

'N STUDIE VAN DIE ENERGIETOESTANDE  
VAN  $^{31}\text{P}$  DEUR MIDDEL VAN DIE  
 $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ -REAKSIE

GIDEON DANIEL HAASBROEK  
B.Sc. HONN. T.H.O.D.

Verhandeling voorgelê aan die Fakul-  
teit van Natuurwetenskappe van die  
P.U. vir C.H.O. ter gedeeltelike na-  
koming van die vereistes vir die graad  
MAGISTER SCIENTIAE

697 / 0666

# I N H O U D S O P G A W E

## HOOFSUK I

### Inleiding

1.1	Kernreaksies	1
1.2	Motivering van eksperiment	6

## HOOFSUK II

### Apparaat en Eksperimentele Besonderhede

2.1	Inleiding	8
2.2	Skywe en skyfkamer	8
2.3	Eksperimentele opstelling	9

## HOOFSUK III

### Gammaverval van Resonansies en Gebonde Toestande

3.1	Inleiding	11
3.2	Gammaverval van resonansies	12
3.3	Gammaverval van gebonde toestande	14

## HOOFSUK IV

### Gemiddelde Leeftyte van Gebonde Toestande

4.1	Inleiding	24
4.2	Verband tussen gemiddelde leeftyd en Dopplerverskuiwing	25
4.3	Eksperimentele bepaling van gemiddelde leeftye	32

## HOOFSTUK V

Weisskopfskattings

5.1 Oorgangswaarskynlikhede en vlakbreedtes	35
5.2 Weisskopfeenhede	36
5.3 Resultate	38
VERWYSINGS	41
OPSOMMING	44
SUMMARY	45
BEDANKINGS	46

# H O O F S T U K 1

## INLEIDING

### 1.1 Kernreaksies

Enige proses waarby die energietoestand van 'n kern of sy samestelling verander, word 'n kernreaksie genoem. 'n Kern bestaan uit 'n aantal protone en 'n aantal neutrone sodat die samestelling verander kan word deur of neutrone in die kern in te bring of deur gelaaide deeltjies soos protone, deutrone, tritone,  $\alpha$ -deeltjies en ander kerne in dié kerne in te skiet.

Aangesien 'n gelaaide deeltjie, naamlik 'n proton by hierdie eksperiment in die kern ingeskiet is, sal die voorwaardes waaraan die gelaaide deeltjie moet voldoen om bogenoemde tot stand te bring, bespreek word.

Die potensiële energie vir 'n gelaaide deeltjie in die kragveld van 'n kern word in figuur 1 geïllustreer.

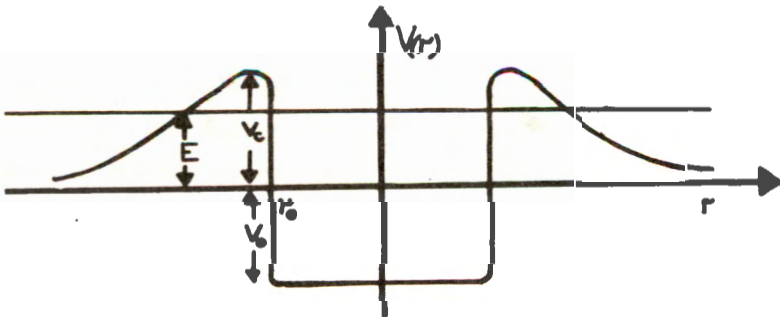


Fig. 1 - Potensiaalput vir 'n gelaaide deeltjie

In die geval van 'n positief gelaaiete deeltjie word die potensieël energie buite die kern aangegee deur

$$V(r) = \frac{Ze \cdot ze}{r} \quad \text{Coulomb}$$

waar  $Ze$  die lading van die kern aandui en  $ze$  die lading van die positiewe deeltjie. Aan die oppervlakte daal die potensieële-energie plotseling, om 'n konstante waarde van -20 tot -30 MeV binne die kern aan te neem. Die straal van die potensiaalput is afhanklik van die aantal deeltjies  $A$ , wat in die kern aanwesig is en word t'n goeie benadering deur die empiriese verband

$$r_0 = 1.2 \times 10^{-13} A^{1/3}$$

gegees.

Die hoogte van die potensiaalwal vir protone in die geval van 'n ligte kern  $^{30}\text{Si}$  word gegee deur

$$V_c = Ze^2/r_0 \approx 5 \text{ MeV.}$$

Volgens die klassieke meganika sal 'n proton eers as sy energie groter as 5 MeV is, in die kern beland. Daar is egter gevind dat protone reeds met 'n energie so laag as 0.2 MeV die kern kan binnedring. Hierdie verskynsel word met behulp van die kwantum meganiese tonneleffek verklaar. Die kwantum meganika wys dat die kans dat 'n deeltjie 'n potensiaalwal sal deurdring vinnig toeneem met afnemende dikte van die wal. Met toenemende energie is daar dus 'n groter kans dat die invallende deeltjie die kern sal binnedring. Aan die anderkant, sal vir 'n bepaalde energie van die invallende

deeltjie, die kans dat die deeltjie die kern sal binnedring, kleiner word met toenemende atoomnommer, en by  $Z = 20$  is die kans verwaarloosbaar dat protone met 'n energie kleiner as 1 MeV die kern sal binnedring.

As 'n gelaaide deeltjie eenmaal die kern binnegedring het, kan dit volgens die klassieke meganika, die kern nie weer verlaat nie, maar sal heen en weer tussen die walle beweeg. Volgens die kwantum meganika, bestaan daar 'n eindige kans dat die deeltjie die potensiaalwal kan deurdring en sodoende die kern verlaat. Hoe hoër die energie van die gelaaide deeltjie, hoe groter is die kans dat dit die kern sal verlaat. Die kwantum meganika voorspel dat 'n gelaaide deeltjie, as dit eenmaal deur die kern ingevang is en niks anders gebeur nie, dit 'n korter tyd in die kern sal deurbring as wat die klassieke meganika voorspel.

As 'n gelaaide deeltjie eenmaal die kern binnegedring het, kan verskillende prosesse plaasvind, wat almal onder die breë term van kernreaksies saamgevat word.

'n Grootheid wat geblyk het om besonder nuttig te wees by die beskrywing van kernreaksies is die tyd wat 'n invallende deeltjie in die kern deurbring as dit eenmaal in die kern is. Om dit te bereken moet die snelheid van die deeltjie eers bereken word. Die snelheid word deur die volgende uitdrukking gegee:

$$\begin{aligned}
 v &= \sqrt{2(E - V_0)/M} \\
 &= \sqrt{2 \times 32 \times 10^{-6} / 1.6 \times 10^{-24}}
 \end{aligned}$$

$$= 6 \times 10^9 \text{ cm. per sek.}$$

waar  $V_0 = -20 \text{ MeV}$  gestel is. Die tyd wat die deeltjie neem om deur die kern te beweeg kan met die volgende formule bereken word:

$$t = 2r_0/v$$

Vir ligte kerne soos  $^{30}\text{Si}$  word hierdie tyd van die orde van:

$$2 \times 3.729 \times 10^{-13} / 6 \times 10^9 = 1.2 \times 10^{-22} \text{ sek.}$$

Kernreaksies word nou in twee groepe verdeel, naamlik die wat binne ongeveer  $10^{-20}$  sek. plaasvind nadat die deeltjie die kern binnegedring het en die wat eers na sowat  $10^{-18}$  sek. plaasvind. Laasgenoemde reaksie vind dus 100 tot 1000 keer stadiger as eersgenoemde plaas. In die eerste groep wat bekend staan as direkte reaksies beland die invallende deeltjie in die kern en stamp feitlik direk 'n ander deeltjie uit die kern. In die tweede groep, beland die deeltjie in die kern en vorm 'n nuwe kern, die sogenaamde tussenkern, wat dan na  $10^{-18}$  -  $10^{-16}$  sekondes verval deur uitstraling van 'n ander deeltjie.

'n Belangrike verskil tussen hierdie twee ekstreem gevalle volg uit die onsekerheidsbeginsel van Heizenberg, naamlik:

$$\Delta E \Delta t = h/2\pi$$

In die geval van die direkte reaksies is die onsekerhede in die energieë van die betrokke deeltjies,

$$\Delta E \approx 6 \times 10^{-27} / 10^{-20} \times 1.6 \times 10^{-6}$$

$$\approx 400 \text{ keV}$$

terwyl in die geval van die tussenkern-reaksie is die onsekerhede in die energie van die orde:

$$\Delta E \approx 6 \times 10^{-27} / 10^{-18} \times 1.6 \times 10^{-6}$$

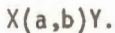
$$\approx 3 \text{ keV}$$

In die geval van direkte wisselwerking is die energie van die betrokke deeltjie dus baie minder skerp gedefinieer as by die tussenkernvorming, waar die reaksie slegs optree indien die invallende deeltjie sekere skerp gedefinieerde energieë het.

'n Reaksie waarby 'n deeltjie a op 'n kern X inval en waarby 'n nuwe kern Y saam met 'n deeltjie b gevorm word, word soos volg aangedui:

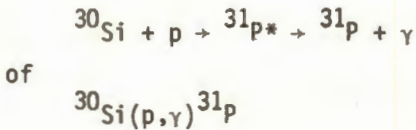


of



Omdat die tussenkernreaksie slegs optree indien die invallende deeltjies skerp gedefinieerde energieë besit en omdat die behoudswette soos die behoud van lading, barione, energie en hoeksmomentum by elke reaksie moet geld, kan die energietoestande van die nuut gevormde kern bepaal word.

In die huidige eksperiment is protone in die kern van  $^{30}\text{Si}$  geskiet. Die  $^{31}\text{P}$ -kern wat gevorm word verkeer in 'n opgewekte toestand en verval na die grondtoestand deur die uitstraal van gammastrale. Die reaksie kan as volg voorgestel word:



Uit die energieë van die gammastrale kan die verskillende energietoestande van die fosfor-kern bepaal word.

## 1.2 Motivering van eksperiment

In die verlede is die  $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ -reaksie al deur verskillende navorsingsgroepe ondersoek onder andere Broude e.a. (Br 58), Harris e.a. (Ha 62 en Ha 66), van Rinsvelt (Ri 64), Bormann e.a. (Bo 68) en Wolff e.a. (Wo 68). Die resonansies onder 1 MeV is egter nog net deur Wolff e.a. (Wo 68) volledig ondersoek.

Die motivering van hierdie eksperiment was om met behulp van 'n groter detektor die verkreeë resultate met die van vorige navorsingsgroepe te ondersoek en om nuwe inligting in te win. Daar kan net genoem word dat Wolff e.a. (Wo 68) gebruik gemaak het van 'n  $20 \text{ cm}^3 \text{ Ge(Li)}$  detektor terwyl die huidige eksperiment uitgevoer is met 'n  $40 \text{ cm}^3 \text{ Ge(Li)}$  detektor. Dit het meegebring dat die statistieke tien maal groter was as van te vore.

Aangesien 1.1 MeV die maksimum energie is wat die Cockcroft-Walton-versneller kan gee is 10 van die  $55^0$ -spektra op Potchefstroom ge-

skiet terwyl 9 met behulp van die Van der Graaff-versneller van die Raad op Atoomkrag op Pelindaba geskiet is. Die 19 spektra is geanaliseer en daaruit kon die vervalskemas van die resonansvlakke asook die vertakkingsverhoudings van die gebonde toestande verkry word.

Dopplerverskuiwing metings is by ses resonansies uitgevoer en daaruit het die leeftye van die volgende vlakke gevolg: 1.27; 2.23; 3.13; 3.29; 3.41; 3.51; 4.19; 4.43; 4.59; 4.63; 4.78; 5.01 en 5.67 MeV.

Die resonanskromme onder 1.1 MeV is uitgemeet en verskyn in fig. 2. Vir die resonansies bo 1.1 MeV is gebruik gemaak van die resonanskromme soos weergegee deur van Rinsvelt (Ri 64).

## H O O F S T U K 2

APPARAAT EN EKSPERIMENTELE BESONDERHEDE2.1 Inleiding

'n Gedeelte van die werk, naamlik die resonansies vir protonenergieë kleiner as 1.0 MeV is bestudeer met die Cockcroft-Walton-versneller van P.U. vir C.H.O. terwyl die resonansies bo 1.0 MeV bestudeer is met die Van der Graaff van die R.A.K. op Pelindaba. Verder is gebruik gemaak van drie  $40 \text{ cm}^3$  Ge(Li) detektore - een op Potchefstroom en twee op Pelindaba.

'n 4000-Kanaalanaliseerder is gebruik om die gammaspektra van resonansies en leeftydsmetings op te neem. Die data in die analiseerder is op twee maniere onttrek:

2.1.1 in grafiekvorm deur middel van 'n Ommigraphic stipper;

2.1.2 dit is ook op ponsband geplaas sodat die gegewens in die rekenaar gestoor en verwerk kan word.

