

# K6

## Neutronaktivering av silver

David Tonderski  
davton@student.chalmers.se

Fredrik Nyström Lindé  
lindef@student.chalmers.se

2 juni 2020

### Sammanfattning

Med syfte att bestämma halveringstiden hos silverisotoperna  $^{108}\text{Ag}$  och  $^{110}\text{Ag}$  har de stabila isotoperna  $^{107}\text{Ag}$  och  $^{109}\text{Ag}$  aktiverats med fria neutroner. De har därmed kunnat  $\beta^-$ -sönderfalla och de emitterade elektronerna har kunnat detekteras. En moderator samt kadmium användes för att styra neutronernas energier vid aktivering och efter denna undersökning kunde halveringstiderna bestämmas för  $^{108}\text{Ag}$  och  $^{110}\text{Ag}$  till 141.23 s respektive 25.48 s.

# 1 Introduktion

1934 utförde Fermi ett experiment där han bombarderade silver med neutroner som hade passerat genom paraffin. Han upptäckte att paraffinet saktade ner neutronerna, som då mycket lättare absorberades av silvret jämfört med högenergetiska neutroner [1]. I denna laboration upprepades detta experiment och halveringstiden för två silverisotoper beräknades.

# 2 Teori

Fria neutroner är inte stabila med en halveringstid på cirka 10 minuter, så de måste produceras under experimentets gång. De kan produceras på följande sätt:

- Fission av tyngre nuklider, vilket producerar de mest högenergetiska neutronerna.
- Acceleratorer, där partiklar med en laddning accelereras mot ett lämpligt mål för att starta en kärnreaktion som producerar neutroner.
- Genom radioaktiva kärnor, som producerar neutroner genom  $\gamma$ - eller  $\alpha$ -strålning. Detta är metoden som används i denna laboration.

Eftersom neutronerna inte är laddade så måste de direkt kollidera med andra kärnor eller neutroner för att överföra energi. Följande typer av reaktioner är möjliga:

- Elastisk spridning, som ofta betecknas  $(n,n)$ , där neutronen inte förlorar energi i masscentrumssystemet. Den kan dock saktas ner i labbsystemet i sådana reaktioner.
- Inelastisk spridning  $(n,n')$ , där neutronen förlorar energi i masscentrumssystemet. Denna energi måste vara tillräcklig för att excitera kärnor som neutronen kolliderar med.
- Radioaktiv absorption  $(n, \gamma)$ . Neutronen fångas upp av kärnan, som exciteras, varefter den skickar iväg överskottet av energi i form av  $\gamma$ -strålning.
- Fission  $(n, f)$ .
- Andra neutronreaktioner  $((n,p), (n,\alpha), \dots)$ , vars sannolikhet oftast ökar med neutronens energi.

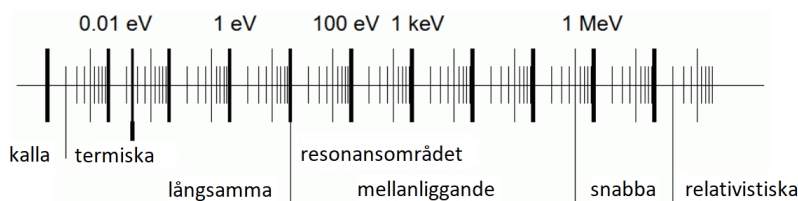
En given reaktions sannolikhet kallas för ett mikroskopiskt tvärsnitt  $\sigma$ . Det totala tvärsnittet ges av  $\sigma = \sigma_n + \sigma'_n + \sigma_\gamma + \sigma_f + \dots$ . Ofta inför man också beteckningarna  $\sigma_s = \sigma_n + \sigma'_n$  och  $\sigma_a = \sigma - \sigma_s$ , där  $\sigma_s$  och  $\sigma_a$  kallas för spridningstvärsnittet respektive absorptionstvärsnittet. Dessa tvärsnitt kan ses som den aktiva reaktionsytan och anges ofta i barn ( $1 \text{ barn} = 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ ). Detta är dock inte atomens geometriska yta, som ofta är flera storleksordningar mindre än tvärsnittet.

Vidare definerar vi en neutronflödestäthet  $\Phi = n \cdot v$ , där  $n$  är antal neutroner per volymenhet och  $v$  är deras hastighet. Anta sedan att vi har en platta med tjocklek  $\Delta x$ , yta  $S$  och  $N$  kärnor per volymenhet, och att den är så tunn att kärnor inte skärmar varandra. Vi har då att neutronerna upplever reaktionsytan  $N \cdot S \cdot \Delta x \cdot \sigma$ . Vi kan multiplicera detta med  $\Phi$  för att få antalet reaktioner per sekund. Vidare har vi reaktionshastigheten  $R = \Phi \cdot N \cdot \sigma$ , som betecknar antalet reaktioner per sekund och volymenhet.

