

STUDIE VAN ENKELE KERNTOEESTANDEIENSKAPPE

DEUR RESONANSIE-OPWEKKING

d e u r

Erich Karl Helmut Friedland

Voorgeleê ter vervulling van n deel van
die vereistes vir die graad

D. Sc.

in die Fakulteit van Wis- en Natuurkunde,
Universiteit van Pretoria,
Pretoria.

Desember 1964

DANKBETUIGINGS.

Hiermee wens ek my opregte dank uit te spreek teenoor my promotor prof. dr. H. R. Lemmer wat hierdie probleem aan my opgedra het. Sy onvermoeide hulp en intense belangstelling in hierdie ondersoek word baie waardeer.

Besondere dank is ek ook verskuldig aan prof. dr. H. Verleger, hoof van die Departement Fisika, vir sy vriendelike ondersteuning en aanmoediging as ook vir die beskikbaarstelling van die apparate wat vir hierdie navorsingswerk nodig was.

Graag wil ek ook my dank rig aan dr. W. Rautenbach en die personeel van die Kernfisika Laboratorium van die Wetenskaplike- en Nywerheidsnavorsingsraad vir die produksie van die ^{139}Ce -isotoop met die siklotron.

Aan die Raad op Atoomkrag en die Wetenskaplike- en Nywerheidsnavorsingsraad is ek dank verskuldig vir finansiële steun.

Die Duisburger Kupferhütte word bedank vir die skenking van die talliummetaal.

Verder is dit vir my 'n aangename taak om 'n spesiale woord van dank te rig aan die Tegnieese Afdeling van die Universiteit van Pretoria vir die hulpvaardigheid wat hulle ten alle tye betoon het.

Ten/...

Ten slotte wil ek ook my ander kollegas in die
Fisika Departement, veral mnr. H. L. Prekel, mej. I. C.
Dormehl en mnr. O. R. van Reenen, vir hulle hulp bedank.

--oo0oo--

INHOUDSOPGAW E.

<u>Inleiding</u>	bls.	1
<u>Hoofstuk I: Elektromagnetiese kerneienskappe.</u>		
1.1 Oorgangsreëls en oorgangswaar- skynlikhede		3
1.2 γ - γ Rigtingskorrelasies.		7
<u>Hoofstuk II: Resonansie-opwekking van kern- vlakke.</u>		
2.1 Algemene beskouing		14
a. Meganiese Doppler-verskuiwing van emissielyn		15
b. Termiese Doppler-verbreding van emissielyn		16
c. Doppler-verbreding deur vooraf- gaande prosesse		16
d. Resonansieverstrooiing met rem- straling		17
e. Resonansieverstrooiing met veran- derbare energiebron		17
2.2 Teoretiese beskouing		18
a. Die wisselwerkingsdeursnee		18
b. Termiese beweging		19
c. Energieverlies weens terugslag		22
2.3 Invloed van kristalroosterbinding		24
a. Die effektiewe temperatuur		24
b. Die Mössbauer-effek		26

2.4	Invloed van verstrooierdikte . . . bls.	28
	a. Die dik verstrooier	28
	b. Die selfabsorpsietegniek	31
2.5	Ander elastiese verstrooiingspro- sesse	33
	a. Rayleigh- en Thomson-verstrooi- ing	33
	b. Interferensie tussen resonansie- en Rayleigh-verstrooiing	35
<u>Hoofstuk III: Resonansie-opwekking met die</u> <u>termiese metode.</u>		
3.1	Eksperimentele oorwegings.	37
	a. Algemeen	37
	b. Apparaat	39
	c. Berekeninge	41
3.2	Die 166-keV-toestand van ^{139}La	44
3.3	Die 279-keV-toestand van ^{203}Tl	54
3.4	Die 412-keV-toestand van ^{198}Hg	65
	a. Temperatuurafhanklikheid van die resonansieverstrooiingsdeursnee	70
	b. Die rigtingskorrelasie-eksperiment.	76
<u>Opsomming</u>		84
<u>Verwysings</u>		87

--ooOoo--

Inleiding.

Met kernresonansiefluoresensie word die tweevoudige proses van resonansie-opwekking van 'n kern deur absorpsie van 'n foton en daaropvolgende stralingsoorgang na laerliggende energievlakke verstaan. Dit kan dus as 'n (γ, γ')-proses beskou word. Indien die stralingsoorgang na die grondtoestand plaas vind ($\gamma \approx \gamma'$), word dit gerieflikheidshalwe ook resonansieverstrooiing genoem.

Eksperimente met kernresonansiefluoresensie kan in die volgende twee groepe verdeel word:

i) Bepaling van die rigtingskorrelasiefunksie vir resonansiefluoresensie,

ii) Lewensduurbepalings van opgewekte kerntoestande.

Die rigtingskorrelasiefunksie is afhanklik van die draaimomenta van die begin- en eindtoestande van die kern onder beskouing en die multipolariteite en hulle vermengingskonstante wat by die oorgang betrokke is. Die kennis van hierdie funksie alleen is egter nie voldoende nie om alle parameters eenduidig te bepaal; gewoonlik kan slegs een van hulle daaruit verkry word indien die ander veranderlikes alreeds bekend is.

Vir bepaling van die lewensduur moet die totale opwekkingsdeursnee vir die resonansieproses gemeet word.

Dit vereis, behalwe in die geval waar van selfabsorpsiemetodes/...

metodes gebruik gemaak word, kennis van die rigtingskorrelasiefunksie.

Aangesien die resonansie-opwekkingsdeursnee toeneem met die vlakbreedte van die opgewekte toestand is hierdie metode veral geskik vir lewensduurbepalings van vinnige oorgange, sodat dit 'n belangrike aanvulling voorstel tot die direkte meting met behulp van vertraagde koïnsidensies wat slegs by relatief stadige oorgange toegepas kan word.

Vanaf 'n eksperimentele standpunt is die oorgangsgebied van besondere belang omdat slegs hier die moontlikheid bestaan om waardes, verkry met die twee verskillende metodes, te vergelyk.

Vir die eksperimentele werk is die metode van termiese Doppler-verbreding gebruik. Die eerste opgewekte toestande van ^{139}La , ^{203}Tl en ^{198}Hg is ondersoek. Die gemete lewensdure lê in die gebied van ongeveer 10^{-9} sek tot 10^{-11} sek, wat min of meer die oorvleuelingsgebied van die vertraagde koïnsidensie- en die resonansiemetode dek.

Rigtingskorrelasie-eksperimente is slegs met die twee laasgenoemde isotope uitgevoer.

--ooOoo--

HOOFSTUK I.

ELEKTROMAGNETIESE KERNOORGANGE.

1.1 Oorgangsreëls en oorgangswaarskynlikhede.

'n Studie van die wisselwerking tussen die atoomkern en die elektromagnetiese veld is van groot belang, omdat in beginsel hiermee 'n hele aantal kerneienskappe direk bepaal kan word. Heel algemeen kan die atoomkern as 'n versameling van protone en neutrone, wat benaderd 'n sferiese ruimte met 'n straal van 10^{-13} cm tot 10^{-12} cm beslaan, beskou word. Die elektromagnetiese eienskappe van so 'n sisteem behoort volledig beskryf te kan word indien die ladings- en stroomdigthede binne die kern bekend sou wees. Weens die geringe kennis van die uitruilkragte tussen nukleone en die teoretiese moeilikhede in verband met meerliggaamprobleme, egter, is hierdie metode prakties nie uitvoerbaar nie. Die werklike kern moet vervang word deur 'n vereenvoudigde model, geskik gekies, sodat die belangrikste kerneienskappe daarmee verklaar kan word.

Heelwat informasie kan egter verkry word, sonder om van enige spesifieke kernmodel gebruik te maak. Die behoudswette van draaimomentum en pariteit, toegepas op die kern-foton-sisteem, vereis vir gamma-oorgange tussen twee kerntoestande die volgende oorgangsreëls:

$$J_i / \dots$$

- 4 -

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f \quad (1-1)$$

en $\tilde{u}_i / \tilde{u}_f = (-1)^L$ vir 'n elektriese multipooloorgang

$\hat{u}_i / \hat{u}_f = (-1)^{J+L}$ vir 'n magnetiese multipooloorgang

waar (J_i, \hat{u}_i) en (J_f, \hat{u}_f) die draaimomentum en pariteit van die begin- en eindtoestand respektiewelik voorstel.

2^L word die multipolariteit van die straling genoem, waar L die draaimomentumkwantumgetal van die foton met die eiewaarde van $(L(L+1))^{1/2} \hbar$ voorstel. Weens die intrinsieke spin van die foton volg as verdere vereiste $L \geq 1$, sodat stralingsoorgange tussen nul-draaimomentum toestande slegs deur middel van die tweede orde dubbelfotonproses kan plaasvind, 'n meganisme, egter, wat tot dusver nog nie eksperimenteel met sekerheid bevestig kom word nie (A1 64).

Alhoewel bostaande oorgangsreëls in die meeste gevalle 'n hele reeks moontlike L -waardes toelaat, word gewoonlik slegs die laagste of hoogstens 'n mengsel van die laagste twee moontlike multipolariteite waargeneem. Dit is te wyte aan die vinnig afnemende oorgangswaarskynlikheid met toenemende multipolariteit.

Die absolute waarde van die oorgangswaarskynlikheid vir 'n gegewe multipolariteit en tipe straling hang baie gevoelig van die golffunksies van die begin- en eindtoestande af. 'n Rowwe afskatting van hierdie oorgangswaarskynlikheid kan met behulp van die enkeldeeltjieskilmodel verkry word. Met die aanname dat oorgange plaasvind deur

skiloorngange/...

- 5 -

skiloorgange van 'n enkele, nie-relatiewistiese proton, wat in 'n sentrale, snelheidsonafhanklike potensiaal beweeg, kan die volgende uitdrukkings verkry word (Mo 55):

$$T_{(EL)} = 4.4 \times 10^{21} \frac{L+1}{L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E}{197}\right)^{2L+1} a^{2L} S \quad (1-2a)$$

vir elektriese multipoolstraling, en

$$T_{(ML)} = 0.19 \times 10^{21} \frac{L+1}{L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{3}{L+2}\right)^2 \left(\mu_p L - \frac{L}{L+1}\right)^2 \left(\frac{E}{197}\right)^{2L+1} a^{2L+2} S \quad (1-2b)$$

vir magnetiese multipoolstraling. In dié vergelyking stel E die oorgangsenergie in MeV en a die kernstraal in eenhede van 10^{-13} cm voor. Indien $a = 1.45 \times 10^{-13} \text{ cm}$ en $\mu_p = 2.79 \text{ km}$ gestel word, word die volgende waardes vir M1- en E2-oorgange verkry:

$$T_{(M1)} = 2.90 \times 10^{13} E^3 S \text{ sek}^{-1} \quad (1-3a)$$

$$T_{(E2)} = 1.57 \times 10^8 E^5 A^{4/3} S \text{ sek}^{-1} \quad (1-3b)$$

Die sogenaamde statistiese faktor S ontstaan as gevolg van die integrasie van die bolfunksiegedeelte van die golffunksie. Dit is 'n ingewikkelde funksie van L, J_i , J_f , ℓ_i en ℓ_f in terme van Clebsch-Gordon- en Racah-koëffisiënte. Die radiaalfunksie is in bostaande berekening benader deur 'n funksie wat konstant is oor die volume van die kern en nul word vir $r > a$. Indien 'n meer realistiese radiaalfunksie gebruik word, soos byvoorbeeld dié vir 'n sferiese potensiaalput, word feitlik dieselfde oorgangswaarskynlikhede verkry, behalwe vir 'n bykomende beperking waaraan M1-oorgange/...

-6-

gange onderwerp word. Dit word gevind dat die matriks-
 element vir 'n magnetiese dipooloorgang verdwyn sodra die
 baandraaimomentum ℓ van die twee toestande verskil, sodat
 slegs M1-oorgange deur spinomswaai toegelaat word.

Die meeste van die eksperimenteel waargenome M1-oor-
 gange, egter, voldoen nie aan bogenoemde oorgangsreël nie,
 alhoewel hierdie ℓ -verbode oorgange, gekenmerk deur die
 oorgangsreël $\Delta J = 1$ en $\Delta \ell = 2$, heelwat stadiger verloop as
 deur vergelyking (1-3a) voorspel word.

Die bestaan van sulke ℓ -verbode M1-oorgange kan
 moontlik verklaar word deur konfigurasievermenging (Ar 57)
 of deur die aanname dat die magnetiese dipooloperator nog
 korreksieterme bevat as gevolg van uitruilstrome en snel-
 heidsafhanklike kragte, wat dan verhinder dat die matriks-
 element nul word (Bl 56).

Weens die ernstige vereenvoudigings, wat by die herlei-
 ding van vergelykings (1-2) aanvaar is, kan natuurlik geen-
 sins verwag word dat werklike oorgangswaarskynlikhede met
 enige noukeurigheid deur bostaande model voorspel kan word
 nie. Nogtans stel vergelykings (1-2) 'n gerieflike standaard
 voor waarmee eksperimentele lewendure vergelyk kan word.
 Hierby word gewoonlik die statistiese faktor verwaarloos.

Die beste ooreenkoms word gewoonlik vir kerne gevind
 waar die laaste proton die enigste deeltjie buitekant 'n
 volledig gevulde skil is. Sodra oorgange plaasvind tussen
 skille/...

-7-

skille wat alreeds gedeeltelik gevul is, moet kleiner oorgangswaarskynlikhede verwag word, omdat 'n aantal van die m-onderskille deur ander nukleone gevul is en derhalwe nie meer vir die oorgaande proton beskikbaar is nie. Die onafhanklikedeeltjitemodel se voorspel dan ook vir 'n oorgang tussen twee toestande met laagste senioriteit 'n verminderingsfaktor ten opsigte van die enkeldeeltjitemodel van

$$g = \frac{j_i + \frac{1}{2} - s_i}{j_i + \frac{1}{2}} \times \frac{j_f + \frac{1}{2} - s_f}{j_f + \frac{1}{2}} \quad (1-4)$$

Hier stel $(2s_i + 1)$ en $2s_f$ die aantal protone in die j_i en j_f skille respektiewelik in die begintoestand voor.

Laastens kan hier kortliks nog twee verdere oorgangsreëls genoem word, wat hoofsaaklik op ligte kerne, waar iso-spin 'n goeie kwantumgetal is, van toepassing is. Onder die voorwaarde dat kernkragte ladingsonafhanklik is, kon Radicati (Ra 52) die volgende aantoon:

i) Gamma-oorgange tussen twee toestande met $\Delta T > 1$ is verbode.

ii) El-oorgange tussen twee toestande met dieselfde iso-spin in 'n selftoegevoegde kern ($Z = N$) is verbode.

Hierdie iso-spinformalisme, egter, verloor sy betekenis vir kerne met $A \gtrsim 50$ omdat protone en neutrone dan gewoonlik verskillende buiteskille beset.

1.2 γ - γ Rigtingskorrelasies.

Belangrike inligting oor die draaimomenta van opgewekte kerntoestand/...

kerntoestande kan dikwels verkry word deur bepaling van die rigtingskorrelasiefunksie van twee fotone in kaskade uitgestraal. Die rede waarom sulke hoekverdelings in die algemeen nie isotropies is nie, kan kortliks soos volg verduidelik word:

Beskou 'n stralingsoorgang met multipolariteit L_2 vanaf 'n toestand met draaimomentkwantumgetal J na 'n ander toestand J_2 . Hierdie oorgang kan plaasvind tussen 'n hele reeks van moontlike ondertoestande m en m_2 , met die voorwaarde dat $m = m_2 + M_2$. Hier is m , m_2 en M_2 die komponente van J , J_2 en L_2 respektiewelik met betrekking tot 'n willekeurige z -as. Die verskillende ondertoestande van 'n bepaalde draaimomentkwantumgetal is natuurlik in 'n veldvrye ruimte volkome ontaard, omdat hulle geen verband met die kernstruktuur het nie, maar slegs die oriëntasie van die kern in die ruimte beskryf. 'n Eksterne magneetveld hef hierdie ontaarding op en gee in atoomfisika aanleiding tot die Zeeman-effek. In die geval van kernoorgange is hierdie opsplitsing egter verwaarloosbaar klein en kan hoogstens met behulp van die Mössbauer-effek waargeneem word (Cr 60, Pa 60, Ki 61, Fr 62).

Gewoonlik word dus slegs die onopgelosde lyn waargeneem. Elke komponent van hierdie spektraallyn het egter 'n tipiese rigtingsverdeling $F_L^M(\theta)$, onafhanklik van J en J_2 , waar θ die hoek tussen die z -as en die uitstralingsrigting voorstel/...

voorstel. Die superponering van elke moontlike funksie $F_L^M(\theta)$ wat by 'n bepaalde oorgang kan voorkom, naamlik

$$F_L(\theta) = \sum P_{(m)} (J_2 L m_2 M | J m)^2 F_L^M(\theta) \quad (1-5)$$

word dan waargeneem. $P_{(m)}$ is die bevolkingsgetal van die ondertoestand m en $(J_2 L m_2 M | J m)$ is Clebsch-Gordon-koëffisiënte, wat beskou kan word as 'n maatstaaf vir die statistiese gewig van die oorgang tussen ondertoestande m en m_2 .

Vir die geval waar die kerne in die opgewekte toestand willekeurig georiënteer is, is $P_{(m)}$ ewe groot vir alle m en vergelyking (1-5) lewer dan 'n isotropiese verdeling. Sodra egter die m -ondertoestande nie gelykmatig bevolk is nie, sal in die algemeen $F_L(\theta)$ anisotropies wees. Sulke kernoriëntasie kan byvoorbeeld met behulp van 'n eksterne magneetveld veroorsaak word.

'n Voorafgaande stralingsoorgang met multipolariteit L_1 vanaf 'n kerntoestand met draaimomentumkwantumgetal J_1 kan ook tot 'n ongelykmatige bevolking van die m -ondertoestande aanleiding gee. Dit is duidelik dat in hierdie geval die anisotropie nie met betrekking tot die ruimte, maar slegs met betrekking tot die oriëntasie van die draaimomentum J_1 waargeneem kan word. Dit kan eksperimenteel gedoen word deur die uitstralingsrigting van die tweede foton met betrekking tot die eerste foton te bepaal deur middel van 'n koïnsidensie-eksperiment. 'n Voorwaarde vir so 'n eksperiment is egter dat die lewensduur van die tussentoestand

J/\dots

-10-

J kleiner as die relaksasietyd is, omdat andersins die oorspronklike oriëntasie van die kern weens botsings en wisselwerkings met moontlike eksterne velde verlore gaan. Hierdie voorwaarde word gewoonlik bevredig as die lewensduur van die tussentoestand J korter as 10^{-10} sek is. Die rigtingsverdelingsfunksie van so 'n kaskade word gegee deur (Fr 55)

$$W(\theta) = \sum_{n=0}^N A_{2n} P_{2n}(\cos\theta) \quad (1-6)$$

waar die koëffisiënte A_{2n} funksies van Clebsch-Gordon- en Racah-koëffisiënte en $P_{2n}(\cos\theta)$ Legendre-polinome is. Hierdie koëffisiënte kan as produk van twee ander koëffisiënte geskryf word wat elk slegs afhanklik is van een van die oorgange van die kaskade:

$$A_{2n} = F_{2n}(L_1, J_1, J) F_{2n}(L_2, J_2, J) \quad (1-7)$$

Die koëffisiënte F_{2n} is numeries deur Biedenharn en Rose (Bi 53) vir alle oorgange van praktiese belang bereken. 'n Belangrike eienskap van hierdie koëffisiënte is dat hulle nul word sodra n groter word as L_1 of J . Vergelyking (1-6) stel dus 'n eindige reeks voor met die hoogste term gegee deur die reël

$$N \leq \text{Min}(L_1, L_2, J) \quad (1-8)$$

N is die grootste heelgetal wat nog aan hierdie voorwaarde voldoen.

Aangesien verder $F_0(L_1, J_1, J) = 1$ vir alle waardes van L_1, J_1 en J , volg uit vergelyking (1-6) die normalisatievoorwaarde/...

voorwaarde

$$\int W(\theta) d\Omega = 4\pi \quad (1-9)$$

as oor alle rigtings geïntegreer word.