2.2 Skywe en skyfkamers

Vir 'n volledige beskrywing en skematiese voorstelling van die skyfkamer wat in hierdie eksperiment gebruik is, word na die proefskrif van N.S. Wolmerans (Wo 69a) verwys.

Daar is van twee soorte skywe in hierdie eksperiment gebruik gemaak.

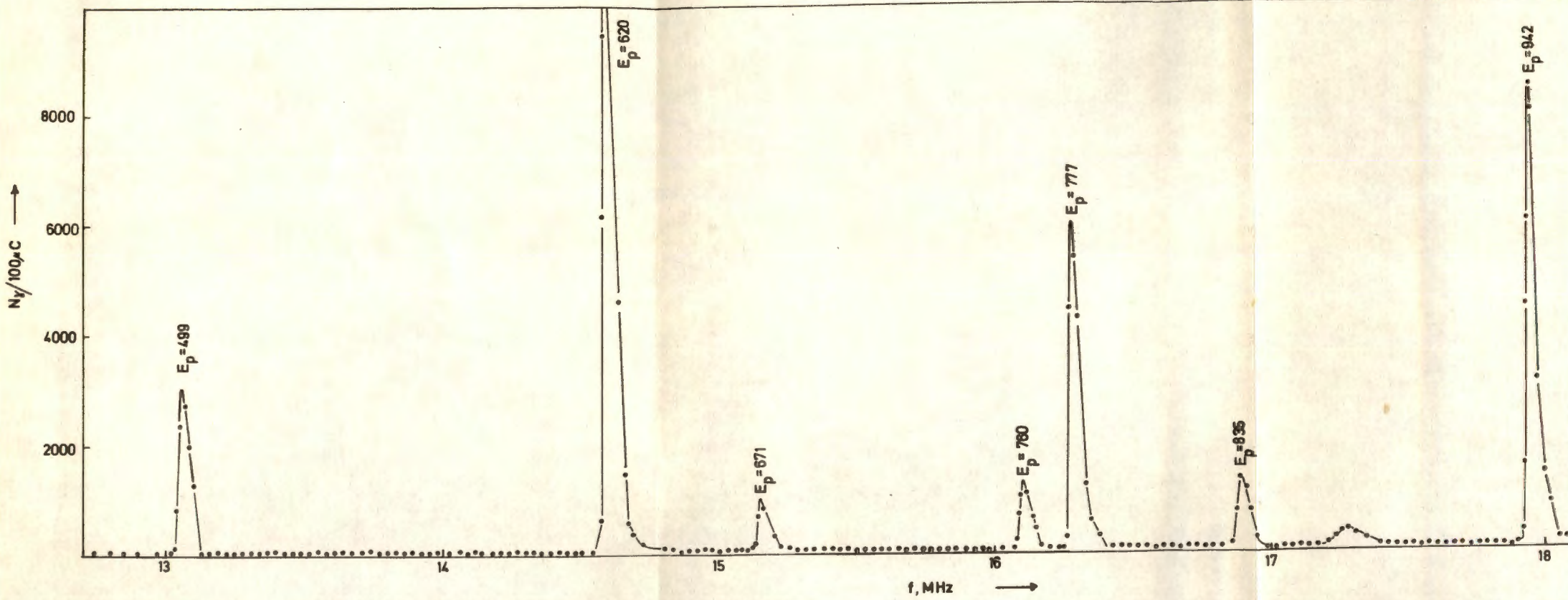


FIG 2 RESONANSKROMME VAN DIE REAKSIE  $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$  VIR  $E_p < 1\text{MeV}$

Die eerste soort was reeds gebruikte skywe wat deur A.E.R.E., Harwell, Engeland vervaardig is en die tweede soort is hier plaaslik vervaardig.

Vir die vervaardiging is  $^{30}\text{SiO}_2$  gebruik, wat in vakuum by 'n baie hoë temperatuur op 'n tantaalplaatjie afgedamp is. Afhangende van die tipe meting wat uitgevoer is, is die dikte van die silikonlaag verander. Vir Dopplerverskuiwing metings is daar 20 mg afgedamp terwyl vir die  $55^\circ$ -spektra metings is 6 mg afgedamp.

### 2.3 Eksperimentele opstelling

Die opstelling van die apparaat soos op Potchefstroom sal nou kortliks bespreek word. (Die eksperimentele opstelling word in fig. 3 getoon.)

Die opstelling en werking van die Cockcroft-Walton-versneller word volledig bespreek in die verhandeling van J.H. Venter (Ve 67).

Twee detektore is gelyktydig gebruik by die bepaling van gamma-spektra, naamlik 'n 40 c.c Princeton Ge(Li)-detektor en 'n 10 cm. x 10 cm. NaI-detektor.

Vir die bepaling van die gamma-spektra van resonansies en gebonde toestande, is die Ge(Li)-detektor ongeveer 10 cm. vanaf die skyf (vir swak resonansies heelwat nader) op 'n hoek van  $55^\circ$  ten opsigte van die protonbundel geplaas. Die gammastrale wat deur die detektor opgeneem is, is deur 'n 4000-kanaal analiseerder geanaliseer.

Die NaI-detektor is gebruik om die resonanskromme van die  $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ -reaksie uit te meet en om die akkurate posisie van 'n resonansie te bepaal wanneer 'n gammaspektrum opgeneem word.

Om die temperatuureffekte van die elektronika uit te skakel, is die temperatuur van die kamer waarin die eksperiment uitgevoer is, konstant op  $20^{\circ}\text{C}$  gehou.

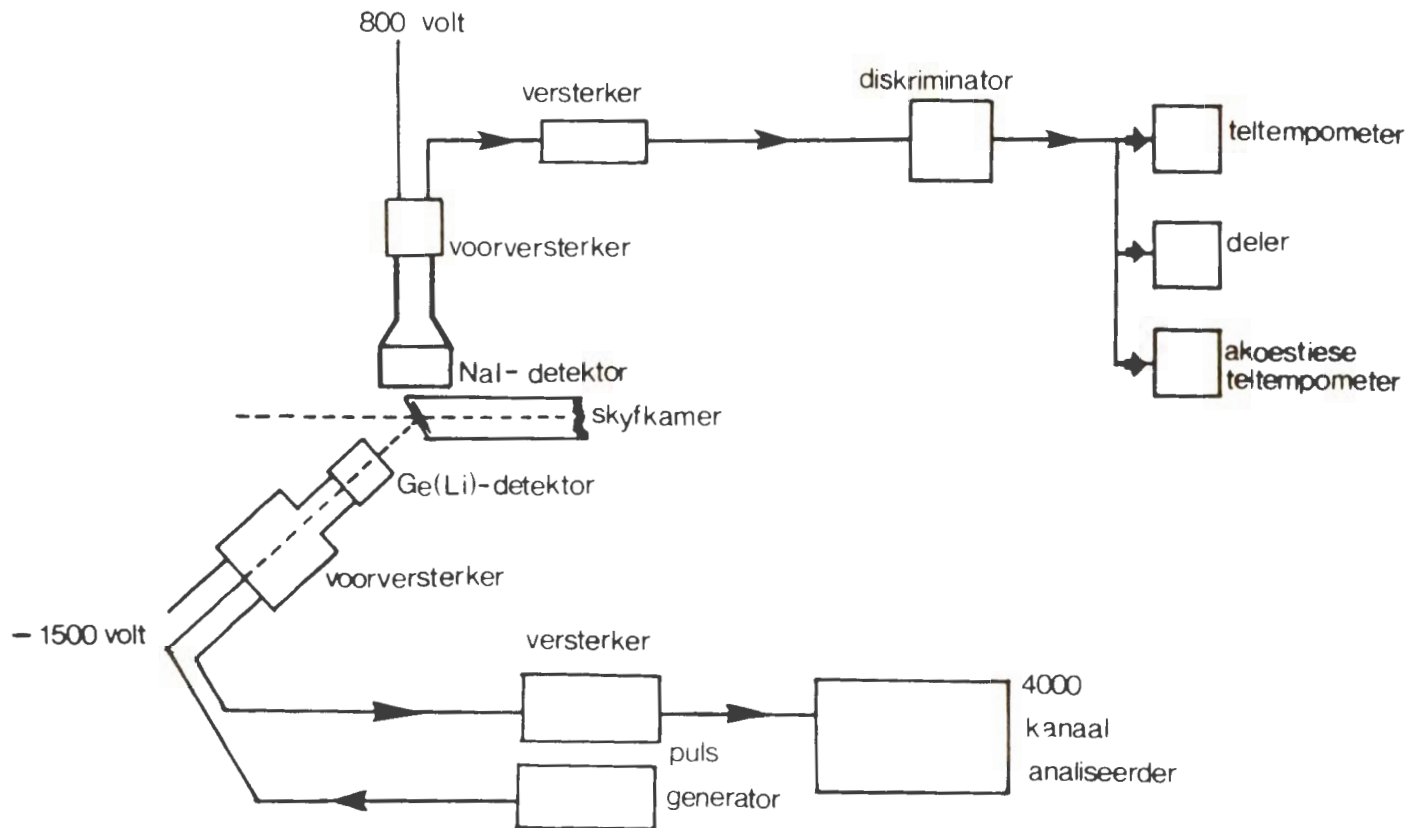


FIG.3 EKSPERIMENTELE OPSTELLING

## H O O F S T U K III

GAMMAVERVAL VAN RESONANSIES EN GEBONDE TOESTANDE3.1 Inleiding

Die hoë oplosvermoë van die Ge(Li)-detektor en die reeds bekende energieë van die energietoestande in die fosforkern, het meegehelp om 'n volledige studie te kon maak van die gammaverval van die resonansvlakke en die gebonde toestande.

Nadat die gammaspektrum van die resonansies opgeneem is en die inligting uit die analiseerder verkry is, is die energie van die gammastrale as volg bereken:

Die inligting vanaf die analiseerder soos op 'n band uitgepons, word in die rekenaar ingelees waar dit op 'n skyf gestoor word. Benaderde posisies van die pieke soos dit op die spektrum verskyn, word verkry en met behulp van 'n rekenaarprogram verwerk om die akkurate piekposisies en die oppervlakte van elke piek te bereken.

Met behulp van die Q-waarde soos deur Wolff e.a. (Wo 68) bereken en die energieë van die vlakke wat sterk gevoed word, is daar 'n energieyking opgestel. 'n Veelterm van die vorm:

$$E = a_0 + a_1k + a_2k^2 + \dots$$

is deur middel van 'n rekenprogram deur die verskillende punte (E,k) gepas. Nadat die energieyking gedoen is, word die energie

van elke piek in die spektrum deur die rekenaar bereken. Die energie van elke piek word bereken asof die piek 'n paar-, enkel-, of fotopiek is. Verder word korreksies aangebring vir terugskop en doppler effekte.

Nadat alle moontlike pieke in die spektrum geïdentifiseer is, word die oppervlaktes van die pieke omgerekend na intensiteite. Hiervoor word gebruik gemaak van die doeltreffendheidskromme van die detektor. Die verskillende doeltreffendheidskrommes is gebruik, een vir elk van die drie verskillende detektore. Die kromme van die detektor wat op Potchefstroom gebruik is verskyn in fig. 4.