Förutom det mikroskopiska tvärsnittet har vi även ett makroskopiskt tvärsnitt  $\Sigma = N \cdot \sigma$ . Vi introducerar också medelfrivägen  $l = \frac{1}{\Sigma}$ . Då får vi slutligen

$$R = \frac{\Sigma}{l}. \quad (1)$$

Som sagt beror tvärsnittet på neutronernas energi. Därmed är det önskvärt att ta fram ett kvalitativt sätt att klassificera neutronernas energi. Detta visas i figur 1, som presenterar några av neutronernas energiområden.



Figur 1: Ett approximativt klassificeringsschema av neutroner med avseende på deras energi.

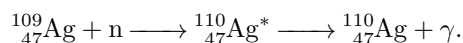
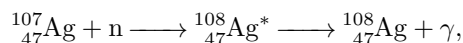
I det långsamma området går tvärsnittet som  $\frac{1}{v}$ . I resonansområdet varierar tvärsnittet dramatiskt med hastigheten för många kärnor, vilket brukar skrivas som att kärnan har ett tydligt resonansstruktur. Tvärsnittet avtar allmänt i det mellanliggande området, för att sedan ha ett relativt lågt värde i de snabba och relativistiska områdena.

Neutronkällan som används i experimentet producerar huvudsakligen snabba neutroner. Tvärsnittet är dock större för långsamma neutroner, så det är önskvärt att hitta ett sätt att sakta ner neutronerna. Detta kan göras genom att låta de passera genom en moderator, i vilken neutronerna saktas ner genom elastiska och inelastiska kollisioner. Tre andra egenskaper är önskvärda för en moderator:

- Ett lågt absorptionstvärsnitt, då man vill förlora så få neutroner som möjligt.
- Ett stort antal lätta kärnor, som leder till större energiförluster i de elastiska kollisionerna.
- Ett högt spridningstvärsnitt, för man vill ha så många in- och elastiska kollisioner som möjligt.

I kärnkraftverk används oftast grafit, tungt vatten ( $D_2O$ ) eller lätt vatten ( $H_2O$ ). I denna laboration används paraffin  $C_jH_{2j+2}$ , som tack vare sin kemiska komposition har en liknande effekt som vatten. När en neutron kolliderar med vätekärnan kommer den i genomsnitt förlora hälften av sin energi, så efter  $n$  kollisioner kommer den att ha energin  $E_n = \frac{E_0}{2^n}$ .

I det här aktiveras naturligt silver, som består av de stabila isotoperna  $^{107}\text{Ag}$  till 51.8 % och  $^{109}\text{Ag}$  till 48.2%. När dessa tar upp en neutron så skapas en exciterad kärna som snabbt deexciterar genom  $\gamma$ -strålning enligt



Isotoperna  $^{108}_{47}\text{Ag}$  och  $^{110}_{47}\text{Ag}$  är radioaktiva och kommer att undergå  $\beta^-$ -sönderfall. När silverplattorna aktiveras i experimentet kommer alltså både aktivering och sönderfall ske. Låt  $N_{act}(t)$  beteckna antalet aktiverade kärnor per volymenhet vid tiden  $t$ . Då får vi

$$\frac{dN_{act}(t)}{dt} = R - \lambda N_{act}(t), \quad (2)$$

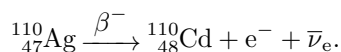
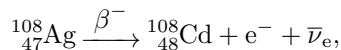
där  $\lambda$  är isotopens sönderfallskonstant. Vi löser ekvationen och får

$$N_{act}(t) = \frac{R}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \frac{R}{\lambda} = \frac{\Phi \Sigma}{\lambda}. \quad (3)$$

Som vi ser når vi ett ekvilibrium om vi låter  $t \rightarrow \infty$ .

