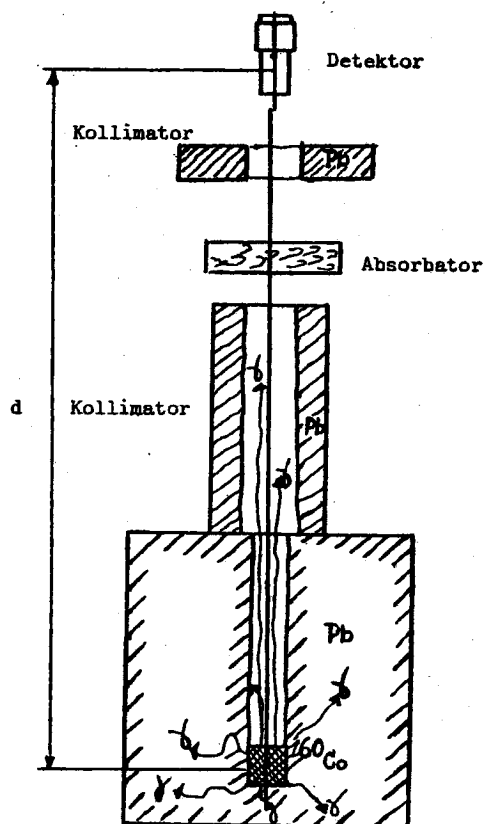
3.2.1 Experimentuppställning

Källan vi använder är ^{60}Co , vars sönderfallsschema finns i figur 8 nedan.



Figur 8. Sönderfallsschema för ^{60}Co .

Den experimentella mätutrustningen består av en NaI-detektor med tillhörande fotomultiplikatorrör, högspänningsaggregat, förstärkare samt enkanalsanalysator. En principskiss över uppställningen visas i Figur 9.



Figur 9. Experimentuppställning för bestämning av massattenueringskoefficienten för gammastrålning från ^{60}Co .

De olika absorbatormaterialen är: koppar, bly, aluminium samt plexiglas. Varje grupp gör mätningar på det material som finns vid lab-platsen.

Använd plasthandskar vid handhavande av blyabsorbatorn.

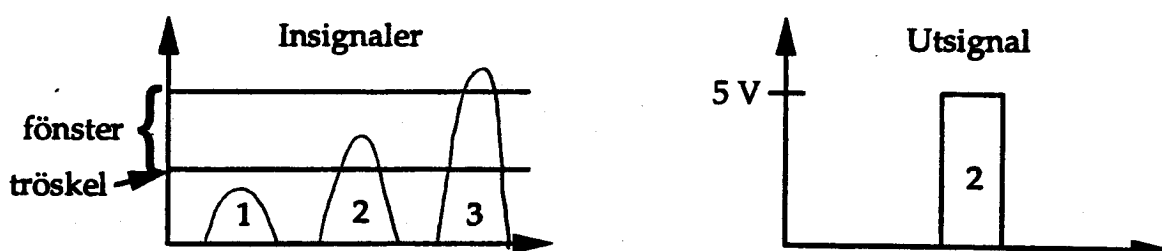
3.2.2 Experimentutrustningens funktionssätt

3.2.2.1 Scintillationsdetektorn

En scintillationsdetektor består av scintillator som är optiskt kopplad till en fotomultiplikator (PM-rör). När strålning växelverkar med scintillatorn exciteras (tar upp energi) dess atomer och molekyler med påföljden att ljusfotoner emitteras då de deexciteras (avger energi). Dessa träffar fotokatoden i fotomultiplikatorröret där de slår ut elektroner (fotoelektrisk effekt). Antalet elektroner från fotokatoden är proportionellt mot den energi som γ -strålning avgivit i detektorn. Elektronerna accelereras i PM-röret mot en struktur av metallbleck (dynoder, 10-12 stycken). Dessa har den egenskapen att för varje infallande elektron emittera 3-4 sekundära elektroner. Resultatet blir då en elektronlavin, som slutligen samlas upp av katoden och över ett motstånd ger en elektrisk puls vars höjd är direkt proportionell mot den infallande ljusmängden och därmed gammastrålningens energi.

3.2.2.2 Enkanalsanalysatorn

Enkanalsanalysatorn är en modul som känner av pulshöjd. Om och endast om de villkor man ställt på insignalens amplitud är uppfyllda fås en utsignal. Utsignalen är en logisk signal. Funktionssättet illustreras i Figur 10.