In geval van resonansieverstrooiing is die eerste oorgang slegs die omkering van die tweede oorgang. Omdat die koëffisiënte $F_{2n}(L_1, J_1, J)$ heeltemal onafhanklik daarvan is of J_1 die begin- of eindtoestand voorstel, volg dus vir hierdie proses

$$A_{2n} = (F_{2n}(L, J_0, J))^2 \quad (1-10)$$

waar J_0 die grondtoestand en J die opgewekte toestand beskryf.

Bostaande teorie is herlei vir 'n kaskade waarby slegs een tipe multipolariteit by elke oorgang betrokke is. Baie oorgange is egter 'n mengsel van twee verskillende multipolariteite L en $L+1$, waar dan volgens die oorgangsreëls een magneties en die ander een elektries moet wees. Die mengsel word gewoonlik deur die mengingsverhouding ξ gespesifiseer wat soos volg gedefinieer is:

$$\xi^2 = \frac{\langle L+1 \rangle}{\langle L \rangle} \quad (1-11)$$

waar $\langle L+1 \rangle$ en $\langle L \rangle$ die intensiteite van die twee kompeterende stralingsvorme voorstel.

Vir 'n gegewe intensiteitsverhouding kan dus ξ of positief of negatief wees, afhangende van die relatiewe fase van die oorgangsmatrikselemente.

Indien een of albei takke van die kaskade gemeng is,

is/...

- 12 -

is die rigtingskorrelasiefunksie nog 'n reeks van Legendre-polinome

$$W(\theta) = \sum_{n=0}^N B_{2n} P_{2n}(\cos\theta) \quad (1-12)$$

waar B_{2n} weer as 'n produk van twee koëffisiënte geskryf kan word, wat elk slegs afhanklik is van een van die twee oorgange.

$$B_{2n} = \Psi_{2n}(L_1, L_1+1, \delta_1, J_1, J) \Psi_{2n}(L_2, L_2+1, \delta_2, J_2, J) \quad (1-13)$$

met

$$\Psi_{2n} = (1+\delta_i^2)^{-1} (F_{2n}(L_i, J_i, J) + 2\delta_i F_{2n}'(L_i, L_i+1, J_i, J) + \delta_i^2 F_{2n}(L_i+1, J_i, J)) \quad (1-14)$$

In vergelyking (1-14) stel die koëffisiënte F_{2n} dieselfde funksies voor soos in die geval van die ongemengde kaskade, terwyl F_{2n}' soos volg gedefinieer is:

$$F_{2n}'(L_i, L_i+1, J_i, J) = (-1)^{J-J_i-1} ((2J_i+1)(2L_i+1)(2(L_i+1)+1))^{\frac{1}{2}} G_{2n}(L_i, L_i+1, J_i, J) \quad (1-15)$$

Die koëffisiënte G_{2n} , wat ook deur Biedenharn en Rose (Bi 53) getabuleer is, word nul sodra n groter word as die kleinste van L_i of J . Die hoogste term in die reeks (1-12) word dus deur die reël

$$N \leq \text{Min}(J, L_1+1, L_2+1) \quad (1-16)$$

gegeë. Omdat verder $G_0 = 0$ vir enige L_i , J_i en J , bevredig die rigtingskorrelasiefunksie (1-12) dieselfde normalisatievoorwaarde (1-9) soos die ongemengde korrelasiefunksie.

By beskouing van resonansieverstrooiing vereenvoudig
die/...

-13-

die koëffisiënte weer tot

$$B_{2n} = (1+\delta^2)^{-2} (F_{2n}(L, J_0, J) + 2\delta F_{2n}'(L, L+1, J_0, J) + \delta^2 F_{2n}(L+1, J_0, J))^2 \quad (1-17)$$

Verder sal gewoonlik $L = 1$ wees, omdat slegs 'n oorgang bestaande uit M1- en E2-straling vinnig genoeg sal wees, sodat resonansieverstrooiing waargeneem kan word.

--ooUoo--

HOOFSTUK II.

RESONANSIE-OPWEKKING VAN KERNTOESTANDE.

2.1 Algemene beskouing.

In atoomspektroskopie, waar prakties alle spektraal-lyne deur vinnige elektriese dipooloorgange ontstaan, is resonansieopwekking 'n bekende en maklik waarneembare verskynsel. Uitstekende eksperimentele getuienis hiervoor is die Fraunhofer-lyne in die sonspektrum en die diskontinue absorpsiekoëffisiënte van Röntgen-strale.

Opwekking van kerntoestande deur gammastrale is daarenteen slegs onder spesiale voorwaardes waarneembaar. Dit is te wyte aan die feit dat vir kernoorgange meestal kwadrupool- of hoër multipoolordes verantwoordelik is met ooreenstemmende lang lewensdure en nou vlakbreedtes. Vinnige E1-oorgange is in die kernspektroskopie die uitsondering. Die rede is, dat die energievlakskema vir kerne, wat gekenmerk is deur die sterk spin-baandraaimomentum koppeling, vir naburige skille met teenoorgestelde pariteit gewoonlik draaimomentumverandering $\Delta J > 1$ vereis. Aangesien die opwekkingsdeursnee eweredig is aan die betrokke vlakbreedte speel resonansieverstrooiing dus gewoonlik 'n verwaarloosbaar klein rol in vergelyking met verstrooiing deur die skilelektrone. Tenspyte hiervan is die belangstelling in hierdie proses besonder groot, omdat 'n bepaling van/...

-15-

van die opwekkingsdeursnee die moontlikheid bied om gamma-oorgangswaarskynlikhede van veral vinnige oorgange ($\approx 10^{-10}$ sek), wat nie meer gemaklik met vertraagde koïnsidensie-metodes gemeet kan word nie eksperimenteel te bepaal.

'n Vereiste vir so 'n bepaling is 'n hoë intensiteit in die nou energiegebied van die absorpsielyn. Die voor die handliggende gebruik van 'n spektrumlyn afkomstig vanaf dieselfde tipe oorgang lewer egter nie direk die gewenste effek, omdat die emissie- en absorpsielyne nie opmekaar val nie. Verantwoordelik hiervoor is die energieverlies as gevolg van terugslag van die uitstralende en absorberende kern soos vereis deur die momentumbehoudswet. Hierdie skeiding van emissie- en absorpsielyn is, in teenstelling met die atomare geval, 'n hele paar ordes groter as die natuurlike wydte van die energievlak, sodat die resonansievoorwaarde heeltemal vernietig word. 'n Aantal metodes is ontwikkel om hierdie moeilikheid te oorbrug.

a) Meganiese Doppler-verskuiwing van emissielyn.

As die hele bron met 'n geskikte snelheid na die absorbeerder beweeg word, is dit moontlik om deur middel van die Doppler-effek genoeg ekstra energie aan die foton oor te dra sodat die resonansievoorwaarde weer herstel word. Vir nie te hoë energieë ($E \lesssim 500$ keV) en swaar kerne lê die vereiste bronsnelheid heeltemal in die bereik van 'n ultrasentrifuga. Hierdie metode, wat deur Moon ontwikkel is/...

-16-

is (Mo 51), lewer 'n besonder hoë „sein tot geraas“- verhouding en is deur 'n hele aantal werkers toegepas.

b) Termiese Doppler-verbreding van emissielyn.

Deur verhoging van die brontemperatuur kan die spektrumlyn deur termiese beweging van die atome in so 'n mate verbreed word, dat die emissielyn die absorpsielyn oorvleuel. Omdat egter altyd net 'n geringe persentasie van die atome die regte snelheid met betrekking tot die verstrooier besit, sal die resonansie-effek hierby heelwat kleiner wees as verkry met die rotormetode. Die effektiewe verstrooiingsdeursnee is deur Moon (Mo 51) herlei onder die aanname dat die spoedverdeling van die atome in bron en verstrooier dieselfde soos vir 'n ideale gas is. Malmfors (Ma 53) het hierdie metode die eerste keer op die 412-keV-lyn van ^{198}Hg toegepas.

c) Doppler-verbreding deur voorafgaende prosesse.

Indien die lewensduur van 'n opgewekte toestand kort genoeg is ($\tau < 10^{-12}$ sek), kan die terugslag, wat die kern by voorafgaande gamma- of beta-uitstraling verkry het, 'n aansienlike verbreding van die emissielyn veroorsaak. Aangesien die atome nierdie terugslagenergie deur botsings vinnig verloor, is hulle spoedverdeling nie goed bekend nie, sodat 'n kwantitatiewe berekening van die lewensduur nie altyd sonder selfabsorpsie-eksperimente moontlik is nie.

Om laasgenoemde effek tot 'n minimum te beperk is gewoonlik/...

-17-

woonlik vloeibare of selfs gasvormige bronne noodsaaklik. Die eerste suksesvolle eksperimente wat van hierdie verbreding gebruik gemaak het, is deur Ilakovac (Il 54) en Metzger (Me 54a) uitgevoer.

Protoninvangsreaksies (Sw 57) en Coulomb-opwekking (Me 58a) kan die vereiste Doppler-verbreding ook verskaf. In die eersgenoemde proses is die verbreding gewoonlik baie groter as wat nodig is vir resonansieverstrooiing sodat dit selfs moontlik is om hiermee toestande in 'n ander soort kern op te wek. So kon Meyer-Schützmeister en Hanna (Mey 58) die 9.19-MeV-toestand in ^{11}B met fotone, afkomstig van die reaksie $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$, opwek.

d) Resonansieverstrooiing van remstraling.

Die moontlikheid om die kontinue Röntgen-straalspektrum van 'n betatron vir resonansieopwekking te benut, is alreeds in 1946 deur Schiff (Sch 46) voorgestel. Die hoë agtergrond wat hierby as gevolg van elektroniese verstrooiing optree het egter verhoed dat met die destyds beskikbare detektors en analiseerders resonansie-effekte waargeneem kon word. Die ontwikkeling van flitstellers en multikanaal-analiseerders, egter, het dit 'n moontlike metode gemaak (Ha 57). Die toepassingsgebied is weens die lastige elektroniese agtergrond hoofsaaklik ligte kerne en hoë energieë.

e) Resonansieverstrooiing met veranderbare energiebron.

Die gebruik van Compton-verstrooide kwanta vir resonansie-opwekking /...

nansie-opwekking is onafhanklik deur Mouton (Mo 62) en Bäckström (Bä 63) voorgestel. Alhoewel hierdie stralingsbron die voordeel bo remstraling besit dat slegs 'n klein energiegebied in die nabyheid van die resonansielyn op die verstrooier inval, is intensiteitsprobleme aansienlik. Tot dusver is die metode slegs op die 478-keV-toestand van ${}^7\text{Li}$ toegepas (Mo 62).

2.2 Teoretiese beskouing.

a) Die wisselwerkingsdeursnee.

Die werkingsdeursnee vir resonansie-opwekking van 'n geïsoleerde energievlak E_a en daaropvolgende verval deur 'n proses „i” deur 'n foton met energie E word gegee deur die Breit-Wigner-vergelyking

$$\sigma_i(E) = \frac{g\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma_0 \Gamma_i}{(E - E_a)^2 + \Gamma^2/4} \quad (2-1)$$

met $\Gamma = \sum_{i=0}^N \Gamma_i$ en $g = (2J + 1)/(2J_0 + 1)$.

J en J_0 is die kerndraaimomente van die opgewekte en die grondtoestand respektiewelik, terwyl Γ_0 en Γ_i die partiële wydtes vir die direkte gamma-oorgang na die grondtoestand en vir die proses „i” voorstel. Die totale wydte Γ van die energievlak, wat verkry word deur die partiële wydtes van alle moontlike vervalprosesse bymekaar te tel, is deur Heisenberg se onsekerheidsbeginsel met die gemiddelde lewensduur van die opgewekte toestand verbind.

Γ/\dots

-19-

$$\Gamma \tilde{\nu} = \hbar \quad (2-2)$$

waar \hbar Planck se konstante gedeel deur $2\tilde{\nu}$ voorstel.

Die totale werkingsdeursnee vir resonansie-absorpsie kan uit vergelyking (2-1) verkry word deur oor alle waardes van „i” te sommeer:

$$\sigma_{(E)}^{abs} = \frac{g\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma_0 \Gamma_i}{(E-E_a)^2 + \Gamma^2/4} \quad (2-3)$$

Vergelykings (2-1) en (2-3) kan beide in die volgende vorm geskryf word:

$$\sigma_{(E)} = \sigma_{maks} / ((2(E-E_a)/\Gamma)^2 + 1) \quad (2-4)$$

$$\text{met } \sigma_{maks}^i = (g\lambda^2 / 2\pi) \Gamma_0 \Gamma_i / \Gamma^2$$

$$\text{en } \sigma_{maks}^{abs} = (g\lambda^2 / 2\pi) \Gamma_0 / \Gamma.$$

In die meeste gevalle word resonansieverstrooiing aan die eerste opgewekte toestand van die betrokke kern waargeneem. Interne omsetting is gewoonlik hier die enigste kompeterende proses sodat $\Gamma = \Gamma_0(1 + \alpha)$, met α die totale interne omsettingskoeffisiënt.

b) Termiese beweging.

Wens termiese bewegings besit die atome van die verstrooier alle moontlike snelhede relatief tot die bron. 'n Kern, egter, wat met 'n snelheid v na die bron toe beweeg, sien die foton as gevolg van die Doppler-effek met 'n energie

$$E' = (1 + v/c) E \quad (2-5)$$

Indien/...

Indien aangeneem word dat die snelheidsverdeling van die atome die Maxwell-worm besit, word die waarskynlikheid dat 'n bepaalde kern 'n snelheidskomponent in die interval v tot $(v + dv)$ langs enige rigting besit, gegee deur

$$P(v)dv = (M/2\pi kT)^{\frac{1}{2}} \exp(-Mv^2/2kT)dv \quad (2-6)$$

waar M , k en T die massa van die atoom, Boltzmann se konstante en die absolute temperatuur respektiewelik voorstel. Dit word dus hier aanvaar dat die termiese bewegingsspektrum nie deur die terugslagenergie van 'n moontlike vorige proses verander is nie. Aangesien die relaksasietyd van vaste stowwe kleiner as 10^{-12} sek is, kan dié spoedverdeling slegs aangeneem word indien die lewensduur van die betrokke toestand langer is as bogenoemde hersteltyd.

Die waarskynlikheidsverdeling van die effektiewe energie volg uit vergelykings (2-5) en (2-6):

$$\begin{aligned} P(E')dE' &= \frac{c}{E'} \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{Mc^2(E'-E)^2}{2kTE^2}\right) dE' \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta} \exp(-(E'-E)^2/\Delta^2) dE' \end{aligned} \quad (2-7)$$

waar

$$\Delta = (E/c) (2kT/M)^{\frac{1}{2}} \quad (2-8)$$

die Doppler-wydte van die energieverbreiding genoem word.

Die effektiewe resonansieverstrooiingsdeursnee vir fotone met energie E kan nou bepaal word deur die gemiddelde waarde van vergelyking (2-4) oor alle moontlike waardes

van/...

-21-

van E' te bereken.

$$[\sigma(E)]_{\text{eff}} = \int_0^{2E} P(E') \sigma(E') dE' \quad (2-9)$$

Indien $\Delta \gg \Gamma$ en $\Delta^2 \gg (E - E_a) \Gamma$ lewer dit die baie eenvoudige uitdrukking (Me 56):

$$[\sigma(E)]_{\text{eff}} = \sigma_{\text{maks}} ((\Gamma \sqrt{\pi}) / 2\Delta_a) \exp(-(E - E_a)^2 / \Delta_a^2) \quad (2-10)$$

waar Δ_a bereken is vir die resonansie-energie E_a . Die voorwaardes waaronder vergelyking (2-10) herlei is, word in die meeste praktiese gevalle bevredig sodat hierdie uitdrukking gebruik kan word sonder invoering van 'n ernstige fout. So is byvoorbeeld die natuurlike wydte Γ van 'n 400 keV-M1-oorgang in die orde van 10^{-3} eV, terwyl die Doppler-wydte Δ_a by kamertemperatuur en 'n massagetal $A \approx 150$ vir dieselfde energie 0.24 eV is.

Bostaande vergelyking gee die resonansieverstrooiingsdeursnee vir 'n skerp gedefinieerde fotonenergie E . Gewoonlik, egter, besit die ingestraalde spektrumlyn self 'n energieverbreiding met 'n halfwydte vergelykbaar met dié van die resonansiekruin. Indien $N(E)$ die energieverdeling van die invallende fotone voorstel, word dus uiteindelik die resonansieverstrooiingsdeursnee gegee deur:

$$\sigma = \int_0^{\infty} N(E) [\sigma(E)]_{\text{eff}} dE / \int_0^{\infty} N(E) dE \quad (2-11)$$

Indien as bron dieselfde kernoorgang as dié waaraan die resonansieverstrooiing plaasvind, gebruik word, sal die
 ingestraalde/...

ingestraalde spektrumlyn weens die termiese beweging van die bronatome 'n soortgelyke energieverdeling soos gegee deur vergelyking (2-7) besit:

$$N(E) = (N_0 / \Delta_e \sqrt{\pi}) \exp(-(E-E_e)^2 / \Delta_e^2) \quad (2-12)$$

met

$$N_0 = \int_{-\infty}^{\infty} N(E) dE$$

Deur dit in vergelyking (2-11) te stel volg:

$$G = G_{\text{maks}} \left(\Gamma \sqrt{\pi} / 2(\Delta_e^2 + \Delta_a^2) \right) \exp(-(E_e - E_a)^2 / (\Delta_e^2 + \Delta_a^2)) \quad (2-13)$$

Die verskillende indekse vir die Doppler-wydtes van die emissie- en absorpsielyn tree hier op omdat die temperatuur van die bron en verstrooier nie noodsaaklik dieselfde hoef te wees nie.

c) Energieverlies weens terugslag.

Alhoewel bron- en verstrooierkerne van dieselfde soort is, kan weens terugslagenergieverliese E_e nie gelyk aan E_a in vergelyking (2-13) gestel word nie. Ter bevrediging van die momentumbehoudswet word 'n terugslagenergie

$$\Delta E = E^2 / 2Mc^2 \quad (2-14)$$

sowel aan die uitstralende as ook aan die absorberende kern oorgedra. Die energie van die uitgestraalde foton is dus met hierdie hoeveelheid kleiner as die oorgangsenergie E_0 , terwyl vir absorpsie 'n energie benodig word wat met dieselfde hoeveelheid groter as E_0 is (Fig. II-1). Deur die energieverkil ΔE in vergelyking (2-13) te substitueer/...

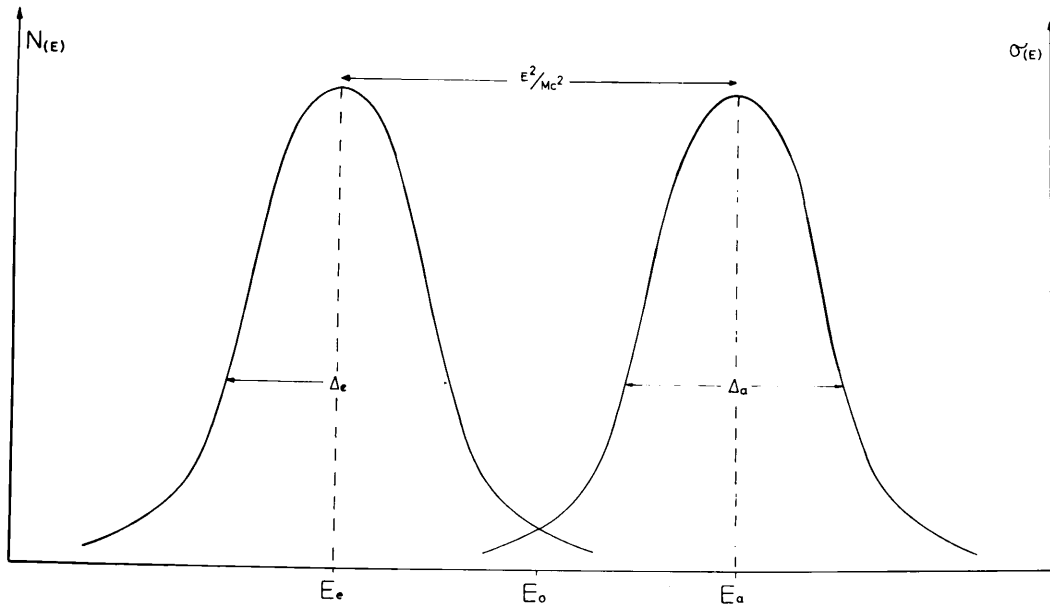


Fig. II-1. Oorvleueling van emissie- en absorpsielyn.

tueer volg met inagneming dat $\Delta E \ll E_0$ is:

$$G = \frac{1}{4} g \lambda^2 \frac{\Gamma_0 \Gamma_i}{\Gamma} \left(\frac{Mc^2}{2\pi k E_0^2 (T_e + T_a)} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_0^2}{2kMc^2(T_e + T_a)}\right) \quad (2-15)$$

By kamertemperatuur sal vir die meeste gevalle die oorvleueling van die absorpsie- en emissielyn so gering wees, dat die uitdrukking (2-15) verwaarloosbaar is in vergelyking met ander verstrooiingsprosesse. Vir 'n kern in die omgewing van $A \approx 150$ en 'n oorgangsenergie van 400 keV is die energietekort $\Delta E = 1.15$ eV terwyl, soos alreeds tevore genoem, die Doppler-wydte maar slegs 0.24 eV bedra.