Binne statistiese fluktuasies behoort die intensiteite van die paar-, enkel- en fotopiek van 'n oorgang ooreen te stem. Om die intensiteit van 'n spesifieke oorgang te bereken word die geweegde gemiddelde bereken indien die oorgang meer as een piek het (in die lae energiegebied is slegs die fotopiek sigbaar). Die volgende formule is daarvoor gebruik:

$$\bar{x} = \frac{\sum g_i x_i}{\sum g_i}$$

met

$$g_i = 1/(\Delta x_i)^2$$

### 3.2 Gammaverval van resonansies

Aangesien Wolff e.a. (Wo 68) 'n volledige studie gemaak het van die resonansvervalle met  $E_p \geq 499$  keV is die resonansvervalle van hierdie werk daarmee vergelyk. In die algemeen is daar 'n goeie ooreenstemming gevind, behalwe dat daar meer gebonde toestande vanaf

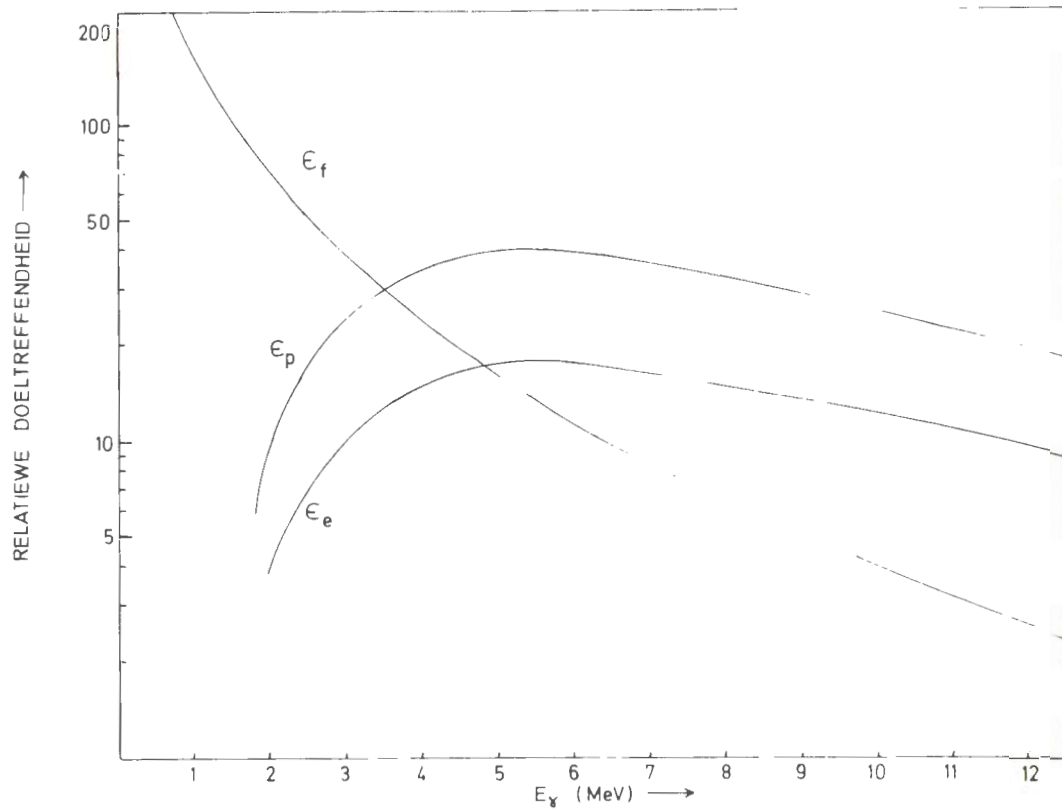


fig. 4 DIE DOELTREFFENHEIDSKROMME VAN DIE 40cc Ge(Li)-DETEKTOR  
WAT OP POTCHEFSTROOM GEBRUIK IS

die resonansvlakke gevoed is. Dit kan toegeskryf word aan 'n dektektor met 'n beter oplosvermoë. Die meeste van hierdie nuwe vervalle was egter baie swak en vereis nie verdere bespreking nie. 'n Bespreking sal nou gewy word aan die resonansies waar nuwe inligting te voorskyn getree het. Die persentasie vervalte vanaf die resonansvlakke verskyn in tabel 1.

### 3.2.1 $E_p = 777, 1301 \text{ keV}$

By albei hierdie resonansies is 'n  $\gamma$ -straal waargeneem wat aanleiding gee tot die voeding van 'n vlak wat nog nie voorheen in die literatuur aangeteken is nie. Die verval van hierdie vlak na die grondtoestand is twee keer waargeneem en dus is die  $r \rightarrow 7.21 \rightarrow 0$ -kaskade moontlik (raadpleeg tabel 2).

### 3.2.2 $E_p = 835, 942, 959 \text{ keV}$

By die  $E_p = 835 \text{ keV}$  resonansie is die  $r \rightarrow 4.78$  oorgang soos deur Wolff e.a. (Wo 68) gerapporteer, nie waargeneem nie. Daar is egter ses nuwe vervalle vanaf die resonansvlak waargeneem.

By die  $E_p = 835, 942, 959 \text{ keV}$  resonansies is vervalte gesien wat moontlik geïnterpreteer kan word as oorgange na die  $5.02 \text{ MeV}$ -vlak. Volgens Wolff e.a. (Wo 68) is die  $5.01 \text{ MeV}$ -vlak 'n doublet wat deur hulle waargeneem is by die  $E_p = 1490$  en  $1992 \text{ keV}$  resonansie.

By die resonansie  $E_p = 959 \text{ keV}$  met 'n sterkte van  $S = 0.23 \text{ eV}$  word die  $r \rightarrow 0$ -oorgang waargeneem, wat 'n  $7/2 \rightarrow 1/2^+$  oorgang is. Met behulp van Weisskopfskattings is 'n onewe pariteit vir die resonansvlak bepaal.

### 3.2.3 $E_p = 1175$ keV

By hierdie resonansie met 'n sterkte van  $S = 0.29$  eV is die voeding na die grondtoestand 'n  $7/2 \rightarrow 1/2^+$  oorgang. Deur gebruik te maak van Weisskopf-skattings is 'n onewe pariteit aan hierdie resonansvlak toegeken (raadpleeg Hoofstuk 5).

### 3.2.4 $E_p = 1213$ keV

Wolff e.a. (Wo 68) rapporteer 'n 2% oorgang na die 6.84 MeV-vlak wat nie in hierdie werk waargeneem is nie. Nuwe vervalte met intensiteite van 0.7%, 0.9% en 2.0% is respektiewelik na die grondtoestand, 2.23 MeV-vlak en die 4.59 MeV-vlak waargeneem.

## 3.3 Gammaverval van die gebonde toestande

Die gammaverval van 32 gebonde toestande in die  $^{31}\text{P}$ -kern, is in hierdie eksperiment bestudeer. Behalwe vir drie gebonde toestande naamlik  $E_x = 5.77, 6.23$  en  $6.93$  MeV is die vertakkingsverhoudings van elke gebonde toestand die gemiddelde waarde verkry by verskillende resonansies. In sommige gevalle kon slegs 'n gedeelte van die verval van 'n gebonde toestand bepaal word. Die rede hiervoor kan hoofsaaklik aan twee faktore toegeskryf word:

- (1) die pieke wat die res van die verval verteenwoordig is waarskynlik baie swak en val saam met pieke wat gewoonlik sterk is byvoorbeeld  $1.27 \rightarrow 0$  en  $2.23 \rightarrow 0$ ;
- (2) hierdie pieke kan ook deur die agtergrond verdrink word - veral as hulle swak is.

TABEL 1

GAMMAVERVAL VAN  $^{30}\text{Si}(\text{p},\cdot)^{31}\text{P}$ -RESONANSIES IN DIE ENERGIEGEBIED  $E_p \leq 1371 \text{ keV}$ 

Resonansies			Gammaverval na $E_x$ (MeV) in $^{31}\text{P}$ in persentasie													Ander vlakke		
$E_p$ keV	$E_x$ keV	$J^\pi$	0 1/2 <sup>+</sup>	1.27 3/2 <sup>+</sup>	2.23 5/2 <sup>+</sup>	3.13 1/2 <sup>+</sup>	3.29 5/2 <sup>+</sup>	3.41 7/2 <sup>+</sup>	3.51 3/2 <sup>+</sup>	4.19 5/2 <sup>+</sup>	4.26 3/2 <sup>+</sup>	4.43 7/2 <sup>-</sup>	4.59 3/2 <sup>+</sup>	4.63 (5/2,7/2) <sup>+</sup>	4.78 5/2 <sup>+</sup>	5.01 3/2 <sup>-</sup>	$E_y$ ( )	
499	7780	3/2 <sup>-</sup>	52	27	4.5	11	0.5				0.5					2	2	5.12(0.5)
620	7898	1/2	95	1		0.5			0.5								3	
671	7946	3/2	20	20		4	4		14	25					2		11	
760	8033	5/2	2	18	4		4	8	21	25	2	2	3	3		4	1	5.53(3)
777	8050	3/2	68	1.5	2	3	2		10	5			2				4	5.56(0.5), 5.67(2), 5.91(0.9), 7.21(0.5)
835	8105	5/2	1	67	1	0.6	5		2	10	3						**0.6	5.56(0.5), 5.67(0.5), 5.91(0.9), 5.99(0.8), 6.23(6)
942	8209	3/2	65	21	8	0.2	1.6		1	0.5	0.4			1.2		0.9	**0.1	5.25(0.8), 6.38(0.4)
959	8225	7/2 <sup>(-)*</sup>	4	1.5			51			3			0.9			12	**0.6	5.12(3), 5.53(1), 5.89(1), 6.40 (17), 6.84(2)
978	8244	5/2 <sup>-</sup>	0.7	0.8	1		0.8	10	0.6	2	1	54	0.4			0.9		5.25(0.2), 5.56(0.6), 5.67(2), 6.51(3), 6.84(1), 6.91(1)
983	8248	3/2	70	3	8	9			0.4	0.3		0.4					4	5.25(0.5), 5.67(0.7), 5.91(1), 6.59(1), 6.61(1), 6.91(0.4), 7.14(0.3)
1095	8356	5/2	0.6	43	2		10	0.9	4	0.9	1	1	16			2	0.6	5.56(2), 5.67(2), 5.99(2), 6.38 (1), 6.40(5), 6.61(1), 6.84(2), 6.93(3)
1175	8435	7/2 <sup>-*</sup>	1.0		42		29	2		4		2		4				5.89(1), 6.40(10), 6.59(5)
1203	8462	5/2 <sup>(+)</sup>	0.2	4	26	1	28	0.7	10	0.8	24		0.8	4				5.12(0.5)
1213	8471	5/2	1	28	1		17	3	21	4	2	4	2				4	5.67(5), 6.59(9)
1289	8544	1/2 <sup>-</sup>	1	10		52					3		2				32	
1298	8553	1/2 <sup>+</sup>	1	83		0.9	0.6		5		0.9		0.6				3	5.25(0.4), 5.56(4), 5.99(0.6)
1301	8556	3/2 <sup>-</sup>	33	15	22	9	1		1	0.7		0.6				0		5.12(0.9), 5.25(2), 5.56(0.5), 5.67(1), 5.89(0.7), 6.53(2), 6.59(0.8), 6.61(0.5), 7.14(0.4), 7.21(0.9)
1322	8576	5/2 <sup>+</sup>	0.6	36	8		1	2	28	4	9							5.57(4), 5.67(0.6), 5.91(0.7), 6.09(1), 6.23(0.5)
1331	8585	5/2	32	14	0.3				13				2.6				4	5.12(0.2), 6.40(1), 6.61(1), 6.91(1)

\*Uit hierdie werk.

\*\*Moontlik na die 5.02 MeV vlak.

By hierdie gevalle is daar gesoek na die ontbrekende vervalle en sodoende is bogrense bepaal wat 'n aanduiding gee of sodanige vervalle bestaan of nie.

Een nuwe gebonde toestand met  $E_x = 7214 \pm 2$  is uit hierdie werk verkry (raadpleeg tabel 2).

Oor die algemeen stem die huidige resultate goed ooreen met die van vorige navorsingsgroepe. Daar is egter sommige vlakke wat verdere bespreking vereis. Die persentasie vervalle van die gebonde toestande verskyn in tabel 3.

### 3.3.1 Die $E_x = 3.13$ MeV-vlak

Hierdie vlak verval met 'n intensiteit van 96% na die grondtoestand en 4% na die eerste opgewekte toestand. Broude e.a. (Br 58) en Harris e.a. (Ha 62) het met NaI detektore 'n 100%  $3.13 \rightarrow 0$  oorgang gevind en 'n bogrens van <5% na die eerste opgewekte toestand. Wolff e.a. (Wo 68) het met 'n  $20 \text{ cm}^3$  Ge(Li) detektor ook slegs die  $3.13 \rightarrow 0$  verval waargeneem.

### 3.3.2 Die $E_x = 3.29$ MeV-vlak

Hierdie vlak verval na die grondtoestand, eerste en tweede opgewekte toestande met intensiteite van 1%, 81% en 18% respektiewelik. Die verval na die grondtoestand is in 1962 deur Harris e.a. (Ha 62) gevind met 'n intensiteit van 10%. In 1966 rapporteer Harris e.a. (Ha 66) 'n  $3.29 \rightarrow 0$  oorgang met 'n intensiteit van 0.8%. Wolff e.a. (Wo 68) vind geen oorgang na die grondtoestand nie. Aangesien die verval na die grondtoestand baie swak is en by slegs

een resonansie naamlik  $E_p = 1203$  keV waargeneem is, heers daar 'n groot mate van onsekerheid of dit wel bestaan.

### 3.3.3 Die $E_x = 3.51$ MeV-vlak

Die 3.51 MeV-vlak verval met 'n 68% oorgang na die grondtoestand maar daar is ook 1.27 en 2.23 MeV  $\gamma$ -strale wat moontlik die  $3.51 \rightarrow 2.23$  en die  $3.51 \rightarrow 1.27$  vervalte respektiewelik kan wees. Harris e.a. (Ha 66) het bepaal dat die 3.51 MeV-vlak na die grondtoestand, eerste en tweede opgewekte toestande verval met intensiteite van 64%, 20% en 16% respektiewelik. Wolff e.a. (Wo 68) het intensiteite van 62%, 38% en <6% gevind wat respektiewelik na die reeds genoemde drie vlakke verval.

