

DIE DEUTERONAKTIVERING
VAN DIE
EERSTE OORGANGSREEKS

deur

P.P. Coetzee

Promotor: Prof. M.J. de Vries
Medepromotor: Dr. M. Peisach

Skripsie goedgekeur vir die graad Magister in die
Natuurwetenskap (Chemie) aan die Universiteit van
Stellenbosch.

Februarie 1970

Aan my ouers en Cecile

BEDANKINGS

Graag wil ek my opregte dank en waardering betuig aan:

dr. M. Peisach vir sy stimulerende leiding en volgehoue belangstelling in die loop van hierdie ondersoek;

prof. M.J. de Vries vir sy raad by die opstel van die skripsie;

mnre. E. Blignaut en D. de Beer vir die instandhouding van elektroniese toerusting, R. Verbruggen vir die vervaardiging van sekere apparate en R.J.N. Brits wat behulpsaam was met rekenaarswerk tydens die ondersoek;

die Kerninstituut van die Suidelike Universiteite vir die gebruik van die fasiliteite en die personeel vir hul samewerking;

die W.N.N.R. wat deur 'n beurstoekenning hierdie ondersoek moontlik gemaak het;

en mev. C. van Zyl vir die tik van die skripsie.

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

b1.

I	INLEIDING.....	1
II	TEORETIESE AGTERGROND.....	3
	2.1 Kernreaksies	
	2.2 Reaksiëkinematika	
	2.3 Coulomb- en Sentrifugale-wal	
	2.4 Reaksiedeursnit	
	2.5 Bestralingstyd	
	2.6 Waarskynlike kernreaksies wat deur deuterone geïnduseer kan word	
III	SKYFVERVAARDIGINGSTEGNIEKE.....	14
	Inleiding	
	3.1 Verdamping van klein druppeltjies	
	3.2 Zaponsproei-tegniek	
	3.3 Presipitasie en Sentrifugering	
	3.4 Elektroforese	
	3.5 Katogiese sproei	
	3.6 Vakuumdeposisie	
	3.7 Elektroplatering	
	3.8 Molekulêre Platering	
	3.9 Elektroverstuiwing	
IV	GAMMASPEKTROSKOPIE.....	32
	4.1 Spektroskopie	
	4.2 NaI(Tl)-Spektometrie	
	4.3 Ge(Li)-Spektometrie	
	4.4 Absolute kalibrasie van die Ge(Li)- detektor	

	(11)
	b1.
V	AKTIVERING EN METING..... 39
5.1	Aktivering
5.2	Stapelmetode
5.3	Aktiwietsmeting
VI	RESULTATE EN BESPREKING..... 44
6.1	Inleiding
6.2	Noukeurigheid en Betroubaarheid
6.3	Deuteronaktivering van Chroom
6.4	Deuteronaktivering van Mangaan
6.5	Deuteronaktivering van Yster
6.6	Deuteronaktivering van Nikkel
6.7	Deuteronaktivering van Sink
VII	OPSOMMING..... 68
	LITERATUUR..... 71
	AANHANGSEL A (Vervalskemas)..... 74
	AANHANGSEL B (Nukliedkaart)..... 78

HOOFSTUK I

INLEIDING

Aktiveringsanalise het in die afgelope twee dekades geweldig ontwikkel as 'n belangrike mikro-analitiese metode. In baie gevalle is dit die enigste metode wat met sukses aangewend kan word. Aktiverings word hoofsaaklik met neutrone gedoen omdat groot vloede gerieflik uit reaktore en ander bronne verkry kon word. As gevolg van benutting van hierdie vloede het dit belangrik geword om waardes te verkry vir reaksiedeursnitte. Dié waardes is gewoonlik verkry vir die neutronvloed met die energieverdeling wat geld vir 'n spesifieke reaktor óf is afgelei van waardes wat bepaal is met suiwer termiese neutronvloede of neutronvloede met die energieverdeling van ongemoedereerde klowingsneutrone. Hierby kan nog gevoeg word waardes verkry met 14 MeV neutrone vanaf sg. neutrongenerators waar die deutronbestraling van tritiumskywe, neutrone van hierdie energie lewer. Aangesien die energie van neutrone min geaffekteer word deur die materie van die bestraalde monster is die bepaling van die energie-afhanklikheid van die reaksiedeursnit daarvoor nie van groot belang nie.

Die baie moontlikhede en toepassings van neutronaktiveringsanalise op 'n groot verskeidenheid van analitiese probleme het gelei tot 'n deeglike kennis van die tegniek asook 'n besef van die beperkings daarvan. Dit was dus logies om die beperkings van hierdie gebied te probeer oorkom deur neutrone met gelaaide partikels te vervang in aktiverings.

In teenstelling met neutrone is die bepaling van opwekkingskrommes van die reaksies van gelaai deeltjies baie belangrik veral omdat hulle energie so vinnig afneem binne die bestraalde monster.

Die meeste werk in die verband is tot dusver met siklotrone gedoen wat hoë-energie bundels lewer. Daar bestaan dus 'n tekort aan data ten opsigte van reaksiedeursnitte vir reaksies by laer energieë. Aktiveringsanalise by lae energieë word aansienlik vereenvoudig aangesien die aantal radio-aktiewe produkte gewoonlik baie minder is. Gevolglik kan analises by hierdie energieë met 'n groter mate van eenduidigheid uitgevoer word ten spyte van die feit dat die absolute reaksiedeursnit baie kleiner is. Vir kwantitatiewe verwerkings van analitiese data is betroubare opwekkingskrommes nodig.

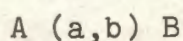
Die elemente van die eerste oorgangsreeks is oor die algemeen baie belangrik veral daar dit die mees gebruikte nywerheidsmetale bevat. Daar word dus voortdurend gesoek na doeltreffende bepalingsmetodes vir hierdie metale. Om hierdie rede is die aktiverings van die elemente met deuterone ondersoek en is opwekkingskrommes vir sommige van hulle reaksies opgestel.

HOOFSTUK II

TEORETIESE AGTERGROND

2.1 Kernreaksies

Kernreaksies tussen skyfkerne en 'n positief gelaaide deeltjie is moontlik indien die gelaaide deeltjie tot genoegsame energie versnel kan word. In die algemeen kan 'n skyfkern A wat bestraal word met 'n deeltjie a 'n kernreaksie ondergaan waardeur die kern omgesit word in 'n produkkern B met die uitstraling van 'n ligte deeltjie b. Hierdie kernreaksie word op 'n verkorte wyse weergegee as



en a is dan gewoonlik protone, deuterone, tritone of ander kerne soos Helium-3, Helium-4 ens..

Die verskil in rusmassas van die reagentse A en a en die produkte B en b word die Q-waarde van die reaksie genoem en uitgedruk as

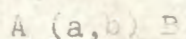
$$Q = (M_A + M_a) - (M_B + M_b) \quad \text{.....(2.1)}$$

waar M die rusmassa van die deeltjie is soos aangedui in die voetskrif. Q word gewoonlik in MeV aangegee deur die omsettingsfaktor

3.

$$1 \text{ a.m.e.} = 931.478 \text{ MeV } (^{12}\text{C-skaal})$$

te gebruik.



en a is dan gewoonlik protone, deuterone, tritone of ander kerne soos Helium-3, Helium-4 ens..

2.2 Reaksiëkinematika

Wanneer 'n projektielpartikel met energie E_a met 'n skyfkern reageer om 'n ligte produkpartikel uit te straal met energie E_b in die rigting θ ten opsigte van die invalsrigting van die projektielpartikel kan uit die behoudswette van momentum en energie herlei word dat die energie van die ligte produkpartikel gegee word deur

$$\sqrt{E_b} = v \pm \sqrt{v^2 + w} \quad \dots\dots\dots(2.2)$$

waar

$$v \equiv \frac{\sqrt{M_a M_b E_a}}{M_b + M_B} \cos \theta \quad \dots\dots\dots(2.3)$$

en

$$w \equiv \frac{M_B Q + E_a (M_B - M_a)}{M_D + M_B} \quad \dots\dots\dots(2.4)$$

Die kinetiese energie en θ word gemeet in die laboratorium-koördinatesisteem. Verder is die vergelykings geldig vir die nie-relativistiese geval waar die kinetiese energie van die partikel klein is in vergelyking met sy rusmassa. Kernreaksies sal slegs moontlik wees indien E_b reële en positiewe waardes aanneem.

Volgens energie-oorweginge word daar tussen twee klasse kernreaksies onderskei. Ekso-ergiese reaksies het positiewe Q -waardes terwyl negatiewe Q -waardes endo-ergiese reaksies aantoon.

Wanneer ekso-ergiese reaksies beskou word, blyk dit dat die verloop van die reaksie energeties onafhanklik is van die projektielpartikel, want as $\underline{E}_a$ strewe na nul, volg uit vergelyking (2.3) dat $\underline{v}$ ook strewe na nul, terwyl die limietwaarde van $\underline{W}$ en $\underline{E}_b$ soos volg is:

$$w = \frac{M_B Q}{M_b + M_B} \dots\dots\dots (2.5)$$

$$E_b = Q \frac{M_B}{M_b + M_B} \dots\dots\dots (2.6)$$

Hieruit volg dus dat vir positiewe waardes van $\underline{Q}$, $\underline{E}_b$ altyd reëel en positief sal wees.

In die geval van endo-ergiese reaksies waar $\underline{Q}$ negatief is, gee vergelykings (2.3) en (2.4) 'n zerowaarde vir $\underline{v}$ en 'n negatiewe waarde vir $\underline{w}$ (dus ook vir $v^2 + w$), wanneer die energie van die projektielpartikel na nul strewe.

Gevolgtlik is $\underline{E}_b$ imaginêr en is geen reaksie moontlik nie.

Die minimumenergie van die projektielpartikel waarby 'n reaksie kan plaasvind, word die drumpelenergie $\underline{E}_{\min}$ genoem.

Volgens vergelyking (2.2) word die reaksie eers moontlik wanneer $v^2 + w$ nul is. Dit gebeur wanneer $\theta = 0$ en $\underline{E}_a$ sy minimumwaarde het wat die drumpelenergie is,

$$E_{\min} = -Q \left(\frac{M_b + M_B}{M_b + M_B - M_a} \right) \dots\dots\dots (2.7)$$

wat vereenvoudig kan word soos in vergelyking (2.8) met behulp van vergelyking (2.1) en die benadering dat $M_A \approx Q/c^2$ waar c die snelheid van lig is.

$$E_{\min} = - Q \left(\frac{M_a + M_A}{M_A} \right) \dots\dots\dots(2.8)$$

2.3 Coulombwal en Sentrifugale-wal

Dit volg nie noodwendig dat as 'n kernreaksie energeties moontlik is, die waarskynlikheid van die reaksie groot genoeg sal wees om dit waar te neem nie. Een van die faktore wat die waarskynlikheid van 'n reaksie sal beïnvloed, is die Coulomb-afstoting wat 'n positief gelaaide deeltjie ondervind as dit 'n kern nader. Hierdie afstoting kan beskou word as 'n Coulombwal om die kern met 'n potensiaalwal $V(r)$,

$$V(r) = \frac{zZe^2}{r} \dots\dots\dots(2.9)$$

waar ze en Ze die lading van die inkomende - en skyfkern onderskeidelik aandui en waar r die afstand tussen die skyfkerne is. Die maksimumafstoting vind plaas by 'n minimumwaarde van r wat benaderd gegee word deur

$$r_{\min} = 1.4 \times 10^{-13} (M_a^{1/3} + M_A^{1/3}) \text{ cm} \dots\dots\dots(2.10)$$

en e is die elektronlading wat 'n waarde het van 4.803×10^{-13} statcoulomb.

'n Tweede faktor wat die reaksiewaarskynlikheid mag verlaag, is die sentrifugale-wal wat 'n invloed uitoefen wanneer

die inkomende deeltjie hoekmomentum aan die skyfkern oordra en as gevolg daarvan nie sy totale kinetiese energie gebruik om na die kern deur te dring nie. Die sentrifugale-wal $V(s)$ word gegee deur

$$V(s) = \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2M_a r^2}$$

waar

$$\hbar = 1.0545 \times 10^{-27} \text{ erg.s}$$

en r die afstand tussen die kerne is. ℓ is die hoekmomentum-kwantumgetal.

Die totale afstotingspotensiaal V om die kern kan dus geskryf word as die som

$$V = V(r) + V(s)$$

$$= \frac{zZe^2}{r} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2M_a r^2} \dots\dots\dots(2.12)$$

Wanneer die inkomende deeltjie se energie kleiner is as die totale afstotingswal, is daar tog nog 'n waarskynlikheid dat die deeltjie die wal kan deurtonnel. Die penetrasiefaktor P kan dan benader word tot

$$P \approx \frac{1}{v} \exp \left(- 2\pi \frac{zZe^2}{\hbar v} \right) \dots\dots\dots(2.13)$$

waar v die snelheid van die inkomende deeltjie is.

2.4 Reaksiedeursnit

Bogenoemde faktore beïnvloed die waarskynlikheid van 'n

kernreaksie en hierdie waarskynlikheid word uitgedruk in terme van reaksiedeursnit σ wat in oppervlakte-eenhede aangegee word.

Die totale reaksiedeursnit σ het betrekking op die som van die spesifieke reaksiedeursnitte σ_x van alle besondere reaksies (a, x) waar x die ligte reaksie produk is. Die spesifieke reaksiedeursnit is van groter belang by aktiveringsanalise daar dit die waarskynlikheid weergee vir die vorming van een spesifieke produknuclide.

Die aantal kernreaksies wat geïnduseer word per tyds-eenheid word gegee deur

$$\frac{dN_B}{dt} = \sigma \phi N_A \quad \dots\dots\dots (2.14)$$

waar ϕ die vloed van die invallende deeltjies is per tydseenheid en per eenheidoppervlakte.

Indien die produk van die kernreaksie, B , radio-aktief is, word sy vervaltempo aangegee deur

$$\frac{dN_B}{dt} = -\lambda N_B \quad \dots\dots\dots (2.15)$$

waar λ die vervalkonstante is en

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} \quad \dots\dots\dots (2.16)$$

en T die halfleeftyd is.

Uit die vergelykings (2.14) en (2.15) volg dat

$$\left(\frac{d}{dt} + \lambda \right) N_B = \sigma \phi N_A \quad \dots\dots\dots (2.16)$$

wat as oplossing het

$$N_B = \frac{\sigma \phi N_A}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad \dots\dots\dots (2.17)$$

op voorwaarde dat $N_B = 0$ wanneer $t = 0$ en t die bestralings-tyd is.

Die gemete aktiwiteit C_B word aangegee deur

$$C_B = \epsilon \lambda N_B \quad \dots\dots\dots (2.18)$$

waar ϵ die doeltreffendheid van die meetapparaat is.

Maar

$$N_A = \frac{W_A}{M_A} \quad \dots\dots\dots (2.19)$$

waar W_A die gewig van die skyfkern en N die Avogadro-getal, 6.0225×10^{23} is.

As f die fraksionele voorkoms van die skyfisotoop in die skyfmateriaal is, is die gemete aktiwiteit

$$C_B = \frac{\epsilon n N \sigma \phi f w (1 - e^{-\lambda t})}{M} \quad \dots\dots\dots (2.20)$$

waar w die totale gewig van die element wat bestraal word en M sy molekulêre gewig is wat n atome van die skyfelement insluit.

Die reaksiedeursnit kan dan verkry word vanaf die vergelyking

$$\sigma = \frac{M C_B}{n \epsilon N \phi f w (1 - e^{-\lambda t})} \quad \dots\dots\dots (2.21)$$

Wanneer spektroskopiese metodes gebruik word om die aktiwiteit te meet kan C_B vervang word deur C_B' , die aantal tellings in die betrokke fotopiek van die gammaspektrum. As die spektrum opgeneem is oor 'n meetperiode, t_c , en die middelpunt van hierdie periode was 'n tyd t_d na die einde van die bestraling, kan vir radio-aktiewe verval gekorrigeer word.

Vergelyking (2.21) kan meer gerieflik uitgedruk word in terme van parameters wat regstreeks gemeet word. As ϵ nou die meetdoeltreffendheid is in tellings per 100 invallende gammastrale met die betrokke energie en die intensiteit van die gammastraal word aangedui as p per 100 disintegrasies van die radionuklied, kan reaksiedeursnit bereken word as

$$\sigma = \frac{M C_B' d^2 t e^{\lambda t_d}}{\epsilon n p t_c w Q (1 - e^{-\lambda t})} \times k \quad \dots\dots\dots(2.22)$$

Die konstante het die waarde

$$\begin{aligned} \text{konst.} &= \frac{1.6 \times 10^{-19} \times 3.14159 \times 10^{24} \times 10^2}{60 \times 4 \times 6.0225 \times 10^{23}} \\ &= 3.4776 \times 10^{-19} \end{aligned}$$

en sluit in die nodige omsettingsfaktore en bekende konstantes.

Die totale tellings in die fotopiek is verkry met behulp van 'n Fortran-program. Die program verkry die oppervlakte van die piek deur 'n kanaal vir kanaal sommering van die tellings

onder die piek. Daarna word die agtergrond as 'n trapesoïdale oppervlakte afgetrek. Die hoogtes van die twee parallelle sye van die trapesium word verkry uit gemiddelde waardes van 'n paar kanale aan weerskante van die piek.

Die identifikasie van die pieke in die gammaspektrum is gedoen deur die energie en die vervaltempo van die piek te bepaal. Die identiteit van die piek is bevestig deur gebruik te maak van gepubliseerde tabelle en vervalskemmas (Le 67), (sien Aanhangsel A).

Die verwagte radio-nukliede wat kan ontstaan uit deuter-onaktiverings van chroom, yster, nikkel en sink word aangegee in Tabelle 6.1, 6.4, 6.6 en 6.8 onderskeidelik.

2.5 Bestralingstyd

Om te bereken hoe lank 'n bepaalde nuklied bestraal moet word, kan drie gevalle onderskei word, nl. waar die bestralings-tyd baie groot, van dieselfde ordegrootte en baie klein is in vergelyking met die halfleeftyd van die produk.