Deur/...

Deur temperatuurverhoging is dit egter wel moontlik om 'n eksperimenteel waarneembare oorvleueling te bereik. Om praktiese redes word gewoonlik die bron verwarm.

2.3 Invloed van kristalroosterbinding.

a) Die effektiewe temperatuur.

In die herleiding van die vorige vergelykings is 'n Maxwell-verdeling vir die berekening van die vorm van die emissie- en absorpsielyn aangeneem. Dit is 'n goeie aanname vir 'n gasvormige bron en verstrooier. Weens intensiteitsoorweginge, egter, word gewoonlik van vaste stowwe gebruik gemaak. Lamb (La 39) het hierdie probleem in verband met resonansië-absorpsie van neutrone in 'n Debye-kontinuum met Debye-temperatuur θ ondersoek, en gevind dat vir swak kristalroosterbinding

$$\Delta + \Gamma \gg 2k\theta \quad (2-16)$$

Maxwell se vergelyking nog die snelheidsverdeling beskryf mits in plaas van die werklike temperatuur 'n effektiewe temperatuur gebruik word. Hierdie effektiewe temperatuur, wat effens hoër as die werklike temperatuur is, word gegee deur die uitdrukking

$$T_{\text{eff}}/T = 3(T/\theta)^3 \int_0^{\theta/T} t^3 (1/(e^t - 1) + \frac{1}{2}) dt \quad (2-17)$$

Die uitrukking (2-17) is vir verskillende waardes van T/θ met behulp van die IBM-1620-syferrekenaar bereken (Tabel II-1).

Tabel II-1./...

	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0		3.7693	1.9926	1.4944	1.2916	1.1911	1.1345	1.0997	1.0767	1.0608
1.0	1.0494	1.0409	1.0344	1.0294	1.0254	1.0221	1.0194	1.0172	1.0154	1.0138
2.0	1.0125	1.0113	1.0103	1.0094	1.0087	1.0080	1.0074	1.0068	1.0064	1.0059
3.0	1.0055	1.0052	1.0049	1.0046	1.0043	1.0041	1.0039	1.0036	1.0035	1.0033
4.0	1.0031	1.0030	1.0028	1.0027	1.0026	1.0025	1.0024	1.0023	1.0022	1.0021
5.0	1.0020	1.0019	1.0018	1.0018	1.0017	1.0017	1.0016	1.0015	1.0015	1.0014
6.0	1.0014	1.0013	1.0013	1.0013	1.0012	1.0012	1.0011	1.0011	1.0011	1.0011
7.0	1.0010	1.0010	1.0010	1.0009	1.0009	1.0009	1.0009	1.0008	1.0008	1.0008
8.0	1.0008	1.0008	1.0007	1.0007	1.0007	1.0007	1.0007	1.0007	1.0006	1.0006
9.0	1.0006	1.0006	1.0006	1.0006	1.0006	1.0006	1.0005	1.0005	1.0005	1.0005

T A B E L II 1.

T_{eff}/T as 'n funksie van T/θ .

-26-

Die meeste stowwe het Debye-temperature in die gebied van 100° K tot 300° K sodat die voorwaarde (2-16) by nie te lae temperature en energieë gewoonlik volvul word.

b) Die Mössbauer-effek.

In die geval van sterk kristalroosterbinding bestaan 'n toenemende waarskynlikheid dat die terugslagenergie nie meer deur die atoom alleen opgeneem word nie maar, in teenstelling met klassieke verwagting, deur die hele kristal. Hierdie moontlikheid is 'n gevolg van die beperking van die atoom tot 'n bepaalde ruimte as gevolg van die kristalbinding. Die golffunksie van die atoom is dus nie 'n momentumefunksie nie, maar vertoon 'n onsekerheid in die momentum. Indien dié onsekerheid groter is as die momentum van die foton, bestaan 'n goeie kans dat die terugslagenergie geabsorbeer word sonder verandering van die atoom se toestand.

Die terugslagenergieverlies en Doppler-verbreding word dan bepaal deur die massa en snelheid van die kristal as geheel, wat verwaarloosbaar klein waardes lewer. Die emissie- en absorpsielyn het dan feitlik die energie en wydte van die betrokke energietoestand. Gesuperponeer op die termies verbreedte emissie- en absorpsielyn verskyn dus 'n skerp terugslaglose lyn, wat veral by lae temperature en klein energieë weens hulle volkome oorevleueling/...

vleueling 'n aansienlike bydrae tot die resonansieverstrooiingsdeursnee lewer.

Mössbauer (M⁵⁸, M⁵⁹), wat hierdie effek die eerste keer waargeneem het, gee die volgende voorwaardes vir 'n hoë persentasie terugslaglose emissie en absorpsie:

$$E^2/2Mc^2 \leq 2k\theta \quad \text{en} \quad T \leq \theta \quad (2-18)$$

Hierdie voorwaarde veroorsaak dat die Mössbauer-effek slegs by energieë in die omgewing van 100 keV en kleiner en by betreklik lae temperature waargeneem kan word.

Die temperatuurafhanklikheid van die Mössbauer-effek is te wyte aan die feit dat absorpsie van 'n terugslagenergie in die grootte-orde van k by lae temperature hoofsaaklik deur ossilatore in die lae energiegebied van die Debye-spektrum moet plaasvind. Die ossilatordigtheid in dié energiegebied is egter gering, sodat die waarskynlikheid vir ongehinderde opname van die terugslagenergie deur die atoom klein is. By hoë temperature daarenteen word al hoe meer van die hoë fononenergieë opgewek sodat in 'n sterkere mate van die ossilatore in die hoë energiegebied gebruik gemaak kan word.

'n Maksimale Mössbauer-effek word dus by die absolute nulpunt verwag en die waarskynlikheid dat die kristal by hierdie temperatuur by absorpsie en uitstraling soos 'n starre liggaam reageer word gegee deur:

$$P = \exp(-3R/2k\theta) \quad (2-19)$$

waar/...

waar R die vrye terugslagenergie $E^2/2Mc^2$ is.

2.4 Invloed van verstrooierdikte.

a) Die dik verstrooier.

Die effektiewe resonansieverstrooiingsdeursnee deur 'n gegewe energievlak hang baie gevoelig af van die vorm van die invallende spektrum. By herleiding van vergelyking (2-13) is aangeneem dat dit deur die suiwer Doppler-vorm van die emissielyn gegee word. As die straling materie deurdring, verander hierdie vorm weens selektiewe absorpsieprosesse.

Die vermindering van die intensiteit deur nie-resonansieprosesse kan oor die geringe wydte van die absorpsielyn as energie-onafhanklik beskou word. Resonansieabsorpsie, egter, is 'n sterk selektiewe proses en sal die vorm van die ingestraalde spektrumlyn sterk kan verander namate die straling dieper liggende lae van die verstrooier bereik.

Hierdie selfabsorpsie speel veral 'n rol by vinnige oorgange ($\tau \approx 10^{-12}$ sek) in ligte kerne waar resonansieverstrooiing vergelykbaar word met die elektroniese verstrooiingsprosesse. Die aantal kwanta wat deur 'n dik skyf verstrooi word, kan soos volg bereken word: (Fig II-2) Gestel $N(E)dE$ fotone val per eenheidsoppervlakte en eenheidstyd onder 'n hoek θ op die verstrooier in. Die aantal kwanta wat die laag dx bereik is dan:

$$dN' / \dots$$

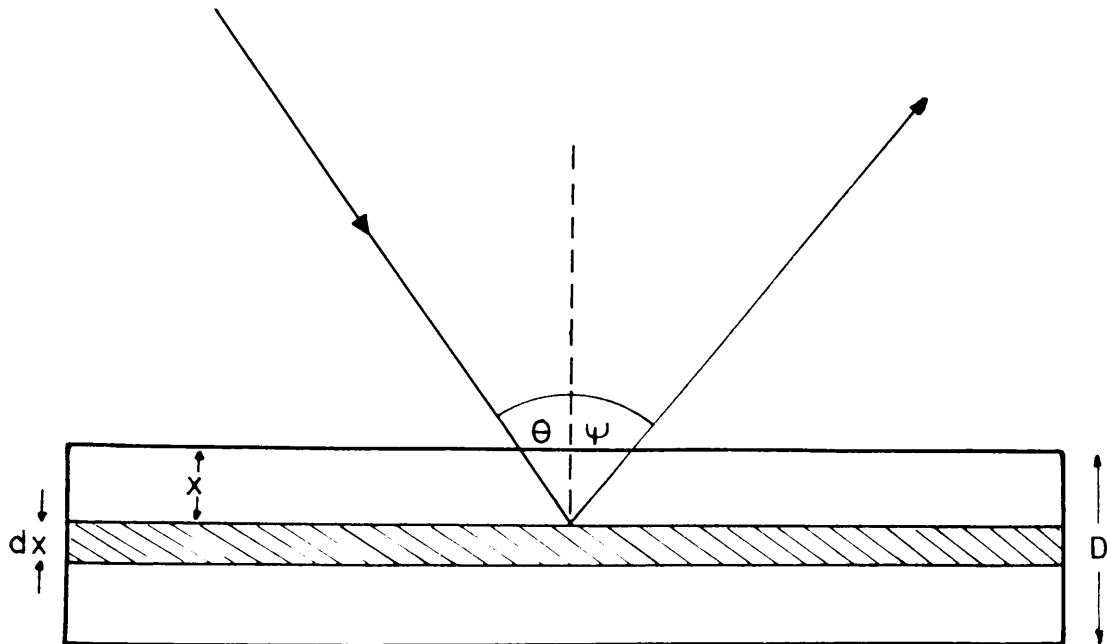


Fig. 11-2: Die dik verstrooier.

$$dN' = N(E) \exp(-x \sec\theta (\mu_1 + n\tilde{\sigma}_{(E)}^{abs})) dE \quad (2-20)$$

waar μ_1 die totale nie-resonansie-absorpsiekoëffisiënt voorstel; n is die aantal verstrooiingsentra van die resonansietipe per eenheidsvolume.

Die aantal fotone wat deur die laag deur die proses „i” resonansieverstrooi word, is dan in 'n rigting ψ per eenheidsruimtehoek:

$$dN'' = \frac{W(\theta)}{4\pi} n dx \tilde{\sigma}_{(E)}^i N(E) \exp(-x \sec\theta (\mu_1 + n\tilde{\sigma}_{(E)}^{abs}) - x \sec\psi \mu_2) dE \quad (2-21)$$

Die laaste term in die eksponent neem die absorpsie van
die/...

-30-

die uittreëbundel in aanmerking; μ_2 is die sogenaamde swakgeometrie absorpsiekoëffisiënt wat kleinhoekverstrooiing nie in aanmerking neem nie omdat dit nie deur die sintillasiëtelbuis van die direkte bundel onderskei kan word nie. Vir die invallende bundel, egter, moet die goeie geometrie absorpsiekoëffisiënt μ_1 gebruik word, omdat die resonansieproses baie gevoelig op klein energieveranderinge reageer. Weens dieselfde rede kan in die uitredende bundel resonansieverstrooiing geheel en al verwaarloos word.

Vir die bepaling van die totale opbrengs moet vergelyking (2-21) oor alle waardes van E en oor die dikte van die verstrooier geïntegreer word, 'n berekening wat gewoonlik numeries uitgevoer word.

Vergelyking (2-21) is streng gesproke slegs van toepassing as die invallende straling uit 'n nou spektrumlyn bestaan. In die geval van 'n kontinue spektrum behoort ook die moontlikheid, dat 'n kwantum met oorspronklik te hoë energie deur kleinhoekverstrooiing genoeg energie verloor om resonansie-opwekking te kan veroorsaak, in berekening gebring te word.

Vergelyking (2-21) is integreerbaar met betrekking tot die energie as $N(E)$ as konstant oor die resonansiegebied beskou kan word. Vir die geval van $\sigma_i(E) \approx \sigma_{(E)}^{abs}$ volg:

$$dN = \frac{v(\theta)}{4\pi v} K \Lambda_a N(E_r) F(Kx \sec \theta) \exp(-\mu_1 x \sec \theta - \mu_2 x \sec \psi) dx \quad (2-22)$$

met/...

-31-

met

$$F(Kx\sec\theta) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-Kx\sec\theta)^m}{m! (m+1)^{\frac{1}{2}}} \quad (2-23)$$

en

$$K = g \frac{n}{4} \frac{\lambda^2 \Gamma'}{\sqrt{\pi} \Delta a} \quad (2-24)$$

Weens die simmetrie van die absorpsiepiek sal vergelyking (2-22) ook geldig wees as $N(E)$ vinnig oor die resonansiegebied verander solank die verandering lineêr in E is.

Die funksie $F(Kx\sec\theta)$ is deur Ofer en Schwarzschild (Of 59) getabuleer vir waardes $0 \leq Kx\sec\theta \leq 6$, sodat vergelyking (2-22) geïntegreer kan word oor die totale dikte van die verstrooier.

b) Die selfabsorpsietegniek.

Die berekening van 'n resonansieverstrooiingsdeursnee is alleen moontlik wanneer die vorm van die invallende spektrum bekend is. In gevalle waar die lewensduur baie kort is, kan dit 'n ernstige probleem oplewer, omdat as gevolg van voorafgaande prosesse die emissielyn nog nie weer die suiwer Doppler-vorm besit nie. 'n Berekening van die lynvorm is gewoonlik onmoontlik, veral omdat die relaxasietyd slegs benaderd bekend is. Sortgelyke probleme tree ook op as kontinue straling, soos byvoorbeeld 'n remstralingsspektrum, gebruik word, omdat die vorm hiervan met sintillasieters nie maklik bepaal kan word nie

weens/....

weens die ingewikkelde oorvleueling van foto- en Compton-effek in die flitskristal. Hierdie moeilikheid kan oorbrug word deur toepassing van die selfabsorpsietegniek soos ontwikkel deur Metzger (Me 58b).

'n Absorbeerder, dikte d , van dieselfde materiaal soos die verstrooier word tussen bron en verstrooier geplaas. Klaarblyklik kan die effek hiervan in vergelyking (2-22) in aanmerking geneem word deur $(x \sec \theta)$ te vervang met $(d + x \sec \theta)$. Die verhouding van die totale opbrengs met en sonder die absorbeerder is dan onafhanklik van $N(E_r)$. Die bepaling van K (en dus Γ) uit hierdie verhouding is egter nog taamlik omslagtig weens die numeriese integrasie wat hierby betrokke is.

In plaas daarvan kan, volgens Ofer en Schwarzschild (Of 59), $F(Kx \sec \theta)$ vervang word deur die integreerbare funksie $\exp(-\delta Kx \sec \theta)$; δ is 'n konstant wat afhang van die grootte van $K(d + D \sec \theta)$. Die waarde van δ is deur bogenoemde werkers vir 'n aantal praktiese gevalle gegee saam met die maksimale fout wat deur hierdie benadering ingevoer word. Deur vergelyking (2-22) oor die dikte van die verstrooier te integreer, volg nou vir die totale resonansie-opbrengs.

$$N = \frac{W(\theta)}{4\sqrt{\pi}} K \Delta_a N(E_r) \frac{1 - \exp(-(\mu_1 + \mu_2 \sec \psi / \sec \theta + \delta K) D \sec \theta)}{(\mu_1 + \mu_2 \sec \psi / \sec \theta + \delta K) \sec \theta} \quad (2-25)$$

Indien hierdie vergelyking met $\exp(-(\mu_1 + \delta K)d)$ vermenigvuldig/...

-33-

vuldig word, volg die opbrengs N_R met die absorbeerder:

$$N_R/N_{\#} = \exp(-(\mu_1 + \xi K)d) \quad (2-26)$$

Gewoonlik word die metings met die absorbeerder vergelyk met 'n meting waarby 'n soortgelyke absorbeerder gebruik is wat egter nie die resonansie-effek vertoon nie. Die verhouding van hierdie metings is dan:

$$N_R/N_a = \exp(-\xi Kd) \quad (2-27)$$

Die vergelyking (2-27) is 'n uiters handige uitdrukking vir 'n vinnige en tog redelik akkurate ontleding van die eksperimentele resultate.

2.5 Ander elastiese verstrooiingsprosesse.

a) Rayleigh- en Thomson-verstrooiing.

Die Rayleigh-verstrooiing deur die skilelektrone en Thomson-verstrooiing deur die totale lading van die kern kan energeties nie onderskei word van resonansieverstrooiing nie. In enige eksperimentele opstelling sal dus al drie die bogenoemde prosesse tergeljertyd waargeneem word. Vir die ontleding van die eksperimentele resultate sal dit dus gewoonlik nodig wees om die opwekkingsdeursnee vir bogenoemde twee elastiese prosesse in berekening te bring.

Rayleigh-verstrooiing, wat hoofsaaklik plaasvind aan die stewig gebonde K-skilelektrone, is teoreties ondersoek deur Franz (Fr 35), Levinger (Le 52) en Brown en Woodward (Br 52). Die teoretiese differensiële verstrooiingsdeursnee/...

ingsdeursnee

$$\frac{d\mathcal{S}}{d\Omega} = 4.335 \times 10^{-33} \left(\frac{Zmc^2}{E} \right)^3 \frac{1 + \cos^2\theta}{\sin^3\theta/2} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1} \quad (2-28)$$

lewer veral by groot hoeke uitstekende ooreenstemming met eksperimentele waardes soos deur verskillende werkers (St 50, St 53) aangetoon is. Slegs by baie klein hoeke word betekenisvolle afwykings van bostaande vergelyking gevind. Omdat, soos uit Fig. II-3 blyk, Rayleigh-verstrooiing/...

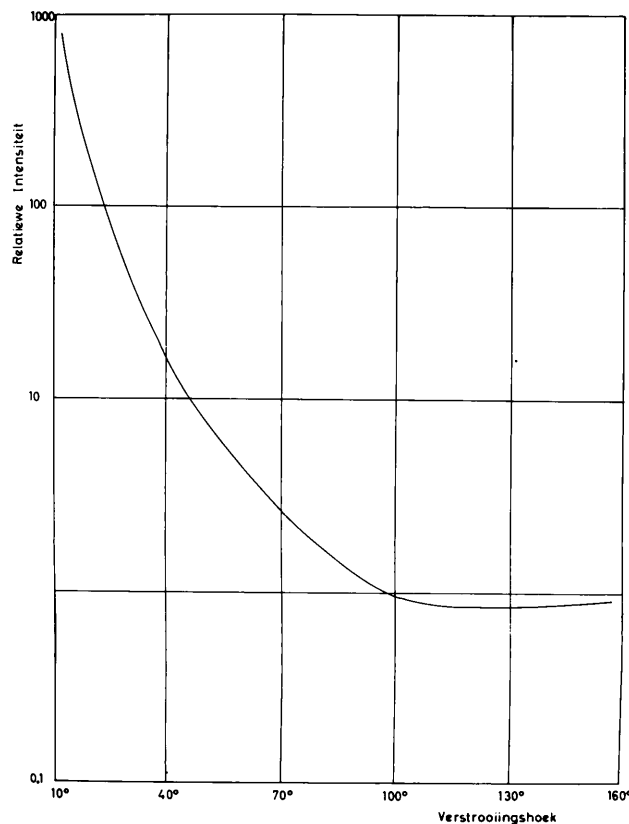


Fig II-3: Rayleigh-verstrooiing as 'n funksie van die verstrooiingshoek.

ing hoofsaaklik in die voorwaartse rigting plaasvind, is dit egter in elke geval nodig om resonansieverstrooiing by groot hoeke ($\theta \geq 90^\circ$) te ondersoek. Dit het die verdere voordeel dat dan maklik teen die onelastiese Compton-verstrooiing gediskrimineer kan word.