In die huidige werk is vertakkingsverhoudings van 68%, 32% en <5% gevind vir die verval van  $3.51 \rightarrow 0$ ,  $3.51 \rightarrow 1.27$ ,  $3.51 \rightarrow 2.23$  wat goed ooreenstem met die werk van Wolf e.a. (Wo 68).

'n Bespreking sal nou gewy word aan die metode wat gebruik is om die bogenoemde vertakkingsverhoudings van die  $E_x = 3.51$  MeV-vlak te bereken.

'n Skematiese voorstelling van die voedings van die  $E_x = 3.51$ , 2.23 en 1.27 MeV vlakke en die vervalte van die  $E_x = 3.51$  MeV-vlak word in fig. 5 gegee.  $I_1$  is die intensiteit van die primêre voeding van die  $E_x = 3.51$  MeV-vlak,  $I_2$  is die som van die intensiteite van  $3.51 \rightarrow 1.27$  en  $2.23 \rightarrow 0$  vervalte,  $I_3$  is die som van die intensiteite van die  $3.51 \rightarrow 2.23$  en die  $1.27 \rightarrow 0$  vervalte,  $I_4$  is die intensiteit waarmee die  $E_x = 1.27$  MeV-vlak gevoed word en  $I_5$  is die intensiteit waarmee die  $E_x = 2.23$  MeV-vlak gevoed word.  $p_1$ ,  $p_2$  en

TABEL 2

GEMIDDELDE ENERGIEWAARDE VAN DIE GEBONDE TOESTAND  $E_x = 7.21$  MeV

Resonansie $E_p$ (keV)	Verval	Energie keV	Gemiddelde energie keV
777	$r \rightarrow 7.21$	7217	7214 $\pm$ 2*
	$7.21 \rightarrow 0$	7215	
1301	$r \rightarrow 7.21$	7212	
	$7.21 \rightarrow 0$	7212	

\*Standaardafwyking

TABEL 3  
 GAMMAVERVAL VAN GEBONDE TOESTANDE VAN  $^{31}\text{P}$

Gebonde toestande in $^{31}\text{P}$		Verval na vlak met energie $E_x$ (MeV)										Ander vlakke
$E_x$ , MeV	$J^\pi$	0	1.27	2.23	3.13	3.29	3.41	3.51	4.19	4.26	4.43	
		$1/2^+$	$3/2^+$	$5/2^+$	$1/2^+$	$5/2^+$	$7/2^+$	$3/2^+$	$5/2^+$	$3/2^+$	$7/2^-$	
1.27	$3/2^+$	100										
2.23	$5/2^+$	100	<0.5									
3.13	$1/2^+$	96±1	4±1	<0.2								
3.29	$5/2^+$	1.0±0.5	81±2	18±2								
3.41	$7/2^+$	<3	100									
3.51	$3/2^+$	68±5	32±5	<5								
4.19	$5/2^+$	<5	75±2	25±2				<0.4				
4.26	$3/2^+$	75±2	25±2		<1	<0.4						
4.43	$7/2^-$		2±1	56±2	<1	39±2	3±1					
4.59	$3/2^+$	27±3	55±3	18±3			2	-0.5	<1			
4.63	$7/2^+(5/2^+)$	<10		25±4	<10	32±2	43±3	-5				
4.78	$5/2^+$	42±3	5±3	31±3	<2	22±3	4					
5.01	$3/2^-$	62±2	33±2	<1		3±2	-1	2-1				
5.12	(5/2)		65±20	35±20								
5.25	$1/2^+$	65±10					<3	-3				-3 35% onbekend
5.53	$7/2(5/2^+)$	<5		30±5			30±5					-3 40% onbekend
5.56	$3/2^+$	92±10		8±10								
5.67	$5/2$	2±1	76±4	12±4	<1	-1	10±3				<1	
5.77	(5/2, 7/2 <sup>+</sup> )	<6		12±5	-10		70±10	-5				4.63(-5±1)18% onbekend
5.89	(3/2 <sup>+</sup> , 5/2, 7/2 <sup>-</sup> ) <sup>*</sup>			100								
5.99	$3/2^-$	<25	<20	90±10	<15							10% onbekend
6.23		6±3		30±5	<5		40±5					24% onbekend
6.38	$3/2^+, I=3/2$	<30		85±10								15% onbekend
6.40	$7/2$	<2		6±3	<1		2±1					85 7% onbekend
6.50	(1/2, 3/2)	77±10	23±10		<5	-5						
6.59	$5/2^-$	<5	49±5			-7		-3				
6.61	$3/2^-$	17±5	28±5	<3			-3	-5	6±2	16±5		31% onbekend
6.84	$5/2^-$			65±10		35±10						5.01(39±5), 10% onbekend
6.91	$3/2^-$	75±10	<10	25±10								
6.93	$5/2^+$	<10	<15	85±10						15±10		
7.14	$1/2^+$	100										
7.21	$5/2^*$	70±20										30% onbekend

\*Uit die huidige werk.

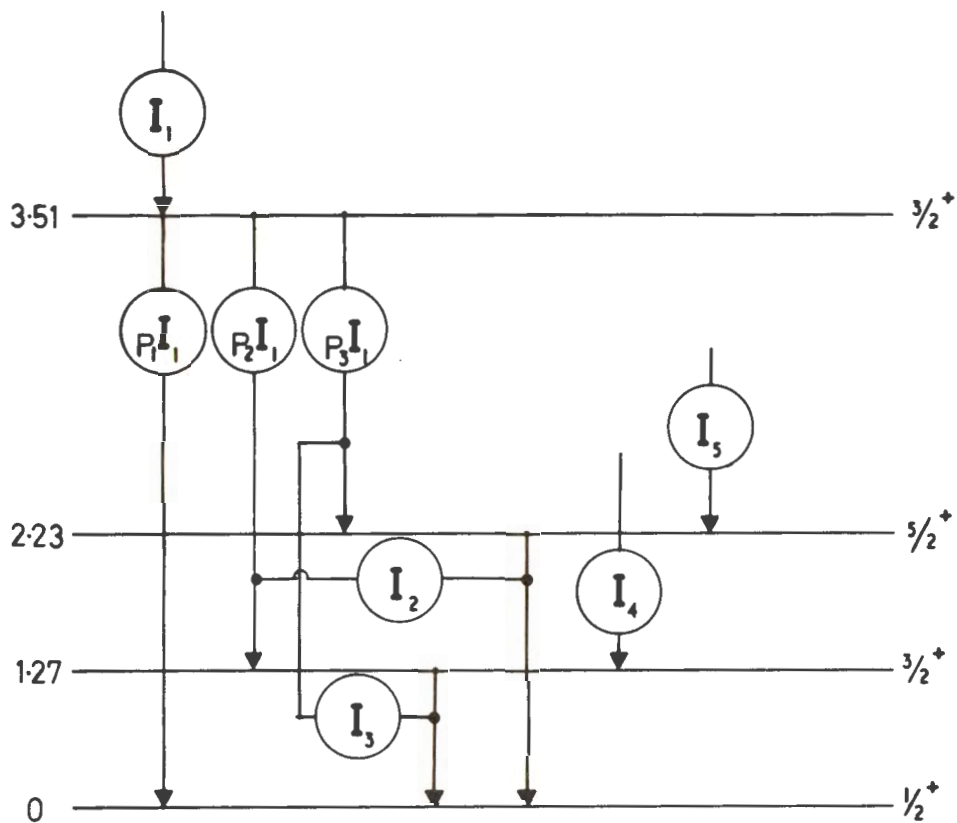


Fig.5 VERVALLE VAN DIE  $E_x=3.51$  MeV-VLAK

$p_3$  gee telkens die breukdeel waarmee die  $E_x = 3.51$ -vlak verval na die grondtoestand, eerste en tweede opgewekte toestande respektiewelik.

Die intensiteite, soos hierbo genoem, wat gebruik is om die vertakingsverhoudings van die  $E_x = 3.51$ -vlak te bereken is verkry uit die  $E_p = 671, 760, 777, 1203, 1213, 1322$  en  $1331$  keV resonansies.

Aangesien die oorgang  $3.51 \rightarrow 0$  oop lê kon die waarde van  $p_1$  op 'n direkte wyse bepaal word uit die volgende verband:

$$\begin{aligned} p_1 &= I_{3.51 \rightarrow 0} / I_1 \\ &= 0.68 \pm 0.05 \end{aligned}$$

Omdat  $p_1 + p_2 + p_3 = 1$  moet wees volg dat

$$p_2 + p_3 = 0.32 \quad (1)$$

Uit die verskillende vervalte soos op die skematiese voorstelling aangedui, is die volgende vergelykings opgestel:

$$p_2 I_1 = I_2 - I_5 \quad (2)$$

en

$$p_3 I_1 = I_3 - I_4 \quad (3)$$

Om die waardes van  $p_2$  en  $p_3$  uit (2) en (3) te bereken, sodat (1) bevredig word, is van Lagrange se metode gebruik gemaak.

$$Q^2 = [p_2 - (I_2 - I_5)/I_1] + [p_3 - (I_3 - I_4)/I_1] + \lambda(0.32 - p_2 - p_3)$$

$$\partial Q^2 / \partial p_2 = 2[p_2 - (I_2 - I_5)/I_1] - \lambda = 0 \quad (4)$$

$$\partial Q^2 / \partial p_3 = 2[p_3 - (I_3 - I_4)/I_1] - \lambda = 0 \quad (5)$$

$$\partial Q^2 / \partial \lambda = 0.32 - p_2 - p_3 = 0 \quad (6)$$

Vergelykings 4 en 5 gee:

$$2[p_2 + p_3 - (I_2 - I_5 + I_3 - I_4)/I_1] - 2\lambda = 0$$

Substitusie van  $p_2 + p_3$  uit (6) lewer

$$0.32 - (I_2 + I_3 - I_4 - I_5)/I_1 = \lambda$$

$$\lambda = (0.32 - \alpha)$$

waar

$$\alpha = (I_2 + I_3 - I_4 - I_5)/I_1$$

Uit (4) en (5) volg verder dat

$$p_2 = \lambda/2 + (I_2 - I_5)/I_1$$

en

$$p_3 = \lambda/2 + (I_3 - I_4)/I_1$$

Nadat  $p_3$  vir elke resonansie afsonderlik bereken is, is die gemiddelde waarde bereken asook die standaard fout.

Die resultaat was:

$$\bar{p}_3 = -0.07 \pm 0.08$$

Gevolglik as al die resultate saamgeneem word, word die bogrens geneem as 5%.

Dus:

$$p_3 < 5\%$$

Uit bostaande blyk dat die 3.51 → 2.23 oorgang haas nie bestaan nie en dus kon  $p_2$  uit die volgende verband bereken word:

$$p_1 + p_2 = 1$$

$$\therefore p_2 = (1 - 0.68 \pm 0.05)$$

$$= 0.32 \pm 0.05.$$

#### 3.3.4 Die $E_x = 4.43$ MeV-vlak

Die 4.43 → 1.27 verval is nog nie voorheen deur ander navorsings-groepe gesien nie. Hierdie verval is by twee resonansies, naamlik  $E_p = 978$  keV en  $E_p = 1095$  keV waargeneem en daar kan met sekerheid aangeneem word dat dit wel bestaan.

#### 3.3.5 Die $E_x = 5.01$ MeV-vlak

By die resonansies  $E_p = 1289$  keV en  $E_p = 1301$  keV is twee nuwe oorgange van hierdie vlak waargeneem, naamlik die 5.01 → 3.29 met 'n intensiteit van 3% en die 5.01 → 3.51 met 'n intensiteit van 2%.

### 3.3.6 Die $E_x = 5.12$ MeV-vlak

Volgens die werk van Wolff e.a. (Wo 68) verval die 5.12 MeV-vlak na die eerste en tweede opgewekte toestande met intensiteite van 40% en 20% respektiewelik. Daar is dus nog 40% van die verval onbekend.

Die verval na die eerste en tweede opgewekte toestande is ook in die huidige werk aangetref en wel met intensiteite van 65% en 35% wat die totale verval van die vlak verteenwoordig. Dit is in goeie ooreenstemming met die resultate van Willmes e.a. (Wi 67) wat verval met intensiteite van 67% en 33% na dieselfde twee vlakke gevind het.

### 3.3.7 Die $E_x = 5.67$ MeV-vlak

Die  $E_x = 5.67$  MeV-vlak verval na die volgende laerliggende gebonde toestande; die grondtoestand, 1.27, 2.23 en 3.41 met intensiteite van 2%, 76%, 12% en 10% respektiewelik. Willmes e.a. (Wi 67) rapporteer 'n 100% oorgang na die 1.27 MeV-vlak terwyl Wolff e.a. (Wo 68) ook die verval na die 1.27, 2.23 en 3.41 MeV-vlakke vind met die verskil dat hulle ook nog 'n verval na die 4.43 MeV-vlak waarneem, in plaas van 'n verval na die grondtoestand soos in die huidige eksperiment.