### 3 Försöksuppställning och metod

Denna laboration använder en blandning av pulveriserat Be och  $\text{RaCl}_2$  som neutronkälla. Källan är placerad i mitten av ett cylinderformat paraffinblock som befinner sig inuti en skyddande låda. De prover som ska aktiveras placeras i spår i paraffinet vilket fungerar som moderator. Moderatorns uppgift är att sänka energin på neutronerna eftersom silverisotoperna upplever större träffyta för termiska neutroner. Det första spåret ligger 2.5 cm från kärnans mittpunkt utan något paraffin emellan. Det andra och tredje spåret ligger 5.5 cm respektive 8.5 cm från mittpunkten med 3 cm paraffin mellan varje spår. Silverproverna som placerats i spåren sönderfaller sedan när de plockas ur ur paraffinet och det sönderfallet sker i form av  $\beta^-$ -sönderfall enligt



När silverplattorna aktiverats under en viss tid plockas de ut ur paraffinet och placeras i Geiger-Müllerrör för att mäta antalet sönderfall genom att detektera fria elektroner. Antalet aktiverade sil-  
verkärnor i provet bestäms av hur länge det har aktiverats. Till denna laboration beräknades reaktions-  
hastigheterna till  $R_{107} = \Phi \cdot \frac{m_{107}}{M_{107}} \cdot N_A \cdot \sigma_{abs} = 10^{10} \frac{1}{\text{m}^2 \text{ s}} \cdot \frac{5.18 \text{ g}}{106.905 \frac{\text{g}}{\text{mol}}} \cdot 6.022 \cdot 10^{-23} \frac{1}{\text{mol}} \cdot 35 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2 \approx 10^6 \frac{1}{\text{s}}$   
och på samma sätt  $R_{109} \approx 2.4 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s}}$ . För att kunna beräkna isotopernas halveringstid behöver sil-  
verkärnorna aktiveras tills jämvikt uppnåts, eller i detta fall 90% mättnad efter tiden

$$\frac{N_{act}(t)}{N_{act}(t = \infty)} = 1 - e^{-\lambda t} = 0.9 \implies e^{-\lambda t} = 0.1 \implies -\lambda t = \ln 0.1 \implies t = \frac{\ln 10}{\lambda} \approx 10 \text{ min.} \quad (4)$$

Silverplattorna kan även täckas av ett tunt Cd-hölje. Sannolikheten av en absorption betraktas som kvoten mellan den upplevda absorptionsytan och den geometriska ytan. För en infinitesimal tunn skiva med tjockleken  $dx$  har vi  $P_{reaktion} = \frac{N \cdot \sigma_a \Delta x}{S} = N \sigma_a \Delta x$ . Förändringen av intensitet blir då  $-\frac{dI}{I} = N \sigma_a dx$ . Vi löser ut  $I$ , integrerar över  $dx$  och får  $I = I_0 e^{-N \sigma_a x}$ . Vi läser av att termiska neutroner har ett tvärsnitt på runt  $10^5 \text{ b}$ . För en 1 mm tjock skiva med  $N \approx 4.66 \cdot 10^{28} \frac{1}{\text{m}^3}$  får vi då  $\frac{I}{I_0} \approx 10^{-203} \approx 0$ . Vi ser alltså att inga neutroner kommer att passera igenom Cd-höljet. Om vi istället använder tvärsnittet 10 b för snabba neutroner så får vi att  $\frac{I}{I_0} \approx 95\%$ . Höljet kommer alltså att blockera termiska neutroner, men samtidigt släppa igenom snabba neutroner.

Man vill också räkna ut hur tjockt paraffinlagret bör vara för att sakta ner en neutron från det snabba området (5 MeV) ner till det termiska området (0.025 eV). Neutronen förlorar i genomsnitt halva sin energi i en kollision med en vätekärna, så vi behöver  $n = \log\left(\frac{5 \cdot 10^6}{0.025}\right) \approx 28$  kollisioner. Vidare har vi att paraffinens molekylensitet är  $N = 6.66 \cdot 10^{26} \frac{1}{\text{m}^3}$ . Varje sådan molekyl innehåller 118 väteatomer, så vätekärndensiteten är  $7.86 \cdot 10^{28} \frac{1}{\text{m}^3}$ . Vidare har vi att medelfrivägen  $l_s = \frac{1}{N \sigma_s} \approx 6.361 \text{ mm}$ . Vi har då en övre gräns på paraffinets tjocklek som behövs för att moderera neutronerna  $d = n \cdot l_s \approx 17.811 \text{ cm}$ .