Die werkingsdeursnee vir Thomson-verstrooiing deur die kernlading kan klassiek op 'n soortgelyke wyse bereken word, soos Thomson dit vir Röntgen-strale deur elektrone herlei het. Die resultaat is

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^4 e^4}{2M^2 c^4} (1 + \cos^2 \theta) \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1} \quad (2-29)$$

Thomson-verstrooiing is, veral by swaar kerne, gewoonlik verwaarloosbaar klein in vergelyking met Rayleigh-verstrooiing, en sal hoogstens by hoë energieë, waar laasgenoemde klein is, 'n betekenisvolle bydrae lewer.

'n Verder verstrooiingsproses, die sogenaamde Delbrück-verstrooiing, wat plaasvind deur virtuele paarvorming in die nabyheid van 'n kern, hoef hier nie bespreek te word nie, omdat dit slegs by baie hoë energieë ($E \geq 5 \text{ MeV}$) belangrik word en prakties uitsluitlik in 'n voorwaartse rigting plaasvind (Bø 63).

b) Interferensie tussen resonansie- en Rayleigh-verstrooiing.

Omdat dieselfde elektromagnetiese golfskaar tege-lykertyd resonansie- en Rayleigh-verstrooiing kan ondergaan/...

-36-

gaan, word die koherensievoorwaarde in beginsel volvul en interferensie tussen die twee verstrooiingsamplitudes behoort op te tree. Moon (Mo 61) wat hierdie vraag onder andere vir die 412-keV-lyne van ^{198}Hg ondersoek het, het tot die gevolgtrekking gekom dat interferensie terme verwaarloos kan word. Die redes hiervoor kan soos volg opgesom word: Weens die heeltemal willekeurige termiese beweging van die verskillende atome sal slegs Rayleigh- en resonansieverstrooide straling tot interferensie kan aanleiding gee wat van dieselfde atoom afkomstig is. Vir die geringe aantal atome, wat weens hulle korrekte snelheidskomponente verantwoordelik is vir die resonansie-amplitude sal laasgenoemde baie groot wees ten opsigte van die Rayleigh-amplitude. In die geval van groot intensiteitsverskille, egter, is die interferensie term klein.

'n Verdere rede vir die afwesigheid van interferensie-terme is te wyte aan die kort botsingstyd tussen die atome in vergelyking met die lewensduur van die opgewekte toestand, sodat selfs die koherensie tussen straling wat by dieselfde atoom ontstaan, deur botsings opgehef word.

--ooOoo--

HOOFSTUK III.

RESONANSIE-OPWEKKING MET DIE TERMIESE METODE.

3.1 Eksperimentele oorwegings.

a) Algemeen.

Die meting van die resonansieverstrooiing van 'n spektrumlyn deur 'n opgewekte toestand soortgelyk aan dié waardeur die lyn ontstaan het, bied volgens vergelyking (2-15) die moontlikheid om die partiële vlakbreedte van die betrokke oorgang te bepaal.

Aangesien, egter, die oorvleueling van die absorpsie- en emissielyn by kamertemperatuur gewoonlik gering is, en selfs by hoë temperature op sy uiterste 'n bydrae lewer van 'n paar persent van ander elastiese verstrooiingsprosesse, sal 'n absolute bepaling van die totale verstrooiingsdeursnee geen noukeurige waardes verskaf nie. Insteede daarvan word die verandering van die totale verstrooiingsdeursnee met temperatuurverhoging vergelyk met die teoretiese waarde van die nie-resonante verstrooiingsprosesse, wat temperatuuronafhanklik is. Om enige invloed van 'n moontlike vormverandering van die bron uit te skakel, word die metings met die resonansieverstrooier by elke temperatuur vergelyk met 'n soortgelyke verstrooier van 'n naburige element, wat nie die resonansie-effek vertoon nie.

Vir/...

Vir 'n groot resonansie-effek moet die terugslag-energie klein wees, sodat die metode veral van toepassing is op betreklik lae energieë en kerne met groot massas. By te lae energieë, egter, bereik die resonansie-effek alreeds by kamertemperatuur sy maksimum en verander derhalwe slegs weinig met temperatuurverhoging. Dikwels is dit in sulke gevalle voordeliger om die bron af te koel, alhoewel hierby die gevaar bestaan dat die Mössbauer-effek 'n rol begin speel. 'n Addisionele moeilikheid wat by lae energieë optree, is die sterk toename van Rayleigh-verstrooiing en die onvolledige skeiding van die Compton- en elasties verstrooide kwanta deur die flitsteller.

Logenoemde oorweginge beperk die termiese metode tot die energiegebied van 150keV-500keV vir kerne met 'n atoommassa groter as $A \sim 100$, waarby in aanmerking geneem moet word, dat oorgange naby die lae energielimiet buitendien gewoonlik te stadig is, sodat resonansiemetodes nie suksesvol toegepas kan word nie.

'n Eykomsige voorwaarde vir die uitvoering van so 'n eksperiment is 'n bron met 'n hoë spesifieke aktiwiteit en 'n redelike relatiewe voorkoms van die betrokke isotoop in die verstrooier.

Aangesien verder vir hierdie ondersoek slegs 'n enkelkanaalanaliseerder beskikbaar was, moet die bron verkieslik ook nie hoër energieë as dié wat gebruik word vir die resonansie-eksperiment/...

resonansie-eksperiment, in vergelykbare intensiteit bevat nie, omdat andersins die ontleding van die eksperimentele resultate baie moeilik, indien nie onmoontlik, word nie.

Met al hierdie faktore in aanmerking geneem, is dit duidelik dat die termiese metode nie 'n baie wye toepasingsveld besit nie.

b) Apparaat.

Die opstelling, bestaande uit die drie basiese elemente bron, verstrooier en detektor, is relatief eenvoudig.

Die bron word in 'n elektriese oond gemonteer waarby in besonder daarop gelet moet word, dat nie te veel absorpsiemateriaal tussen bron en verstrooier geplaas word nie. Die rede hiervoor is klein-hoekverstrooiing, wat die vorm van die invallende spektrumlyn in so 'n mate kan verander, dat vergelyking (2-15) nie meer geldig is nie. Hierdie vereiste skep veral by bronne met groot afmetings ernstige probleme sover dit die handhawing van 'n konstante temperatuur oor die bron betref. 'n Hoë spesifieke aktiwiteit, wat tegelykertyd selfabsorpsie in die bron beperk, is dus wenslik.

Die opstelling van die verstrooiers moet ontwerp wees sodat laasgenoemdes met kort tussenposes omgeruil kan word om sodoende enige verandering van die elektronika sover moontlik op te hef. Voorsiening moet dus gemaak word vir 'n vinnige/...

'n vinnige en veral akkurate verwisseling van die verstrooiers.

'n Skematiese voorstelling van die elektronika, wat saam met die detektor gebruik is, word in die volgende blokdiagram gegee: (Fig. III-1).

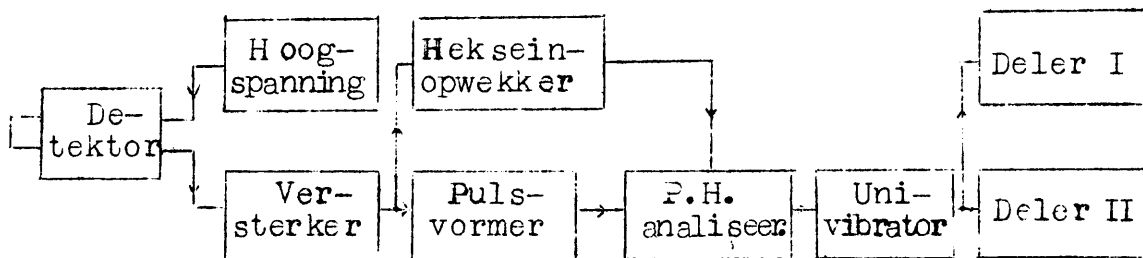


Fig. III-1: Blokdiagram van elektronika.

Die flitsteller bestaan uit 'n NaI(Tl)-kristal gemonteer op 'n Du-Mont-6292-fotovermenigvuldiger. Die nodige hoogspanning word verskaf deur 'n reëlbare spanningsbron, wat met behulp van 'n standaardseël gestabiliseer is. Fluktuasies van die muurspanning van 1% het die uitreespanning met minder as 0.02% laat verander. 'n Spanning van 1400 volt is by alle eksperimente oor die flitsteller aangelê.

Die pulse van die detektor is lineêr versterk en voorts deur 'n pulsvormer gestuur, omdat vir noukeurige bepaling van die pulshoogte die vinnig stygende en dan eksponensieël vervallende sein, soos verkry vanaf die flitsteller, nie geskik is nie. In die pulsvormer word die sein verander na 'n vierkantige puls met 'n wydte van/...

-41-

van 10 μ sek en 'n hoogte eweredig aan die maksimumhoogte van die oorspronklike sein. Die met 5 μ sek vertraagde heksein verseker dat die pulshoogte altyd na dieselfde tydsduur deur die differensiële pulsanaliseerder gemeet word. 'n Univibrator het die uittredende sein verder uitgerek na 40 μ sek om aan te pas by die dooietyd van die twee delers. Hierdie aanpassing was nodig om altwee delers met dieselfde doeltreffendheid te laat werk. Die tweede deler was slegs vir kontroledoelendes gebruik.

c) Berekeninge.

Uit vergelyking (2-15) volg die differensiële resonansiefluorensiesneer

$$\left(\frac{d\sigma_i}{d\Omega}\right)_{\text{res}} = W_i(\theta) Q f(\varnothing) \Gamma_0 \Gamma_i / \Gamma \quad (3-1)$$

met

$$Q = (g \lambda^2 I / 16\pi)(Mc^2 / 2\pi kE_0^2)^{\frac{1}{2}}$$

en

$$f(\varnothing) = \varnothing^{-\frac{1}{2}} \exp(-E_0^2 / 2kMc^2\varnothing)$$

\varnothing is die som van die effektiewe temperatuur van die bron en verstrooier, I die isotoopvoorkoms van die isotoop onder beskouing in die verstrooier, en $W_i(\theta)$ die rigtingskorrelasiefunksie vir die resonansiefluorensieproses $\chi_0 - \chi_i$.

Eksperimenteel word die kwanta met energie E_i in die verstrooide spektrum waargeneem. Dit moet egter onthou word dat die invallende straling ook kwanta met energie E_i bevat/...

bevat, omdat as bron 'n identiese oorgang dien. Hierdie kwanta kan elasties verstrooi word en is energeties nie van die fluoressensiestraling onderskeibaar nie. Die verhouding van die intensiteite van kwanta met energie E_i wat deur dié twee prosesse ontstaan word resonansie-effek genoem.

Hauser (Ha 62) het, in 'n kritiese bespreking van Hamilton en Sood (Ha 61a) se resultate, van vergelyking (3-1) afgelei dat die resonansie-effek eweredig is aan die funksie $\Gamma_0 \Gamma_i / \Gamma$. Dit, egter, is onjuis omdat die energieverhouding van die energieë E_0 en E_i in die invallende bundel ook in aanmerking geneem moet word. Dit kan gedoen word deur die nie-resonante verstrooiingsdeursnee met die vertakkingsverhouding Γ_i / Γ_0 te vermenigvuldig. Die resulterende resonansie-effek is dan

$$\begin{aligned} \Delta_i &= \frac{\left(\frac{d\sigma_i}{d\Omega}\right)_{\text{res}}}{\left(\Gamma_i / \Gamma_0\right) \left(\frac{d\sigma_i}{d\Omega}\right)_{\text{nie-res}}} \\ &= \frac{w_i(\theta) Q f(\theta) \Gamma_0^2 / \Gamma}{\left(\frac{d\sigma_i}{d\Omega}\right)_{\text{nie-res}}} \end{aligned} \quad (3-2)$$

wat nou heeltemal onafhanklik van Γ_i is.

As Thomson-verstrooiing verwaarloos word, volg uit vergelyking (2-28) vir Rayleigh-verstrooiing dat die verhouding van die onelastiese tot die elastiese resonansie-effek, afgesien van die rigtingskorrelasiefunksie, slegs eweredig is aan die derde mag van die verhouding van die energieë E_i en E_0 . Die maksimale effek word dus, ongeag die waarde van Γ_i , altyd verkry wanneer die oorgang

na/...

na die grondtoestand waargeneem word.

In teenstelling met dié gevolgtrekking het Hamilton en Sood, wat die isotoop ^{177}Hf ondersoek het, geen resonansie-effek by die oorgang van die 321-keV-toestand na die grondtoestand waargeneem nie, terwyl hulle wel so 'n effek gemeet het vir die 208-keV-oorgang vanaf dieselfde vlak na die 113-keV-tussentoestand. Dit, egter, is heeltemal teenstrydig met bostaande analise, sodat die vermoede bestaan dat die waargenome effek 'n gevolg is van resonansieverstrooiing van die 250-keV-lyn wat nie volkome deur hulle detektor geskei kon word nie. Inderdaad word vir hierdie E2-oorgang, wat volgens Coulomb-opwekkingsresultate (Ha 61b) 'n gemiddelde lewensduur van $(1.2 \pm 0.1)10^{-10}$ sek besit, 'n redelik sterk resonansieproses verwag (Fig. III-2).

Eksperimenteel word die totale aantal verstrooide kwanta met energie E_i bepaal. Die relatiewe toename van die opbrengs met temperatuurverhoging is dan:

$$R = \frac{\Delta_i(\theta_2) - \Delta_i(\theta_1)}{1 + \Delta_i(\theta_1)} \quad (3-3)$$

hieruit volg:

$$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} = \frac{R \left(\frac{d\sigma_i}{d\Omega} \right)_{\text{nie-res}}}{w_i(\theta) Q (f(\theta_2) - (1+R)f(\theta_1))} \quad (3-4)$$

Slegs $w_i(\theta)$ is in die regterkant van vergelyking (3-4) onbekend/...

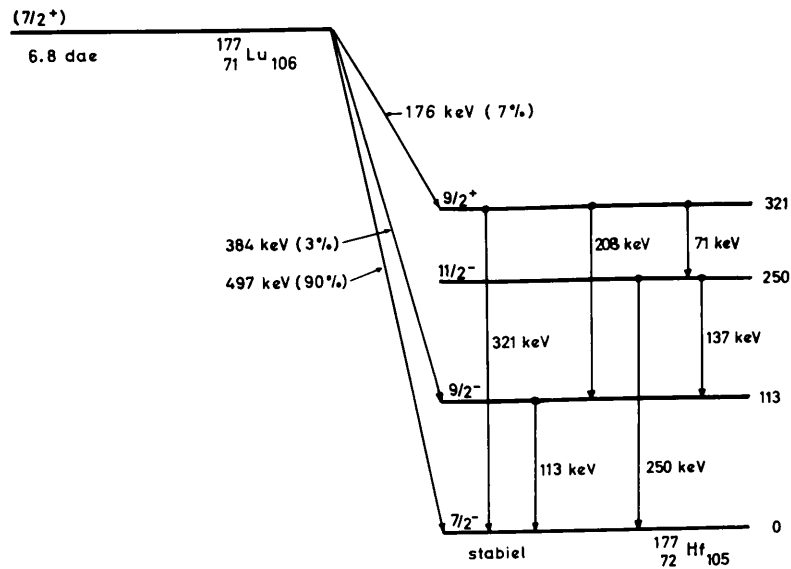


Fig. III-2: Vervalskema van ^{177}Lu .

onbekend, sodat die linkerkant bepaal kan word deur R by twee verskillende verstrooiingshoeke te meet.

By die drie gevalle ondersoek in hierdie verhandeling is resonansieverstrooiing aan die eerste opgewekte toestand waargeneem, sodat $E_i = E_0$ met interne omsetting die enigste kompeterende proses.

3.2. Die 166-keV-toestand van ^{139}La .

As bron vir opwekking van dié toestand word die ^{139}Ce -isotoop gebruik, wat met 'n halveertyd van 140 dae deur K-invangs na die 166-keV-toestand van ^{139}La verval/...

-45-

verval. (Sien Fig. III-3).

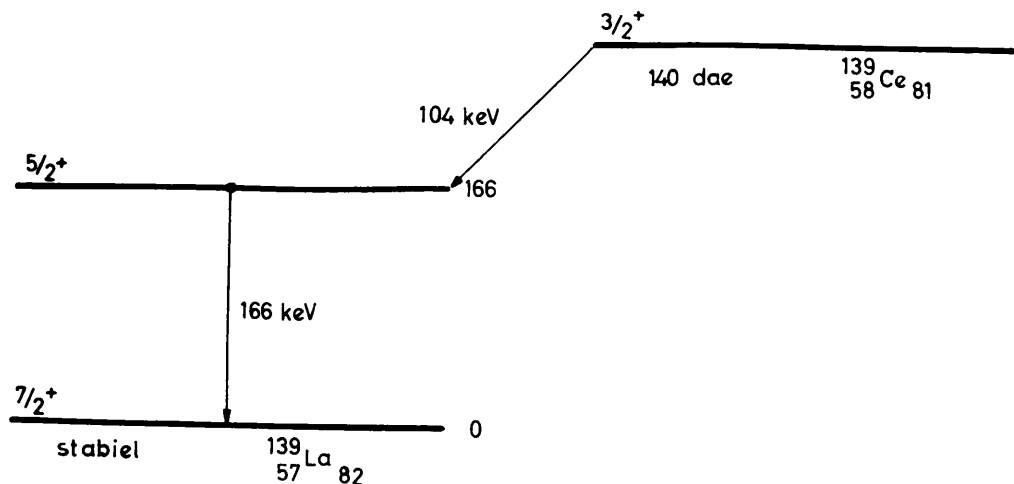


Fig. III-3: Vervalskema van ^{139}Ce .

Die isotoop is vervaardig in die .N.N.R.-siklotron deur suiwer lantaanmetaal met 15.6-MeV-deuterone vir ongeveer 450 μ -amp-uur te bombardeer. Gelyktydig met die reaksie $^{139}\text{La}(d,2n)^{139}\text{Ce}$, egter, word die 40.2-uur-isotoop ^{140}La deur 'n stropingsreaksie gevorm. Hierdie aktiwiteit het eers na ongeveer 1 maand volledig verdwyn. Vir bereiding van die bron is die oppervlak van die skyf met salpetersuur opgelos. Die oplossing is vervolgens deur 'n anioon-uitruilingskolom gestuur, om die ^{65}Zn , afkomstig van die kopermontering, af te skei. Daarna is die lantaan as 'n hidrosied uit oplossing neergeslaan en by 900°C omgesit in die oksiedvorm. Die verkrygte La_2O_3 het 'n ^{139}Ce -aktiwiteit/...

aktiwiteit van ongeveer 25 mCurie bevat. Fig. III-4 gee die spektrum van die bron.

Die relatief lae aktiwiteit van hierdie bron vereis 'n opstelling waarby die detektor 'n groot ruimtehoek by die verstrooier onderspan. Ringverstrooiers, wat die voordeligste verhouding tussen ruimtehoek en hoekdefinisie lewer, is egter ongeskik weens die hoë agtergrond wat gewoonlik met sulke opstellings gepaard gaan. Skematies word die opstelling in Fig. III-5 aangetoon en 'n foto daarvan verskyn in Fig. III-6.