In die eerste geval het die tydfaktor in vergelyking (2.20) eenheidswaarde en word die vergelyking dan uitgedruk as

$$C_B = \frac{E N \sigma \phi f w}{M} = C_{\infty} \dots\dots\dots (2.23)$$

In hierdie geval sal die aktiwiteitsmeting geen verandering toon vir klein veranderings in die bestralingstyd nie.

In bestralings met gelaaiide deeltjies bestaan daar 'n onsekerheid in die bestralingstyd as gevolg van die tyd wat nodig is om die bundel op die skyf in te bring en te verwyder. Dit is dus voordelig om te bestraal vir tye wat lank is in vergelyking met die halfleeftyd van die produk. Vir $T = 7t$ bv. is die aktiwiteit onmiddellik na die einde van die bestraling alreeds binne 1% van die versadigingswaarde.

Wanneer die bestralingstyd van dieselfde orde grootte is as die halfleeftyd, word omtrent die helfte van die versadigingswaarde opgewek.

As die bestralingstyd baie kleiner is as die halfleeftyd, neem die aktiwiteit liniêr toe met die tyd van bestraling want dan geld dat

$$(1 - e^{-\lambda t}) \approx \lambda t \quad \dots\dots\dots (2.24)$$

Onder hierdie toestande sal enige fout in die bestralingsduurte oorgedra word aan die aktiwiteitsmeting. Die tydsonsekerheid aan die begin en einde van die bestraling kan relatief verklein word slegs deur die monster te bestraal vir 'n tyd wat lank is in vergelyking met die fout in die meting.

2.6 Waarskynlike kernreaksies wat deur deuterone geïnduseer kan word

Die deutron (Se 64) is 'n baie geskikte aktiveringspartikel. Dit lewer veral 'n groot reaksiedeursnit by stropings-

reaksies (Hc 36) vanweë die relatief klein bindingsenergie (2.22452 ± 0.00020 MeV) tussen die proton en die neutron.

Indien 'n invallende deutron 'n stropingsreaksie ondergaan, kan óf die neutron óf die proton deur die skyfkern ingevang word, terwyl die oorblywende partikel ontsnap.

Die ander moontlike reaksies wat deuterone kan ondergaan, kan verloop oor 'n saamgestelde kern (Bo 37). In hierdie geval kan die reaksiedeursnit bereken word (Sh 53). Dit word beskou dat die invallende deutron as 'n geheel deur die skyfkern ingevang word om 'n hoog opgewekte saamgestelde kern te vorm. Hierdie toestand keer na 'n meer stabiele toestand terug deur die uitgee van energie in die vorm van gammafotone of partikels. Die uitstraling van deeltjies is egter meer waarskynlik, daar dit meer energie van die opgewekte kern kan verwyder. Wanneer die uitgestraalde deeltjie gelaai is, moet die Coulomb- en sentrifugale-wal wat dit moet oorkom, ook in ag geneem word by die kwalitatiewe bepaling van reaksiewaarskynlikhede.

Volgens kwalitatiewe oorweginge blyk dit dus dat reaksiewaarskynlikheid afneem soos gegaan word van (d,n), (d,p) na (d, α), (d,2n)... na (d, γ) vir deuterone met energie kleiner as 5.5 MeV wat in hierdie ondersoek gebruik is.

HOOFSTUK III

SKYFVERVAARDIGINGSTEGNIEKE

Inleiding.

Die doel waarvoor 'n skyf benodig word, sal bepaal watter tegniek gebruik word om dit te berei. In hierdie ondersoek is die skywe bestraal met gelaaide deeltjies wat hulle energie aan die skyf oordra in die vorm van hitte. Die hoë temperatuur wat so ontstaan, vereis dat die skyfmateriaal en die skyfplaatjie waarop die materiaal neergeslaan is daarteen bestand sal wees.

Uit die vorige hoofstuk is dit duidelik dat as al die faktore in vgl. (2.20) konstant bly, die aktiwiteit van 'n bestraalde monster afhang van die massa van die skyfmateriaal in die baan van die bundel.

Hierdie oorweging lei tot die gevolgtrekking dat so 'n dik skyf as moontlik gebruik moet word. Daarenteen veroorsaak 'n dikker skyf 'n groter energieverlies van die bestralingsbundel wat gevolglik 'n groter onsekerheid in die gemiddelde energie daarvan meebring.

'n Middeweg moet dus gevind word tussen aktiwiteit en die akkuraatheid van die bestralingsenergie.

Dit blyk dat metodes wat uitsluitlik baie dun skywe lewer, nie hier van toepassing is nie. Verder is skyfdiktes wat 'n energieverlies groter as 50 keV veroorsaak, nie as geskik beskou nie.

Aangesien die hele skyf nie bestraal word nie, is dit belangrik dat die skyfmateriaal homogeen en uniform versprei sal wees.

By die keuse van 'n skyfmaaktegniek moet aan al die bostaande vereistes voldoen word. As verdere oorweginge kan bygevoeg word die tydsduur, koste en gerief waarmee die metode aangewend kan word.

Daar kan onderskei word tussen elementêre en molekulêre tipe skywe. In ooreenstemming met hierdie verskil kan skyfmaaktegnieke in twee groepe ingedeel word.

Bereiding van molekulêre tipe skywe kan gedoen word met verdamping van klein druppeltjies van hulle oplossings, Zapon-sproeimethodes, elektroforese, poeilverstuiging, vakuumdeposisie, molekulêre platering en elektroverstuiging.

Wanneer 'n elementêre tipe skyf gemaak word, is verdamping in vakuum, katodiese sproei en elektroplatering geskik.

Al hierdie metodes word hieronder bespreek.

3.1 Verdamping en distillasie van klein druppeltjies

Die skyfmateriaal word opgelos in 'n vlugtige oplosmiddel. Klein druppeltjies van hierdie oplossing word toegelaat om op die skyfplaatjie te verdamp, gewoonlik by atmosferiese druk, maar indien nodig onder verlaagde druk in 'n vakuumsisteem (Hu 53, Lu 67, Ma 49, Pa 56, Pa 59).

As waterige oplosmiddels gebruik word, is die grootste probleem die feit dat die opgeloste stof geneig is om in konsentriese ringe te kristalliseer. So 'n skyf is wel homogeen, maar glad nie uniform nie.

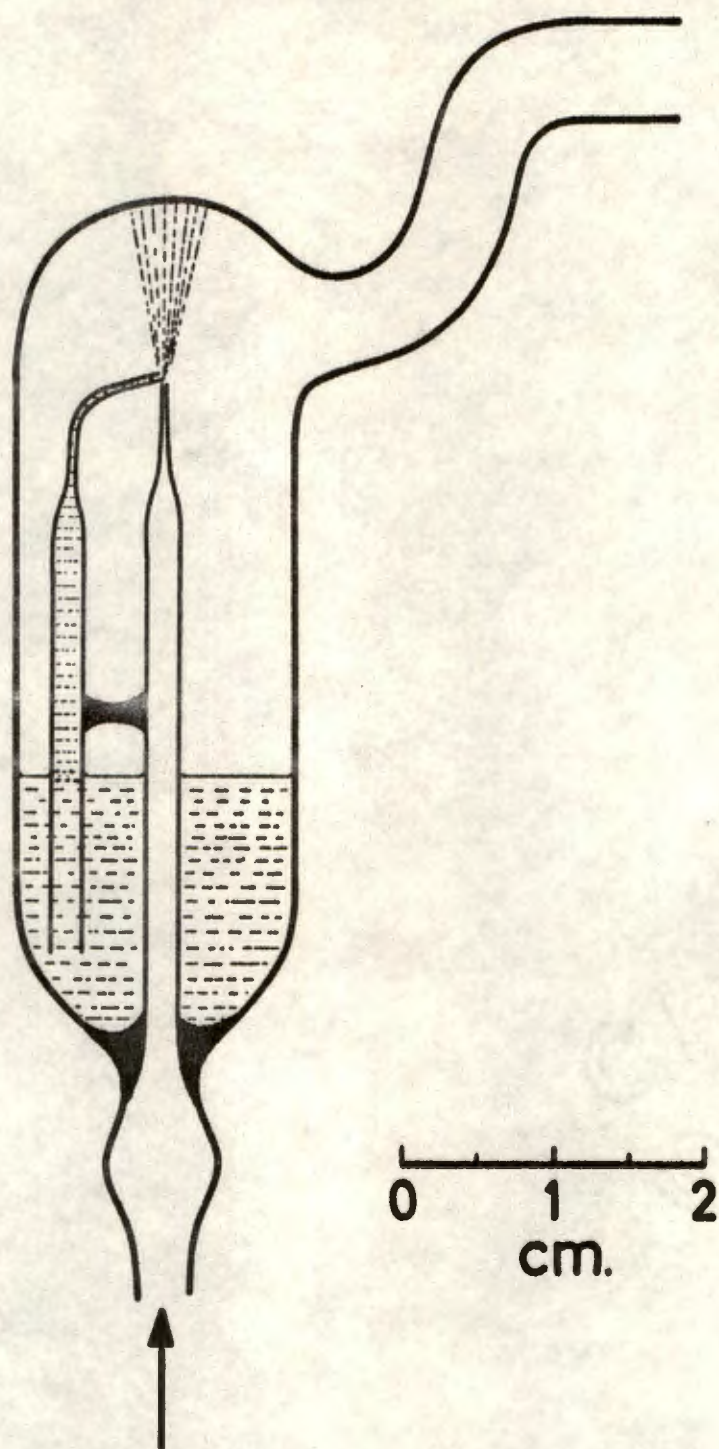
Die uniformiteit van die neerslag kan egter verbeter word deur byvoeging van additiewe soos insulien (La 49), kolloïdale silika (Me 59) of kupriferrosianied (Ru 56).

Indien nie-waterige oplosmiddels gebruik word, is die metode beperk tot stowwe wat in organiese oplosmiddels oplosbaar is. Die uniformiteit van die skyf wat dan verkry word, is effens verbeter.

'n Tweede manier om die uniformiteit van hierdie skywe te verbeter, is om die druppels op die skyfplaatjie te sproei en die druppelgroottes te verklein deur verstuiwingsmetodes.

'n Eenvoudige apparaat vir die mikroverstuiwing van 'n oplossing (Pe 69) word getoon in Figuur 3.1. Klein hoeveelhede van die oplossing kan verstuiw word teen die binnewand van die apparaat as gevolg van die druklug wat beweeg soos deur die pyltjie aangedui.

Die groter druppels val terug, terwyl net die mikroverstuiwde druppeltjies as 'n mis by die skoorsteen van die apparaat uitbeweeg en op die skyfplaat versamel. Hierdie metode is veral geskik vir baie dun skyfplaatjies wat deur 'n sterker stroom van druppeltjies beskadig sou word.



Figuur 3.1 Mikroverstuiwingsapparaat

'n Modifikasie van die indampmetodes is beskrywe (Pa 59) waar die druppels van die oplossing verhit word tot bokant die kookpunt van die oplosmiddel net voordat hulle op die skyfplaatjie inval. As gevolg hiervan word net die soliede deeltjies opgevang.

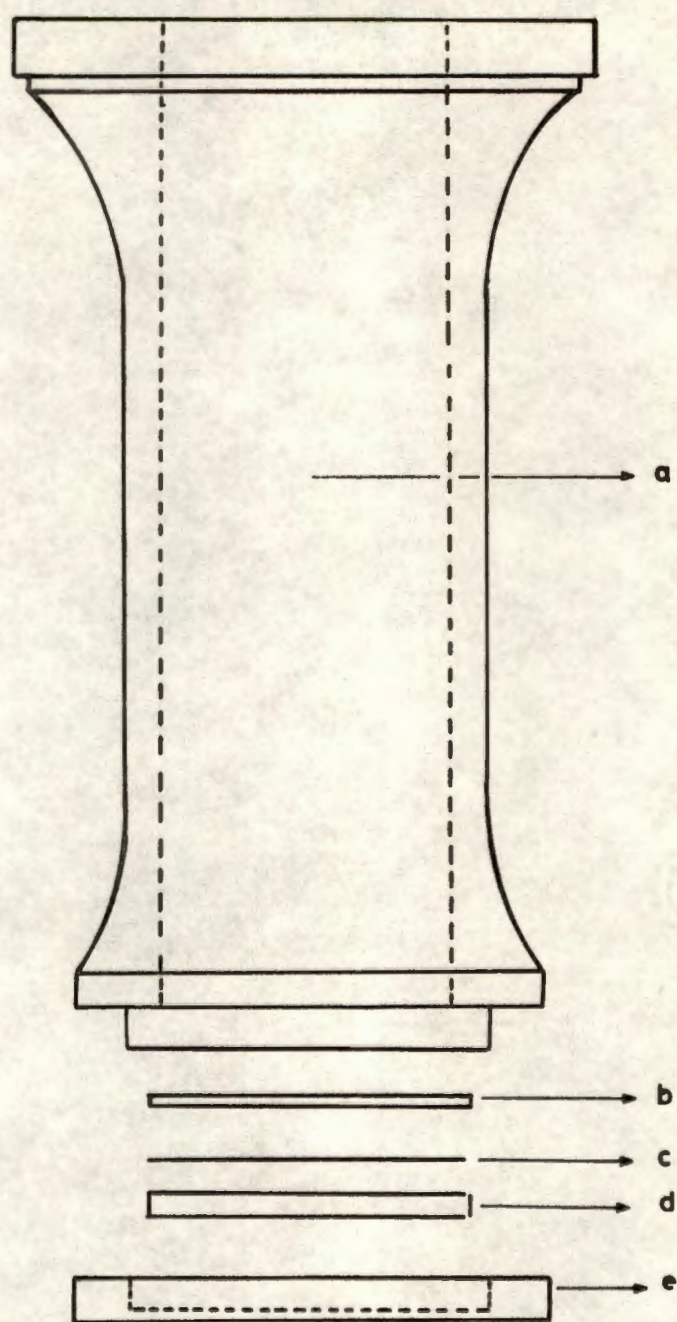
3.2 Zaponsproeitegniek

Die stof waarvan die skyf benodig word, word as die nitraat in alkohol opgelos en gemeng met 'n verdunde oplossing van Zaponlak in alkohol of asetoon. (Pa 59).

Hierdie oplossing word op skyfplaatjies van aluminium, platina, koper, yster, nikkel of molibdeen gesprei en gedroog. Daarna word die organiese bestanddele weggebrand en die nitraat omgesit in die oksiedvorm.

3.3 Presipitasie en Sentrifugering

As die skyfmateriaal gesuspendeer word in 'n vloeistof waarin dit onoplosbaar is, kan 'n fynverdeelde suspensie verkry word deur dit te onderwerp aan intense klankgolwe. (Die klankgolfgenerator wat vir hierdie doel gebruik is, is 'n SONI PROBE TYPE1130A Serial No. 835). Om die skyf voor te berei, word die suspensie onmiddellik na behandeling 'n paar minute lank gesentrifugeer teen 'n spoed groter as 3000 r.p.m. (Pe 59). Die ontwerp van 'n sentrifugeerbuis vir hierdie doel word in Figuur 3.2 aangetoon.



- a Aluminiumsentrifugeerbuis
- b Neopreen-wasser
- c Skytplaatjie
- d Stutplaatjie
- e Skroefdeksel

Figuur 3.2 Sentrifugeerbuis

Oplossings van 'n skyfmateriaal kan deur 'n soortgelyke tegniek geskikte skywe lewer indien die stof chemies uit die oplossing neergeslaan word. In hierdie geval word 'n beter skyf verkry indien die presipitasietoestande gekies word om 'n fynverdeelde stof te lewer.

Hierdie metode lewer homogene skywe en is toepasbaar op enige materiaal wat in 'n fynverdeelde vorm in 'n geskikte vloeistof gesuspendeer kan word. Dit word hoofsaaklik gebruik om molekulêre skywe te berei en is gerieflik om van geologiese ertse en veraste biologiese materiaal skywe te maak.

3.4 Elektroforese

Die skyfmateriaal kan onder invloed van 'n hoë spanning uit 'n fynverdeelde suspensie in 'n organiese vloeistof elektroforeties neergeslaan word (Pa 59).

Die sel wat vir hierdie doel gebruik word, bestaan uit 'n metaalsilinder wat loodreg op die skyfplaatjie opgestel is. Elektroforese vind plaas onder 'n spanning tussen 300 en 800 volt. Deur die polariteit te verander, kan óf positief- óf negatiefgelaaide deeltjies op die skyfplaat neergeslaan word. Klein hoeveelhede HCl in alkohol word bygevoeg om die adsorpsie van klein ione aan die oppervlak van die deeltjies aan te help.

Die belangrikste nadeel van die metode is die beperking dat die vloeistof waarin die suspensie gevorm word, nie gelei-

dend moet wees nie. 'n Relatief groot hoeveelheid van die stof word benodig om 'n geskikte suspensie te lewer.

3.5 Katodiese sproei

Wanneer 'n elektriese ontlading plaasvind tussen twee elektrodes by lae druk, word die katode stadig gedisintegreer as gevolg van bombardement deur geïoniseerde gasmolekules. Die gedisintegreerde materiaal verlaat die katode as vry atome of in verbinding met die gasmolekules.

Sommige van hierdie vrygestelde atome kondenseer dan in die omgewing van die katode (Be 56, Li 55, Na 61, Wa 61). Die meganisme waarvolgens die metaal van die katode-oppervlak verwyder word, is nog nie bevredigend verklaar nie.

Goeie homogene metaalfilms kan deur hierdie metode verkry word.

3.6 Vakuumdeposisie

Verdamping in vakuum is 'n metode wat algemeen gebruik word om films voor te berei vir bestraling met gelaai deeltjies. Weens die hitte wat in die skyfmateriaal opgewek word, is slegs stowwe met lae dampdrukke by 'n relatiewe hoë temperatuur geskik vir hierdie doel. Distillasie word gewoonlik by temperature van ca 1000°C uitgevoer onder 'n druk van hoogstens 10^{-3} mm.