I år simulerades dock detta istället på distans med hjälp av ett skript som fungerar på följande vis. När html-filen startas slumpas först bakgrundsintensiteten uniformt ur intervallet (10, 20). Huvudprogrammet startar när knappen *Activate* aktiveras och då aktiveras en loop som evalueras var 50:e millisekund. Loopen går huvudsakligen ut på att räkna hur många silver-isotoper av varje typ som är kvar. I varje steg räknas det ut hur många isotoper av de båda typerna som har sönderfallit. Detta görs genom att först räkna ut hur många isotoper som teoretiskt förväntas sönderfalla. Sedan dras antalet isotoper som faktiskt sönderfaller ur en Poisson-fördelning med det teoretiska väntevärdet. Detta antal subtraheras sedan från antalet isotoper som är kvar. Ifall variabeln *shouldCount* = *true* så adderas de dragna värdena samt bakgrundsintensiteten till variabeln som står för siffran som visas i räknaren. Till

slut uppdateras räknaren och timern, och loopen börjar igen. Förutom det finns även en funktionalitet som automatiskt räknar antalet partiklar under en viss tidsperiod som användaren väljer.

När skriptet användes behövde först bakgrundsintensiteten mätas upp. Vi fick resultatet 8 counts/min, vilket är något konstigt då bakgrunden slumpas mellan 10 och 20. Vi bedömer dock att detta är på grund av statistik fluktuation under den 10 minuter långa mätningen. Plattorna aktiverades sedan i 2.5 min tills de uppnått ungefär 50% mättning innan intensiteten mättes under 30 s i de olika positionerna, både med och utan Cd-höljet. Därefter vinkel- och bakgrundskorrigerades datan för att kunna dra slutsatser utifrån dessa.

För att slutligen mäta halveringstiderna för  $^{108}_{47}\text{Ag}$  och  $^{110}_{47}\text{Ag}$  aktiverades plattorna till ungefär 90% mättnad vilket tog ungefär 10 minuter enligt ekvation (4). Därefter mättes intensiteten i mindre tidsintervall under 13 minuter för att slutligen kunna rita ut intensiteten över tid vilket motsvarade sönderfallsskurvan. Om den logariterade intensiteten plottas mot tiden så ser man ganska tydligt två linjer, vilket innebär att datan precis som förväntat är summan av två exponentialfunktioner. Tiden för skärningen mellan dessa två linjer är approximativt tiden där den första intensiteten börjar vara försumbar, vilket är fallet eftersom den ena isotopen sönderfaller mycket snabbare än den andra. För att vara på den säkra sidan användes en tidpunkt som var lite större än skärningspunkten. Därefter kunde en kurvanpassning av intensiteten efter denna tid ge isotopens halveringstid som exponenten i exponentialfunktionen. Genom att sedan subtrahera den kurvanpassade exponentialfunktionen som motsvarar den första isotopen från all data gav ännu en kurvanpassning den andra och kortare halveringstiden.

## 4 Resultat och diskussion

I den ifyllda tabell 1 syns den uppmätta samt korrigerade intensiteten efter att ha aktiverat silverplattorna i de olika positionerna med och utan Cd-höljet.

Tabell 1: Uppmätt intensitet under 30 s efter att plattorna aktiverats till 50% mättnad efter 2.5 min.

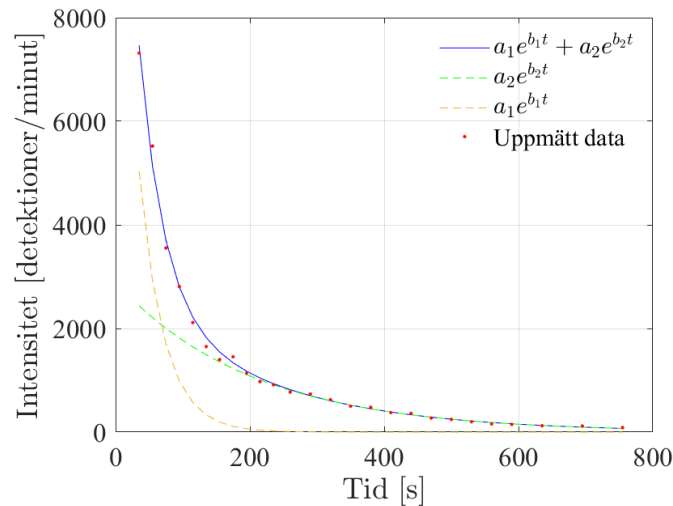
|                         | <b>Solid angle factor</b> | <b>Number of counts</b> | <b>Intensity</b><br>[counts/min] | <b>Background corrected intensity</b> | <b>Solid angle corrected intensity</b> |
|-------------------------|---------------------------|-------------------------|----------------------------------|---------------------------------------|--|
| <b>Pos 3 with Cd</b>    | 0.0865                    | 212                     | 424                              | 416                                   | 4809                                   |
| <b>Pos 2 with Cd</b>    | 0.2066                    | 441                     | 882                              | 874                                   | 4230                                   |
| <b>Pos 3 without Cd</b> | 0.0865                    | 906                     | 1812                             | 1804                                  | 20855                                  |
| <b>Pos 2 without Cd</b> | 0.2066                    | 2680                    | 5360                             | 5352                                  | 25905                                  |
| <b>Pos 1 without Cd</b> | 1                         | 3248                    | 6496                             | 6488                                  | 6488                                   |