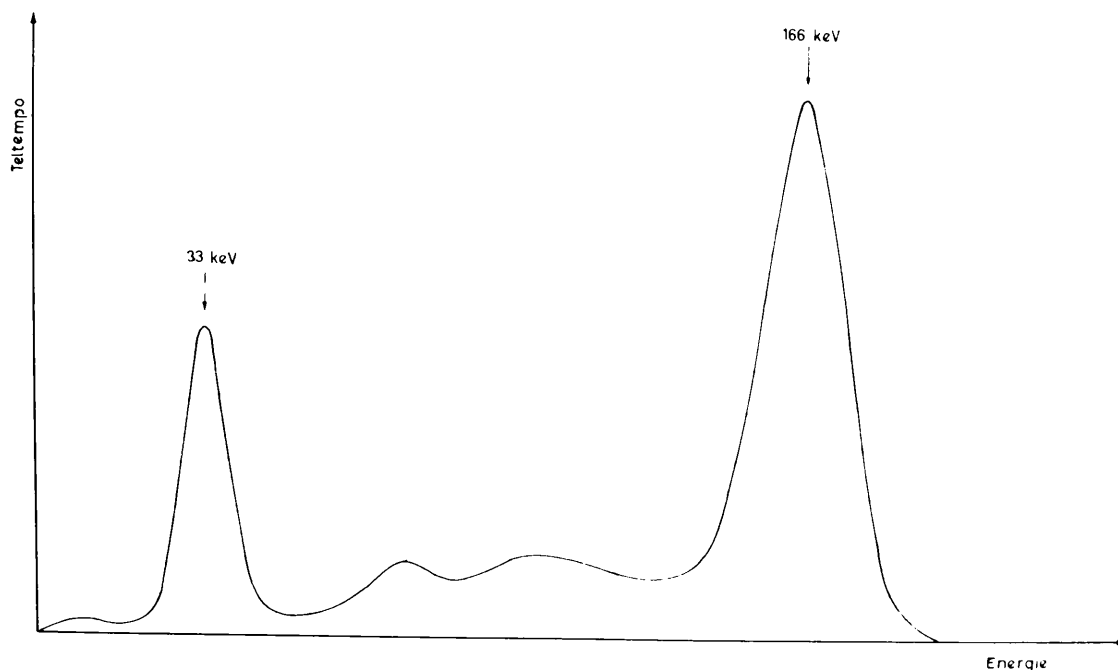


Fig. III-4: Spektrum van die ^{139}Ce -bron.

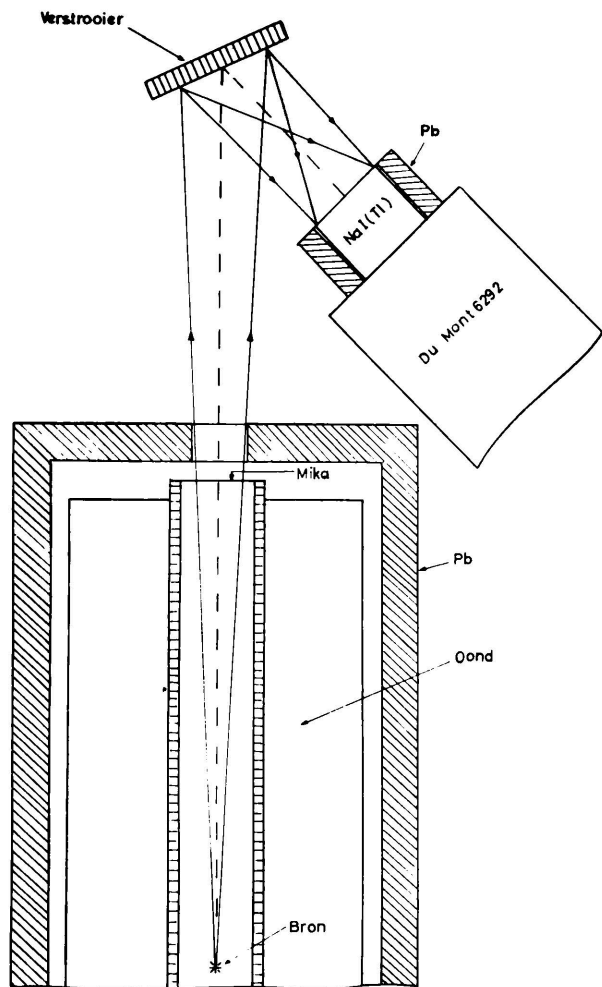


Fig. III-5: Skematiese opstelling.

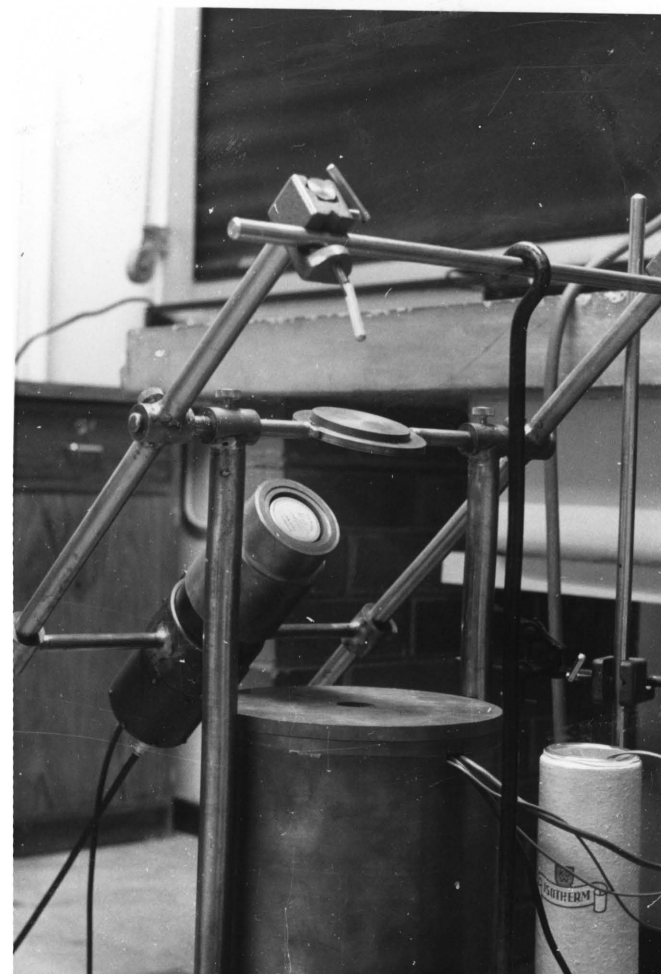


Fig. III-6: Aansig van apparaat.

Vir verhitting van die bron is gebruik gemaak van 'n vertikale "Pyrocore"-elektriese oond. Die radioaktiewe preparaat is in 'n oop kwartsbuis geplaas, sodat absorpsie, wat by hierdie lae energie aansienlik is, tot 'n minimum beperk word. Slegs 'n baie dun mikaplaatjie het die eindvlak van die verhittingsbuis afgesluit om konveksiestroming binne in die buis te verhoed.

Die stroom deur die oond kon beheer word met 'n "Variac"; 'n ingeboude W/26%Re-W-termokoppel is saam met 'n Tinsley-potensiometer, standaardsele en galvanometer gebruik vir bepaling van die oondtemperatuur. Aangesien egter hierdie termokoppel nie presies in die posisie van die bron gemonteer is, is die oond daarna gekalibreer deur 'n tweede Pt/10%Rh-Pt-termokoppel, wat in die posisie van die bron geplaas is.

Die skyfvormige verstrooier bokant die oond is groot genoeg gekies ($d=7.5\text{cm}$) sodat die hele stralebundel daaraan verstrooi word. Sodoende word die agtergrond as gevolg van verstrooiing aan ander materiale grootliks uitgeskakel. As verstrooiingsmateriaal het 99.9% suiwer lantaan metaal (1cm dik) gedien, terwyl 'n soortgelyke tinverstrooier vir vergelykingsdoeleindes gebruik is. Die twee verstrooiers het binne 2% dieselfde opbrengs gelewer.

Die detektor neem die verstrooide straling onder 'n gemiddelde hoek van 130° waar. Die pulsanaliseerder is
met/...

met behulp van 'n swak ^{139}Ce -bron op die 166-keV-fotokruin ingestel. Hierdie instelling is elke twee uur gekontroleer.

Lesings is agtereenvolgens vir 10 minute elk met lantaan, tin en sonder verstrooier met die bron by kamertemperatuur geneem. Altesame is albei verstrooiers en die agtergrond oor 'n periode van 27 uur elk gemeet. Die hele eksperiment is daarna herhaal met die bron by 'n temperatuur van 756°C .

Vir lantaan is die Debye-temperatuur 152°K ($\text{Mo}58$) terwyl dit vir die oksied in die omgewing van 160°K is. Laasgenoemde is bereken uit die eksperimentele waarde van die spesifieke warmte $C_p=3.37$ joules/mol graad by 20°K ($\text{La}52$). Hieruit volg vanaf tabel II-1 die waardes $\theta_1=594^{\circ}\text{K}$ en $\theta_2=1328^{\circ}\text{K}$.

Die lantaanverstrooier het by hierdie temperatuurverhoging, na aftrekking van die agtergrond, 'n toename van $(0.65 \pm 0.61)\%$ in teltempo ten opsigte van die tinverstrooier vertoon. Soos egter uit Fig. III-7 blyk, bevat die geregistreerde tellings nog Compton-verstrooide fotone behorende tot die hoë energiestert van die baie intense Compton-piek by ongeveer 110 keV. Om hiervoor te korrigeer, is die verstrooide 166-keV-kruin vergelyk met die 166-keV-fotopiek wat verkry word as 'n swak ^{139}Ce -bron direk deur die detektor gesien word. Deur die oppervlakte onder/...

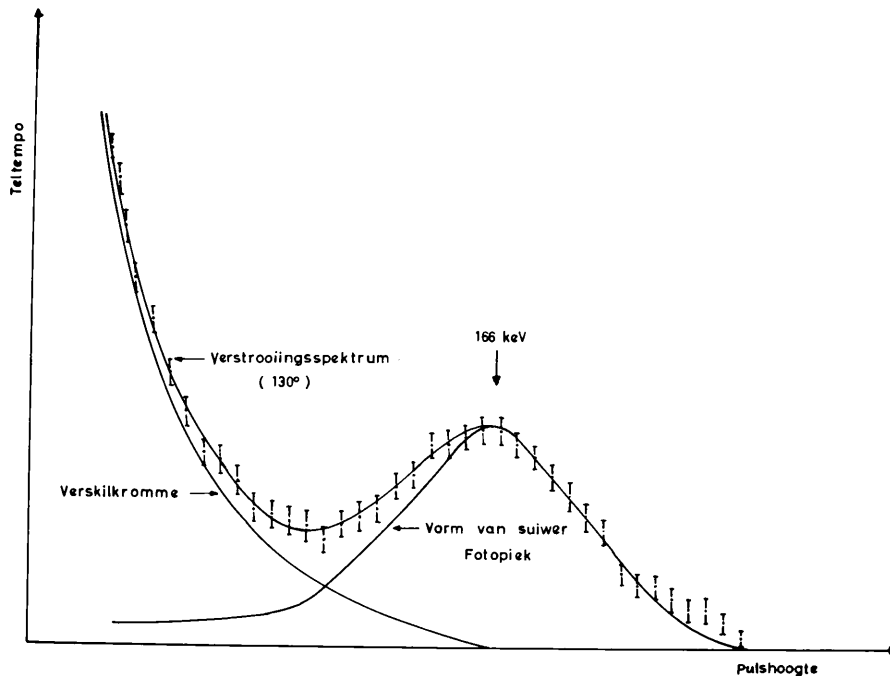


Fig. III-7: Verstrooiingspektrum in die 166-keV-gebied.

onder die ongekorrigeerde kruin te vergelyk met dié onder die verskilkromme word gevind dat 27% van die geregistreerde kwanta 'n gevolg van Compton-verstrooiing is. Die werklike toename in elastiese verstrooiing is dus $(0.89 \pm 0.84)\%$.

Die groot onsekerheid van hierdie resultaat, wat weens die geringe teltempo nie maklik verbeter kon word nie, het 'n herhaling van die eksperiment by 'n ander verstrooiingshoek as slegs van geringe nut laat blyk. 'n Enigsins noukeurige bepaling van die rigtingskorrelasiefunksie/...

-51-

funksie sal hieruit tog nie gedoen kan word nie. Vir bepaling van 'n onderste limiet van die toestand se lewensduur is egter 'n akkurate kennis van dié funksie, wat volgens korrelasiefunksie (1-12) van die vorm

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta)$$

moet wees, nie nodig nie, omdat by 'n verstrooiingshoek in die omgewing van 130° die uitdrukking $P_2(\cos\theta)$ klein is.

Die grootte van A_2 hang af van die tipe oorgang. Volgens spin- en pariteitswaardes verwag mens 'n M1-oorgang met 'n moontlike E2-menging. Eksperimentele getuienis dui egter daarop dat die E2-bydrae baie klein moet wees. Dit word gesteun deur die negatiewe resultate wat Heydenburg en Temmer (He 55) met Coulomb-opwekking verkry het en is ook in ooreenstemming met die waargenome interne omsettingskoeffisiënte (Ke 56). Soos egter uit tabel III-1 blyk, is 'n E2- bymenging glad nie uitgesluit nie.

TABEL III-1

Koëffisiënt	M1 (Teorie)	E2 (Teorie)	Eksperiment
K	0.23	0.24	0.22 ± 0.01
K/L	8.4	3.7	7.2 ± 0.5
L _I /L _{II} /L _{III}	0.96/1.05/1	62.75/4.25/1	—

'n Baie beter uitspraak sou kon gelewer word indien die
 koeffisiënte/...

koëffisiënte vir die verskillende L-onderskille bekend was. Aan die ander kant, egter, moet in gedagte gehou word dat by berekening van die teoretiese waardes deur Rose (Ro 58) slegs die statiese effek van die eindige kerngrootte in aanmerking geneem is, terwyl kernstruktuur-effekte heeltemal buite rekening gelaat is. Dit is egter bekend dat juis by ℓ -verbode M1-oorgange laasgenoemde 'n aansienlike invloed op die interne omsettingskoëffisiënte kan hê. 'n Verdere bewys vir die oorwegende M1-karakter van dié oorgang is deur Haag en medewerkers (Ha 63) met behulp van 'n kernoriëntasie-eksperiment verkry. Volgens hierdie werkers is die bydrae van E2-straling geringer as 0.5 %.

Vir alle praktiese doeleindes kan dus 'n suiwer M1-oorgang aangeneem word. Met dié aanname volg uit Biedenharn en Rose se tabelle (Bi 53) 'n waarde van +0.018 vir A_2 .

Om 'n afskatting te kry van die effek van die eindige hoekinterval waardeur die fotone verstrooi word, is deler en detektor in 'n aantal elemente opgedeel. Die verstrooiingshoek tussen die verskillende elemente en die statistiese gewig daarvan is vir alle kombinasies met die IBM-1620-syferrekenaar bepaal. Die effektiewe waardes vir $P_2(\cos \theta)$ en die Rayleigh-verstrooiingsdeursnee is dan uit die hoekverdeling soos volg verkry:

$$(P_2(\cos \theta))_{\text{eff}}/\dots$$

-53-

$$(P_2(\cos \theta))_{\text{eff}} = \sum_i \delta(\theta_i) P_2(\cos \theta_i) = +0.149$$

en

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{eff}} = \sum_i \delta(\theta_i) \left(\frac{d\sigma(\theta_i)}{d\Omega}\right) = 4.48 \times 10^{-26} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1}$$

Waar $\delta(\theta_i)$ die genormaliseerde statistiese gewig van die verstrooiingshoek θ_i is. Die effektiewe waardes het slegs weinig van die waardes vir $\theta = 130^\circ$, naamlik +0.120 en $4.46 \times 10^{-26} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1}$, verskil. Uit bostaande resultate volg dan deur middel van vergelyking (3-4) 'n parsieële vlakbreedte vir gamma-oorgang van

$$I_0 = (1.81 \pm 1.71) \times 10^{-19} \text{ erg}$$

vir die 166-keV-oorgang. Dit lewer 'n onderste grens vir die gammalewensduur van

$$\tau_0 \geq 3.0 \times 10^{-9} \text{ sek.}$$

Hierdie grens is heeltemal in ooreenstemming met waardes verkry deur meting van vertraagde koïnsidensies tussen die 33 keV Röntgen-strale en die 166 keV gammalyn, naamlik

$$\tau_0 = (2.7 \pm 0.2) \times 10^{-9} \text{ sek}$$

deur de Waard en Gerholm (Wa 56),

$$\tau_0 = (3.1 \pm 0.4) \times 10^{-9} \text{ sek}$$

deur Jastrzebski (Ja 60) en

$$\tau_0 = (2.6 \pm 0.1) \times 10^{-9} \text{ sek}$$

deur Berlovich en medewerkers (Be 62).

Die verwagte lewensduur op grond van die eenvoudige enkeldeeltjie skilmodel is egter $\tau_0 = 6.9 \times 10^{-12} \text{ sek}$. Die

oorgang/...

-54-

oorgang is dus ongeveer 400 keer vertraag ten opsigte van die enkeleeltjiemodel. Dit is verstaanbaar as die grond- en opgewekte toestand as $g_{7/2}$ en $d_{5/2}$ protontoestande respektiewelik beskou word. Die oorgang is dan ℓ -verbode en die vertraging is dan dié wat ook by ander λ -verbode oorgange in soortgelyke kerne, soos byvoorbeeld by ^{141}Pr se 146-keV-toestand, verkry word.

Die bestaande oorgangswaarskynlikheid moet dus waarskynlik met behulp van konfigurasievermenging verklaar word.

Die eksperimentele waardes van die grondtoestand se magnetiese moment van +2.76 km, wat ver afwyk van die Schmidt-waarde +1.72 km, wys ook in hierdie rigting. Arima en medewerkers (Ar 57) kon aantoon dat sowel die eksperimentele lewensduur as ook die magnetiese moment met dieselfde konfigurasievermenging verklaar kan word indien die oorgang plaasvind tussen die skilmodelkonfigurasies $(1g_{7/2})^4(2d_{5/2})^3$ en $(1g_{7/2})^3(2d_{5/2})^4$. Ongelukkig, egter, lei dieselfde konfigurasievermenging tot 'n negatiewe kwadrupoolmoment van die grondtoestand, terwyl Murakawa (Mu 58) 'n eksperimentele waarde van $+(0.21 \pm 0.04)$ barn gevind het.

3.3 Die 279-keV-toestand van ^{203}Tl .

Vir opwekking van hierdie toestand is as bron die isotoop ^{203}Hg gebruik wat deur beta-emissie prakties volkome/...

kome na die 279-keV-toestand van ^{203}Tl verval. (Fig.III-8).
 n Ernstige probleem van hierdie bron is die vlugtigheid
 van die kwik by hoë temperature. Die bronhouer moet dus
 in staat wees om hoë drukke by verhoogde temperatuur te
 kan staan en moet verder uit n materiaal vervaardig wees
 wat nie met die kwik amalgameer nie. n Toegesweide
 vleklose staalhouer, wat eers in oorweging geneem is, het
 nie bevredigend gewerk nie, omdat by hoër temperature die
 kwik stadig deur die wande van die houer gediffundeer het.
 Goeie ervaring is egter opgedoen met n toegesmelte kwarts-
 buisie, alhoewel hierby weens ontploffingsgevaar die tem-
 peratuur nie te hoog geneem mag word nie. Die bronmate-
 riaal HgO is dus in n kwartsbuis ingesmelt en deur AECL
 tot n aktiwiteit van ongeveer 300 mCurie bestraal.
 Fig.III-9 toon die spektrum van die bron.

Dieselfde opstelling soos in die vorige eksperiment
 is gebruik, met tallium en lood as verstrooiermateriaal.
 Waarnemings is by brontemperature van 20°C en 406°C gedoen.
 Die Debye-temperature is 100°K vir die lantaan (Mo58) en
 volgens die spesifieke warmte ongeveer 130°K vir HgO (La52)
 hiermee volg die waardes $\varnothing_1 = 591^{\circ}\text{K}$ en $\varnothing_2 = 975^{\circ}\text{K}$ vir die
 som van die effektiewe temperature.

Resonansieverstrooiing is by gemiddelde verstrooiings-
 hoeke van 120° en 140° waargeneem. Die effektiewe waardes
 vir die differensiële Rayleigh-verstrooiingsdeursneë en die
 P/...