Die skyfmateriaal word verhit deur weerstandverhitting of elektronbombardering in bootjies of houers wat gemaak is van materiaal met 'n baie lae dampdruk by die distilleringstemperatuur en met kerneienskappe wat goed bekend is en wat nie hinder by die meting van die bestralingsprodukte nie.

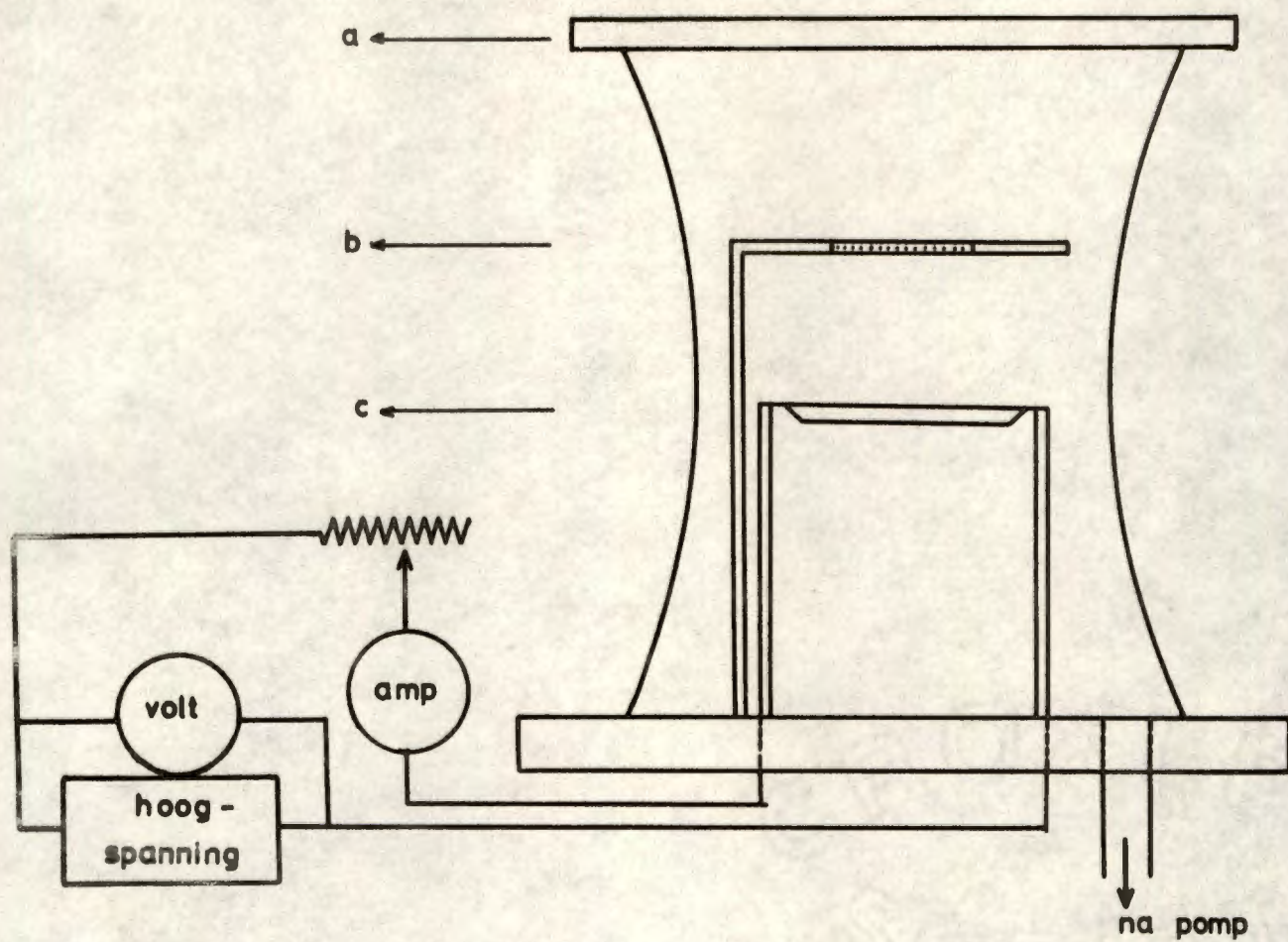
Stowwe wat vir hierdie doel gebruik word, is wolfram, molibdeen en tantaal in hulle elementêre vorm of grafietbootjies.

Die skyfplaatjie word direk bokant die bootjie gemonteer. Die afstand tussen die bootjie en die skyf asook die temperatuur en tyd van die verdamping bepaal die dikte van die skyf.

Dit is belangrik dat die skyfplaatjie goed skoongemaak word. Dit word eers in alkohol gekook om alle vette en olies op te los en daarna met gekonsentreerde anorganiese sure behandel.

Die verdampingsapparaat wat gebruik word by die bereiding van skywe uit hoeveelhede groter as 50 mg. word in Figuur 3.3 getoon.

Wanneer met klein hoeveelhede van omtrent 1 mg. gewerk word, soos in die geval van verrykte isotope, moet die apparaat in Figuur 3.3 getoon, verfyn word. Die verfynde metode berus op die verhitting van die katode deur elektrobombardement (Me 64). Spesiale kroesies word ook benodig omdat die geometriese vorm van die bootjie die oppervlak bepaal waaroor die



- a: Glasdeksel.
 b: Skyfhouer met gemonteerde skyfplaatjie.
 c: Bootjie met sout.

Figuur 3.3 Verdampingsapparaat vir die bereiding van skywe vanaf hoeveelhede groter as 50 mg

skyfmateriaal op die skyfplaat uitgesprei word. 'n Diagrammatiese voorstelling van die apparaat word in Figuur 3.4 getoon.

Die skyf is omtrent 5 mm van die kroesie geplaas. Vergroting van hierdie afstand verhoog die uniformiteit van die film, maar die opbrengs neem af met die kwadraat van die afstand. Maksimum opbrengs is in die omgewing van 40%. Die standaardafwyking van die dikte is omtrent 1% tussen die middel en die rand van die film.

3.7 Elektroplatering

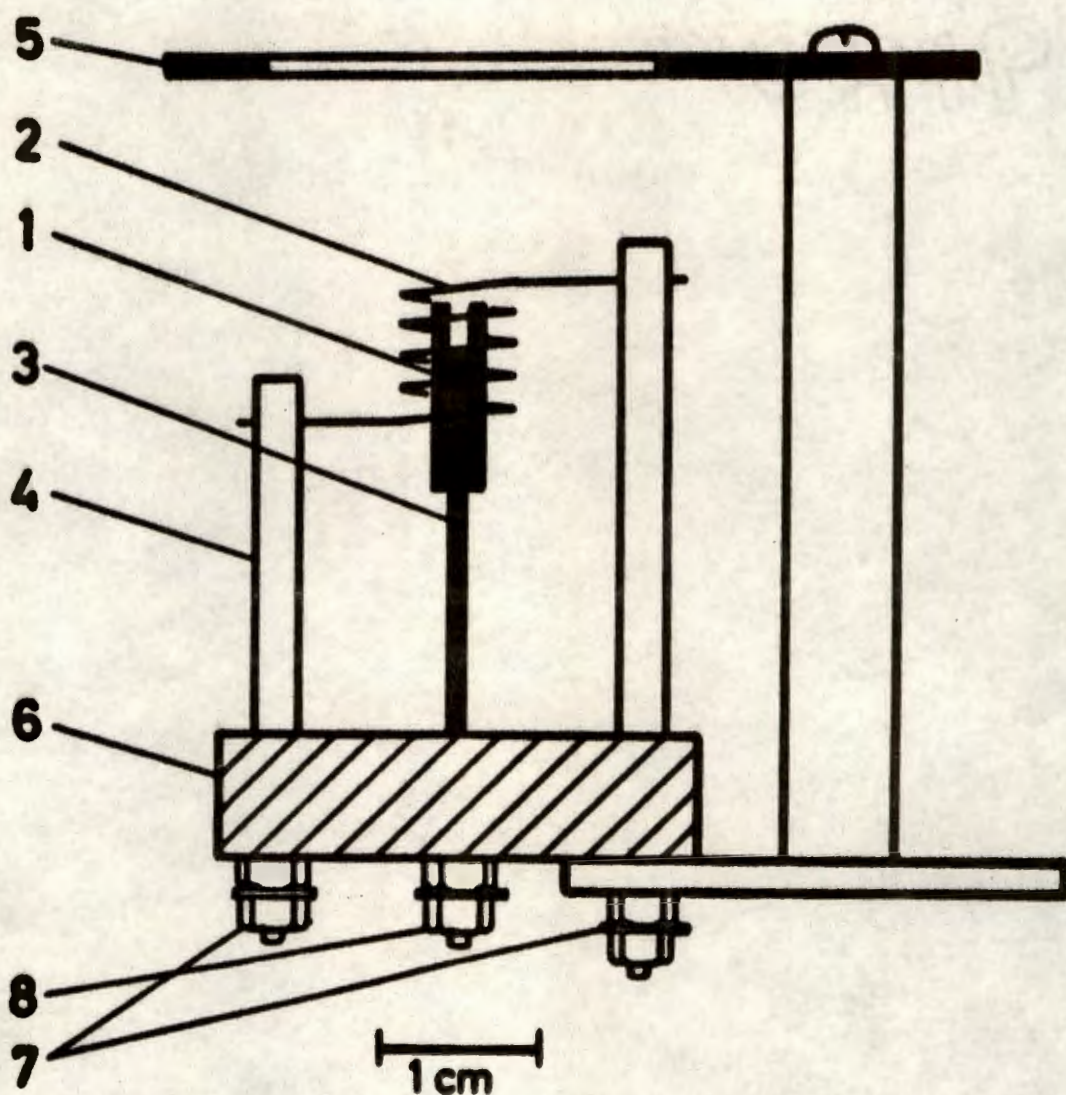
Elektroplatering as skyfvervaardigingstegniek (Ma 56, Pa 59, W1 55, Ya 57) is een van die beste metodes. Die metode is in beginsel van toepassing op die platering van alle metale mits die elektrolitiese medium reg gekies word.

Elektroplatering uit elektrolitiese oplossings vind plaas in ooreenstemming met Faraday se twee wette van elektrolise.

- (1) Die gewig materiaal (M) wat by die elektrodes van 'n sel vrygestel word, is direk eweredig aan die hoeveelheid elektrisiteit (Q) wat deur die sel vloei.

$$\text{Dus } M = ZQ \quad \dots\dots\dots (3.1)$$

waar Z die elektrochemiese ekwivalent is en Q uitgedruk word in Coulomb.



Figuur 3.4 Mikroverdampingsapparaat vir die bereiding van skywe vanaf hoeveelhede kleiner as 1 mg

- | | |
|------------------------|---------------------------------|
| 1. Kroesie met sout | 5. Skyfhouer |
| 2. Wolframgloedraadjie | 6. Isolasiemateriaal |
| 3. Kroeshouer | 7. Kontakpunte vir gloedraadjie |
| 4. Stut | 8. Kontakpunt vir hoogspanning |

- (11) Die gewig van verskillende materiale wat vrygestel word deur dieselfde hoeveelheid elektrisiteit is eweredig aan hulle ekwivalentgewig.

$$\text{Dus } X = ZF \quad \dots\dots\dots(3.2)$$

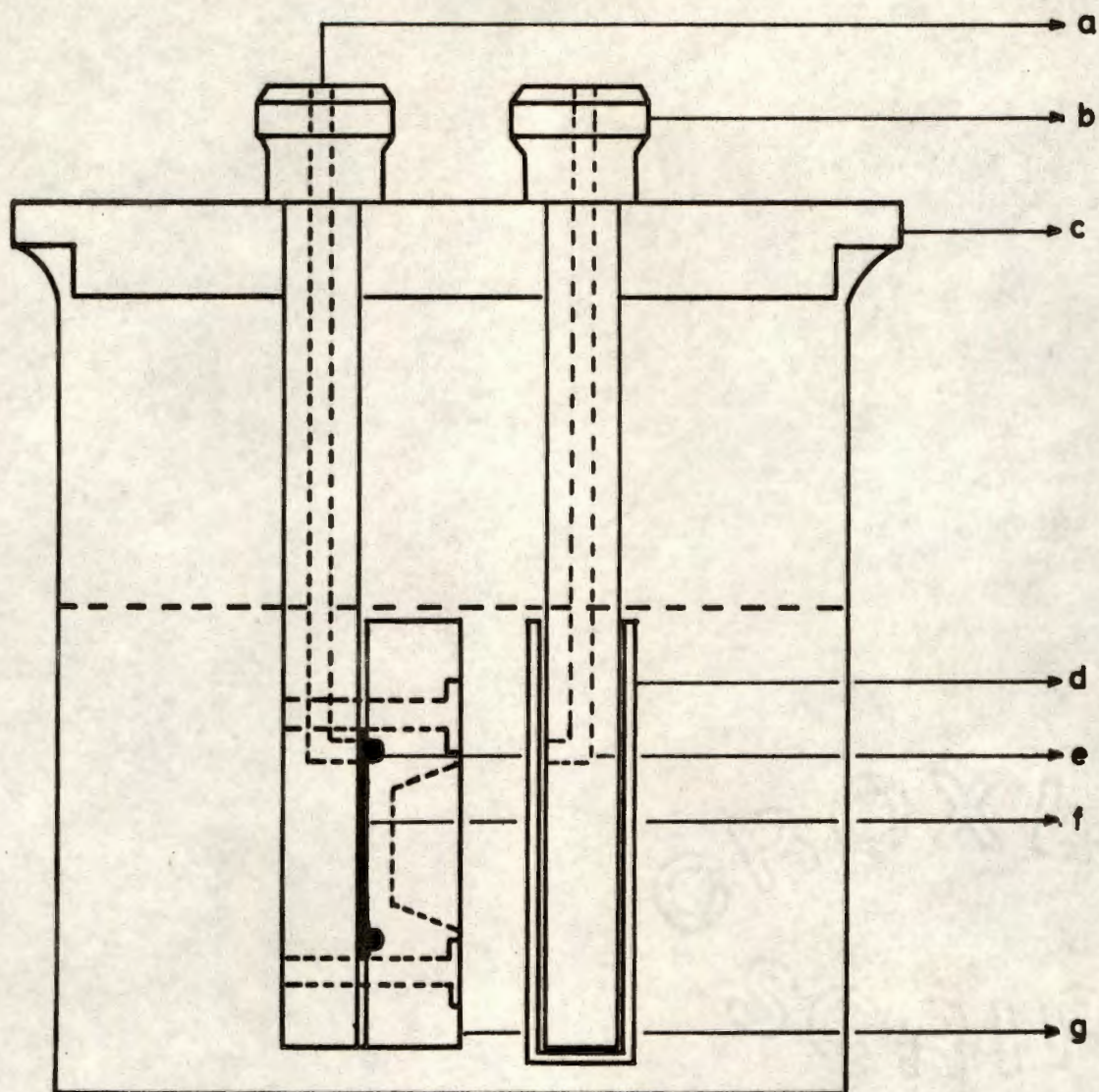
waar X die ekwivalentgewig van die stof is en F gelyk is aan 1 Faraday elektrisiteit. (1 Faraday = 96500 Coulomb).

Die voorbereiding van die skyfplaatjies is baie belangrik. Die plateringsoppervlak van die plaatjie moet eers deeglik geskuur word om die blink metaaloppervlak vatbaar te maak vir die neerslaan van die metale. Daarna word dit skoongemaak soos op bl. 20 beskryf is.

Die skyfplaatjie word gemonteer in die skyfhouer van die plateringsbeker (sien Figuur 3.5) terwyl dit nog nat is.

Soms word die kwaliteit van die neerslag verbeter deur verhitting en/of roering. 'n Diafragma word gebruik in gevalle waar kontaminerende neerslae by die anode gevorm word. Vir hierdie doel is 'n porseleimbeker gebruik.

Die volgende elektroliete en plateringstoestande is gebruik vir die vervaardiging van skywe in hierdie ondersoek.



Figuur 3.5 Elektroplateringsel

- | | |
|-------------------|-----------------|
| a. Katode | e. O-ring |
| b. Anode | f. Skyfplaatjie |
| c. Deksel | g. Skyfklamp |
| d. Anodemateriaal | |

Yster

Ferroammoniumsulfaat ($\text{FeSO}_4 \cdot (\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$)	350 g/l
---	---------

Swawelsuur	0.25 g/l
------------	----------

Temperatuur	20° C
-------------	-------

Anode	grafiet, staal, yster
-------	-----------------------

'n Stroom van 50 mA is vir 2 m deur die elektroliet gestuur om filmdiktes van $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ te verkry.

Sink

Sinksulfaat ($\text{ZnSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$)	360 g/l
---	---------

Ammoniumchloried	30 g/l
------------------	--------

Natriumasetaat	15 g/l
----------------	--------

Glukose	120 g/l
---------	---------

Temperatuur	30° C
-------------	-------

Anode	lood
-------	------

'n Stroom van 100 mA is vir 45 s deur die elektroliet gestuur om filmdiktes van $600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ te berei.

Chroom

Chroomsuur	250 g/l
------------	---------

Swawelsuur	2.5 g/l
------------	---------

Temperatuur	50° C
-------------	-------

Anode	lood
-------	------

'n Stroom van 200 mA is vir 3 m deur die elektroliet gestuur om filmdiktes van $600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ te berei.

Mangaan

Ammoniumsulfaat	130 g/l
Mangaansulfaat	30 g/l
Swaweldioksied	0.1 g/l
Temperatuur	70° C
Anode	lood

'n Stroom van 400 mA is vir 1 m deur die elektroliet gestuur om filmdiktes van $700 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ te berei.

Nikkel

Nikkelsulfaat ($\text{NiSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$)	105 g/l
Ammoniumchloried	15 g/l
Nikkelchloried ($\text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$)	15 g/l
Boorsuur	15 g/l
Temperatuur	50° C
Anode	lood

'n Stroom van 200 mA is vir 30 s deur die elektroliet gestuur om filmdiktes van $700 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ te berei.