### 3.3.8 Die 5.99 MeV-vlak

Wolff e.a. (Wo 68) vind 'n  $20 \pm 15\%$  oorgang na die 5.12 MeV-vlak wat egter nie in hierdie eksperiment waargeneem is nie. Die ander verval wat hulle waarneem, naamlik na die 2.23 MeV-vlak stem goed ooreen met die huidige resultate.

### 3.3.9 Die $E_x = 6.23$ MeV-vlak

Net soos in die werk van Wolff e.a. (Wo 68) is hierdie vlak slegs by een resonansie gevoed. Wolff e.a. neem 'n oorgang waar met 'n intensiteit van 40% na die 3.41 MeV-vlak. 60% van die verval van die vlak is dus nog onbekend. In die huidige werk is daar ook 'n oorgang na die 3.41 MeV-vlak waargeneem met 'n intensiteit van 40%, plus nog twee oorgange, naamlik na die grondtoestand en tweede opgewekte toestand, met intensiteite van 6% en 30% respektiewelik. Slegs 24% van die verval vanaf die 6.23 MeV-vlak is nog onbekend.

### 3.3.10 Die $E_x = 6.50$ MeV-vlak

By resonansies  $E_p = 983$  keV en  $E_p = 1301$  keV verval hierdie vlak na die grondtoestand en eerste opgewekte toestand met intensiteite van 77% en 23% respektiewelik. Volgens die werk van Wolff e.a. (Wo 68) is 40% van hierdie vlak nog onbekend, aangesien hulle slegs die  $6.50 \rightarrow 0$  oorgang met 'n intensiteit van 60% waargeneem het.

### 3.3.11 Die $E_x = 6.59$ MeV-vlak

Twee vervalte is by hierdie vlak waargeneem wat nog nie deur vorige navorsingsgroepe aangeteken is nie, naamlik die  $6.59 \rightarrow 4.26$  en  $6.59 \rightarrow 4.43$  oorgange. Beide hierdie vervalte is by die resonansies  $E_p = 983$  keV,  $E_p = 1175$  keV en  $E_p = 1213$  keV waargeneem.

### 3.3.12 Die $E_x = 6.61$ MeV-vlak

Die  $6.61 \rightarrow 4.63$  oorgang met 'n intensiteit van 41% wat deur Wolff e.a. (Wo 68) gerapporteer is, is egter nie in hierdie eksperiment waargeneem nie. By die  $E_p = 1331$  keV resonansie waar die 6.61 MeV-

vlak op sy sterkste gevoed is, is gevind dat as die  $6.61 \rightarrow 4.63$  oorgang wel bestaan, dan sal sy fotopiek saamval met die fotopiek van die  $r \rightarrow 6.61$  oorgang en die enkelpeik van die  $r \rightarrow 6.10$  oorgang. 'n Deeglike ondersoek na die intensiteite van die verskillende oorgange het getoon dat daar geen aanduiding van die  $6.61 \rightarrow 4.63$  oorgang is nie.

Twee addisionele oorgange vir hierdie vlak is waargeneem, naamlik die  $6.61 \rightarrow 1.27$  en die  $6.61 \rightarrow 4.19$ . Eersgenoemde verval is by resonansies  $E_p = 978$  keV,  $E_p = 983$  keV en  $E_p = 1331$  keV waargeneem terwyl laasgenoemde verval by resonansies  $E_p = 983$  keV en  $E_p = 1331$  keV waargeneem is.

### 3.3.13 Die $E_x = 6.84$ MeV-vlak

Die vertakkingsverhouding van hierdie vlak soos in die huidige eksperiment waargeneem, verskil totaal van die resultate van Wolff e.a. (Wo 68).

Waar Wolff e.a. (Wo 68) 'n 100% oorgang na die 4.19 MeV-vlak gevind het, is in hierdie werk by resonansies  $E_p = 959$  keV en  $E_p = 1095$  keV oorgange na die 2.23 MeV-vlak en die 3.29 MeV-vlak gevind met intensiteite van 65% en 35% respektiewelik.

### 3.3.14 Die $E_x = 6.91$ MeV-vlak

In die verlede was 40% van hierdie vlak onbekend, maar kan egter nou verklaar word deur 'n oorgang na die 2.23 MeV-vlak wat vir die eerste maal waargeneem is.

### 3.3.15 Die $E_x = 7.21$ MeV-vlak

By elk van twee resonansies, naamlik die  $E_p = 777$  keV en die  $E_p = 1301$  keV resonansies is 'n gammastraal waargeneem, wat geïnterpreteer kan word as die voeding van die 7.21 MeV-vlak en 'n gammastraal wat geïnterpreteer kan word as die  $7.21 \rightarrow 0$  oorgang. Uit hierdie gegewens is daar tot die gevolgtrekking gekom dat die 7.21 MeV-vlak 'n nuwe gebonde toestand moet wees. Die energie van hierdie vlak is verkry deur die gemiddelde energie-waarde te neem van die verskillende oorgange wat waargeneem is (raadpleeg tabel 2).

## H O O F S T U K IV

GEMIDDELDE LEEFTYE VAN GEBONDE TOESTANDE4.1 Inleiding

Die gemiddelde leeftyd van 'n opgewekte toestand (dit is die tyd wat verloop vandat 'n vlak in die kern gevoed is, totdat dit verval na laerliggende vlakke deur die uitstraal van gammastrale), kan bepaal word deur 'n studie te maak van die Dopplerverskuiwing van die energie van die gammastrale wat deur die opgewekte kern uitgestraal word.

Wanneer 'n nuwe kern gevorm word deur die invang van 'n gelaaide deeltjie sal die nuwe gevormde kern as gevolg van die wet van behoud van momentum bly beweeg totdat dit deur die materie waarin dit beweeg, afgerem word en tot in rus kom.

Indien 'n opgewekte kern van sy oortollige energie ontslae raak deur die uitstraal van gammastrale terwyl hy nog in beweging is, sal die energie van die gammastrale van twee faktore afhanklik wees, naamlik

- (i) die rigting waarin dit waargeneem is;
- (ii) die snelheid van die opgewekte kern, terwyl gammastrale uitgestraal word.

As die opgewekte kern dus nog sy maksimum snelheid besit wanneer die gammastrale uitgestraal word, sal 'n volle Dopplerverskuiwing waargeneem word. Soos die snelheid afneem sal die hoeveelheid

Dopplerverskuiwing ook afneem by die uitstraal van gammastrale. Wanneer die opgewekte kern heeltemal afgerem is en in rus verkeer, voordat gammastrale uitgestraal word, sal geen Dopplerverskuiwing waargeneem word nie. In so 'n geval het die opgewekte kern 'n lang leeftyd.

Dit volg hieruit dat die gemiddelde leeftyd van 'n vlak in 'n opgewekte kern bepaal kan word, indien die mate van Dopplerverskuiwing eksperimenteel gemeet kan word.

Die teorie wat 'n verband lê tussen die gemiddelde leeftyd van 'n vlak en die hoeveelheid Dopplerverskuiwing wat waargeneem word, is deur Blaugrund (Bl 66) opgestel.

## 4.2 Verband tussen gemiddelde leeftyd en Dopplerverskuiwing\*

### 4.2.1 Afremming van ione in vaste stowwe

Indien 'n deeltjie met massa  $M_a$  en energie  $E_a$  inval op 'n atoom en dan aanleiding gee tot die beweging van 'n ioon met atoomnommer  $Z_1$  en massa  $M_1$ , dan sal hierdie ioon deur die materie waardeur dit beweeg afgerem word en uiteindelik tot rus kom. As nou aangeneem word dat die ioon afgerem word in 'n suiwer element met atoomnommer  $Z_2$  en massa van elke atoom  $M_2$ , dan geld die volgende berekening.

Die beginenergie van die bewegende ioon sal as gevolg van die wet van behoud van momentum gegee word deur

---

\*'n Laboratoriumverslag opgestel deur Prof. M.A. Meyer

$$E_0 = M_a E_a / M_1$$

Indien die energie in terme van die atoomgewigte van die betrokke deeltjies geskryf word, en as die energie van die invallende deeltjie in keV aangegee word, is

$$E_0(\text{keV}) = A_a E_a / A_1 \quad (4.1)$$

waar  $A_a$  en  $A_1$  die atoomgewigte van onderskeidelik die invallende deeltjie en bewegende ioon voorstel. As die ioon deur die afremmateriaal beweeg, sal sy energie en snelheid op 'n later tydstep deur  $E$  en  $v$  aangegee word, met

$$v = (2E/M_1)^{1/2}$$

Die grootheid wat vir die berekeninge van belang is, is  $v/c$  wat geskryf kan word as

$$v/c = 1.465 \times 10^{-3} (E/A_1)^{1/2} \quad (4.2)$$

met die energie uitgedruk in keV en die massa van die invallende deeltjie in terme van die atoomgewig.

Die afstand wat die bewegende ioon sal aflê indien sy energie afneem tot  $E$  sal, sonder inagneming van verstrooiing gegee word deur

$$x = \int_E^{E_0} dE / (dE/dx) \quad (4.3)$$

waar  $dE/dx$  die energieverlies van die ioon in erg/cm voorstel.

Die tyd wat die ioon beweeg om hierdie afstand af te lê, is

$$t = (M_1/2)^{\frac{1}{2}} \int_E^{E_0} dE/E^{\frac{1}{2}} (dE/dx) \quad (4.4)$$

Lindhard e.a. (Li 63) voer nuwe dimensielose parameters in plaas van  $E$  en  $x$  in, naamlik

$$\text{en } \left. \begin{aligned} \epsilon &= \alpha E \\ \rho &= \beta X \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

met

$$\alpha = aM_2/(Z_1Z_2e^2(M_1 + M_2)) \quad (4.6)$$

en

$$\beta = 4\pi a^2 N M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2 \quad (4.7)$$

waar  $a$  gegee word deur die vergelyking

$$a = 0.8853 (\hbar^2/me^2) (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-\frac{1}{2}} \quad (4.8)$$

In hierdie vergelyking is  $m$  en  $e$  onderskeidelik die massa en die lading van die elektron en  $N$  die aantal afrematome per eenheidsvolume. Met die invoer van hierdie nuwe groothede (4.5) word die vergelykings (4.3) en (4.4)

$$x = (1/\beta) \int_E^{E_0} d\epsilon / (d\epsilon/d\rho) \quad (4.9)$$

en

$$t = (M_1 \alpha / 2 \beta^2)^{\frac{1}{2}} \int_E^{E_0} d\epsilon / \epsilon^{\frac{1}{2}} (d\epsilon/d\rho) \quad (4.10)$$

As die energieverlies ( $d\epsilon/d\rho$ ) bekend is, kan uit vergelyking (4.10)

die gereduseerde energie  $\epsilon$  as funksie van die tyd bereken word deur gebruik te maak van 'n rekenoutomaat. Dus kan deur gebruikmaking van (4.5) en (4.2) die snelheid van die ioon bereken word as funksie van die tyd.

Die energieverlies van die ioon in die afremmateriaal ontstaan as gevolg van botsings met die atome in die afremmateriaal en ook as gevolg van botsings met die elektrone in die afremmateriaal, sodat geskryf kan word

$$d\epsilon/d\rho = (d\epsilon/d\rho)_n + (d\epsilon/d\rho)_e$$

waar  $(d\epsilon/d\rho)_n$  die energieverlies as gevolg van die botsings met die atome voorstel en  $(d\epsilon/d\rho)_e$  die energieverlies as gevolg van die botsings met die elektrone. Engelbertink e.a. (En 68) het die volgende empiriese uitdrukking bepaal vir die energieverlies as gevolg van die botsings met die atome, naamlik:

$$(d\epsilon/d\rho)_n = -0.200 \log [(1/70)\epsilon^{1.215} + 0.002\epsilon^{-0.815}]$$

Hierdie uitdrukking geld slegs vir  $0.002 \leq \epsilon \leq 10$ . Volgens Lindhard e.a. (Li 63) word die energieverlies as gevolg van die botsings met die elektrone gegee deur

$$(d\epsilon/d\rho)_e = k\epsilon^p$$

met

$$k = \xi \left[ (0.0793Z_1^{\frac{1}{2}}Z_2^{\frac{1}{2}}(A_1 + A_2)^{3/2}) / ((Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} A_1^{3/2} A_2^{\frac{1}{2}}) \right] \epsilon^p \quad (4.11)$$

waar  $p$  en  $\epsilon$  konstantes is vir elke bewegende ioon.