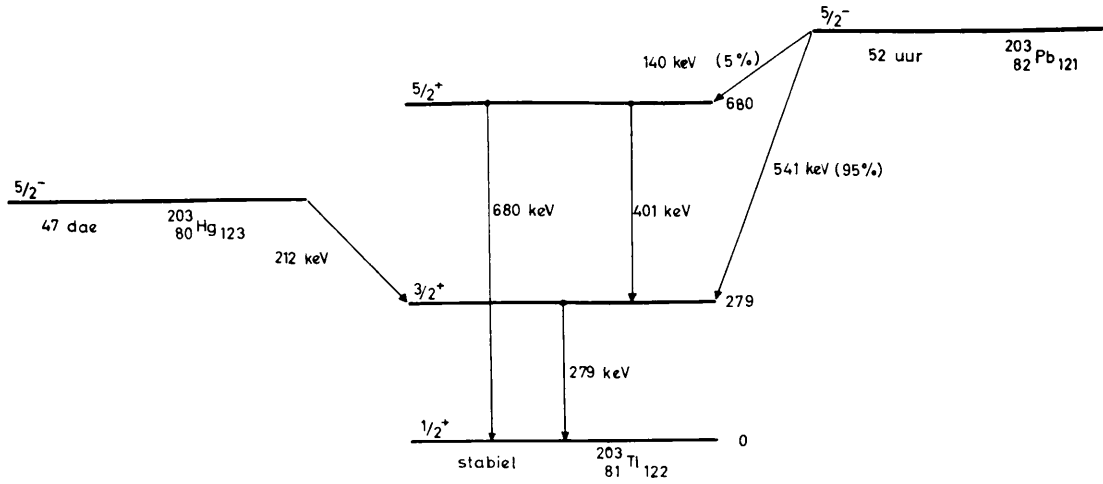


Fig. III-8: Vervalnskema van ^{203}Hg .

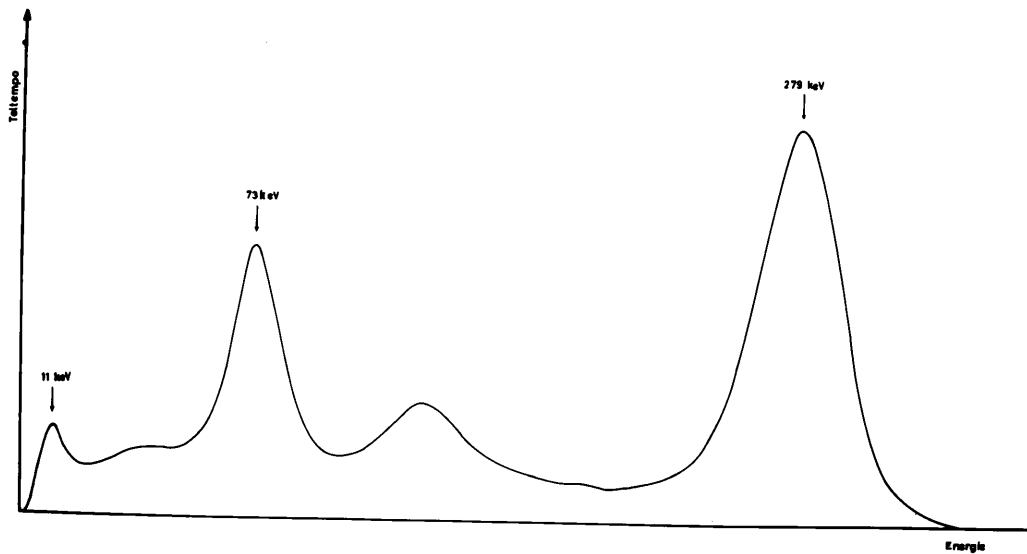


Fig. III-9: Spektrum van ^{203}Hg -bron.

-57-

$P_2(\cos \theta)$ -terme is net soos in die vorige eksperiment met 'n elektroniese syferrekenaar bepaal. Die betrokke waardes verskyn in tabel III-2.

TABEL III-2.

	120°	140°
$(\frac{d\sigma}{d\Omega})$ Rayl.	2.746×10^{-26}	2.710×10^{-26}
$P_2(\cos \theta)$	-0.118	+0.383

Geen $P_4(\cos \theta)$ -term word met 'n draaimomentumwaarde $J = 3/2$ vir die tussentoestand, volgens oorgangstreël (1-16) verwag nie.

Die temperatuurverhoging het 'n totale toename in teltempo van $(0.89 \pm 0.24)\%$ en $(1.29 \pm 0.31)\%$ by die twee verstrooiingshoeke veroorsaak. Soos egter uit Fig. III-10 blyk, lewer die Compton-verdeling ook 'n bydrae tot die teltempo waargeneem deur die foto-elektriese effek. Die bydrae van die Compton-verstrooiing is uit die grafieke bereken as 10.2% by 120° en 7.5% by 140° . Die totale elastiese verstrooiing het dus toegeneem met $(0.99 \pm 0.27)\%$ en $(1.29 \pm 0.33)\%$ by dié twee verstrooiingshoeke respektiewelik.

Die verhouding van die rigtingskorrelasiefunksies kan direk uit hierdie waardes en die effektiewe Rayleigh-verstrooiingsdeursneë bereken word, naamlik

$$W_{(120^\circ)} / \dots$$

$$\frac{W(120^\circ)}{W(140^\circ)} = 0.72 \pm 0.26.$$

Hieruit volg die rigtingskorrelasiefunksie

$$W(\theta) = 1 + (0.70 \pm 0.67)P_2(\cos \theta).$$

Die verkrygte waarde van A_2 is in ooreenstemming met Deutch en Metzger (De 61) se resultaat $A_2 = 0.87 \pm 0.08$ soos verkry met die rotormetode, maar laat vanweë die groot fout hoegenaamd geen uitspraak oor die mengingskonstante S toe nie.

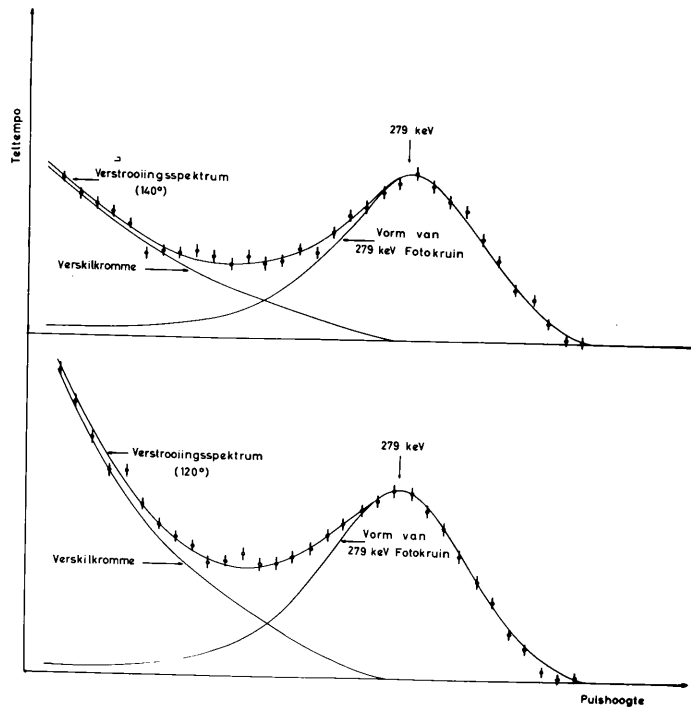


Fig. III-10: Verstrooiingsspektra in die 279-keV-gebied.

Vir die gemiddelde lewensduur vir gammaverval lewer die bogenoemde resultate n waarde van

$$\tau_0 = (5.68 \pm 1.00) \times 10^{-10} \text{ sek.}$$

n Isotoopvoorkoms van 29.5% en n totale interne omsettingskoëffisiënt $\alpha_T = 0.227$ (Nu 62) is by die berekening in aanmerking geneem. Dit vergelyk redelik met Metzger (Me 56) se bepaling

$$\tau_0 = (4.7 \pm 0.8) \times 10^{-10} \text{ sek,}$$

wat ook met die termiese metode verkry is.

Bepalings met ander metodes is ook in ooreenstemming daarmee soos uit tabel III-3 blyk:

TABEL III-3

Metode	Resultaat	Verwysing
Rotormetode	$(5.00 \pm 0.24) 10^{-10}$	De 61
Coulomb-opwekking	$(5.2 \pm 0.6) 10^{-10}$	Mc 58
Vertraagde koïnsidensies	$(4.95 \pm 0.10) 10^{-10}$	Sch 61

Die resultaat steun in elke geval nie die vermoede uitgespreek deur Knapp (Kn 58) dat met die Coulomb-opwekking langer lewensdure verkry word as met resonansieverstrooiing. Geen betekenisvolle verskil tussen die waardes verkry met die verskillende metodes kan gevind word nie.

Uit/...

-60-

Uit die parsieële lewensduur vir gammaverval en die gereduseerde oorgangswaarskynlikheid $B(E2)$ verkry met Coulomb-opwekking kan nou die vermengingskonstante \mathcal{S} bereken word.

Uit die definisie (1-11) volg

$$|\mathcal{S}| = \sqrt{\frac{\langle E2 \rangle}{\langle M1 + E2 \rangle - \langle E2 \rangle}} \quad (3-5)$$

waar $\langle E2 \rangle$ en $\langle M1 \rangle$ die elektriese kwadrupool- en die magnetiese dipooloorgangswaarskynlikhede respektiewelik voorstel, terwyl $\langle M1 + E2 \rangle$ die totale stralingsoorgangswaarskynlikheid is. Die elektriese kwadrupooloorgangswaarskynlikheid is soos volg met die Coulomb-opwekkingsparameter $B(E2)$ verbind (A1 56):

$$\langle E \rangle = 1.23 \times 10^{-2} E^5 \frac{2J_0 + 1}{2J_0 + 1} B(E2) \quad (3-6)$$

waar die energie in keV en $B(E2)$ in eenhede van $e^2 10^{-48} \text{ cm}^2$ gemeet word.

Volgens McGowan en Stelson (Mc 58) is $B(E2) = 0.124 \pm 0.014$ in bogenoemde eenhede. Hierdie werkers het egter 'n verouderde waarde vir die interne omsettingskoeffisiënt, nl. 0.246, vir hulle berekenings gebruik. Indien hier voor gekorrigeer word volg $B(E2) = 0.122 \pm 0.014$. Die $E2$ -oorgangswaarskynlikheid is dus $(1.27 \pm 0.14)10^9 \text{ sek}^{-1}$, terwyl uit die eksperimentele waarde van hierdie eksperiment die totale waarskynlikheid vir stralingsoorgang (/...

-61-

$(1.76 \pm 0.31) \times 10^9 \text{ sek}^{-1}$ is. Die vermengingskonstante word dan

$$|\delta| = 1.61 \pm 0.56$$

Dit is versoenbaar met die waarde $\delta = 1.20 \begin{smallmatrix} + 0.20 \\ - 0.12 \end{smallmatrix}$ wat Deutch en Metzger uit die anisotropie van die resonansieverstrooiing aflei, en stem goed ooreen met $\delta = 1.50 \pm 0.08$, verkry deur McGowan en Stelson uit 'n polarisasie-rigtingskorrelasiestudie van die 279keV-fotone verkry na die Coulomb-opwekking.

Pogings om die mengverhouding te bepaal uit die anisotropie van die 401 keV - 279 keV-kaskade na die verval van die isotoop ^{203}Pb het tot dusver nog geen ooreenstemmende waardes gelewer nie. Die gekwoteerde waardes (Pr 54, Va 56, Li 57) van A_2 vir dié kaskade varieer tussen $-(0.205 \pm 0.005)$ en $+(0.07 \pm 0.008)$ wat waarskynlik toegeskryf moet word aan die moeilike probleem om 'n werklike suiwer ^{203}Pb -aktiwiteit te berei. 'n Verdere probleem wat hier opdaag is die geringe gevoeligheid van dié kaskade se hoekkorrelasiefunksie met betrekking tot die vermenging van die 279-keV-oorgang, terwyl op die ander kant 'n geringe E2-bymenging tot die 401-keV-oorgang, wat hoofsaaklik M1-karakter besit, 'n groot effek besit.

Die eksperimentele interne omsettingskoëffisiënte lewer heeltemal uiteenlopende waardes vir δ soos uit tabel/...

tabel III-4 gesien kan word.

TABEL III-4

	$\alpha(2)$	$\beta(1)$	α	$ \delta $
K	7.62×10^{-2}	4.13×10^{-1}	1.63×10^{-1}	1.71
L _I	1.08×10^{-2}	5.87×10^{-2}	2.45×10^{-2}	1.58
L _{II}	2.45×10^{-2}	5.51×10^{-3}	1.61×10^{-2}	1.12
L _{III}	1.28×10^{-2}	4.71×10^{-4}	0.77×10^{-2}	1.19

In die eerste twee kolomme verskyn die teoretiese interne omsettingskoeffisiënte vir E2- en M1-oorgange vir die verskeie onderskille soos bereken uit Rose se tabelle (Ro 58). Die derde kolom gee die eksperimentele waardes waaruit $|\delta|$ dan regstreeks bereken kan word. Die resultate toon weereens dat die interne omsettingskoeffisiënte vir ℓ -verbode M1-oorgange sterk kernstruktuur-afhanklik is en met Rose se tabelle nie bereken kan word nie. Verder het Church en Weneser (Ch 60) aangetoon dat die invloed van kernstruktuur nie noodsaaklik dieselfde op die interne omsettingsmatriks en die gamma-oorgangsmatriks hoef te wees nie, sodat verskillende mengkonstantes vir dié twee prosesse moontlik is.

Uit die stralingslewensduur en die mengkonstante volg die eksperimentele oorgangswaarskynlikhede

$$T(M1) = 0.49 \times 10^9 \text{ sek}^{-1}$$

T/...

-63-

$$T(E2) = 1.27 \times 10^9 \text{ sek}^{-1}$$

Die M1-oorgang is dus ongeveer 1400 keer stadiger as voorspel deur die eenvoudige skilmodel, terwyl die E2-oorgang eksperimenteel vier keer vinniger gevind word as vereis deur dieselfde teorie.

Die geweldige vertraging van die M1-oorgang kan slegs kwalitatief deur die enkeldeeltjiesmodel verklaar word; hervolgens bestaan die grondtoestand uit $n \ 3s^{1/2}$ protonholte en n volledig gevulde neutronskele. Die eerste twee opgewekte toestande is dan enkeldeeltjie-opwekkings met $2d_{3/2}$ -en $2d_{5/2}$ -protonholtes respektiewelik. n Magnetiese dipooloorgang vanaf dié twee vlakke na die grondtoestand is dus ℓ -verbode, terwyl n M1-oorgang tussen hierdie vlakke toegelaat behoort te wees. Die oorwegende M1-karakter van die 401-keV-oorgang steun hierdie konfigurasie. Die sterk afwyking van die grondtoestand se magnetiese moment, nl. $\mu = 1.596 \text{ km}$, van die Schmidt-waarde $\mu_s = 2.793 \text{ km}$ dui egter op n sterk konfigurasievermenging, sodat ten spyte van die ℓ -verbodenheid n redelike M1-oorgangswaarskynlikheid vanaf die 279-keV-vlak na die grondtoestand verwag word. Op grond van hierdie lae magnetiese moment het Arima en medewerkers (Ar 57) n waarde van $T(M1) = 6.1 \times 10^9 \text{ sek}^{-1}$ vir dié oorgang bereken, wat meer as tien keer groter as die werklik/...

-64-

werklik waargenome waarde is.

'n Soortgelyke te hoë resultaat word ook deur Kisslinger (Ki 57) verkry, wat met dieselfde konfigurasievermenging die invloed van die kernstruktuur op die interne omsettingskoëffisiënte van hierdie isotoop ondersoek het. 'n Moontlike verklaring van hierdie probleem bied die hipotese dat die lae opgewekte toestande van ^{203}Tl glad nie skilmodelteostande is nie. De Shalit (Sh 61) stel voor dat die eerste twee opgewekte toestande van ^{203}Tl identies is met die eerste opgewekte kollektiewe 2^+ -toestand van die ^{202}Hg -pit, wat dan met die $s_{1/2}$ -proton koppel om 'n $3/2^+$ of $5/2^+$ toestand te gee. Hierdie pitdoeblet is ontaard en behoort dieselfde energie soos die eerste opgewekte toestand in ^{202}Hg te besit. Deur invoering van 'n pit-deeltjie-wisselwerking word die doeblet egter geskei sodanig dat hulle gemiddelde energie nog ooreenstem met die ontaarde geval. Inderdaad word die eerste opgewekte toestand van ^{202}Hg by 440 keV gevind, wat nie te sleg met die gemiddelde energie van die eerste twee opgewekte toestande van ^{203}Tl vergelyk nie. In hierdie model is magnetiese dipoloorgange na die grondtoestand streng verbode ($L = 2$), maar is toegelaat tussen die doeblet.

Die waargenome M1-oorgangswaarskynlikheid vir die 279-keV-lyn kan dan verklaar word as 'n „onsuiwerheid“ bestaande uit 'n klein komponent van 'n $d_{3/2}$ enkeldeeltjie-

toestand. Die 279-keV-toestand kan dus beskryf word as $A |J_c = 2, s_{1/2}, j = 3/2^+ \rangle + \sqrt{1-A^2} |J_c = 0, d_{3/2}, j = 3/2^+ \rangle$. Lombard (Lo 64) het onlangs aangetoon dat die eksperimentele interne omsettingskoëffisiënte deur hierdie model goed beskryf word indien $A = 0.96$.

Laastens kan nog net genoem word dat die verhoging van die E2-oorgangswaarskynlikheid in dieselfde grootteorde is soos gewoonlik by ℓ -verbode M1-oorgange gevind word. 'n Uitsondering op hierdie reël is die 146-keV-oorgang in ^{141}Pr , waar die elektriese kwadrupooloorgangswaarskynlikheid met 'n faktor 2 vertraag is. Ramaswamy (Ra 63) het gepoog om hierdie hoë E2-oorgangswaarskynlikheid deur vervorming van die kern te verklaar. Bohr en Mottleson se swak koppelingmodel vereis egter vir die meeste gevalle te groot waardes vir die oppervlakspanning om die empiriese E2-lewensdure te verklaar, sodat dit twyfelagtig is of dit wel hiermee verklaarbaar is.

3.4 Die 412-keV-toestand in ^{198}Hg .

Hierdie welbekende vibrasietoestand in ^{198}Hg word bevolk deur die betaverval van die isotoop ^{198}Au (Fig. III-11). Twee eksperimente is met hierdie isotoop uitgevoer. In die eerste deel is resonansieverstrooiing as 'n funksie van die brontemperatuur bepaal, terwyl in die tweede eksperiment met 'n sterker bron die resonansieverstrooi-/....

strooiingsdeursnee by twee verskillende hoeke gemeet is.

Volgens die betrokke draaimomentum is dit 'n suiwer E2-oorgang. Weens die baie sterk anisotropie van die resonansieverstrooiing, wat by hierdie oorgang verwag word, (Fig. III-12), is dit in hierdie eksperiment noodsaaklik om die verstrooiingshoek skerp te definieer. 'n Hoë spesifieke aktiwiteit van ^{198}Au is maklik verkrygbaar, sodat ringgeometrie gebruik kon word. Die nodige bronne, bestaande uit 1 gm goud verseël in 'n kwartsbuisie, is deur AECL verskaf.

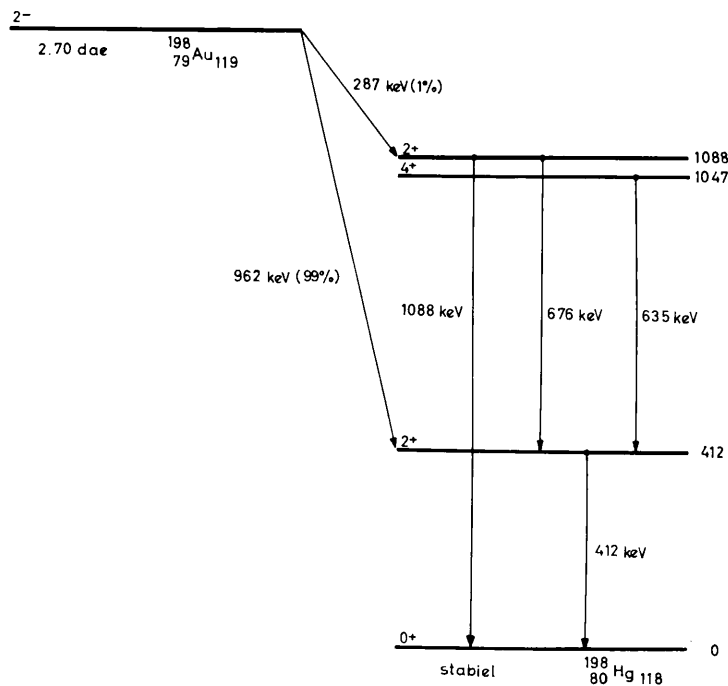


Fig. III-11: Vervalskema van ^{198}Au .