Koper

Kopersulfaat ($\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$)	150 - 240 g/l
Swawelsuur	50 - 100 g/l
Temperatuur	30° C
Anode	koper

'n Stroom van 120 mA is vir 1 m deur die elektroliet gestuur om filmdiktes van $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ te berei.

3.8 Molekulêre Platering

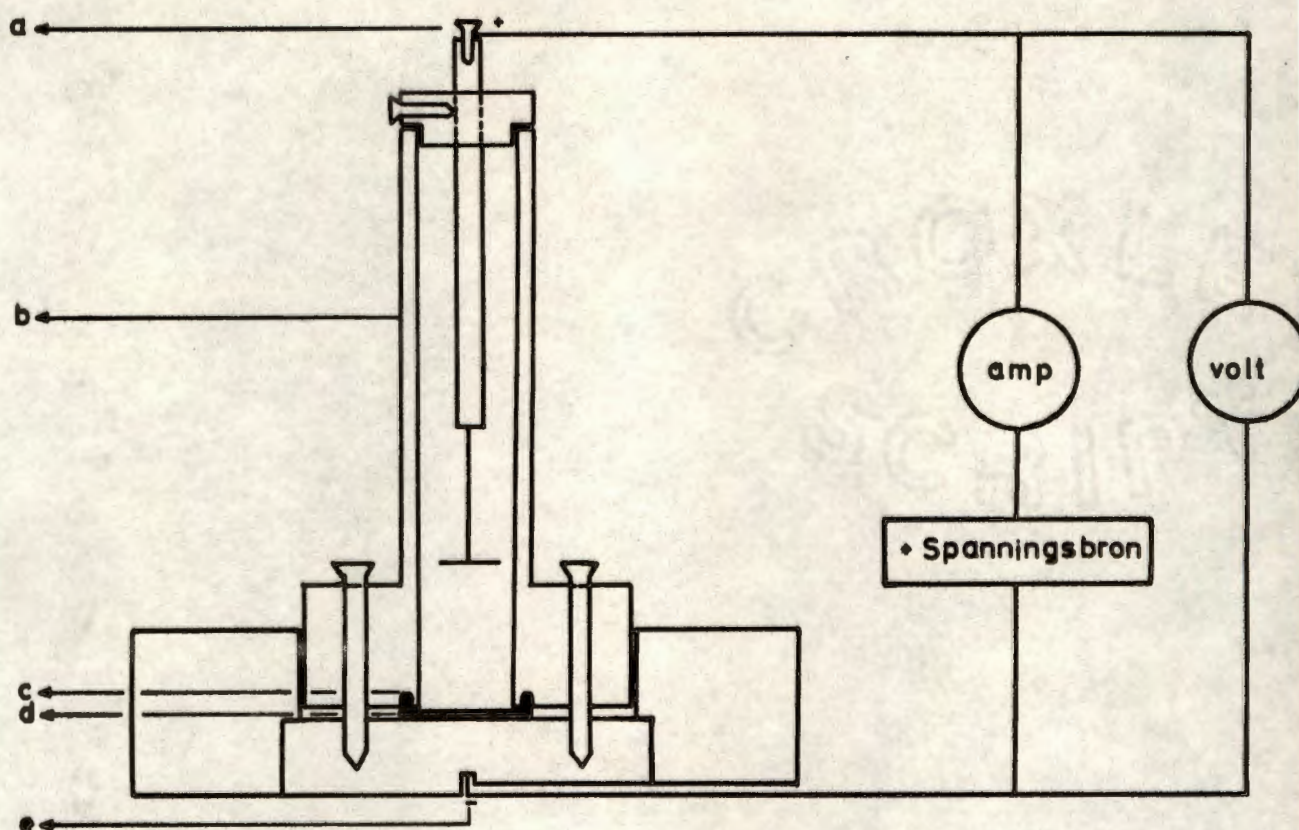
Molekulêre platering bied 'n metode om 'n dun homogene neerslag op 'n skyfplaatjie te kry indien die skyfmateriaal wateroplosbaar is en nie in die metaalvorm hoef te wees nie.

Die neerslag en die katode is in dieselfde vorm as die sout wat oorspronklik in die elektroliet opgelos is. 'n Belangrike verskil tussen hierdie metode en die gewone elektrodeposisie is dat elektrolietiese dissosiasie glad nie of baie min plaasvind gedurende die proses.

Metode

Die betrokke verbinding word opgelos in die primêre oplosmiddel wat óf ca 3N suur (HCl of HNO_3) óf H_2O is. Omdat die versadigingswaarde van die neerslag op die skyf toeneem met toenemende spanning, word water by voorkeur as primêre oplosmiddel gebruik daar die groter ioniese sterkte van die suur die geleiding van die sel verhoog met 'n gevolglike afname in spanning.

Tussen 100 en 500 μl van die primêre oplossing waarvan die konsentrasie ongeveer 10 mg /ml is, word oorgebring in die plateringsel (sien Figuur 3.6). Om eweredige verspreiding van die opgeloste materiaal te verkry, word omtrent 15-20 ml geskikte organiese oplosmiddel in die sel gevoeg. 'n Platinum-spiraal word as elektrode gebruik en word ook gebruik om die



Figuur 3.6 Molekulêre Plateringsel

- a. Anode met platijnspiraal draadje
- b. Perspex-silinder
- c. O-ring
- d. Skyfplaatje
- e. Katode

inhoud van die sel te roer.

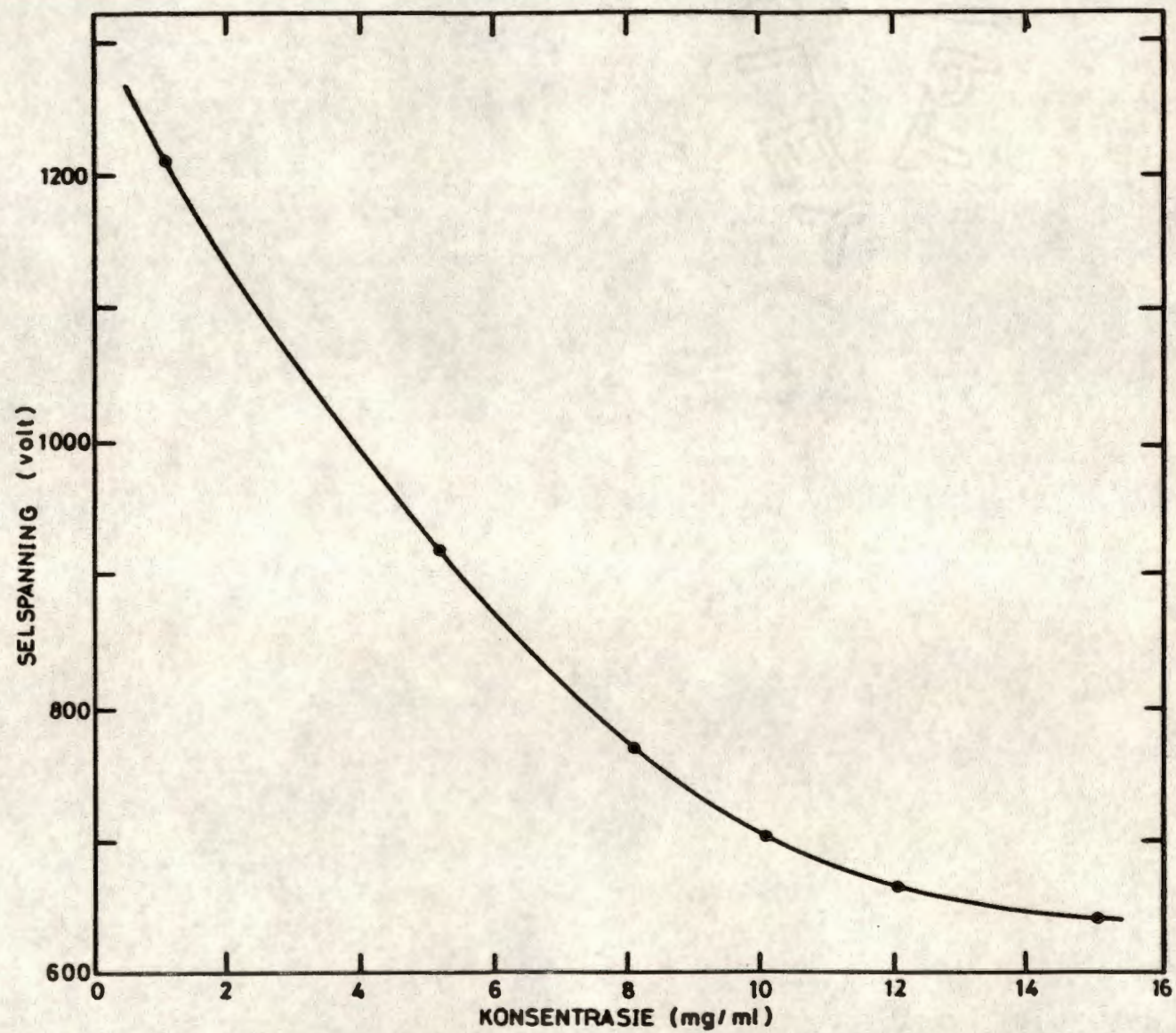
'n Relatief hoë spanning (500 - 2000 volt) word aangewend, maar die selstroom mag nie 2 mA oorskry nie. 'n Hoër stroom veroorsaak meer gasontwikkeling wat 'n nadelige uitwerking op die uniformiteit van die neerslag het. Die temperatuur word ook verhoog sodat die gevaar van 'n ontploffing vergroot as gevolg van die vinnige oksidasie van die organiese stof in die geslote sisteem.

Konsentrasie-effekte

Die invloed van die konsentrasie van die primêre oplossing op die spanning oor die sel is ondersoek by konstante elektrode-afstand, selvolume, tyd en samestelling van die sekondêre oplosmiddel.

Die selspanning wat 'n stroom van 2 mA veroorsaak, is as 'n funksie van konsentrasie in Figuur 3.7 aangetoon. Die selstroomveranderinge was relatief klein en het die spanningsmeting nie wesenlik beïnvloed nie.

In Figuur 3.8 word die opbrengs as 'n funksie van konsentrasie aangegee. Dit blyk dat die opbrengs per konsentrasie-eenheid afneem met toenemende konsentrasie. Dit volg dus dat dit meer doeltreffend is om verdunde oplossings te gebruik.



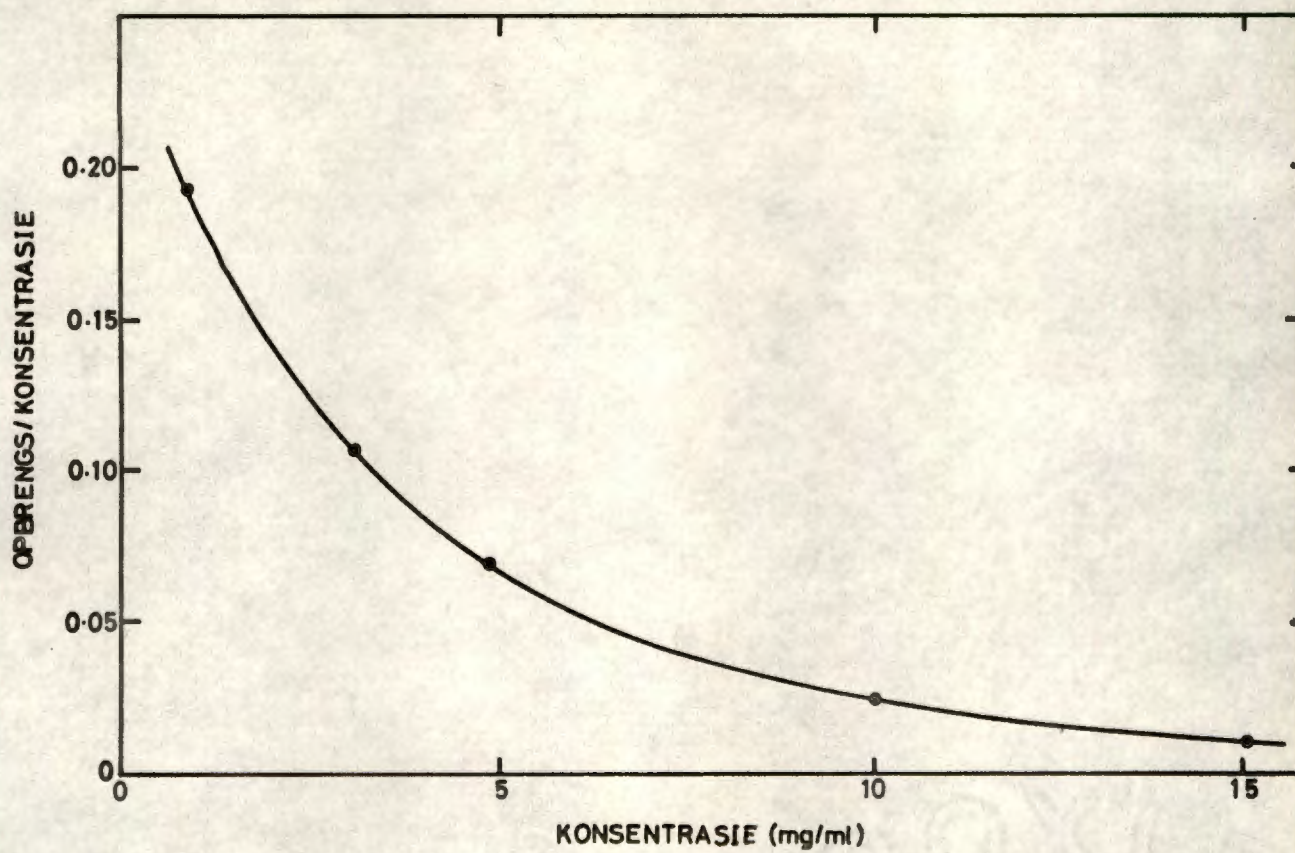
Figuur 3.7 Die selspanning as 'n funksie van konsentrasie by 'n konstante stroom van 2 mA.

Elektrode-afstand

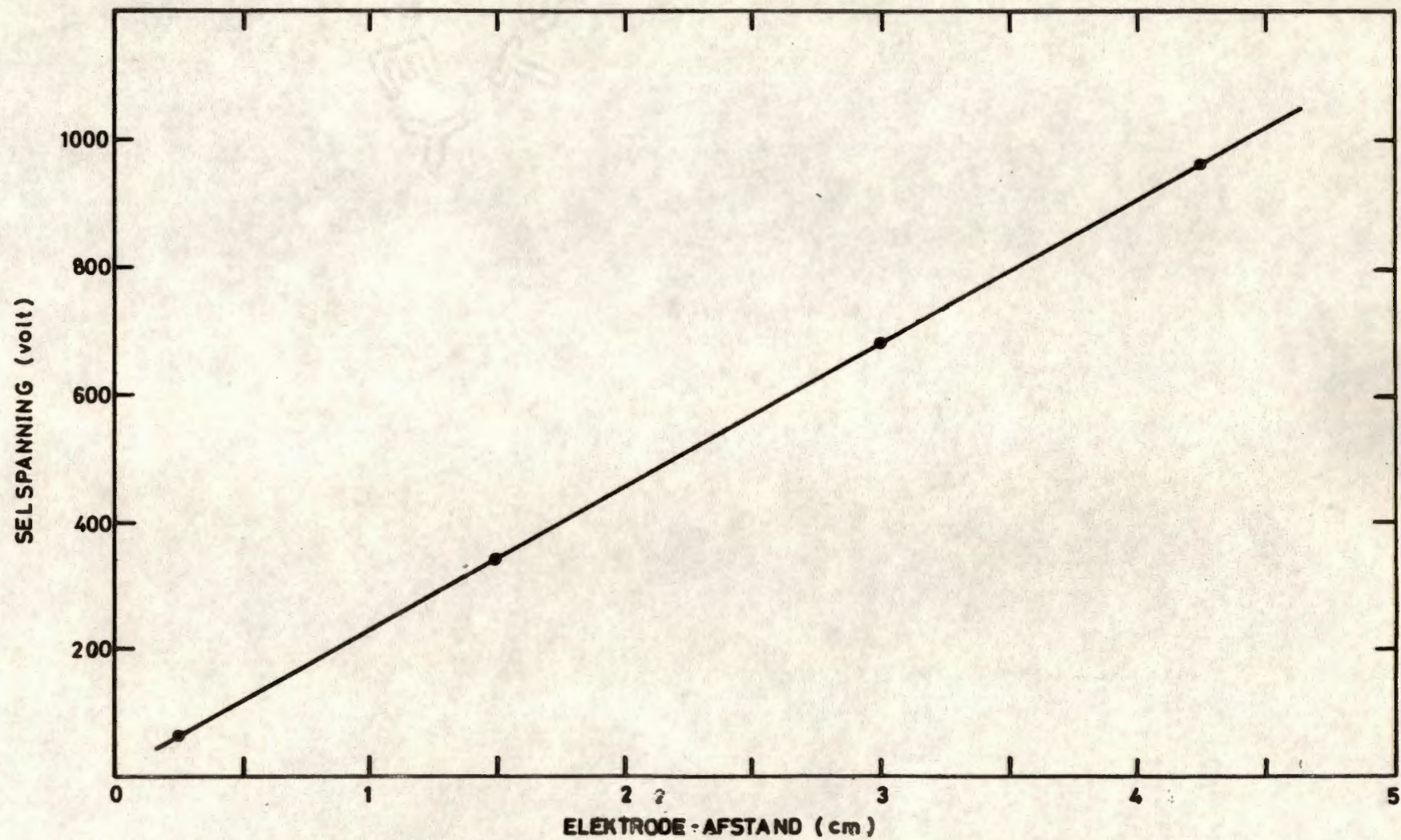
Die selspanning is gemeet as 'n funksie van die elektrode-afstand tussen die platinumspiraalelektrode en die skyf. Die resultaat is in Figuur 3.9 aangetoon. Dit is gevind dat as die elektrode-afstand groter is as omtrent 4 cm, die materiaal geneig is om op die rand van die skyfplaat in 'n dikker laag neer te slaan. As die elektrode-afstand te klein word, is die selspanning beperk tot 'n lae waarde (sien Figuur 3.9), en dus sal die maksimum opbrengs relatief laag wees (sien Figuur 3.8). Daar is gevind dat 'n elektrode-afstand van 3.5 cm 'n geskikte skyf lewer, mits die konsentrasie van die primêre oplossing in ag geneem word. Wanneer die elektrode-afstand kleiner is as 3.5 cm, kan dit gerieflik aangepas word om die korrekte stroom-spanning verhouding te gee.