Volgens Northcliff (No 63) kan die eksperimentele waardes van  $k$  tot 20% hoër wees as wat deur (4.11) gegee word. Ormrod en Duckworth (Or 63) het gevind dat die stopvermoë ossilatories afhanklik is van  $Z_1$  vir 'n konstante ioonsnelheid en wel met 'n amplitude van om en by 40%. Dit kom tot uiting in die verandering van  $\xi$  met  $Z_1$ . Volgens Lindhard (Li 63) is  $\xi = Z_1^{1/6}$  maar die eksperimentele waardes van  $\xi$  lê tussen 1 en 2 vir verskillende  $Z_1$ . Ormrod e.a. (Or 65) en Macdonald e.a. (Ma 66) het aangetoon dat die periodiese struktuur vir boor, koolstof en aluminium byna onafhanklik is van die keuse van  $Z_2$ . Dieselfde is ook vir ander bewegende ione gevind deur Hvelplund en Fastrup (Hv 68). Hulle het gevind dat die mag,  $p$ , in (4.11) ook afhanklik is van  $Z_1$ . Teoreties moet  $p$  die waarde 0.5 hê, terwyl die eksperimentele waardes tussen 0.4 en 0.8 lê.

In hierdie berekeninge is aangeneem dat  $\xi = 1$  en  $p = 0.5$  wat baie naby aan die eksperimentele waardes lê.

#### 4.2.2 Verstrooiing van ione in afremmateriaal

Terwyl die bewegende ioon deur die afremmateriaal beweeg, word dit verstrooi sodat die rigting van beweging verander, wat dus 'n bydrae sal lewer tot die Dopplerverskuiwing van die frekwensie van die gammastrale wat uitgestraal word. Blaugrund (Bl 66) het hierdie verstrooiing bereken deur uit te gaan van die teorieë soos ontwikkel deur Goudsmit en Saunderson (Go 40) en Lewis (Le 50) waarby hy ook nog die terugslag van die atome waarmee die ione bots, in ag geneem het. Deur nog verder gebruik te maak van die differensiele verstrooiingsdeursnee wat deur Lindhard e.a. (Li 63) aangegee

word, verkry hy vir die gemiddelde van die kosinus van die verstrooiingshoek die resultaat:

$$\overline{\cos\phi} = e^{-G(r)}I$$

waar

$$r = A_1/A_2$$

$$I = \int_{\epsilon}^{\epsilon_0} \left[ (d\epsilon/d\rho)_n / \epsilon (d\epsilon/d\rho) \right] d\epsilon$$

en 
$$\frac{1}{2r} + \frac{1}{3} - \frac{7}{30}r - \frac{4}{105}r^2 + \frac{4}{315}r^2 + \dots \text{ as } r < 1$$

$$G(r) = \frac{1}{3r} + \frac{4}{15r^2} - \frac{4}{105r^3} + \frac{4}{315r^4} + \dots \text{ as } r > 1$$

Uit hierdie vergelyking kan  $\overline{\cos\phi}$  as funksie van die energie en dus as funksie van die tyd bereken word.

#### 4.2.3 Teoretiese berekening van Dopplerverskuiwing

Indien 'n kern wat met 'n konstante snelheid  $v$  beweeg, 'n gammastraal uitstraal, sal daar 'n Dopplerverskuiwing,  $\Delta E_\gamma$ , in die energie van die gammastraal waargeneem word ten opsigte van die energie wat dit sou gehad het as dit in rus was, waar

$$\Delta E_\gamma = (v/c)E_\gamma \cos\phi$$

en waar  $\phi$  die hoek is tussen die rigting waarin die waarneming gedoen word en dié waarin die kern beweeg.  $E_\gamma$  is die energie wat die gammastraal sou gehad het as die kern in rus was terwyl dit die gammastraal uitgestraal het.

As die snelheid egter 'n funksie van die tyd is, en die bewegende kern of ioon ook nog verstrooi kan word, geld hierdie vergelyking nie meer nie. As  $\tau$  die gemiddelde leeftyd van die opgewekte toestand is wat aanleiding gee tot die uitstraal van die gammastraal, dan sal die waarskynlikheid dat die gammastraal uitgestraal word in die interval tussen  $t$  en  $t + dt$  gegee word deur  $1/\tau \cdot e^{-t/\tau} dt$ . Dus word die gemiddelde Dopplerverskuiwing wat waargeneem sal word deur 'n waarnemer wat in die oorspronklike rigting van beweging van die kern is, gegee deur

$$\begin{aligned}\overline{\Delta E_{\gamma}} &= \frac{1}{\tau} E_{\gamma} \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} \overline{(v/c) \cos \phi} dt \\ &= \frac{1}{\tau} E_{\gamma} \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} \overline{(v/c) \cos \phi} dt\end{aligned}$$

waar beide  $\overline{v/c}$  en  $\overline{\cos \phi}$  funksies van die tyd is en bereken kan word soos aangedui in paragrawe 4.2.1 en 4.2.2. Indien die gammastraal uitgestraal sou word in die rigting waarin die kern beweeg voordat enige verstrooiing of afremming plaasgevind het, sou die Dopplerverskuiwing  $\Delta E_{\gamma}$  gegee word soos volg uit (4.2) deur

$$\Delta E_{\gamma 0} = 1.465 \times 10^{-3} E_{\gamma} (E_0/E_1)^{\frac{1}{2}}$$

Dus kan die verhouding

$$\overline{\Delta E_{\gamma}} / \Delta E_{\gamma 0} = F$$

- wat die Dopplerverswakingsfaktor genoem word - bereken word as funksie van die gemiddelde leeftyd  $\tau$  van die vlak. Hierdie grootte  $F$  gee die verband tussen die gedeelte van die volle Doppler-

verskuiwing wat waargeneem word en die gemiddelde leeftyd van die opgewekte toestand van die kern.

Met behulp van die I.B.M. 1130-rekenoutomaat van die P.U. vir C.H.O. is hierdie funksie  $F$  bereken vir die afremming van  $^{31}\text{P}$ -ione in silikondioksied. Hierdie  $^{31}\text{P}$ -ione word in die huidige eksperiment gevorm deur die  $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ -reaksie. Die funksie  $F$  is bereken vir verskillende protonenergieë en dus vir verskillende beginsnelhede van die  $^{31}\text{P}$ -ioon. Die resultate van die berekening word in figuur 6 aangegee.

#### 4.3 Eksperimentele bepaling van gemiddelde leeftye

##### 4.3.1 Eksperimentele bepaling van $F$

Indien die energie van 'n gammastraal bepaal kan word wat uitgestraal word in 'n rigting wat 'n hoek  $\theta$  maak met die oorspronklike rigting waarin die kern beweeg het, dan kan die Dopplerverswakingsfaktor  $F$  bepaal word uit die verband

$$E_{\gamma}(\theta) = E_{\gamma} (1 + F(v_1/c) \cos\theta)$$

waar  $E_{\gamma}$  die energie van dieselfde gammastraal is as dit uitgestraal word terwyl die kern in rus is, en waar  $v_1$  die aanvanklike snelheid van die kern voorstel. Indien  $E_{\gamma}(\theta)$  nie direk bepaal kan word nie kan die verskil in energie van die gammastrale bepaal word indien die bepalinge gedoen word in die rigtings wat hoeke  $\theta_1$  en  $\theta_2$  maak met die oorspronklike rigting van beweging van die kern. Hierdie energieverkil word gegee deur

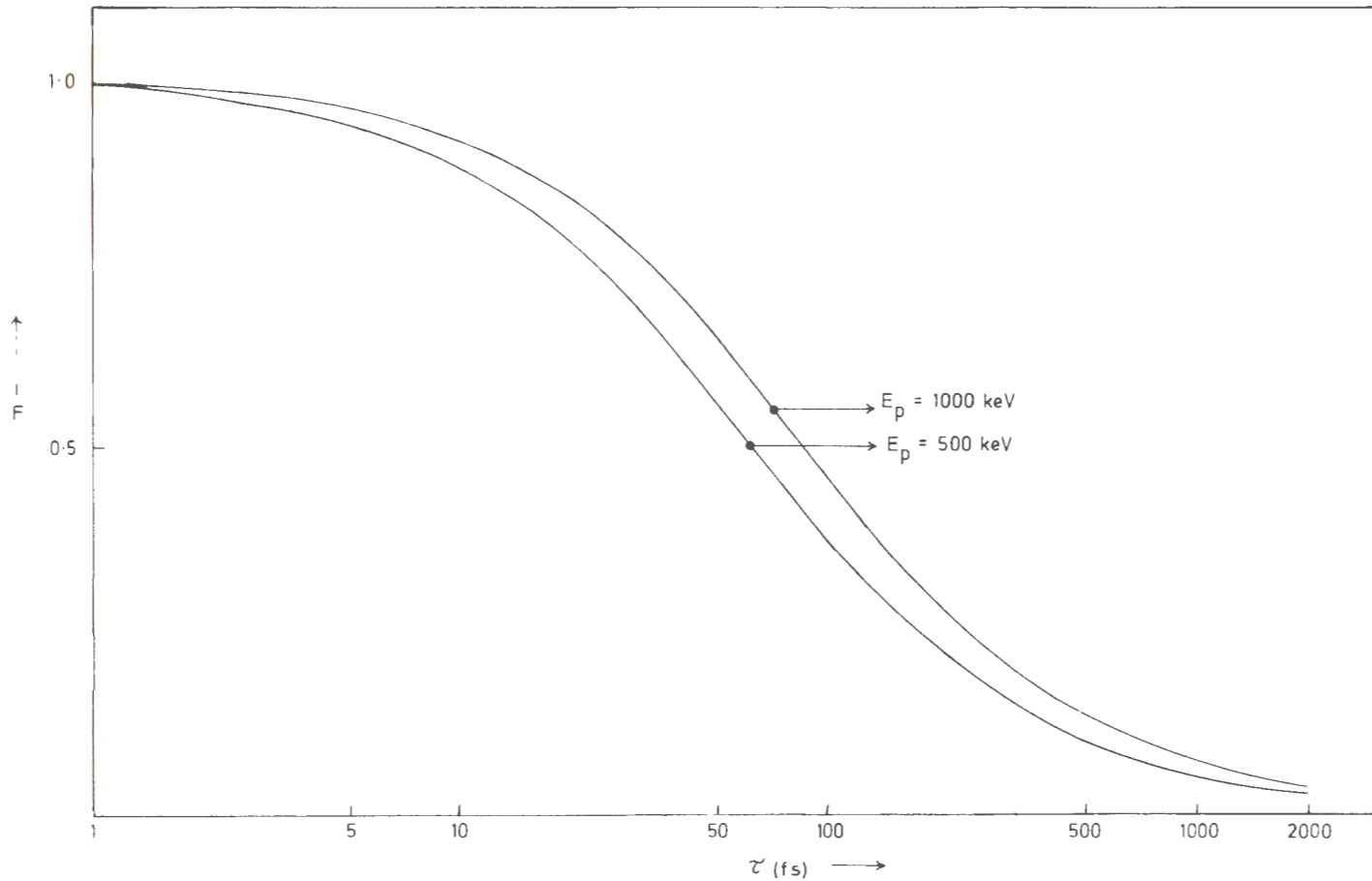


fig. 6 AFREMMING VAN  $^{31}\text{P}$  IN  $^{30}\text{SiO}_2$

$$\Delta E_Y = E_Y F (v_1/c) (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

Die grootheid  $v_1/c$  volg uit (4.1) en (4.2) as

$$v_1/c = 1.465 \times 10^{-3} (E_a A_a)^{1/2} / A_1$$

waar  $E_a$  die energie van die deeltjie is wat op die kern inval en die opwekking van die kern veroorsaak.  $E_a$  word uitgedruk in keV, sodat  $F$  bepaal kan word as

$$F = \frac{(\Delta E_Y / E_Y)}{1.465 \times 10^{-3} A_a^{1/2} A_1^{-1} \sqrt{E_a} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)} \quad (4.12)$$

#### 4.3.2 Eksperimentele opstelling

Vir die bepaling van die gemiddelde leeftye van 11 gebonde toestande, is daar van die Dopplerverskuiwingsmetode gebruik gemaak.

Die gedeelte van die gammaspektrum waarin belangstelling is, is opgeneem met die Ge(Li)-detektor in stande  $0^\circ$  en  $140^\circ$  afwisselend ten opsigte van die protonbundel. Die  $0^\circ$ -spektrum is in 2000 kanale van die analiseerder gestoor en die  $140^\circ$ -spektrum in die ander 2000 kanale.

Om die effek van enige versterker-dwaling te elimineer, is die twee spektra afwisselend opgeneem in kort lopies van  $\pm 15$  min. elk.

Aangesien die afremming van die  $^{31}\text{P}$ -kern in die skyfmateriaal naamlik  $^{30}\text{SiO}_2$  moet plaasvind is daar van „dik" skywe gebruik gemaak.

Uit die piekposisies van die twee spektra kon die mate van Dopplerverskuiwing van die energie bepaal word. Die F-waardes is uit vergelyking 4.12 bereken.