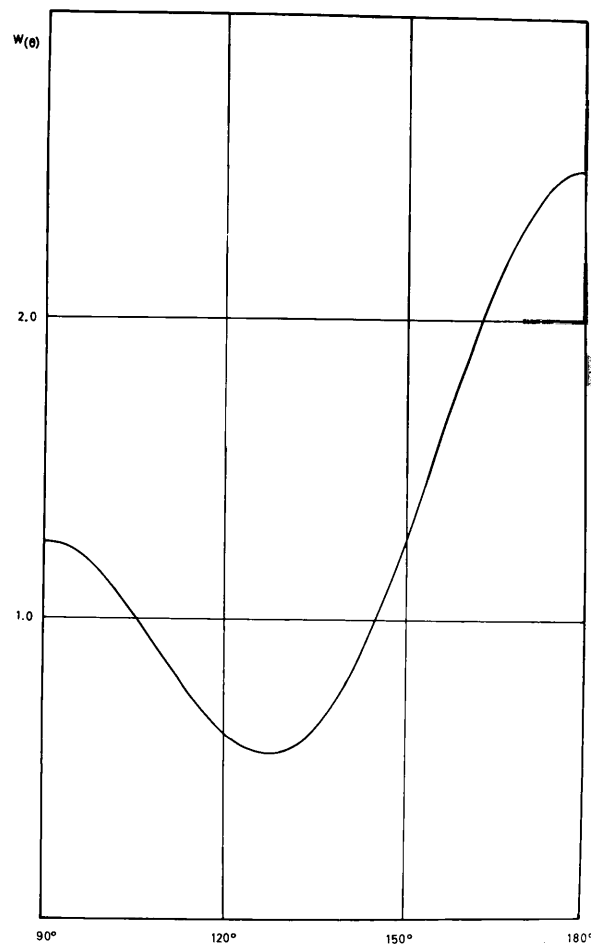


Fig. III-12: Rigtingskorrelasiefunksie vir 'n 0-2-0 oorgang.

Die eksperimentele opstelling word skematies in Fig. III - 13 weergegee. Die bron is geplaas in 'n klein wolframverhittingselement, soos voorgestel in Fig. III-14, met 'n maksimale arbeidstempo van 600 Watt waarmee temperatuur tot 1100°C maklik bereikbaar was. Om oksidasie van die wolframelement te verhoed, is die oond in 'n stikstofatmosfeer gehou. Die verstrobiermateriaal, bestaande/...

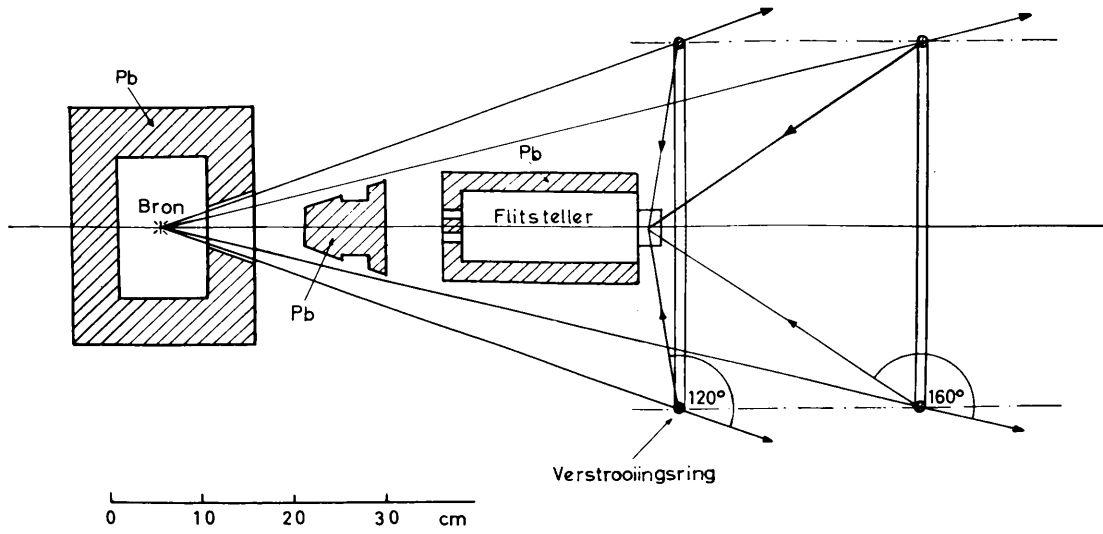


Fig. III-13: Skematiese opstelling.

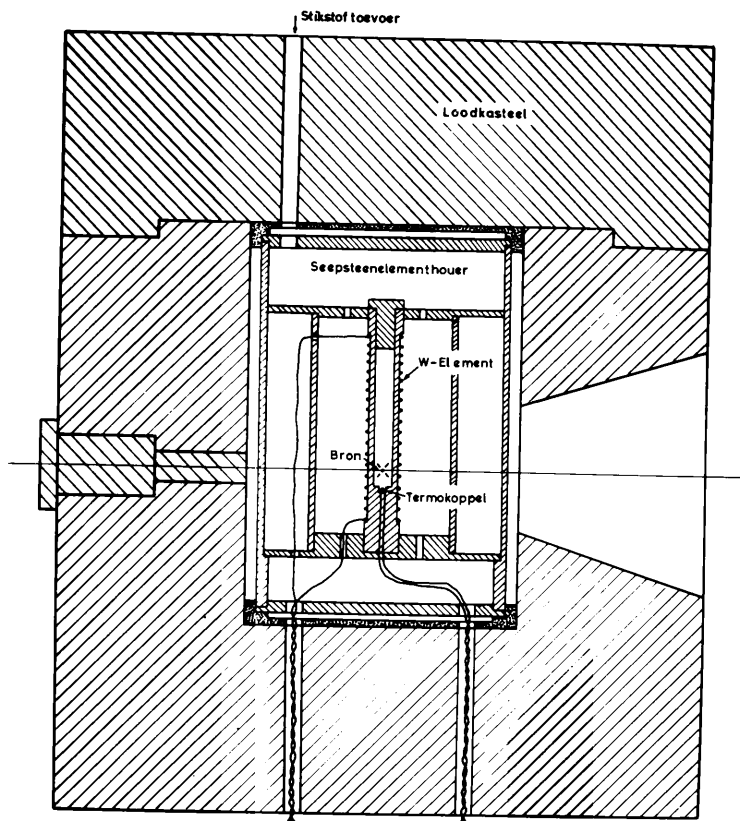


Fig. III-14:
Hoëtemperatuuroond.

staande uit natuurlike kwik wat 10.02% ^{198}Hg bevat, is in 'n ringvormige glasbuis met straal 20 cm geplaas. Die binnedeursnit van die glasbuis was 0.7 cm. Vir die bepaling van die bydrae as gevolg van Rayleigh- en Thomsonverstrooiing is 'n soortgelyke glasring gevul met talliummetaal, en vir agtergrondmetings 'n leë identiese glasring gebruik. Die drie verstrooiingsringe is met behulp van Perspexstawe op 'n trollie gemonteer wat op spore kon beweeg. 'n Meganiese slot op die trollie het verseker dat die drie verstrooiers agtereenvolgens presies in posisie geplaas kon word.

Die flitsteller was omring deur 'n mantel van 1 cm lood en is verder afgeskerm van die direkte straling deur 'n loodkegel met lengte 12 cm. Die tophoeke van die loodkegel en die koniese opening van die loodkasteel was so gekies dat die gammastraalbundel van die bron op die verstrooier gekollimeer was.

Die hele opstelling is vooraf met behulp van 'n teodoliet op 'n gemeenskaplike as ingestel.

Net soos in die vorige eksperimente is die kanaalwydte van die pulsanaliseerder gekies in ooreenstemming met die waargenome fotokruin van die 412-keV-kwanta. Hierdie instelling is met 'n swak ^{198}Au -bron gereeld getoets, en verstellings is gemaak indien nodig. Oor die algemeen is gevind dat die apparaat betreklik stabiel was.

a) Temperatuurafhanklikheid van die resonansieverstrooiingsdeursnee.

In hierdie eerste eksperiment is alle metings by 'n verstrooiingshoek van 120° gedoen omdat die deursnee vir Rayleigh-verstrooiing dan 'n minimum is, soos gesien kan word in Fig. II-3. 'n 10 Curie bron is gebruik.

Die totale elasties verstrooide komponente van die stralingsbundel is waargeneem by brontemperature van 1100°C , 800°C , 500°C en 20°C . Lesings is by alle temperature geneem met die verstrooiers in die volgorde talliumring, kwikring en leë ring, aanvanklik vir intervalle van vyf minute elk, en later, as gevolg van die verval van die bron, vir intervalle van tien minute elk. Metings is by elke temperatuur geneem totdat ongeveer 10^6 tellings met elk van die tallium- en kwikverstrooiers verkry is.

Aan die einde van die eksperiment is die kwik uit die verstrooiingsring verwyder, en die verstrooiing deur hierdie leë ring is dan vergelyk met die verstrooiing deur die leë glasring wat gedurende die ondersoek vir die bepaling van die agtergrond gedien het.

Eksperimenteel is die volgende verhoudings bepaal:

$$\frac{B_1 + D}{A} = \frac{\text{teltempo met kwikring}}{\text{teltempo met talliumring}} \quad \text{by kamertemperatuur}$$

-71-

$$\frac{B_2 + D}{A} = \frac{\text{teltempo met kwikring}}{\text{teltempo met talliumring}} \text{ by hoër temperatuur}$$

$$\frac{A}{C} = \frac{\text{teltempo met talliumring}}{\text{teltempo met identiese glasring}}$$

$$\frac{D}{C} = \frac{\text{teltempo met leë kwik-glasring}}{\text{teltempo met identiese glasring}}$$

Hierin is A die totale elastiese verstrooiingsteltempo met die talliumring in posisie, B_1 die elastiese verstrooiingsteltempo as gevolg van die kwik alleen by kamertemperatuur, B_2 die elastiese verstrooiingsteltempo as gevolg van kwik alleen by hoër temperatuur, C die totale elastiese verstrooiingsteltempo met die identiese leë glasring en D die totale elastiese verstrooiingsteltempo met leë glasring waarin kwik vir die eksperiment gebruik is. Die eksperimentele waardes van die verhoudings $(B_1 + D)/A$ en $(B_2 + D)/A$ word in tabel III-5 gegee.

TABEL III-5

Temperatuur	$(B_1 + D)/A$	$(B_2 + D)/A$
20° C	0.9367±0.0014	-
500° C	-	0.9417±0.0015
800° C	-	0.9471±0.0013
1100° C	-	0.9578±0.0009

Die waarde van D/C was 0.976 ± 0.002 . Die verhouding A/C , egter, het gedurende die verloop van die eksperiment nie konstant/...

-72-

konstant gebly. Dit het ongeveer lineêr toegeneem met die afname in bronsterkte. Hierdie feit kon nie met sekerheid geïnterpreteer word met 'n kunsmatige dooietyd as gevolg van die hoë lae-energie-agtergrond nie. Waarskynlik moet dit in 'n mate toegeskryf word aan die ophoping van lae-energie-impulse wat dan as 'n hoë-energie-impuls geregistreeer word. Aangesien die verhouding A/C konstant behoort te bly en inderdaad tot 'n goeie benadering slegs die verhouding is van die elastiese verstrooiing met die talliumring en dié met die identiese glasring, is die verhouding A/C as 'n funksie van die bronaktiwiteit voorgestel, en die kromme na nulbronsterkte geëkstrapoleer. By nulbronsterkte kan dooietyd en ophoping geen invloed hê op die verhouding nie. Die afsonderlike punte op die A/C -bronsterktediagram het, binne die statistiese afwyking, op 'n reguit lyn gelê en vir die verhouding A/C by nulbronsterkte die waarde 2.38 ± 0.12 gelewer. In dié geval is die fout geskat deur uiters-tes van die kromme te beskou, terwyl die ander foute statistiese afwykings is. Dit het ook geblyk dat die verdere berekeninge betreklik ongevoelig is vir die presiese waarde van A/C omdat dit slegs 'n korreksie-term is.

Egenoemde verandering in die verhouding A/C as 'n funksie van die bronsterkte is nie opgemerk in die geval van die verhoudings $(B_1 + D)/A$, $(B_2 + D)/A$ en D/C nie. 'n Moontlike verklaring vir hierdie waarneming is die

volgende/...

-73-

volgende: Laasgenoemde drie verhoudings is verkry uit le-
 sings met twee verstrooiers wat elk feitlik dieselfde ver-
 strooiingsspektrum besit sover dit die totale intensiteit
 en energieverdeling betref. Ophoping en dooietyd sal dus
 by 'n bepaalde bronsterkte identiese invloed op die noemer
 en die teller hê sodat die verhouding konstant bly ongeag
 die waarde van die bronsterkte.

In die geval van die verhouding A/C , egter, is twee
 algeheel verskillende verstrooiers met mekaar vergelyk
 - metaal plus glas, en glas - wat twee totaal verskillende
 verstrooiingsspektra het. Behalwe vir die verskil in totale
 intensiteit is die persentasie elasties verstrooide fotone
 by die glasverstrooier ook heelwat laer, sodat ophoping in
 die geval van die glasring 'n baie groter invloed op die
 resultaat sal hê as by die talliumring. Die verhouding
 A/C behoort dus af te neem met die bronsterkte, wat inder-
 daad ook eksperimenteel gevind is.

Uit die reeks verhoudings wat eksperimenteel verkry is,
 kan nou 'n uitdrukking herlei word vir die genormaliseerde
 toename R van die totale elastiese verstrooiing by die ver-
 skillende temperature, relatief tot die elastiese verstrooi-
 ing by kamertemperatuur:

$$R = \frac{B_2 - B_1}{B_1} = \frac{(B_2+D)/A - (B_1+D)/A}{(B_1+D)/A - (D/C)(C/A)} \quad (3-7)$$

Die waardes van R aldus verkry, word as 'n persentasie in
 die/...

die tweede kolom van tabel III-6, gegee.

TABEL III-6

Temp °C	R %	$d\sigma/d\Omega \cdot 10^{27}$ cm ² sr ⁻¹	$\sigma \cdot 10^{26}$ cm ²	$\Gamma \cdot 10^{17}$ erg	$\tilde{\gamma} \cdot 10^{11}$ sek
500	0.95±0.39	0.79±0.32	1.65±0.65	2.48±1.02	4.25±1.75
800	1.98±0.28	1.63±0.23	3.42±0.49	2.09±0.30	5.05±0.72
1100	4.02±0.35	3.31±0.29	6.95±0.60	2.16±0.19	4.88±0.42

Met die resultate van R is die resonansieverstrooiingsdeursnee in die derde kolom vir die verskillende brontemperature bereken, waarby 'n waarde van 8.266×10^{-27} cm²sr⁻¹ vir Rayleigh- en Thomson-verstrooiing deur kwik by 'n hoek van 120° aangeneem is. In hierdie geval is resonansieverstrooiing by kamertemperatuur nie eksperimenteel waarneembaar nie, sodat die differensiële deursnee vir resonansieverstrooiing by die hoë temperature tot 'n goeie benadering gegee word deur

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 8.266 \times 10^{-27} (R/I) \quad (3-8)$$

Hieruit kan dan die totale resonansie-opwekkingsdeursnee bereken word deur gebruik te maak van die bekende interne omsettingskoeffisiënte $\alpha_T = 0.044$ en die rigtingskorrelasiefunksie

$$W(\theta) = 1 + 0.357 P_2(\cos\theta) + 1.143 P_4(\cos\theta) \quad (3-9)$$

vir 'n 0-2-0 oorgang. Hierdie waardes verskyn in die vierde kolom van tabel III-6. Die hieruit berekende partiële

wydte/...

wydte en lewensduur vir gamma-oorgang verskyn in die vyfde en sesde kolom. Weens die lae Debye-temperatuur van kwik en goud is korreksies vir kristalroosterbinding hierby nie in aanmerking geneem nie.

Die statisties gemiddelde waardes vir die 412-keV-toestand volg dan uit hierdie eerste eksperiment as

$$\Gamma_0 = (2.15 \pm 0.16) \times 10^{-17} \text{ erg}$$

wat ooreenstem met 'n gemiddelde gammalewensduur van

$$\tilde{\tau}_0 = (4.90 \pm 0.36) \times 10^{-11} \text{ sek.}$$

'n Grafiese voorstelling van die totale resonansie-opwekkingsdeursnee as 'n funksie van die brontemperatuur word in Fig. III-15 gegee. Die soliede lyn stel die

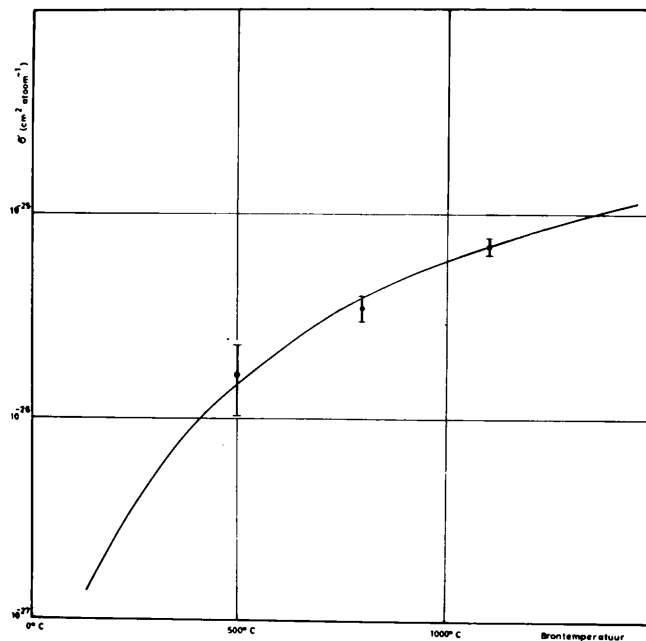


Fig. III-15: Resonansie-opwekkingsdeursnee as funksie van die brontemperatuur.

teoretiese/...

-76-

teoretiese temperatuurafhanklikheid vir $\tilde{\tau}_0 = 4.9 \times 10^{-11}$ sek voor; die eksperimentele punte stem hiermee baie goed ooreen; geen diskontinuiteit van die kromme by die smeltpunt van goud ($T_s = 1063^\circ\text{C}$) kan waargeneem word nie.

b) Die rigtingskorrelasie-eksperiment.

In die tweede eksperiment is 'n 40-Curie-bron gebruik. Waarnemings is, behalwe by kamertemperatuur, slegs by 1100°C gedoen met verstrooiingshoeke van 120° en 160° . Afgesien van 'n 0.6 cm loodabsorbeerder voor die flitskristal is dieselfde opstelling soos in die vorige eksperiment gebruik. Die doel van die absorbeerder was om die lae-energie Compton-verstrooide kwanta te verwyder om sodoende op-hopingseffekte te verhoed. Die verhouding C/A het dan ook in hierdie eksperiment geen bronsterkte-afhanklikheid vertoon nie en konstant gebly binne die statistiese variasie. Waarnemings is vir elke posisie, temperatuur en verstrooier geneem totdat minstens 2×10^6 tellings geregistreer was. Die eksperimentele waardes vir die verskillende verhoudings word in tabel III-7 gegee.

TABEL III-7.

θ	$(B_1+D)/A$	$(B_2+D)/A$	C/A	D/C
120°	0.9512 ± 0.0007	0.9679 ± 0.0009	0.5122 ± 0.0004	0.9994 ± 0.0013
160°	0.9871 ± 0.0008	0.9981 ± 0.0008	0.8760 ± 0.0005	1.0004 ± 0.0013

Die hoër waardes van C/A en D/C by 'n verstrooiingshoek
 van/...

van 120° in vergelyking met dié wat in die vorige eksperiment verkry was, is te wyte aan die hoër agtergrond weens die sterker bron.

Die toename in elastiese verstrooiing soos bereken uit bostaande waardes, word in die tweede kolom van tabel III-8 gegee.