Omdat hoër spannings beter resultate lewer, moet die geleiding van die selinhoud so laag as moontlik wees. Ook moet die sekondêre oplosmiddel met waterige oplossings mengbaar wees. Dit lê dus voor die hand om alkohole vir die doel te gebruik.

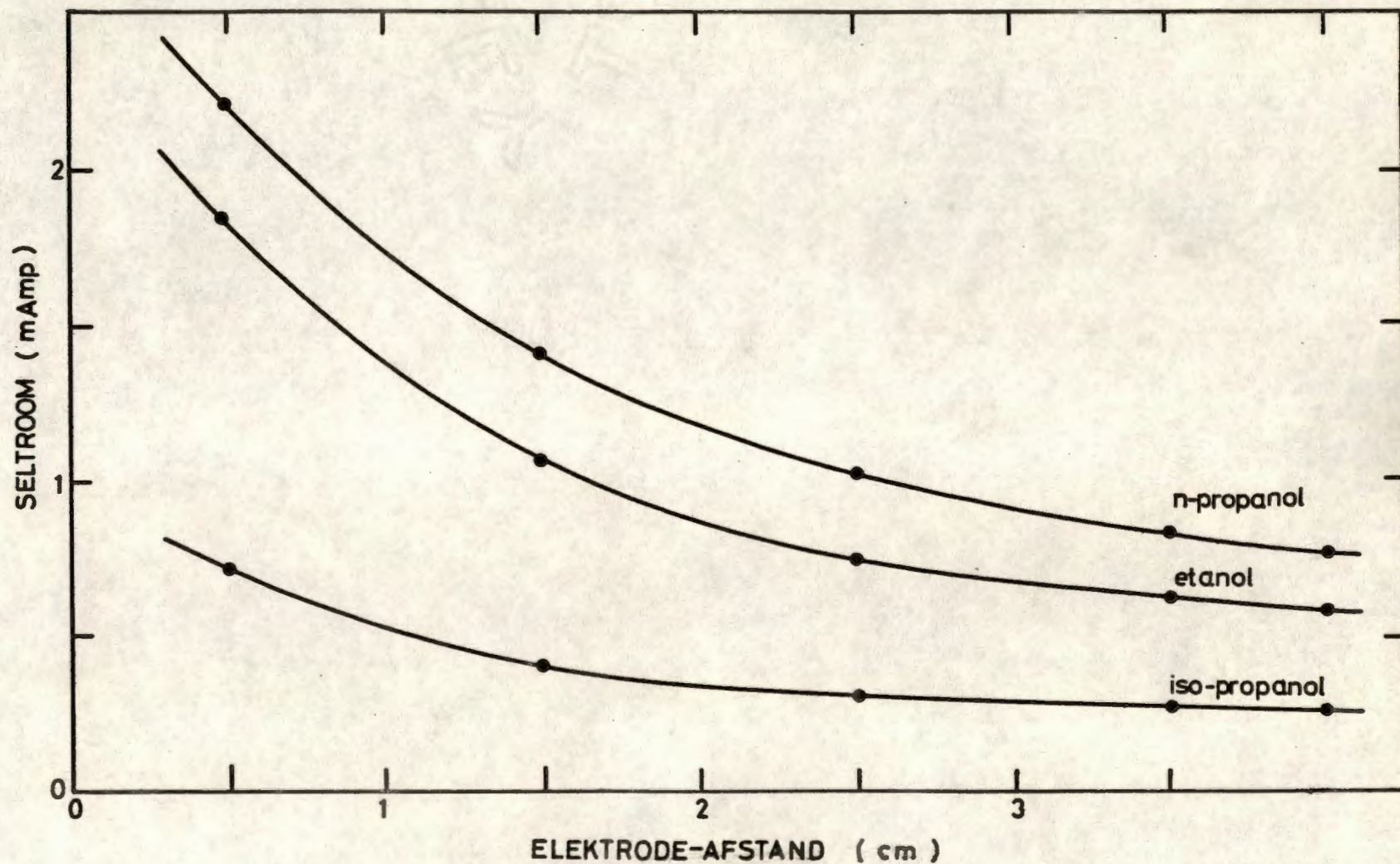
Die geleidingseienskappe van die laer alkohole tot by C_6 is ondersoek en deel van die resultate is byvoorbeeld in Figure 3.10 en 3.11 aangetoon as funksies van elektrode-afstand en werkspanning onderskeidelik. Uit die ondersoek blyk dat isopropanol die voordeligste is.



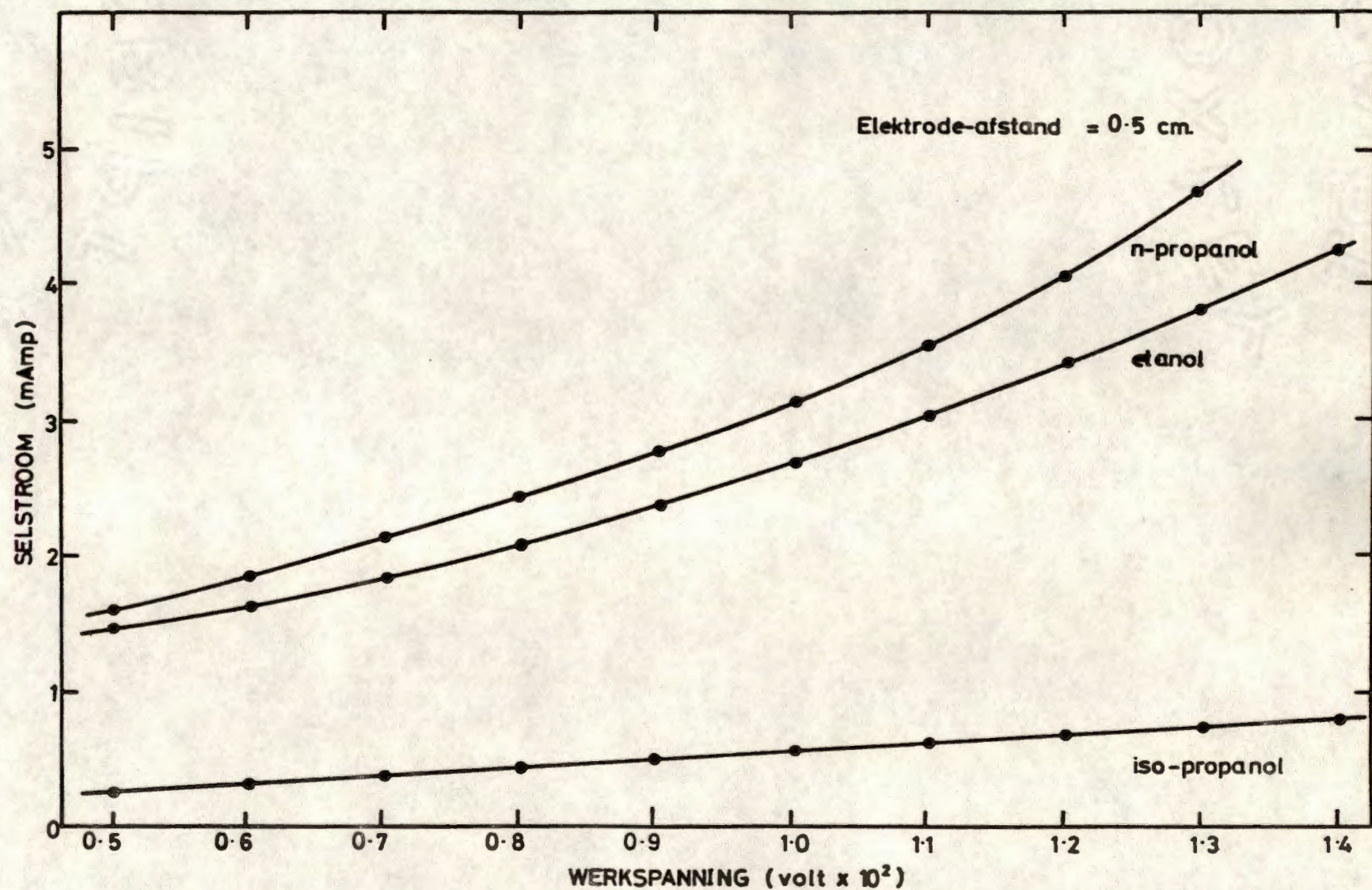
Figuur 3.8 Die opbrengs as 'n funksie van konsentrasie by 'n konstante spanning



Figuur 3.9 Die selspanning as 'n funksie van elektrode-afstand



Figuur 3.10 Die geleidingseienskappe van n-propanol, etanol en iso-propanol as 'n funksie van die elektrode-afstand



Figuur 3.11 Die geleidingseienskappe van n-propanol, etanol en iso-propanol as 'n funksie van die werkspanning

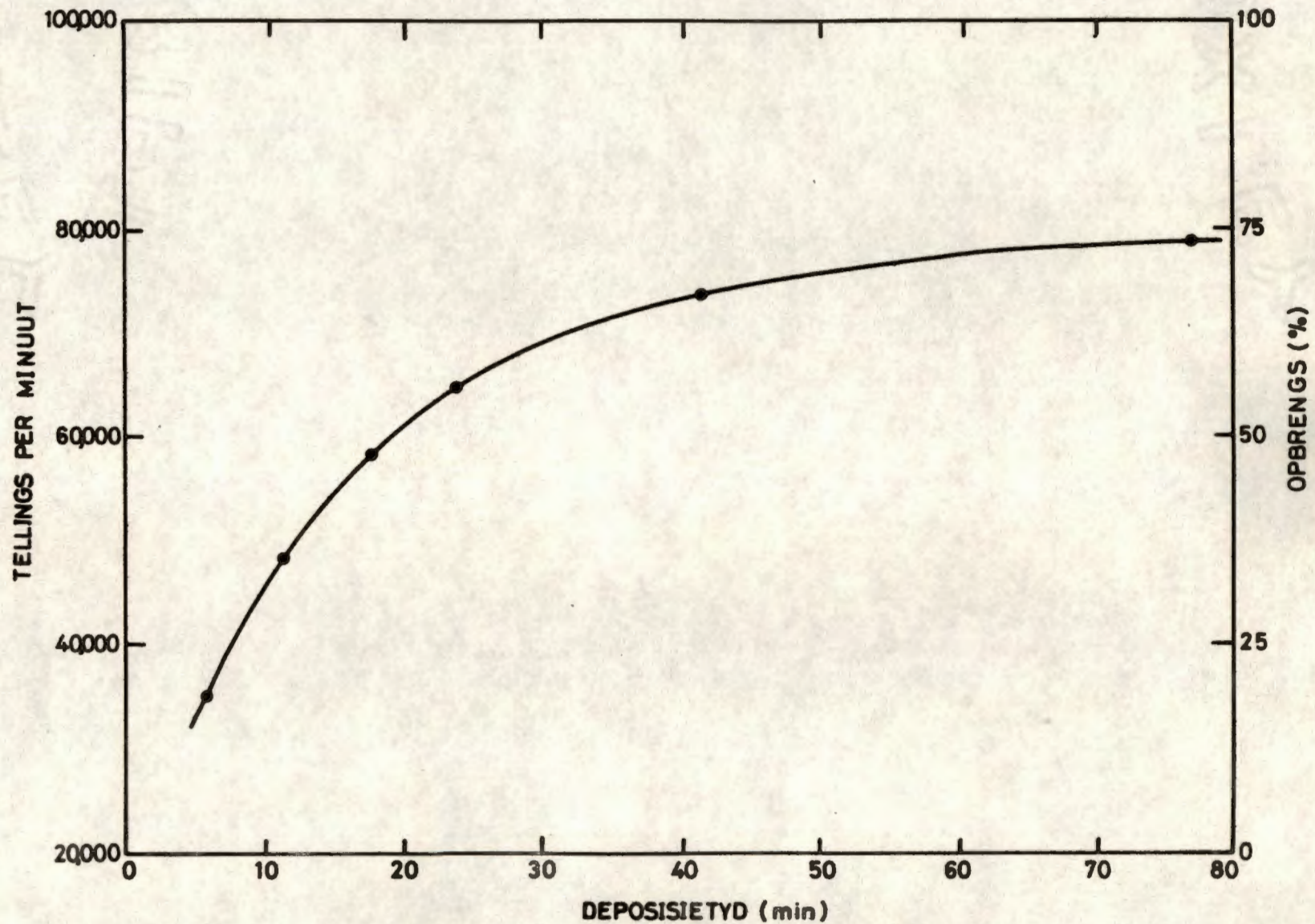
Kalibrasie van die apparaat

Die doeltreffendheid van die molekulêre plateringsel is bepaal deur gebruik te maak van radio-aktiewe yster-59 wat vanaf The Radiochemical Centre, Amersham, Engeland verkry is. 'n Standaardoplossing van FeCl_3 in water is gemerk met yster-59. Van hierdie oplossing is 400 μl oorgebring by 15 - 20 ml isopropanol in die sel. Die aktiwiteit van die neerslag op die skyfplaatjies is bepaal by verskillende deposisietye en die resultaat is gegee in Figuur 3.12. Die opbrengstempo neem af namate die konsentrasie van die oplossing verminder en die neerslagdikte toeneem. Die neerslag isoleer die plaatjie elektris en 'n hoër spanning word dan benodig soos blyk uit Figuur 3.13. Hieruit blyk dit dat 'n deposisietyd kleiner as 30 min. die beste is.

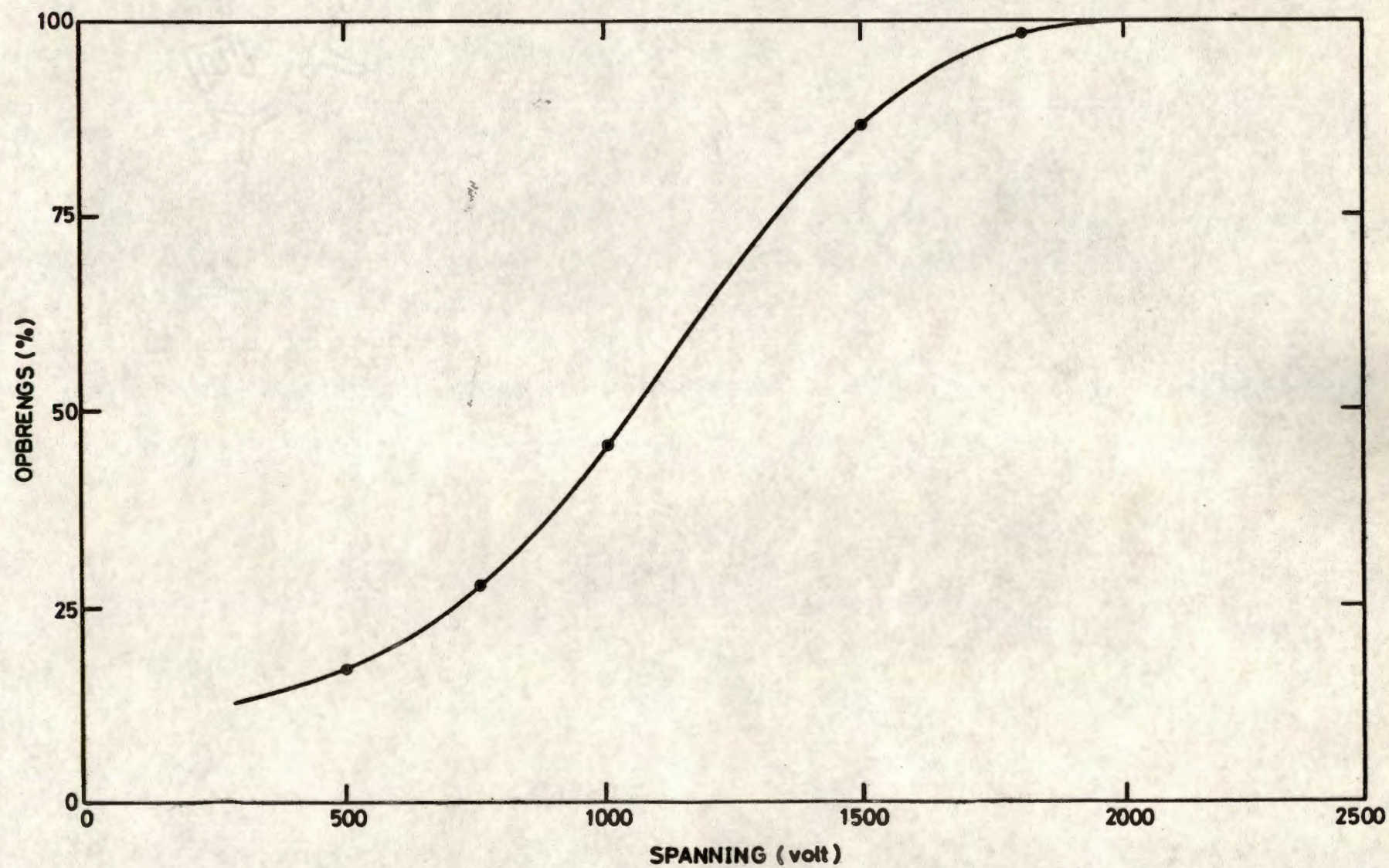
Outoradiogramme van hierdie skywe (sien bv. Figuur 3.14) het getoon dat die metode uniforme skywe van hoë gehalte lewer. Die outoradiogramme is verkry deur Kodak Plus X-film vir 60 min. aan die skywe bloot te stel waarop omtrent 300 pCi aktiwiteit neergeslaan was.