Figur 10. Enkanalsanalysatorns funktion med omkopplaren i läge "window". Signalen 1 ligger under tröskeln och kommer inte att ge upphov till någon utsignal. Signalen 2 når över tröskeln och ligger inom "fönstret" och kommer att ge utsignal. Signal 3 når ovanför fönstret och är för stor för att ge en utsignal

På vår apparat definierar tröskeln (baseline - E), en undre gräns för pulshöjden, och fönstret (window - ΔE) det intervall ovanför tröskeln som pulsen skall ligga inom för att registreras. Med hjälp av enkanalsanalysatorn kan man, genom att mäta antalet pulser som funktion av tröskeln med konstant fönsterbredd, ta upp ett energispektrum över strålningen från en källa.

3.2.3 Utförande

Eftersom responsfunktionen för monoenergetisk gammastrålning i en NaI-detektor är en kontinuerlig fördelning måste vi först ta reda på var fototoppen ligger. Med hjälp av enkanalsanalysatorn kan vi studera pulshöjdsfördelningen från detektorn och på så vis bestämma vilken diskriminatornivå E (spänning på enkanalsanalysatorn) som motsvarar början på fototopparna från Co-källan och deras utbredning ΔE .

1. Ställ in rätt spänning på fotomultiplikatorröret, spänningen finns angiven på röret. Observera att denna spänning skall stängas av innan nätspänningen slås av vid mätningens slut.
2. Flytta bort blyskyddet från strålningens väg.
3. Sätt diskriminatornivån (base line E) till 7,4 V.
4. Justera förstärkningen (fine gain ev. coarse gain) med omkopplaren i läge "integral" så att räknaren just börjar räkna.
5. Sätt fönsterbredden (ΔE) till 0,2 V (den är graderad i % av full spänning skalan(E) som är 10 V) och sätt omkopplaren i läge "window".
6. Starta vid 7,4 V och minska spänningen med steg om 0,2V ner till 0 V. Mät antal pulser för varje spänning under 0,1 min (för in data i tabell 2).
7. Rita upp pulsspektrum på millimeterpapper och bestäm värdet på E och ΔE för de båda fototopparna.
8. Sätt ett fönster över de båda fototopparna genom att ställa in de ovan bestämda värdena på E och ΔE och mät γ -intensiten som funktion av absorbatortjockleken enligt nedan. **Absorbatortjocklekar: Al och plexiglas: 0-10 cm; steg 1cm, Pb och Cu: 0-5 cm; steg 0,5 cm. Mättiden är 1 min för varje tjocklek. För in mätdata i Tabell 3.**
9. Gå ner med spänningen till noll och stäng av elektroniken.
10. Beräkna $\ln(I)$. Rita $\ln(I)$ som funktion av tjockleken och utvärdera.

3.2.4 Utvärdering

Som framgår av sönderfallsschemat (Figur 8) för ^{60}Co finns det två γ -linjer med olika energier i sönderfallet. Den ena har energin 1,17 MeV och den andra 1,33 MeV. Vid beräkningar kan vi använda medelenergin 1,25 MeV. Lutningen på linjen i diagrammet ger den linjära attenueringskoefficienten för ditt material, enligt:

$I = I_0 e^{-\mu x}$, som efter logaritmering av både höger- och vänsterled blir:

$$\ln(I) = \ln(I_0) - \mu x$$

vilken är ekvationen för en rät linje:

$$y = m - kx$$

Tabell 4. Massattenueringskoefficienter och täthet för olika material för 1,25 MeV γ -strålning.

Material	Täthet (g/cm ³)	Massattenuerings koef. μ_m (cm ² /g)	Linjärattenuerings koef. μ (1/cm)
Pb	11,34	0,0613	
Cu	8,93	0,0535	
Al	2,70	0,0557	
Plexiglas	1,18	0,0623	

Räkna ut μ för de olika materialen och använd dem för att lösa uppgifterna nedan.

Vilken tjocklek av koppar respektive aluminium ger samma intensitetsreduktion av gammastrålningen från ⁶⁰Co som 20 mm bly?

Cu:.....Al:.....

Bestäm halvvärdestjockleken, $x_{1/2}$, dvs den tjocklek av absorbatormaterial som krävs för att reducera strålintensiteten med 50%, för ⁶⁰Co. Gör beräkningen för Pb, Cu, Al och plexiglas.

Pb:.....Cu:.....

Al:.....Plexiglas:.....

4 Jämförelse av β - och γ -absorption

Gör en jämförelse mellan β - och γ -strålning. Använd tabellvärdena på tätheterna och attenueringskoefficienterna.

Vilken tjocklek av Al respektive Pb krävs det för att stoppa 1,25 MeV β -strålning? (Beräkna först R_p för 1,25 MeV)

Svar Al:.....

Svar Pb:.....

Vad är halvvärdestjockleken för absorption av 1,25 MeV γ -strålning i Al respektive Pb?

Svar Al:.....

Svar Pb:.....