TABEL III-8

Temp OC	R %	$d\sigma/d\Omega \cdot 10^{27}$ cm ² sr ⁻¹	$\sigma \cdot 10^{26}$ cm ²	$\Gamma \cdot 10^{17}$ erg	$\tilde{\tau} \cdot 10^{11}$ sek
120°	3.80±0.26	3.10±0.21	6.51±0.45	2.06±0.14	5.11±0.35
160°	9.97±1.04	8.35±0.87	5.96±0.61	1.89±0.16	5.58±0.58

Hieruit word die verhouding van die rigtingskorrelasiefunksie by 120° en 160° as volg bereken:

$$w(120^\circ)/w(160^\circ) = 0.37 \pm 0.05$$

in goeie ooreenstemming met die teoretiese waarde van 0.34, wat vir die rigtingskorrelasiefunksie (3 - 9) verwag word. By berekening van die bostaande verhouding is in aanmerking geneem dat die Rayleigh- en Thomson-verstrooiing by 160° ongeveer 2.5% hoër as by 'n hoek van 120° is.

Die waardes wat in die derde tot sesde kolom verskyn, is op dieselfde wyse bereken soos in tabel III-6.

Uit die vyf verskillende waardes wat met die twee eksperimente vir die gammalewensduur verkry is, volg die gemiddelde resultaat

$$\tilde{\tau}_0 = (5.12 \pm 0.23) 10^{-11} \text{ sek.}$$

By/...

-78-

By hierdie waarde is die verskil in statistiese gewigte van die verskeie waarnemings in aanmerking geneem.

Hierdie resultaat verskil heelwat van die waardes wat deur ander werkers verkry is.

Malmfors (Ma 53) wat resonansieverstrooiing by 1000°C en 1100°C onder 'n gemiddelde verstrooiingshoek van 149° waargeneem het met behulp van dieselfde metode, gee 'n waarde aan van 1.6×10^{-11} sek. By die verwerking van sy resultate, egter, het Malmfors die multiplisiteit van die betrokke kernvlakke en die interne omsettingskoeffisiënt glad nie in aanmerking geneem nie; verder is ook deur hom 'n isotropiese verdeling van die resonansieverstrooide kwanta aange- neem. Indien hiervoor gekorrigeer word, moet Malmfors se waarde na 9×10^{-11} sek. verander word. Die afwyking van sy resultaat ten opsigte van dié verkry met die hier bespreekte eksperimente is heelwaarskynlik verklaarbaar met die taamlik swak oplosvermoë van die gebruikte elektronika; die fotokruin van die 412-keV-lyn kon byvoorbeeld glad nie van die Compton-kruin onderskei word nie, en die elastiese komponente kon uit die lesings slegs slegs deur 'n taamlik onsekere vergelykingsmetode verkry word. Die temperatuurmeting met 'n optiese pirometer mag ook tot foute aanleiding gegee het.

Metzger en Todd (Me54), wat Malmfors se eksperiment

herhaal/...

herhaal het, vind by 'n temperatuur van 1175°C dat die bydrae as gevolg van resonansieverstrooiing tot die totale elastiese verstrooide straling ongeveer 5% bedra, en bereken hieruit 'n gemiddelde lewensduur vir die gamma-oorgang van $(3.3 \pm 0.3)10^{-11}$ sek. Hulle gee nie die verstrooiingshoek, maar noem spesifiek dat waarnemings by groot hoeke gedoen is. Indien ons aanvaar word dat by hoeke groter as 90° gewerk is, is dit heeltemal onverstaanbaar hoe hierdie werkers uit die genoemde resultate so 'n lae waarde vir die lewensduur kon kry. In die volgende tabel III-9 is die waarde van $\tilde{\tau}_0$ met behulp van Metzger en Todd se resultate vir verskillende hipotetiese verstrooiingshoeke bereken.

TABEL III-9

θ	$\tilde{\tau}_0 \times 10^{11}$
90°	5.94
100°	6.69
110°	5.82
120°	4.36
130°	3.92
140°	5.41
150°	8.63
160°	12.50
170°	15.60

Dit/...

Dit is dus duidelik uit bostaande analise dat Metzger en Todd se eksperimentele resultate 'n lewensduur van minstens 3.9×10^{-11} sek. aantoon (d.i. die minimale waarde wat $\tilde{\tau}_0$ sou aanneem by 'n verstrooiingshoek van 128°).

Davey en Moon (Da53) het die werkingsdeursnee vir resonansieverstrooiing deur die 412-keV-toestand met behulp van die Doppler-verskuiwingsmetode bepaal. Uit die optimale bronnelheid, wat met behulp van 'n ultrasentrifuga bereik is, het hulle 'n waarde van $\tilde{\tau}_0 = (3.1 \pm 0.7) 10^{-11}$ sek afgelei. Waarnemings is by 'n gemiddelde hoek van 90° oor 'n wye hoekinterval geneem. Weens die redelik ingewikkelde geometrie van hulle opstelling is dit baie moeilik om 'n afskating te maak van die invloed van die eindige hoekinterval op hulle resultate. Aangesien in die hoekgebied sowel Rayleigh- as ook die resonansieverstrooiingsdeursnee baie sterk hoekafhanklik is, mag hierdie invloed groot wees. Aan die ander kant, egter, word hulle resultate gesteun deur die lewensduurbepaling met behulp van vertraagde koïnsidensies. Granan en Bell (Gr 51) het hiermee 'n waarde van $\tilde{\tau}_0 = (1.5 \pm 2.6) \times 10^{-11}$ sek gevind, terwyl die bepaling van Simms en medewerkers (Si 61) 'n resultaat van $(3.5 \pm 0.5) 10^{-11}$ sek opgelewer het. Al twee hierdie bepalinge is gedoen met dubbelbetaspektrometers deur toepassing van die selfvergelykingsmetode. Dit moet egter in

aanmerking/...

-81-

aanmerking geneem word, dat hierdie lewensduur 'n uiterste limiet vir vertraagde koïnsidensiemetodes voorstel sodat klein onreëlmatighede in die apparaat groot foute kan veroorsaak. Opsommend kan dus gesê word dat tot dusver alle lewensduurbepalings deur middel van die termiese Doppler-verbreding groter waardes vir die lewensduur van die 412-keV-toestand in ^{198}Hg opgelewer het as ander metodes.

Uit die verkrygte eksperimentele lewensduur volg dat die oorgangswaarskynlikheid vir die 412-keV-toestand ongeveer agt keer groter is as die enkeldeeltjiewaarde. Hierdie vermeerdering by die enkeldeeltjievoorspelling word sonder enige uitsondering by alle 2^+ eerste opgewekte toestande van ewe-ewe kerne waargeneem. Die grootte-orde van die vermeerderingsfaktor is tipies vir die vibrasietoestand in 'n sferiese kern, terwyl by rotasietoestande die faktor gewoonlik in die orde van 100 is. Te veel waarde; egter, kan nie aan hierdie vermeerderingsfaktor geheg word sover dit die onderskeiding van rotasie- en vibrasietoestande betref nie. Die verskil in grootte-orde vir dié twee opwekkingsmoontlikhede moet heelwaarskynlik eerder toegeskryf word aan die totaal verskillende energiegebied wat gewoonlik hierby op die spel is, en die feit dat sulke oorgange beslis nie deur die enkeldeeltjiemodel, wat 'n E^5 -afhanklikheid van die oorgangswaarskynlikheid voorskryf, voorspel kan word nie. Indien in plaas daarvan aangeneem word dat die oorgangswaarskynlikheid 'n funksie van E^4 is, verdwyn/...

-82-

verdwyn bogenoemde tipiese verskil tot 'n groot mate. So kon Grodzins (Gr 62) aantoon dat die empiriese vergelyking

$$T_0 = (4 \pm 2) \times 10^{10} E^4 Z^2 A^{-1} \text{ sek}^{-1} \quad 3-9$$

taamlik goed die oorgangswaarskynlikhede van sowel die vibrasie- as ook die rotasietoestande weergee. In die geval van die 412-keV-toestand gee dit byvoorbeeld 'n oorgangswaarskynlikheid van $(3.7 \pm 1.8) 10^{10} \text{ sek}^{-1}$ wat redelik goed met die eksperimentele waarde van $1.9 \times 10^{10} \text{ sek}^{-1}$ ooreenstem. Inderdaad uit die eenvoudige kollektiewe model volg ook 'n E^4 -afhanklikheid van die oorgangswaarskynlikheid, alhoewel die hiermee herleide uitdrukkings geen bevredigende korrelasie met eksperimentele resultate lewer nie.

Alhoewel die lewensduur alleen geen betroubare maatstaaf vir die soort opwekking is nie, vertoon tog die opwekkingskema van ^{198}Hg duidelik die tipiese kenmerke van 'n kwadрупoolvibrasiespektrum. Die 412-keV-toestand moet dan beskou word as die een-fonon opwekking, terwyl die 4^+-2^+ -doeplet dan behoort tot die twee-fonon-triplet. Hierdie beskouing word gesteun deur die waargenome g-faktor van die 412-keV-toestand (Ke 64) wat met $g = +0.38 \pm 0.11$ baie goed ooreenstem met dié by 'n vibrasietoestand verwagte waarde van $g \sim Z/A$ (Bo 62). Ook die hoofsaaklike elektriese dipool-oorgang van die 1.038-keV-toestand na die 412-keV-vlak, en die/...

-83-

die geringe oorgangswaarskynlikheid vanaf die eersgenoemde vlak na die grondtoestand pas in hierdie prentjie.

'n Sterk EO-oorgang tussen die 1.088 en 412-keV-toestande, wat deur Sakai en medewerkers (Sa 64) waargeneem is, laat egter 'n menging van die vibrasietoestand met 'n kwasi-protontoestand waarskynlik blyk

--oo0oo--

OPSOMMING.

Resonansieverstrooiing deur die eerste opgewekte toestand van ^{139}La , ^{203}Tl en ^{198}Hg is met behulp van die termiese metode bestudeer.

In die eerste hoofstuk van hierdie proefskrif is die teorie vir elektromagnetiese kernoorgange behandel sover dit vir die bespreking van die eksperimentele gegewens nodig is.

'n Algemene oorsig oor die teorie van resonansiefluorissensie en eksperimentele metodes volg in die tweede hoofstuk.

Die eksperimentele resultate word in die laaste hoofstuk bespreek:

In die geval van die 166-keV-toestand van ^{139}La is resonansieverstrooiing die eerste keer waargeneem. Die statistiese variasie op die verkrygte resultaat is egter te groot vir 'n eenduidige uitspraak oor die lewensduur van hierdie toestand. Die berekende onderste grens van $\tilde{\tau}_0 \geq 3.0 \times 10^{-9}$ sek, egter, is heeltemal versoenbaar met waardes verkry deur vertraagde koïnsidensies.

Vir die 279-keV-vlak van ^{203}Tl is die rigtingskorrelasiefunksie en die lewensduur bepaal. Die resultate $W(\theta) = 1 + (0.70 \pm 0.67)P_2(\cos \theta)$ en $\tilde{\tau}_0 = (5.68 \pm 1.00) \times 10^{-10}$ sek is in ooreenstemming met waardes verkry deur ander werkers/...

-85-

werkers en met ander metodes. Geen betekenisvolle verskil kan gevind word vir lewensduur bepaal met die resonansiemetode, Coulomb-opwekking en vertraagde kolïnsidensies nie.

Die verkrygte lewensduur van $\tilde{\tau}_0 = (5.12 \pm 0.23) \times 10^{-11}$ sek vir die 412-keV-toestand van ^{198}Hg , egter, is heelwat langer as dié wat deur ander werkers bepaal is. Dit kon egter aangetoon word, dat in die een geval waar ook van die termiese metode gebruik gemaak is, die verskil heelwaarskynlik toegeskryf moet word aan foutiewe interpretasie van die eksperimentele resultate. Redes vir die afwyking ten opsigte van die ander bepalings is bespreek.

'n Rigtingskorrelasie-eksperiment is die eerste keer vir resonansieverstrooiing deur hierdie vlak uitgevoer. Die resultaat is in uitstekende ooreenstemming met die teoretiese waarde vir 'n 0-2-0 oorgang.

Bepaling van die temperatuurafhanklikheid van die resonansieopwekkingsdeursnee, waarby waarnemings onder en bokant die smeltpunt van die bron geneem is, het ook goeie ooreenstemming met die teoretiese voorspellings gelewer.

Verder kon aangetoon word, dat dit nie moontlik is om die partiële wydte vir stralingsoorgang na 'n tussentoe-stand eksperimenteel met resonansiefluoressensie te bepaal nie as van identiese bron en verstrooier gebruik gemaak word, omdat die resonansie-effek volkome onafhanklik van/...

-86-

van hierdie parameter is. Op grond hiervan was dit moontlik om te bewys, dat 'n resonansie-effek waargeneem deur Hamilton en Sood in ^{177}Hf , beslis nie toegeskryf kan word aan resonansie-opwekking van die 321-keV-toestand met daaropvolgende stralingsoorgang na die 113-keV-toestand nie, soos gedoen deur bogenoemde werkers.

--ooOoo--

Verwysings.

- Al 56 K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson en A. Winther, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 432.
- Al 64 D.E. Alburger en P.D. Parker, Phys. Rev. 135 (1964) B294.
- Ar 57 A. Arima, H. Horie en M. Sano, Prog. theor. Phys. 17 (1957) 567.
- Bå 63 G. Bäckström, Nucl. Instr. Meth. 23 (1963) 218.
- Be 62 E.Y. Berlovich, G.M. Bukat, Y.K. Gusev, V.V. Ilin, V.V. Nikitin en M.K. Nikitin, Phys. Letters 2 (1962) 344.
- Bi 53 L.C. Biedenharn en M.E. Rose, Rev. Mod. Phys. 25 (1953) 746.
- Bl 56 R.J. Blin-Stoyle, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 75.
- Bo 62 E. Bodenstedt, Fortschr. Physik 10 (1962) 321.
- Bö 63 R. Bösch, J. Lang, R. Müller en W. Mülfli, Helv. Phys. Acta 36 (1963) 625.
- Br 52 G.E. Brown en J.E. Woodward, Proc. Phys. Soc. 65A (1952) 977.
- Ch 60 E.L. Church en J. Weneser, Ann. Rev. Nucl. Sc. 10 (1960) 193.
- Cr 60 P.P. Craig, D.E. Nagle en D.R.F. Cochran, Phys. Rev. Letters 4 (1960) 561.
- Da 53 W.G. Davey en P.B. Moon, Proc. Phys. Soc. 66A (1953) 957.
- De 61 B.I. Deutch en F.R. Metzger, Phys. Rev. 122 (1961) 848.
- Fr 35 W. Franz, Zeits. Physik 98 (1935) 314.
- Fr 55 H. Frauenfelder, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, uitgegee deur K. Siegbahn, North-Holland Publ. Co. Amsterdam (1955) 531.
- Fr 62 H. Frauenfelder, D.E. Nagle, R.D. Taylor, D.R.F. Cochran en W.M. Visscher, Phys. Rev. 126 (1962) 1065.

- Gr 51 R.L. Graham en R.E. Bell, Phys. Rev. 84 (1951) 380.
- Gr 62 L. Grodzins, Phys. Letters 2 (1962) 88.
- Ha 57 E. Hayward en E.G. Fuller, Phys. Rev. 106 (1957) 991.
- Ha 61a W.D. Hamilton en B.S. Sood, Nucl. Phys. ~~35~~²⁷ (1961) 66.
- Ha 61b O. Hansen, M.C. Oleson, O. Skilbreid en B. Elbeck, Nucl. Phys. 25 (1961) 634.
- Ha 62 U. Hauser, Nucl. Phys. 35 (1962) 342.
- Ha 63 J.N. Haag, D.A. Shirley en D.H. Templeton, Phys. Rev. 129 (1963) 1601.
- He 55 N.P. Heydenburg en G.M. Temmer, Phys. Rev. 100 (1955) 150.
- Il 54 K. Ilakovac, Prog. Phys. Soc. 67A (1954) 601.
- Ja 60 J. Jastrzebski, J. phys. radium 21 (1960) 12.
- Ke 56 B.H. Ketelle, H. Thomas en A.R. Broisi, Phys. Rev. 103 (1956) 190.
- Ke 64 L. Keszthelyi, I. Berkes, I. Dezsi, B. Molnar en L. Pocs, Phys. Letters 8 (1964) 195.
- Ki 59 L.S. Kisslinger, Phys. Rev. 114 (1959) 292.
- Ki 61 O.C. Kistner, A.W. Sunyar en J.B. Swan, Phys. Rev. 123 (1961) 179.
- Kn 58 V. Knapp, Proc. Phys. Soc. 71A (1958) 194.
- La 39 W.E. Lamb Jr., Phys. Rev. 55 (1939) 190.
- La 52 Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, II. Band, 4. Teil, Springer-Verlag, Berlin (1952).
- Le 52 J.S. Levinger, Phys. Rev. 87 (1952) 656.
- Li 57 T. Lindquist en I. Marklund, Nucl. Phys. 3 (1957) 367
- Lo 64 J.R. Lombard, Phys. Letters 9 (1964) 254.
- Ma 53 K.G. Malmfors, Ark. Fys. 6 (1953) 49.
- Mc 58 F.K. McGowan en P.H. Stelson, Phys. Rev. 109 (1958) 901.

- Me 54a F.R. Metzger, Proc. Glasgow Conf., Pergamon Press, London (1954) 201.
- Me 54b F.R. Metzger en W.B. Todd, Phys. Rev. 95 (1954) 853.
- Me 56 F.R. Metzger, J. Franklin Inst. 261 (1956) 219.
- Me 58a F.R. Metzger, C.P. Swann en V.K. Rasmussen, Phys. Rev. 110 (1958) 906.
- Me 58b F.R. Metzger, Phys. Rev. 110 (1958) 123.
- Me 59 F.R. Metzger, Prog. Nucl. Phys. 7 (1959) 54.
- Mey 58 L. Meyer-Schützmeister en S.S. Hanna, Bull. Amer. Phys. Soc. 3 (1958) 188.
- Mo 51 P.B. Moon, Proc. Phys. Soc. 64A (1951) 76.
- Mo 55 S.A. Moszkowski, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, uitgegee deur K. Siegbahn, North-Holland Publ. Co. Amsterdam (1955) 373.
- Mo 58 N.F. Mott en H. Jones, The Theory and Properties of Metals and Alloys, Dover Publ. Inc., New York (1958)
- Mo 61 P.B. Moon, Proc. Phys. Soc. 263A (1961) 309.
- Mo 62 F.L. Mouton, The Measurements of Nuclear Lifetimes by the Resonance Fluorescence Technique, Proefskrif, Utrecht (1962).
- Mö 58 R.L. Mössbauer, Zeits. Physik 151 (1958) 124.
- Mö 59 R.L. Mössbauer, Zeits. Naturf. 14a (1959) 211.
- Mu 58 K. Murakawa, Phys. Rev. 110 (1958) 393.
- Nu 62 Nuclear Data Sheets, 5-2-95 (1962).
- Of 59 S. Ofer en A. Schwarzschild, Phys. Rev. 116 (1959) 725.
- Pa 60 G. de Pasquali, H. Frauenfelder, S. Margulies en P.N. Peacock, Phys. Rev. Letters 4 (1960) 71.
- Pr 54 J.R. Prescott, Proc. Phys. Soc. 67A (1954) 254.
- Ra 52 L.A. Radicati, Phys. Rev. 87 (1952) 521.
- Ra 63 M.K. Ramaswamy, Nuovo Cimento 27 (1963) 1116.

-90-

- Ro 54 M.E. Rose, Phys. Rev. 93 (1954) 477.
- Ro 58 M.E. Rose, Internal Conversion Coefficients, North-Holland Publ. Co. Amsterdam (1958)
- Sa 64 M. Sakai, M. Nozawa, H. Ikegami en T. Yamazaki, Nucl. Phys. 53 (1964) 529.
- Sc 46 L.I. Schiff, Phys. Rev. 70 (1946) 761.
- Sc 61 A. Schwarzschild en J.V. Kane, Phys. Rev. 122 (1961) 854.
- Sh 61 A. de Shalit, Phys. Rev. 122 (1961) 1530.
- Si 61 P.C. Simms, N. Benczer-Koller en C.S. Wu, Phys. Rev. 121 (1961) 1169.
- St 50 A. Storruste, Proc. Phys. Soc. 63A (1950) 1197.
- St 53 T.D. Strickler, Phys. Rev. 92 (1953) 923.
- Sw 57 C.P. Swann en F.R. Metzger, Phys. Rev. 108 (1957) 982.
- Va 56 J. Varma, Phys. Rev. 94 (1956) 1688.
- Wa 56 H. de Waard en T. Gerholm, Nucl. Phys. 1 (1956) 281.

--oo0oo--