3.9 Elektroverstuiwing

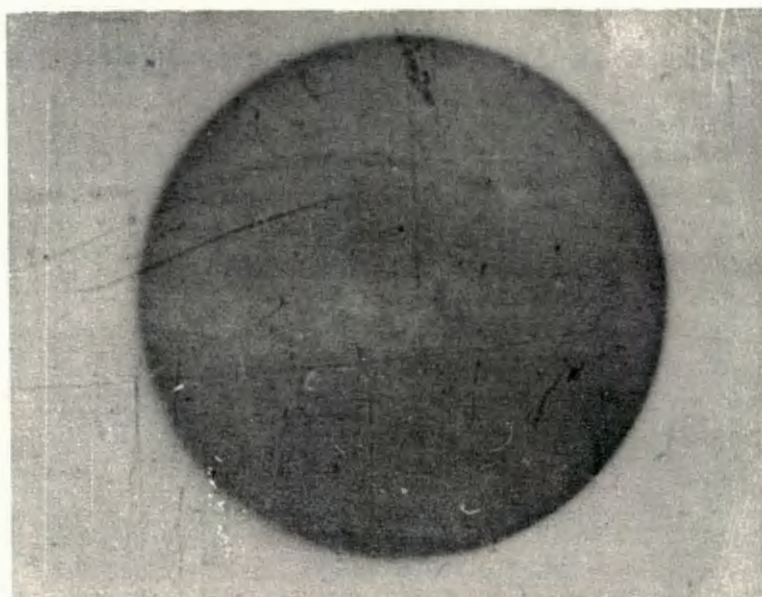
Die elektroverstuiwingstegniek is oorspronklik deur Carswell en Millsted voorgestel (Ca 57), maar is sedertdien aansienlik verbeter (Br 61, Da 65, La 62, Pa 62, Pa 68). Die



Figuur 3.12 Die opbrengs aangegee teenoor deposisietyd



Figuur 3.13 Die persentasie opbrengs teenoor spanning



Figuur 3.14 'n Outoradiogram wat die uniformiteit van skywe berei met die tegniek van molekulêre platering duidelik illustreer. Die autoradiogram is verkry deur Kodak Plus X-film aan 'n skyf bloot te stel waarop 'n bietjie aktiwiteit neergeslaan was. Van die negatief so verkry, is 'n positief gemaak waarvan op sy beurt die afdruk soos getoon, gemaak is.

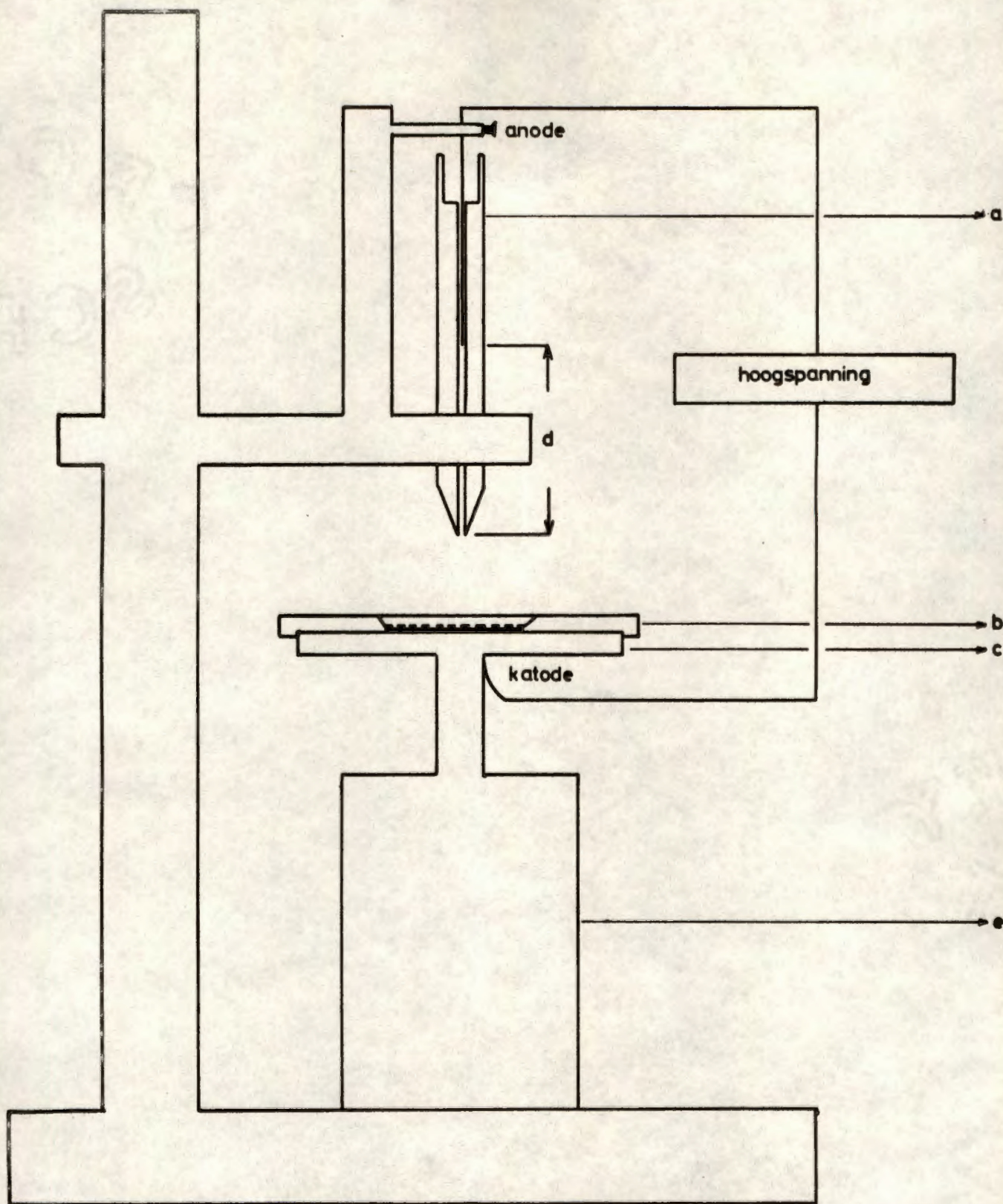
stof wat gesprei word, word opgelos in 'n vlugtige organiese oplosmiddel en dan in 'n glasbuisie wat aan die een kant uitgetrek is in 'n kapillêr, geplaas.

Wanneer 'n spanning van 5 tot 10 kV aangewend word tussen 'n positiewe elektrode wat in die vloeistof steek en die skyfplaatjie wat as negatiewe elektrode dien, word die vloeistof uit die kapillêr geforseer en by die punt versprei as klein druppeltjies. As gevolg van die vinnige verdamping van die klein druppeltjies organiese materiaal versamel slegs die vaste deeltjies op die skyfplaatjie.

Eksperimentele opstelling

Die belangrikste deel van die apparaat is die kapillêr (a) en dit vereis gespesialiseerde behandeling om 'n geskikte een te maak. Vir die doel is gekalibreerde kapillêre van verskillende deursnitte en lengtes van 60, 30 en 15 cm gebruik. Die deursnitte het gewissel van 0.1 tot 0.5 mm met 'n toleransie van 0.01 mm.

Die skyfplaatjie is gemonteer op 'n stadig roterende tafel (c) en word in posisie gehou deur 'n perspex-skyf (b) met 'n gat van omtrent 10 mm. Die roterende tafel, aangedryf deur 'n elektriese motor (e), (sien Figuur 3.15) verseker 'n uniforme distribusie van die gesproeiende materiaal. As elektrode word 'n platinum of vlekvrystaaldraadjie gebruik. Wanneer die



Figuur 3.15 Elektrospoei-apparaat (a) Glaskapillêr (b) Perspex-skyf (c) Roterende tafel (d) Kritiese afstand tussen elektrode-draad en die kapillêr se punt (e) Elektriese motor

draad tot by die punt van die kapillêr ingesteek is, mag die vloeistof nie 'n druppeltjie by die punt daarvan vorm nie.

Voorsorg moet getref word dat:

- (i) die draadjie en die kapillêr heeltemal vry van olie is
- (ii) daar geen lugblasies in die kapillêr is nie
- (iii) daar geen onopgeloste partikels soos stof aan die binnewande van die haarbuisie kleef nie.

Die punt van die kapillêr en die elektrodedraadjie moet simmetries geslyp wees, anders is die sproei nie uniform nie. Die kwaliteit van die skyf kan ook verbeter word deur die skyfplaatjie elektries te verhit.

Die sproeityd varieer as 'n liniêre funksie van d (die afstand tussen die punt van die kapillêr en die elektrodedraadjie), maar d word beperk deur die uitdrupping van die vloeistof by die kapillêrpunt.

Die keuse van 'n geskikte oplosmiddel berus op die volgende eienskappe:

- (i) klein oppervlaktespanning om die vorming van klein druppeltjies aan te help
- (ii) klein viskositeit om die beweging van die vloeistof in die kapillêr te vergemaklik
- (iii) groot dampdruk sodat die oplosmiddel vinnig kan verdamp nadat dit die kapillêr verlaat het.

Dit word verwag dat die diëlektriese konstante van die oplosmiddel ook 'n rol speel. Alkohol is die meeste gebruik en die maksimumverhouding alkohol/water wat met sukses gesproei kon word, was 70/30.

Die beste opbrengs wat met hierdie metode verkry kan word is omtrent 50%. Die grootste verliese kom voor by die punt van die kapillêr, die reservoir en adsorpsie aan die elektrodedraad.

Indien die reservoir van die kapillêr verleng word, veroorsaak die langer vloeistofkolom 'n konstante vloeistofdruk en dus verbeterde konstante sproeikondisies.

Die probleem wat ondervind word as gevolg van kristallisasie in die haarbuisie, kan voorkom word deur gebruik te maak van 'n hipodermiese naald in plaas van die glaskapillêr (La 62, Ve 64). 'n Verdere voordeel van die metaalkapillêr is dat die sproeiproses baie reëlmatig is en nie versteur word deur druppelvorming by die kapillêr se punt nie.

HOOFSTUK IV

GAMMASPEKTROSKOPIE

Spektroskopie

Gammastrale word waargeneem deur gebruik te maak van hulle interaksie met die materie van 'n detektor waaruit 'n sein verkry kan word waarvan die grootte herleibaar is tot die energie wat aan die detektor oorgedra is. Ongelukkig is die grootte van die sein nie konstant vir 'n mono-energetiese gammastraal nie, vanweë die verskillende prosesse waarvolgens dit met materie reageer.

Die belangrikste proses vir spektrometriese doeleindes is die foto-elektriese effek waardeur al die energie van die gammastraal oorgedra word aan 'n enkele elektron van die meetstelsel. Hierdie elektron sal op sy beurt energie aan die res van die detektor oordra deur ionisasie en opwekking.

Dit is kenmerkend dat alle foto-elektrone vanaf 'n mono-energiese gammastraal ook mono-ergies moet wees.

Daarenteen is dit nie die geval nie wanneer die gammastraal sy energie oordra aan 'n elektron deur die Comptonproses. Wanneer 'n gammastraal met energie E_γ deur 'n elektron met rusmassa M_0 verstrooi word deur 'n hoek θ word deel van sy energie oorgedra aan die elektron. Die energie van die gammafoton na vertrooiing $\frac{1}{E_\gamma'}$, word gegee deur

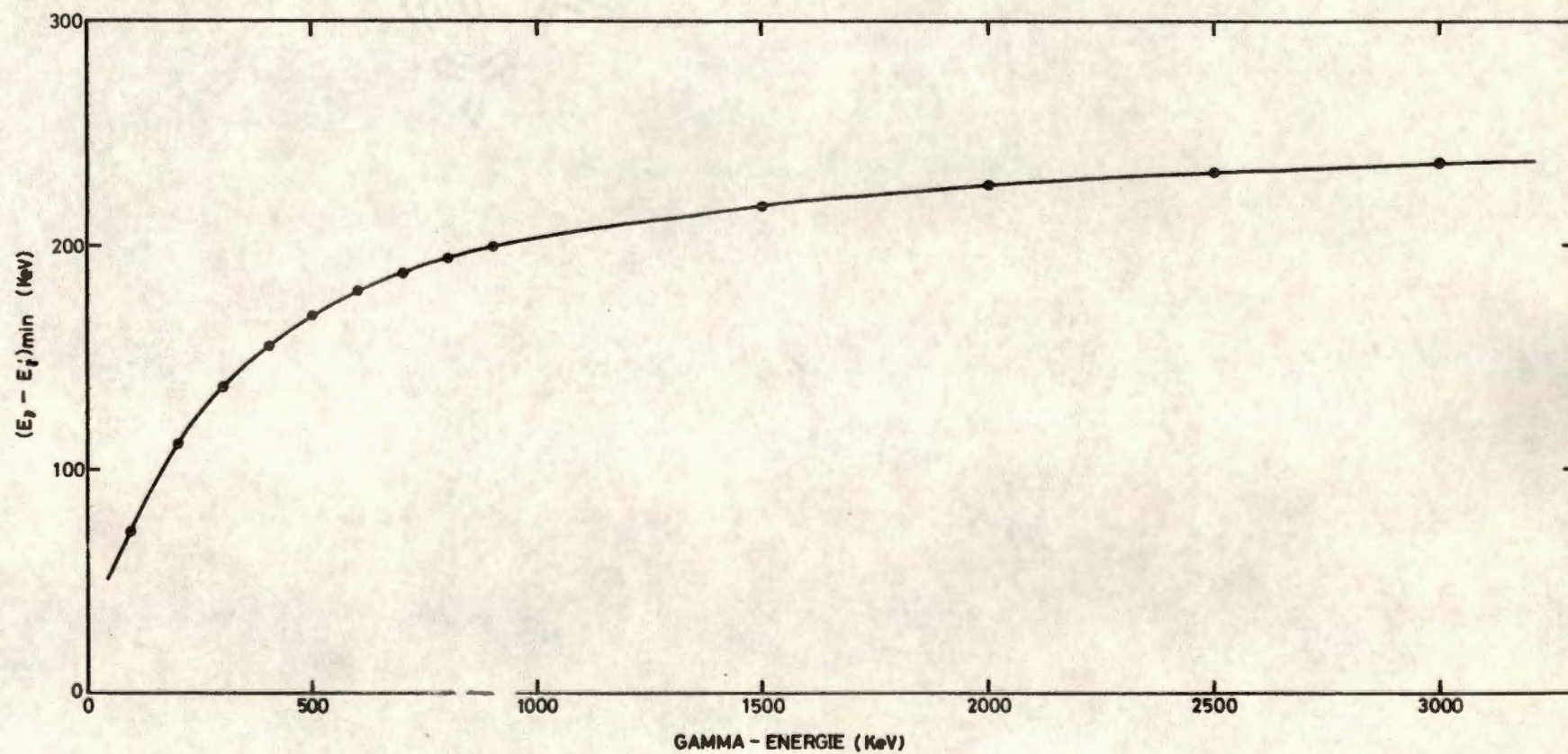
$$\frac{1}{E_\gamma'} = \frac{1}{E_\gamma} + \frac{(1 - \cos\theta)}{M_0 c^2} \dots\dots\dots 4.1$$

waar c die ligsnelheid is.

Die energie wat aan die detektor oorgedra word, is dus $(E_\gamma - E_\gamma')$. Hieruit volg dat die spektrum van die seine van die Comptonelektrone kontinu sal wees tot by 'n maksimum energie wat ooreenstem met 'n minimumwaarde van E_γ' . Dit wil sê as gevolg van 'n verstrooiing by $\theta = 180^\circ$. Die maksimum energie wat deur hierdie proses waargeneem word, sal afhang van die energie van die inkomende gammastraal. Hierdie maksimum energie word die Comptonrand genoem. Die verskil tussen die volle energie van die gammastraal en die Comptonrand word in Figuur 4.1 aangegee en kan nooit groter word as $2/M_0c^2$ (=255 keV) nie.

Vir hoë energie gammastrale is een van die hoofenergie-oordragprosesse paarvorming. Deur hierdie proses word 1.02 MeV van die gammastraalenergie omgesit in 'n positron- en negatronpaar en die res van die gamma-energie verskyn as kinetiese energie van hierdie twee deeltjies. Die positron sal gevolglik met 'n elektron van die detektor annihileer om twee kwanta van 0.511 MeV te vorm wat 180° met mekaar korreleer. Een of albei hierdie kwanta kan die detektor verlaat met die gevolg dat die detektorseine ooreen sal stem met gammastraalenergie van E_γ , $E_\gamma - h\nu$, $E_\gamma - 2h\nu$ en $h\nu$ waar $h\nu = M_0c^2 = 0.511$ MeV.

Wanneer betastrale nie-elasties van 'n kern verstrooi word, verloor dit deel van hul energie as kontinue elektromagnetiese strale van lae energie wat bremsstrahlung genoem word.



Figuur 4.1 Die verskil tussen die volle energie van die gammastraal en die Comptonrand

Alhoewel hierdie interaksie 'n klein persentuele voorkoms het, het dit wel 'n groot invloed op 'n gammaspektrum. Die invloed is veral merkbaar en hinderlik wanneer gammastrale met lae persentuele voorkoms gemeet word in die teenwoordigheid van intense betastrale. Om hierdie rede word die detektor afgeskerm teen betastrale. Omdat bremsstrahlung se intensiteit groter word met toenemende Z -getal van die absorpsiemateriaal, word absorbeërs met klein Z -waarde as afskermingsmateriaal gebruik.

NaI(Tl)-Spektrometrie

Stowwe wat energiekwanta van 'n sekere grootte kan absorbeer en dan energie afgee van kleiner kwanta in die sigbare en nabye ultraviolettegebied, staan bekend as sintillators. So 'n stof is NaI(Tl) wat gebruik word om gammastrale vanaf radionukliede waar te neem deur die ligflitse wat in die kristal ontstaan, met 'n fotovermenigvuldigerbuis om te sit in 'n spanningspuls, die grootte waarvan eweredig is aan die energie van die inkomende gammastraal.