I det här stycket menas vinkelkorrigerade intensiteter när ordet intensiteter används. Först analyseras positionerna utan Cd. Vi ser att position 1 har den lägsta intensiteten. Detta är på grund av att neutronerna mellan källan och position 1 inte modereras, så vi har huvudsakligen snabba neutroner. Vid position 2 går intensiteten upp drastiskt på grund av att neutronerna modereras av paraffinet innan de träffar plattan. Vid position 3 mäts däremot en lägre intensitet upp. Detta är antagligen för att en del av neutronerna har absorberats av paraffinet, och att den effekten nu blir starkare än modereringen. Jämförelsen mellan intensiteterna i position 1 och position 2 leder till slutsatsen att neutroner med lägre energi mer sannolikt exciterar silverplattan (alltså är det termiska tvärsnittet större än resonanstvärsnittet). Vi kan dock inte kvantitativt säga något om dessa sannolikheter genom att jämföra position 2 och 3 med Cd mot utan Cd, då vi endast vet att Cd-höljet blockerar de termiska neutronerna, men inte känner till distributionen av neutronenergier vid dessa plattor.

Sedan ska våra resultat jämföras med figur 14 och 15 i labbkompndiet. Först analyseras datan utan Cd. Detta innebär att alla neutronerna ska analyseras. Här ser vi att den vinkelkorrigerade intensiteten följer sambandet  $\text{pos2} > \text{pos3} > \text{pos1}$ . Detta bekräftas i vår data. Den icke-vinkelkorrigerade intensiteten är strikt minskande med avståndet, vilket också ses i vår data. Vi märker också att den icke-vinkelkorrigerade intensiteten skiljer sig med ca 20 % mellan position 1 och position 2. En jämförelse med de olika energi-kurvorna i Figur 14 bekräftar ännu en gång att de termiska neutronerna har större tvärsnitt.

Sedan analyseras datan med Cd. Vi ska därmed endast kolla på de snabba neutron-energierna. I figur 15 ser vi att den vinkelkorrigerade intensiteten för sådana neutroner följer sambandet  $\text{pos3} > \text{pos2}$ , vilket inte syns i vår data. Däremot stämmer det att den icke-vinkelkorrigerade intensiteten strikt minskar med avståndet för snabba neutroner.

I figur 2 syns den uppmätta intensiteten. Kurvanpassningen gav två exponentialfunktioner med konstanterna  $a_1 = 13040$ ,  $b_1 = -0.0272$ ,  $a_2 = 2894$ , och  $b_2 = -0.004908$ . För  $b_1$  har vi ett 95% konfidensintervall på  $(-0.0327, -0.0217)$ , medan  $b_2$  har vi  $(-0.005157, -0.004659)$ . Med hjälp av formeln  $t_{1/2} = \frac{\ln 2}{-b}$  fås halveringstider på 25.48 s med ett 95 % konfidensintervall på  $(21.2, 31.94)$ s och 141.23 s med ett 95 % konfidensintervall på  $(134.41, 148.78)$ s. Detta avrundas till samma antal värdesiffror som hittas i kompendiet för att få halveringstiderna 25 s och 2.4 min, vilket är precis samma värden som i kompendiet. Vi bör dock anmärka att detta är på grund av det låga antalet värdesiffror, och vid mer exakta värden så skulle vi antagligen få ett relativt fel på någon procent. Däremot skulle även de mer exakta värdena definitivt ligga inom vårt ganska breda 95 % konfidensintervall. Vi kan också påpeka att utan vetskapen från kompendiet om vilken halveringstid som motsvarar respektive isotop kan vi från detta experiment inte avgöra det.



Figur 2: Intensitet som funktion av tid.

## Referenser

- [1] E. Fermi, "Radioactivity Induced by Neutron Bombardment", *Nature*, årg. 133, nr 3368, s. 757–757, maj 1934, ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/133757a0. URL: doi.org/10.1038/133757a0.