In tabel 4 verskyn 'n opsomming van die Dopplerverskuiwingsfaktor F en die gemiddelde leeftye van die gebonde toestande soos in hierdie eksperiment verkry.

In tabel 5 word die resultate van die huidige eksperiment vergelyk met die resultate van vorige navorsingsgroepe.

TABEL 4  
 OPSOMMING VAN METINGS OP GEMIDDELDE LEEFTYE VAN OPGEWekte  
 TOESTANDE IN  $^{31}\text{P}$

$E_x(^{31}\text{P})$ (MeV)	Leefitye bepaal by $E_p$ (keV)	$F(\tau_m)$	$\tau_m^a)$ (fs)	Aanvaarde <sup>b)</sup> waarde(fs)
1.27	499	0.10 + 0.03	485 ± 200	395 ± 150
	942	0.20 ± 0.09	300 ± 200	
2.23	499	0.13 ± 0.03	370 ± 100	365 ± 110
	942	0.18 ± 0.09	340 ± 250	
3.13	499	0.86 ± 0.05	12 ± 5	13 ± 5
	777	0.86 ± 0.10	15 ± 10	
3.29	942	0.52 ± 0.09	78 ± 25	78 ± 27
3.41	760	0.13 ± 0.03	440 ± 120	440 ± 140
3.51	670	0.87 ± 0.05	13 ± 5	18 ± 5
	760	0.79 ± 0.03	23 ± 4	
	777	0.89 ± 0.05	12 ± 6	
4.19	670	0.87 ± 0.05	13 ± 5	9 ± 3
	760	0.90 ± 0.03	11 ± 4	
	777	0.96 ± 0.04	4 ± 4	
4.43	978	0.15 ± 0.03	420 ± 90	420 ± 110
4.59	777	0.85 ± 0.04	16 ± 4	16 ± 5
4.63	760	0.33 ± 0.03	140 ± 15	140 ± 26
4.78	499	0.85 ± 0.05	13 ± 5	6 ± 4
	670	0.97 ± 0.04	3 ± 3	
5.01	777	0.64 ± 0.08	44 ± 14	44 ± 15
5.67	987	0.71 ± 0.05	39 ± 8	39 ± 10

a) Foute is statisties.

b) Statistiese fout plus 15%.

TABEL 5

SAMEVATTING EN VERGELYKING VAN  $^{31}\text{P}$ -LEEFTYDSMETINGS

Gebonde toestand in $^{31}\text{P}$ $E_x$ (MeV)	Gemiddelde leeftyd $\tau$ (fs)			
	Huidige eksperiment	Wo 68	En 67	Cu 69
1.27	$395 \pm 150$	$770 \pm 150$	$730 \pm 70$	$800 \pm 80$
2.23	$365 \pm 110$	$425 \pm 30$	$440 \pm 50$	$380 \pm 30$
3.13	$13 \pm 5$	$8 \pm 4$	$10 \pm 4$	$9.9 \pm 1.1^{\text{a)}}$
3.29	$78 \pm 27$	$135 \pm 14$		$130 \pm 50^{\text{c)}}$
3.41	$440 \pm 140$	$300 \pm 50$		$300 \pm 80^{\text{c)}}$
3.51	$18 \pm 5$	$13 \pm 7$	$0.8 \pm 0.3$	$12.7^{\text{b)}}$
4.19	$9 \pm 3$	$<23$		$\leq 40^{\text{c)}}$
4.43	$420 \pm 110$	$1200 \pm 500$		$\geq 300^{\text{c)}}$
4.63	$140 \pm 26$	$100 \pm 30$		
4.78	$6 \pm 4$	$14 \pm 11$		$90 \pm 50^{\text{c)}}$
5.01	$44 \pm 15$	$67 \pm 11$		
5.67	$39 \pm 10$			$45 \pm 20^{\text{d)}}$

a)  $\text{Ro}$  68.b)  $\text{Ra}$  69.c)  $\text{Vo}$  71.d)  $\text{Wo}$  69.

## H O O F S T U K V

WEISSKOPFSKATTINGS5.1 Oorgangswaarskynlikhede en vlakbreedtes

Die waarskynlikheid dat 'n elektromagnetiese oorgang sal plaasvind van een energievlak na 'n ander is omgekeerd eweredig aan die gemiddelde leeftyd van die energievlak en word gegee deur die verband:-

$$T = 1/\tau$$

waar T die oorgangswaarskynlikheid is en  $\tau$  die gemiddelde leeftyd.

Die vlakbreedte van die energievlak word gegee deur:

$$\Gamma = \hbar/\tau$$

sodat

$$\Gamma\tau = 0.658 \text{ eV fs}$$

waar  $\Gamma$  die eenheid van energie (eV) het.

Die gammastraal wat uitgestraal word wanneer 'n oorgang tussen twee energievlakke plaasvind dra 'n sekere hoeveelheid hoeksmomentum met hom saam, wat deur die volgende beperkingsreël bepaal word:

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

$J_i$  is die spinkwantumgetal van die begintoestand en  $J_f$  is die spinkwantumgetal van die eindtoestand. Met  $L = 1, 2, 3$  word respektiewelik dipool-, kwadрупool- en oktopool-straling verkry. As die pariteitsverandering  $(-1)^L$  is kry ons elektriese  $2^L$ -poolstraling en as die pariteitsverandering  $(-1)^{L+1}$  is kry ons magnetiese  $2^L$ -poolstraling. Die waarde van  $L$  dui dus vir ons die multipolariteit van die straling aan.

Daar is 'n direkte verband tussen die multipolariteit van die gammastrale en die oorgangswaarskynlikheid van 'n energietoestand. In die langgolflengtebenadering, waar die golflengte van die straling groter is as die afmetings van die bron van straling, word die oorgangswaarskynlikheid gegee deur:

$$T(L) = \frac{8\pi(L+1)}{RL[(2L+1)!!]^2} \left[ \frac{E}{hc} \right]^{2L+1} B(E_L, J_i \rightarrow J_f)$$

waar  $E$  die energie van die gammastraal is,  $c$  die ligsnelheid en  $B(E_L, J_i \rightarrow J_f)$  die gereduseerde oorgangswaarskynlikheid en waar

$$(2L+1)!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (2L+1)$$

## 5.2 Weisskopfeenhede

Die eksperimentele waardes van die vlakbreedtes word gewoonlik omgerek in relatiewe eenhede, naamlik Weisskopfeenhede. Die definisie van die eenhede volg uit die berekening van die gereduseerde oorgangswaarskynlikhede uit die ekstreme enkeledeeltjie-skilmodel wat deur Weisskopf (We 51) gedoen is. Hierdie berekening lewer

vir die gereduseerde oorgangswaarskynlikhede

$$B(E,L) = \frac{e^2}{4\pi} \left( \frac{3r^L}{3+L} \right)^2$$

vir elektriese  $2^L$ -poolstraling en

$$B(M,L) = \frac{10\mu^2}{\pi} \left( \frac{3r^{L-1}}{3+L} \right)^2$$

vir magnetiese  $2^L$ -poolstraling. In die vergelykings is  $e$  die lading van 'n elektron,  $r$  die straal van die kern waarin die oorgang plaasvind en  $\mu$  die kernmagneton. As vir  $r$  die waarde  $1.2 \times 10^{-13} A^{1/3}$  aangeneem word, word die vlakbreedtes soos deur Weisskopf bereken gegee deur:

$$\Gamma_t(E1) = 6.8 \times 10^{-2} A^{2/3} E_Y^3$$

$$\Gamma_t(E2) = 4.9 \times 10^{-8} A^{4/3} E_Y^5$$

$$\Gamma_t(E3) = 2.3 \times 10^{-14} A^2 E_Y^7$$

$$\Gamma_t(M1) = 2.1 \times 10^{-2} E_Y^3$$

$$\Gamma_t(M2) = 1.5 \times 10^{-8} A^{2/3} E_Y^5$$

waar  $A$  die atoomnommer van die kern is en  $E_Y$  die energie van gammastraal.

Die oorgangsterktes  $|M|^2$  word dan gedefinieer as

$$|M|^2 = \frac{\Gamma_Y}{\Gamma_t}$$

waar  $\Gamma_Y$  die eksperimentele vlakbreedte is en  $\Gamma_t$  die teoretiese vlakbreedte volgens Weisskopf soos hierbo aangegee.  $|M|^2$  word uitgedruk in Weisskopfeenhede.

### 5.3 Resultate

Vlakbreedtes is bereken vir die oorgange van vlakke, waarvoor gemiddelde leeftye in die huidige eksperiment verkry is. Die totale vlakbreedte van 'n vlak word gegee deur:

$$\Gamma = \frac{658}{\tau} \text{ meV}$$

waar  $\tau$  die gemiddelde leeftyd van die vlak is.

Die vlakbreedte van 'n oorgang is verkry deur die produk te bereken van die totale vlakbreedte van die vlak en die breuk van die verval van die oorgang.

Met behulp van die teoretiese vlakbreedte van die spesifieke oorgang soos deur Weisskopf bereken (§5.2) kan die oorgangsterkte  $|M|^2$  bereken word. 'n Opsomming van die oorgangsterktes soos in die huidige eksperiment bereken, verskyn in tabel 6.

Oorgangsterktes kan ook vir resonansievlakke bereken word. Die vlakbreedte van 'n resonansvlak word uit

$$S = (2J + 1) \frac{\Gamma_p \Gamma_Y}{\Gamma_p + \Gamma_Y}$$

bereken waar S die sterkte van die resonansie is, J die spinkwan-

TABEL 6  
STERKTES VAN OORGANGEN IN  $^{31}\text{P}$

$E_{X_i} \rightarrow E_{X_f}$	$J_i \rightarrow J_f$	Mengverhouding	$\tau_m$ s	E meV	Oorgangsterktes in Weisskopf eenheden			
					E1	E2	M1	M2
1.27 $\rightarrow$ 0	$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$	$0.31 \pm 0.01^a)$	395	1.7		8 $\cdot$ 3	$0.04 \pm 0.01$	
2.23 $\rightarrow$ 0	$5/2^+ \rightarrow 1/2^+$		365	1.8		7 $\cdot$ 2		
3.13 $\rightarrow$ 0	$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$		13	50			$0.08 \pm 0.03$	
3.29 $\rightarrow$ 0	$5/2^+ \rightarrow 1/2^+$		80	0.08		0.05 $\cdot$ 0.03		
3.29 $\rightarrow$ 1.27	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	$-0.37 \pm 0.02^b)$	80	6.8		5 $\cdot$ 2	$0.04 \pm 0.01$	
3.29 $\rightarrow$ 2.23	$5/2^+ \rightarrow 5/2^+$	$-0.05 \pm 0.06^b)$	80	1.5			$0.06 \pm 0.02$	
3.29 $\rightarrow$ 2.23	$5/2^+ \rightarrow 5/2^+$	$-0.41 \pm 0.06^c)$	80	1.5		30 $\cdot$ 15	$0.05 \pm 0.02$	
3.41 $\rightarrow$ 1.27	$7/2^+ \rightarrow 3/2^+$		440	1.6		7 $\cdot$ 2		
3.51 $\rightarrow$ 0	$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$	$-0.41 \pm 0.03^d)$	18	25		1.6 $\cdot$ 0.4	$0.02 \pm 0.01$	
3.51 $\rightarrow$ 1.27	$3/2^+ \rightarrow 3/2^+$	$0.06 \pm 0.20^c)$	18	12			$0.05 \pm 0.02$	
3.51 $\rightarrow$ 1.27	$3/2^+ \rightarrow 3/2^+$	$-0.22 \pm 0.04^e)$	18	12		2 $\cdot$ 1	$0.05 \pm 0.02$	
4.19 $\rightarrow$ 1.27	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	$0.10 \pm 0.03^a)$	9	55		0.5 $\cdot$ 0.5	$0.10 \pm 0.03$	
4.43 $\rightarrow$ 1.27	$7/2^- \rightarrow 3/2^+$		420	0.03				$0.7 \pm 0.4$
4.43 $\rightarrow$ 2.23	$7/2^- \rightarrow 5/2^+$	$-0.03 \pm 0.02^f)$	420	0.9	$(1.2 \pm 0.3) \times 10^{-4}$			
4.43 $\rightarrow$ 3.29	$7/2^- \rightarrow 5/2^+$	$-0.04 \pm 0.03^f)$	420	0.6	$(6 \cdot 2) \times 10^{-4}$			
4.78 $\rightarrow$ 0	$5/2^+ \rightarrow 1/2^+$		6	50		4 $\cdot$ 3		
4.78 $\rightarrow$ 2.23	$5/2^+ \rightarrow 5/2^+$	$0.18 \pm 0.11^d)$	6	34		2 $\cdot$ 2	$0.10 \pm 0.06$	
4.78 $\rightarrow$ 3.29	$5/2^+ \rightarrow 5/2^+$	$0.05 \pm 0.06^d)$	6	24			$0.35 \pm 0.25$	
5.01 $\rightarrow$ 0	$3/2^- \rightarrow 1/2^+$	$-0.17 \pm 0.46^f)$	44	9	$(1.2 \pm 0.5) \times 10^{-4}$			

a)  $^{68}\text{Bo}$ .

c)  $^{66}\text{Ha}$ .

e)  $^{63}\text{Ha}$ .

b)  $^{66}\text{Ri}$ .

d)  $^{67}\text{Wi}$ .

f)  $^{69}\text{Wo}$ .