As gevolg van die verskillende meganismes van energie-oordraging aan die kristal is dit duidelik dat net 'n deel van die invallende gammastrale deur die detektor waargeneem word. Ten spyte hiervan is NaI(Tl)-spektrometrie nog die doeltreffendste manier om gammastrale te tel. Om hierdie rede is die

3" x 3" NaI(Tl)-kristal wat vir hierdie ondersoek beskikbaar was, gebruik om lae aktiwiteite te meet of om spektra op te neem wanneer 'n relatief kort telyd noodsaaklik was.

Dié nadeel van hierdie detektore is hulle relatief swak oplosvermoë. Die oplosvermoë van die kristal wat gebruik is, is 7.3%, dit wil sê 48 keV vir die gammastraal van Cesium - 137. Om hierdie rede is dit hoofsaaklik gebruik om eenvoudige spektra op te neem waar 'n hoë oplosvermoë nie noodsaaklik was nie. Die aktiwiteit van dieselfde nukliede in verskillende monsters is met mekaar vergelyk en dit was daarom nie nodig om die doeltreffendheid van die kristal absoluut te kalibreer nie. Absolute bepaling is met 'n Ge(Li)-detektor uitgevoer.

Ge(Li)-Spektrometrie

Gammastrale kan ook waargeneem word deur gebruik te maak van vaste toestand-detektore (Ov 67, Ca 67, He 69). Die lene wat in die detektorvolume gevorm word, veroorsaak geleiding wat elektronies omgesit kan word in 'n waarneembare spanningspuls. Die hoeveelheid energie wat benodig word om 'n elektronholtepaar te vorm, is veel kleiner as die energie wat nodig is om 'n ligflits in 'n sintillator te veroorsaak. Gevolglik sal die aantal pulse vanaf 'n halfgeleierdetektor per energie-eenheid veel groter wees as die van 'n sintillasiedetektor. Die statistiese afwyking van die gemiddelde is 'n funksie van die

aantal voorvalle, dus sal die verspreiding van pulsgroottes van 'n bepaalde gamma-energie veel kleiner wees met halfgeleiers as sintillatore. Die oplosvermoë van 'n halfgeleier-detektor soos Ge(Li) word dus verwag om baie goed te wees.

Ge(Li)-detektore met effektiewe volumes van 30 en 50 cc is in hierdie ondersoek gebruik. Die oplosvermoë van hierdie detektore was tussen 2.8 en 5.7 keV soos gemeet met die 1172 en 1332 keV gammastrale van kobalt - 60.

Die volle benutting van die hoë oplosvermoë was onmoontlik omdat 'n multikanaal met 'n geheue van slegs 400 kanale beskikbaar was.

Die belangrikste nadeel van die Ge(Li)-detektor is die lae sensitiwiteit (MI 69) vir gammastrale, hoogstens 8% relatief tot NaI(Tl)-sintillatore. Daarom word die monster so naby as moontlik aan die kristal geplaas.

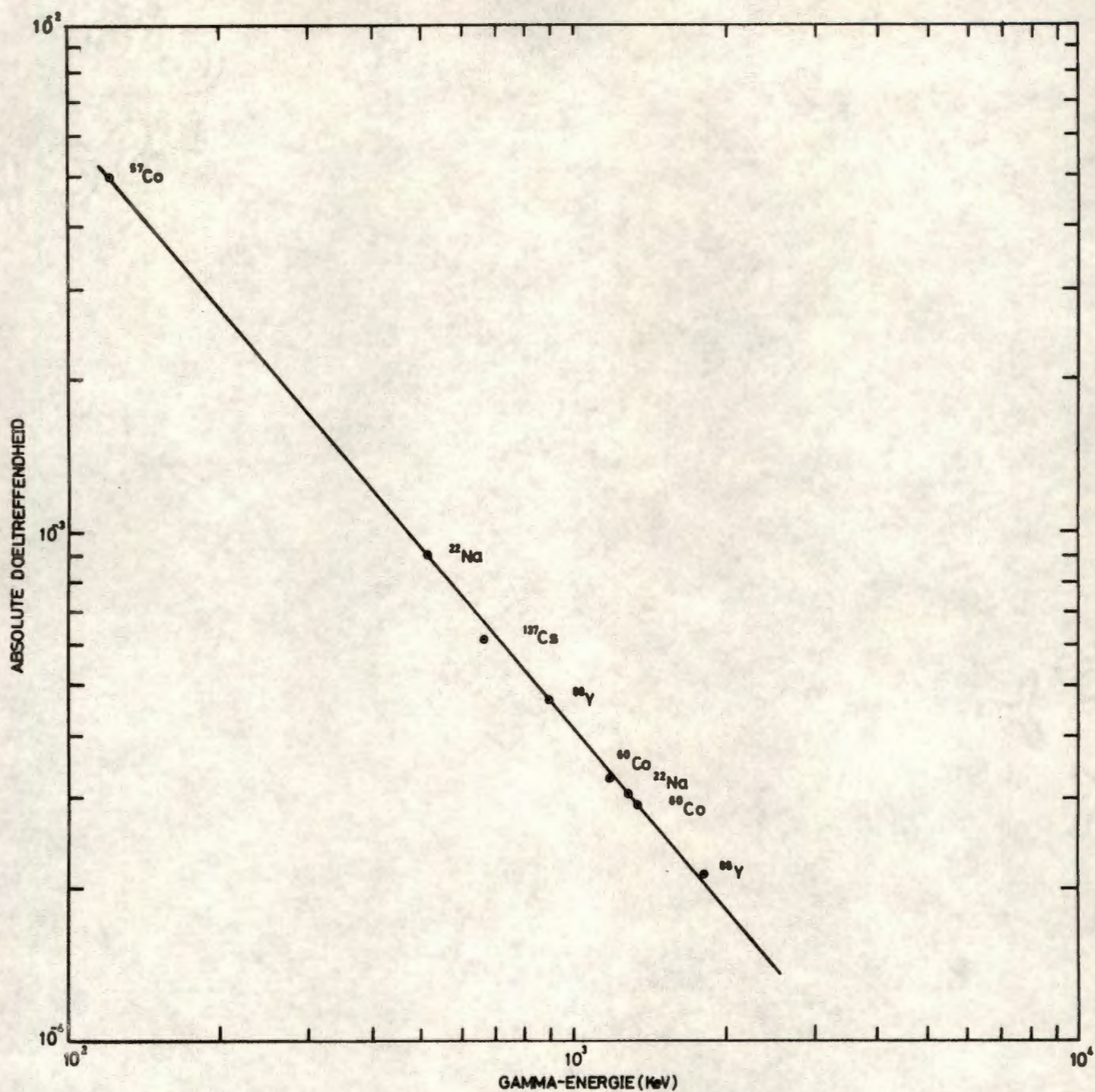
Absolute kalibrasie van die Ge(Li)-detektor

Die standaard wat gebruik is om die telapparaat absoluut te kalibreer, is verkry vanaf die International Atomic Energy Agency in Wenen.

Die aktiwiteite was verseël in ronde plaatjies, 25 mm in deursnit en 0.3 mm dik. Omdat die standaard dieselfde vorm gehad het as die bestraalde monsters, kon dit gebruik word om die telapparaat te kalibreer. Die bronne se absolute aktiwiteit was bekend binne 'n relatiewe standaardfout van 0.5%.

Die radionukliede met hul vernaamste gammastrale word in Tabel 4.1 aangegee. Alle metings is uitgevoer met die bronne en monsters in 'n vaste geometriese posisie met betrekking tot die detektor en ander vaste eksperimentele toestande.

Die telapparaat is van tyd tot tyd weer gekalibreer, asook na enige verandering in die teltoestande. 'n Tipiese kalibrasiekromme word in Figuur 4.2 getoon. Die absolute doeltreffendheid verwys na die verhouding per tydseenheid van die aantal tellings in die fotopiek tot die aantal disintegrasies van die aktiwiteit op die plaatjie.



Figuur 4.2 Die absolute doeltreffendheid van die Ge(Li)-detektor as 'n funksie van gamma-energie

TABEL 4.1

Gestandaardiseerde Radionukliede wat vir kalibrasie gebruik is.

Nuklied	Halfleeftyd	Gammastraal- energie (Le 67)(keV)	Intensiteit %
Na - 22	2.62 j	1274.6 511*	100 180.1
Co - 57	267 d	122 136 692	87 11 14
Co - 60	5.263 j	1173.2 1332.5	100 100
Y - 88	108.1 d	898.2 1836.2	91.5 99.7
Cs - 137	30.0 j	661.6	85.7
Am - 241	458 j	59.5	91.16

* Vernietigingsfotone

HOOFSTUK V

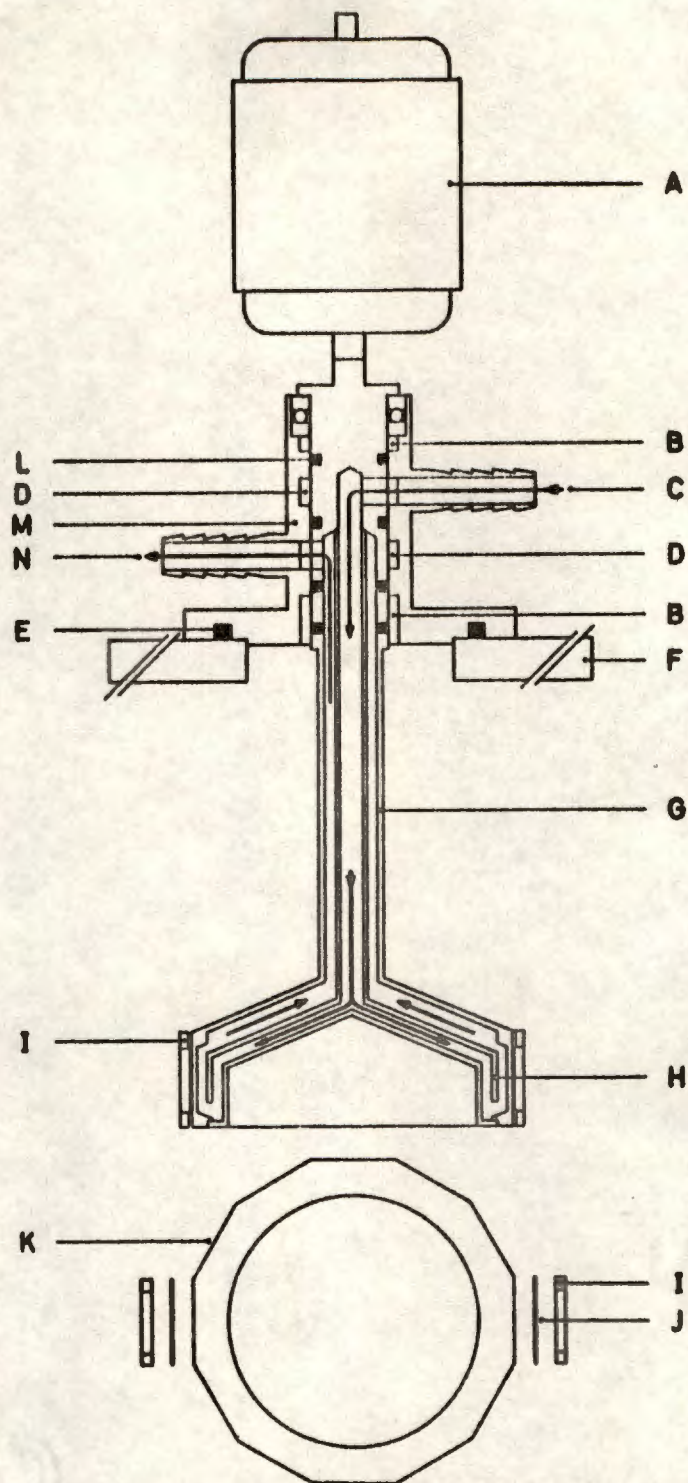
AKTIVERING EN METING

5.1 AKTIVERING

Die aktiverings (Mc 67) is uitgevoer met deutronbundels wat verkry is van die 5.5 MeV Van de Graaff-versneller by die Kerninstituut van die Suidelike Universiteite. Die voordeel van hierdie versneller is dat die energie van die bundel konstant was binne 2 keV by 5.5 MeV. Die nadele is dat die energie beperk is tot 'n maksimum van 5.5 MeV en die stroom wat vir aktivering gebruik kan word, klein is in vergelyking met ander soorte versnellers. In hierdie ondersoek is deutronstrome tussen 1 en 12 μ A gebruik.

Die skywe wat geaktiveer is, is berei volgens een van die metodes soos uiteengesit in Hoofstuk III. Die metaalplaatjies waarop die skyfmateriaal neergeslaan is, is uit 'n 0.25 of 0.13 mm dik tantaalplaat gesny in ronde skywe van 20 of 25 mm in deursnee.

Hierdie skywe is gemonteer op 'n roterende skyfhouer (sien Figuur 5.1) wat met druklug of vloeistof verkoel kan word. Twaalf monsters kon hiermee gelyktydig bestraal word. Die skyfhouer is geplaas in 'n kamer wat deel uitgemaak het van die vakuumsisteem van die versneller, maar is elektries geïsoleer sodat die bestralingstroom gemeet kon word. Met hierdie opstelling kon die vloed van die deeltjies wat op die skywe val, nie akkuraat gemeet word nie vanweë die kamer



Figuur 5.1 Roterende skyfhouer

- | | |
|---------------------------------|------------------------------------|
| a. Aandrywingsmotor en ratkas | h. Verkoelingspyp |
| b. Nylon-laers | i. Skyfklamp |
| c. Ingangspyp vir lugverkoeling | j. Skyf |
| d. Verkoelingskamer | k. Skyfposisies |
| e. Vakuumverseëling | l. Vakuumverseëling |
| f. Verstrooingskamer | m. Skyfhouerstut |
| g. Omhulsel | n. Uitgang vir lugverkoelingstroom |

se groot kapasiteit vir lading en vervolgens 'n verlies aan sekondêre elektrone. Om hierdie rede kon geen absolute metings op hierdie manier gemaak word nie. Dit kon egter gebruik word vir relatiewe metings omdat die twaalf monsters met dieselfde gemiddelde stroom bestraal is.

Om absolute bepalinge uit te voer, is monsters een vir een in 'n geïsoleerde Faraday-beker bestraal. Die bundel is met behulp van kollimators gefokusseer sodat die totale bundel op die skyfmateriaal val, want indien dit nie die geval was nie, sou die aktiwiteit nie ooreenstem met die stroomlesing nie. Die posisie van die bundel en die skyf is vasgestel deur die geel kol wat gevorm word op 'n „Mylar“-foelie wat vir 'n paar oomblikke in die plek van die skyf bestraal is. Die relatiewe noukeurigheid van die stroommeting was minder as 1%.

5.2 Stapelmetode

Deur van die Aluminiumstapelmetode (Ja 57) gebruik te maak, kon verskillende energie-partikels in 'n enkele bestraling verkry word. Kommersiële „Alcan“-foelie is in verskillende diktes as absorbeerders voor die skyf geplaas. Die energiedegradasie van die bundel deur die Aluminiumstapels is verkry uit tabelle (W1 66). Omdat die tabelle nie waardes vir alle energieë gehad het nie, is die deutronstopkrag van die medium

vir tussenenergiewaardes verkry uit 'n grafiese voorstelling (sien Figuur 5.2) of deur berekening volgens die vergelyking

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) E_1 = \left(\frac{dE}{dx}\right) E_0 + \left[\frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{dE}{dx}\right)\right] E_0 (E_1 - E_0) \dots\dots\dots(5.1)$$

waar $\frac{dE}{dx}$ = stopkrag

E_1 = verlangde energie

E_0 = energie in tabel

$\frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{dE}{dx}\right)$ = differensiële verandering van stopkrag met energie.