TABEL 7

OPSOMMING VAN MENGVERHOUDINGS TUSSEN GEBONDE TOESTANDE IN  $^{31}\text{P}$ 

$E_{x_i} \rightarrow E_{x_f}$	$J_i \rightarrow J_f$	Mengverhoudings				
		Bo 68	Ha 63	Ha 66	Wo 69	Wi 67
1.27 $\rightarrow$ 0	$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$	$0.31 \pm 0.01$	$-0.28 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.02^{\text{a)}$		$0.25 \pm 0.02^{\text{b)}$
3.13 $\rightarrow$ 0	$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$		$0.22 \pm 0.02$			
3.29 $\rightarrow$ 1.27	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	$0.47 \pm 0.03^{\text{c)}$	$0.52 \pm 0.05$	$-0.44 \pm 0.02$	$0.42 \pm 0.04$	$-0.42 \pm 0.04^{\text{b)}$
3.29 $\rightarrow$ 2.23	$5/2^+ \rightarrow 5/2^+$			$-0.41 \pm 0.06$	$0.12 \pm 0.10$	
3.51 $\rightarrow$ 0	$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$		$0.41 \pm 0.02$	$-0.41 \pm 0.03$		$-0.48 \pm 0.10^{\text{b)}$
3.51 $\rightarrow$ 1.27	$3/2^+ \rightarrow 3/2^+$		$-0.22 \pm 0.04$	$0.06 \pm 0.19$		
4.19 $\rightarrow$ 1.27	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	$0.10 \pm 0.03$	$-0.25 \pm 0.03$			
4.26 $\rightarrow$ 0	$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$			$-0.32 \pm 0.04$		
4.26 $\rightarrow$ 1.27	$3/2^+ \rightarrow 3/2^+$		$0.10 \leq \delta_s \leq 2.8$	$-0.25 \pm 0.05$		
4.43 $\rightarrow$ 2.23	$7/2^- \rightarrow 5/2^+$				$-0.03 \pm 0.02$	
4.43 $\rightarrow$ 3.29	$7/2^- \rightarrow 5/2^+$				$-0.04 \pm 0.03$	
4.63 $\rightarrow$ 0	$7/2^+(5/2^+) \rightarrow 1/2^+$			$0.07 \pm 0.04$		
4.63 $\rightarrow$ 1.27	$7/2^+(5/2^+) \rightarrow 3/2^+$			$-0.02 \pm 0.05$		
4.78 $\rightarrow$ 0	$5/2^+ \rightarrow 1/2^+$					$0.01 \pm 0.12$
4.78 $\rightarrow$ 2.23	$5/2^+ \rightarrow 5/2^+$					$0.18 \pm 0.11$
4.78 $\rightarrow$ 3.29	$5/2^+ \rightarrow 5/2^+$					$0.05 \pm 0.06$
5.01 $\rightarrow$ 0	$3/2^- \rightarrow 1/2^+$				$-0.17 \pm 0.46$	
5.67 $\rightarrow$ 1.27	$5/2 \rightarrow 3/2^+$				$0.04 \pm 0.04$	

a) Ri 64.

b) Ri 66.

c) Ha 62.

tumgetal van die resonansvlak,  $\Gamma_Y$  en  $\Gamma_p$  is respektiewelik die vlakbreedtes vir  $\gamma$ -verval en proton-verval.

In bostaande vergelyking is  $\Gamma_Y$  verwaarloosbaar klein en ons kry

$$S = (2J + 1)\Gamma_Y$$

$$\therefore \Gamma_Y = S/(2J+1)$$

Oorgangsterktes kan nou vir die oorgange vanaf resonansvlakke bereken word.

Die oorgangsterktes vir die oorgang  $r \rightarrow 0$  is by twee resonansies bepaal met die doel om pariteite vir die twee resonansies te voorspel. Dit is as volg gedoen:

### 5.3.1 Die $E_p = 959$ keV resonansie

Die oorgang vanaf die resonansvlak na die grondtoestand is 'n  $7/2 \rightarrow 1/2^+$  oorgang (die pariteit van die resonansvlak is onbekend). Dit beteken dat  $L = 3,4$  as die beperkingsreël toegepas word. Omdat hoë orde oorgange verwaarloosbaar is, sal ons in hierdie geval slegs 'n oktupooloorgang waarneem. Afhangende of daar pariteitsverandering is of nie, sal dit 'n elektriese of magnetiese oktupooloorgang wees.

Die oorgangsterkte vir  $r \rightarrow 0$  oorgang is eers bereken asof daar geen pariteitsverandering is nie en daar is gevind dat

$$|M(M3)|^2 = 712 \text{ W.E.}$$

Hierdie waarde is egter te hoog en ontoelaatbaar. Die oorgangsterkte is ook bereken asof daar wel pariteitsverandering is en daar is gevind dat  $|M(E3)|^2 = 21$  W.E., wat wel 'n toelaatbare waarde is.

Om 'n pariteitsverandering te laat plaasvind, beteken dit dat die  $E_p = 959$  keV resonansvlak 'n onewe (-) pariteit moet hê aangesien die grondtoestand 'n ewe (+) pariteit besit.

### 5.3.2 Die $E_p = 1175$ keV resonansie

Die oorgang van die resonansvlak na die grondtoestand is 'n  $7/2 \rightarrow 1/2^+$  oorgang (ook in hierdie geval is die pariteit van die resonansvlak onbekend) en die waardes van die hoekmomentum is  $L = 3, 4$ . As pariteitsverandering nie plaasvind nie, is  $|M(M3)|^2 = 71$  W.E. en as pariteitsverandering wel plaasvind is  $|M(E3)|^2 = 2.1$  W.E. Die waarde van die elektriese oktupooloorgang (2.1 W.E.) is toelaatbaar en dit beteken dat die  $E_p = 1175$  keV resonansvlak 'n onewe pariteit moet hê.

VERWYSINGS

- B1 66 A.E. Blaugrund  
Nucl. Phys. 88 (1966) 501
- Bo 68 C.H. Bornmann, M.A. Meyer, N.S. Wolmarans en D. Reitmann  
Nucl. Phys. A112 (1968) 231
- Br 58 C. Broude, I.L. Green en J.C. Willmott  
Proc. Phys. Soc. A72 (1958) 1097
- Cu 69 W.M. Currie, L.G. Earwaker, J. Martin en A.K. Sen Gupta  
Phys. Let. 28B(1969) 480
- En 67 P.M. Endt en C. van der Leun  
Nucl. Phys. A105 (1967) 1
- En 68 G.A.P. Engelbertink, H. Lindeman en M.J.N. Jacobs  
Nucl. Phys. A107 (1968) 305
- Go 40 S. Goudsmit en J.L. Saunderson  
Phys. Rev. 57 (1940) 24 en  
Phys. Rev. 58 (1940) 36
- Ha 62 G.I. Harris en L.W. Seagondollar  
Phys. Rev. 128 (1962) 338
- Ha 63 G.I. Harris en L.W. Seagondollar  
Phys. Rev. 131 (1963) 787
- Ha 66 G.I. Harris en D.V. Breitenbecher  
Phys. Rev. 145 (1966) 866
- Hv 68 P. Hvelplund en B. Fastrup  
Phys. Rev. 165 (1968) 408
- Le 50 H.W. Lewis  
Phys. Rev. 78 (1950) 526
- Li 63 J. Lindhard, M. Scharff en H.E. Schiott  
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33 (1963) No. 14

- Ma 66 J.R. Macdonald, J.H. Ormrod en H.E. Duckworth  
Z. Naturforsch 21a (1966) 130
- No 63 R. Nordhagen  
Nucl. Phys. 44 (1963) 130
- Or 63 J.H. Ormrod en H.E. Duckworth  
Can. J. Phys. 41 (1963) 1424
- Or 65 J.H. Ormrod, J.R. Macdonald en H.E. Duckworth  
Can. J. Phys. 43 (1965) 275
- Ra 69 V.K. Rasmussen en C.P. Swann  
Phys. Rev. 183 (1969) 918
- Ri 64 H.A. van Rinsvelt en P.B. Smith  
Physica 30 (1964) 59
- Ri 66 H.A. van Rinsvelt en P.M. Endt  
Physica 32 (1966) 529
- Ro 68 S.W. Robinson, C.P. Swann en V.K. Rasmussen  
Phys. Rev. 174 (1968) 1320
- Ve 67 J.H. Venter  
Verhandeling, Potchefstroom, 1967
- Vo 71 M.J.A. de Voigt, D.A. Regenboog, J. Groothuis en C. van der Leun  
Nucl. Phys. (nog nie gepubliseer nie)
- We 51 Weisskopf  
Phys. Rev. 83 (1951) 1073
- Wi 67 H. Willmes en G.I. Harris  
Phys. Rev. 162 (1967) 1027
- Wo 68 A.C. Wolff, M.A. Meyer en P.M. Endt  
Nucl. Phys. A107 (1968) 332
- Wo 69 A.C. Wolff, W.C.R. Boelhouwer en P.M. Endt  
Nucl. Phys. A124 (1969) 273

Wo 69a N.S. Wolmarans

Proefskrif, Potchefstroom, 1969

OPSOMMING

Hieronder volg 'n kort verslag van die werk wat in hierdie ondersoek gedoen is en in die verhandeling meer volledig bespreek word:

1. 'n Resonanskromme vir die reaksie  $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$  is uitgemeet met  $499 \text{ keV} \leq E_p \leq 1331 \text{ keV}$ .
2. Die gammaverval van 19 resonansies is bepaal met  $E_p \leq 1331 \text{ keV}$ .
3. Die gammaverval van 32 gebonde toestande is bepaal en daaruit is die vertakkingsverhoudings van die gebonde toestande opgestel.
4. Gemiddelde leeftye is vir die volgende vlakke bepaal:  $E_x = 1.27, 2.23, 3.13, 3.29, 3.41, 3.51, 4.19, 4.43, 4.59, 4.63, 4.78, 5.01$  e  $5.67 \text{ MeV}$ .
5. Met behulp van Weisskopfskattings is onewe pariteite aan die  $E_p = 959 \text{ keV}$  en  $E_p = 1175 \text{ keV}$  resonansies toegeken.
6. Oorgangsterktes is bepaal vir die verskillende oorgange soos waargeneem by die vlakke soos in 4. genoem.
7. 'n Nuwe vlak  $E_x = 7214 \pm 2$  is by die  $E_p = 777 \text{ keV}$  en  $E_p = 1301 \text{ keV}$  resonansies waargeneem.

SUMMARY

A short report of the work done during this research will now be given:

1. The gamma-ray yield curve for the reaction  $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$  with  $499 \text{ keV} \leq E_p \leq 1331 \text{ keV}$ .
2. The gamma-decay of 19 resonances were determined where  $E_p \leq 1331 \text{ keV}$ .
3. The gamma-decay of 32 bound levels were determined and the branching ratios of these levels.
4. Mean lifetimes were determined for the following levels:  
 $E_x = 1.27, 2.23, 3.13, 3.29, 3.41, 3.51, 4.19, 4.43, 4.59, 4.63, 4.78, 5.01, 5.67 \text{ MeV}$ .
5. With Weisskopf estimates uneven parities were awarded to the  $E_p = 959 \text{ keV}$  and  $E_p = 1175 \text{ keV}$  resonances.
6. The strengths of various transitions that occurred at the levels mentioned in 4. were determined.
7. A new level with energy  $E_x = 7214 \pm 2 \text{ keV}$  was seen at the  $E_p = 777 \text{ keV}$  and  $E_p = 1301 \text{ keV}$  resonances.

BEDANKINGS

Graag wil ek die volgende persone en instansies bedank vir die hulle bystand wat hulle verleen het om hierdie navorsingsprojek moontlik te maak:

1. Prof. M.A. Meyer met wie ek ten nouste saamgewerk het en ter enigertyd bereid was om my met raad en hulp te bedien.
2. Die ander lede van die kernfisika-navorsingsgroep wat behulpzaam was met die eksperimentele werk asook met bespreking van probleme wat opgeduik het.
3. Die Transvaalse Onderwysdepartement vir finansiële steun.
4. My vrou vir haar belangstelling en inspirasie.
5. My ouers vir hulle aanmoediging en belangstelling gedurende my hele studieloopbaan.