Die energie van die bundel na degradasie is bereken volgens die vergelyking

$$E = E(R) + S(E) \times \Delta R - \frac{(\Delta R)^2}{2} \times S^3(E) \times D(E) + \dots(5.2)$$

waar $E(R)$ = Energie van deuterone met bereik R

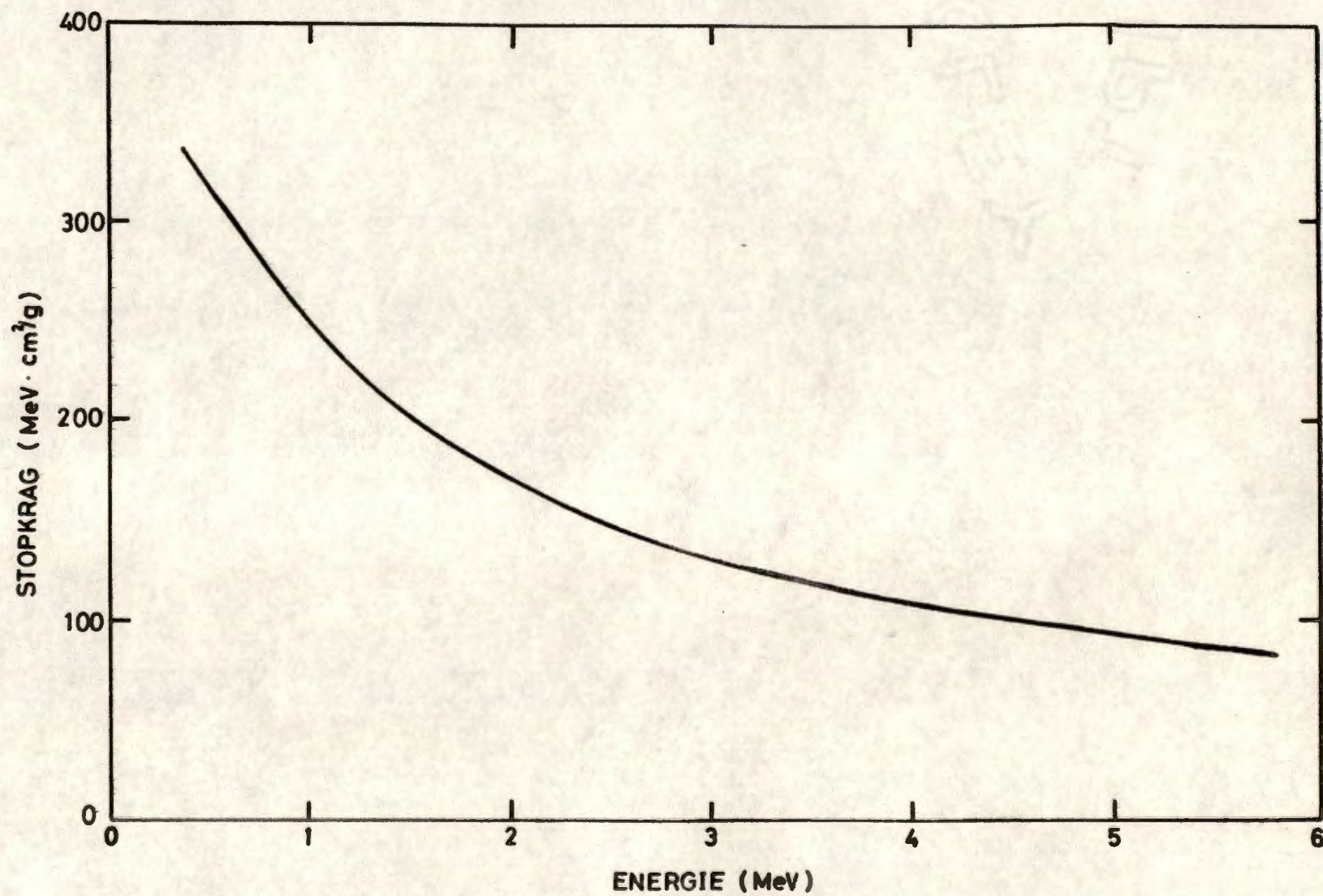
ΔR = Die verskil in bereik van deuterone ($R_{E(R)} - R_E$)

$S(E)$ = Stopkrag van deuterone met energie $E(R)$

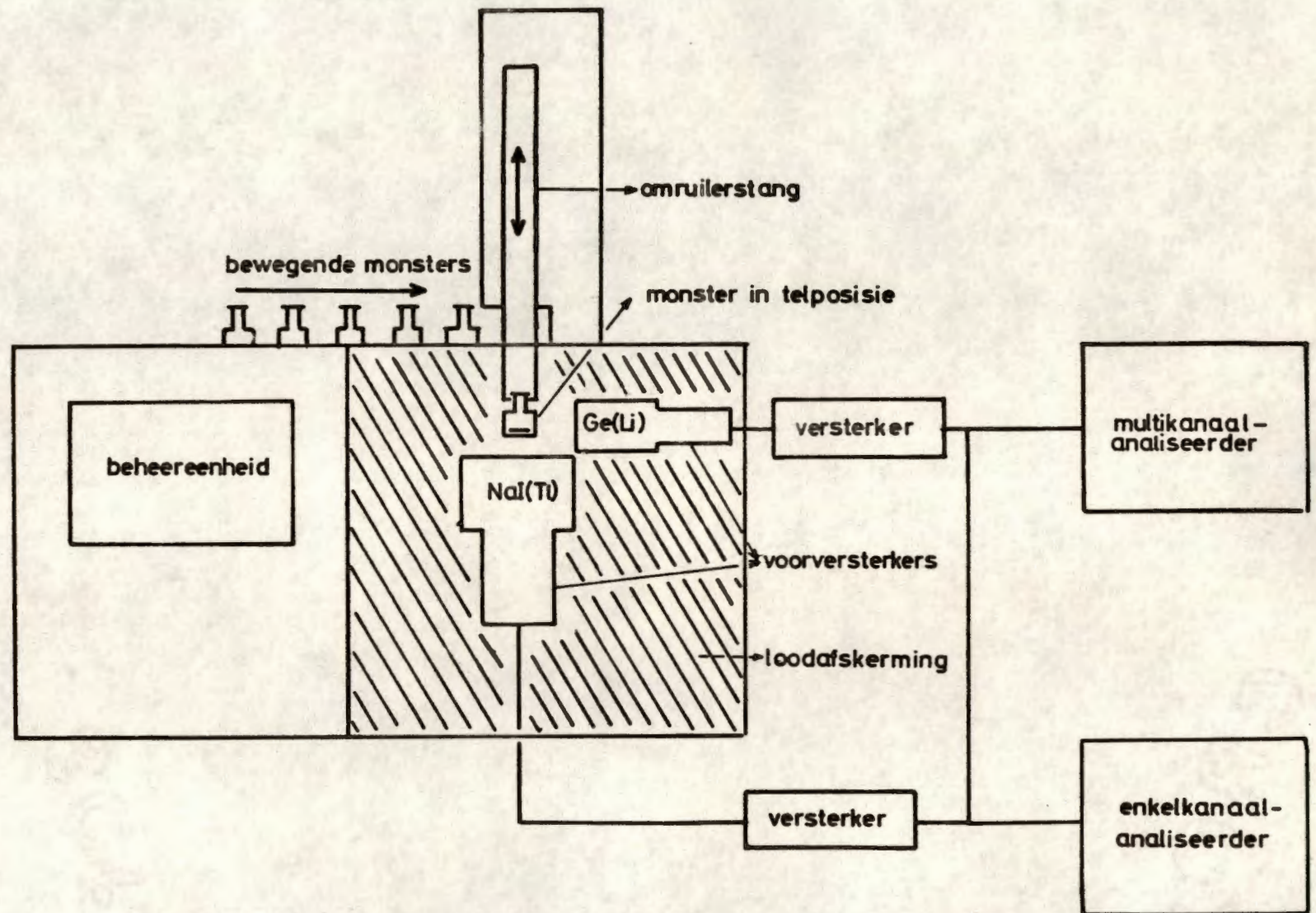
$D(E)$ = Differensiële verandering van stopkrag by energie $E(R)$

Aktiwiteitsmeting

Die permanente opstelling wat gebruik is om die bestraalde plaatjies te tel, is in Figuur 5.3 aangetoon. Die telapparaat bestaan onder andere uit 'n outomatiese monsteromruiler (Nuclear Chicago) met plek vir honderd monsters. Elke plaatjie



Figuur 5.2 Stopkrag van aluminium vir deuterone



Figuur 5.3 Permanente opstelling vir die aktiwiteitsmeting

is in die apparaat se plastiese houers gemonteer sodat die outomaat dit in die vaste telposisie kon plaas. Met programmering kon sommige monsters herhaaldelik getel word terwyl ander uitgeskakel word.

Twee detektore met loodafskerming is in die apparaat ingebou sodat daar 'n ekwivalent van 10" loodafskerming was tussen die detektor en die ander monsters.

Wanneer die skyf in die telposisie is, is dit 1 cm vanaf die vertikaal gemonteerde NaI(Tl)-kristal en teenoor die horisontaal opgestelde Ge(Li)-kristal.

Soos in Figuur 5.3 aangedui, is die pulse vanaf die detektor verdeel sodat beide die spektrum waargeneem kon word in 'n multikanaal-analiseerder en die aktiwiteit getel kon word in 'n enkelkanaal-analiseerder. Hierdie enkelkanaalvertakking is gebruik as een van die twee maniere om die tydsduurte van die meting te beperk. Die ander manier was deur gebruik te maak van 'n elektroniese tydeenheid wat ingestel is om na 'n vasgestelde tyd die telling van 'n monster te beëindig. Hierdie dubbele beheer het die voordeel dat monsters met voldoende aktiwiteit nie onnodig lank getel word nie.

Aan die einde van die meting is die spektrum outomaties vanaf die R.I.D.L. 400-kanaal multikanaal verwyder en op magneetband opgeneem. Die eerste datapunt van die spektrum was die aktiewe telyd van die multikanaal-analiseerder. Die

totale teltyd en die totale tellings wat deur die enkelkanaal-analiseerder waargeneem is, is outomaties uitgetik op papierband waarop die identifikasienommer van die monster ook verskyn. Hierop verskyn ook die totale tydsverloop vanaf die einde van die bestraling soos verskaf deur 'n elektroniese tydeenheid.

Die dooie-tyd van die apparaat is aangegee deur die verskil tussen die totale en aktiewe tye en kon gebruik word om die koïnsidensverlies te bepaal.

Die absolute doeltreffendheid van die apparaat is bepaal met behulp van standarde wat dieselfde vorm gehad het as die plaatjies soos beskryf in Hoofstuk IV.

Van die magneetband is die data outomaties met behulp van 'n elektroniese tussenstadium op rekenaarkaarte gepons en is van die IBM 1620 rekenoutomaat van die Rekensentrum van die Universiteit van Stellenbosch of indien nodig, van die IBM 360/40 by die IBM-sentrum in Kaapstad gebruik gemaak vir die dataverwerking.

HOOFSTUK VI

OPWEKKINGSKROMMES

6.2 NOUKEURIGHEID EN BETROUBAARHEID

Betroubaarheid

Die betroubaarheid van die reaksiedeursnit sal hoofsaaklik afhang van die betroubaarheid van die aktiwiteitsbepaling. Aangesien radio-aktiewe verval 'n ewekansige proses is, word die standaardafwyking van 'n telling $\underline{S}$ gegee deur $\sqrt{S}$ maar die telling $\underline{C_B'}$ wat gemeet word, is gewoonlik 'n verskil tussen $\underline{S}$ en die agtergrond $\underline{B}$. In hierdie geval word die relatiewe betroubaarheid bereken volgens

$$P_r = \frac{\sqrt{S+B}}{C_B'} \times 100 \quad \dots\dots\dots (6.2)$$

waar

$$C_B' = S - B$$

Die waardes van die relatiewe betroubaarheid in hierdie ondersoek varieer tussen minder as 1% by die meet van hoë aktiwiteite en ongeveer 20% by baie lae aktiwiteite.

'n Tweede belangrike fout is die betroubaarheid van die bepaling van die meetdoeltreffendheid vir 'n bepaalde gamma-straal. Dit is aanvaar dat die meetdoeltreffendheid van die meting van 'n bepaalde gamma-energie onderstaande afhanklikheid het,

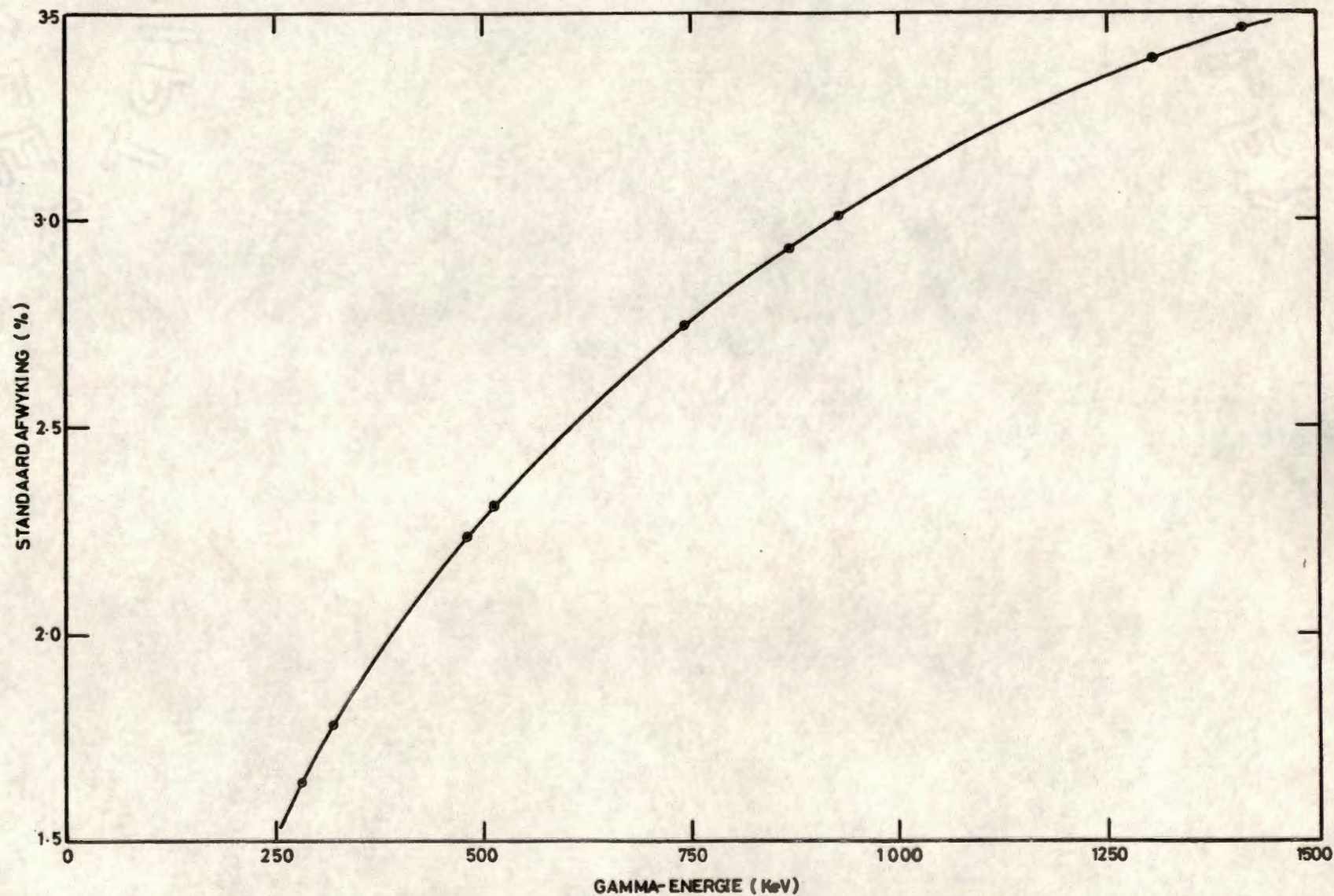
$$\log \epsilon = m \log E_\gamma + b \quad \dots\dots\dots (6.3)$$

Waar die konstantes $\underline{m}$ en $\underline{b}$ bepaal is met die metode van kleinste vierkante. Uit hierdie korrelasie en die meting van die aktiwiteite van standaardbronne is vasgestel dat die relatiewe standaardafwyking van metings oor die energiegebied 280 tot 1840 keV omtrent 1% beloop. Die werklike waarde van hierdie standaardfout is afsonderlik bepaal vir elke herkalibrasie van die apparaat. Uit hierdie fout kan 'n relatiewe standaardafwyking van tussen 1% en 3% verwag word soos bv. aangetoon word in Figuur 6.1.

Ander foute wat die betroubaarheid van die meting kan beïnvloed is weegfoute wat nalaatbaar klein is as 'n mikrobalans gebruik word met 'n fout van $\pm 5 \mu\text{g}$. Die weegfout word egter belangrik wanneer 'n gewone 5-desimale balans gebruik word met 'n fout van $\pm 50 \mu\text{g}$. Dit bring mee 'n 2.5% relatiewe fout op gewigte van 2 mg soos hier van toepassing.

Die isotopiese voorkoms in verrykte skywe is deur die verskaffers met massaspektrofotometriese metodes bepaal. Die betroubaarheid wat deur hulle gemeld is, is aanvaar. Die isotopiese samestelling van die element in die natuur is as absoluut beskou.

Die totale relatiewe betroubaarheid van 'n meting is die vierkantswortel van die som van die kwadrate van die relatiewe betroubaarheid vir die bepaling van elke parameter.



Figuur 6.1 Die relatiewe standaardafwyking van die meetdoeltreffendheid as 'n funksie van gamma-energie

Noukeurigheid

Dit word aanvaar dat al die parameters in vergelyking (6.1) akkuraat bepaal kan word behalwe Q en f . Die noukeurigheid van laasgenoemde is slegs van toepassing in die geval van verrykte isotope en dan is die verskaffers se waardes as absoluut aanvaar.

Die absolute bepaling van die bestralingstroom word aanvaar as $\pm 5\%$. Hierdie bepaling sal egter weer herhaal moet word indien beter eksperimentele toestande verkry word. Dit moet egter beklemtoon word dat as hierdie aanname later verander word, dit die absolute waardes van deursnitte wat in latere tabelle aangegee word, sal beïnvloed.

In resultate van reaksiedeursnitte in hierdie hoofstuk is noukeurighedsfoute beskou as betroubaarheidsfoute. Die absolute waardes in die tabelle is verkry uit die gemiddelde waardes van 'n aantal bepalinge waar elke bepaling die gewig gegee is volgens die resiprook van sy betroubaarheid.

6.3 DEUTERONAKTIVERING VAN CHROOM

Gamma-spektroskopie

Die gammastraalspektrum van natuurlike chroom wat met 'n deutronbundel van 5.5 MeV bestraal is, is met behulp van 'n NaI(Tl)-detektor opgeneem en word getoon in Figuur 6.2. Die verwagte radio-nukliede wat uit so 'n bestraling kan ontstaan word in Tabel 6.1 aangegee en is kwalitatief afgelei uit die gegewens en die nukliedkaart (sien Aanhangsel B). Uit die spektrum kan die 319.2 keV fotopiek van chroom-51 duidelik gesien word. Omdat die spektrum omtrent 1 dag na die bestraling opgeneem is, het die „positronpiek” 'n relatief lae intensiteit daar dit hoofsaaklik gevoed word deur vanadium-48 wat ontstaan uit die reaksie $^{50}\text{Cr}(d,\alpha)^{48}\text{V}$. Die 983.3 en 1311.7 keV fotopieke van vanadium-48 kan op dieselfde spektrum waargeneem word.

Die 835.3 keV piek van mangaan-54 het 'n baie hoë intensiteit maar kan nie gebruik word vir kwantatiewe bepalinge. In hierdie geval nie daar dit gevoed kan word uit twee reaksies nl. $^{53}\text{Cr}(d,n)^{54}\text{Mn}$ en $^{52}\text{Cr}(d,\gamma)^{54}\text{Mn}$ waarvan die relatiewe bydraes onbekend is.

Die bestraling van die isotoop chroom-50 wat in die chemiese formule Cr_2O_3 op tantaalplaatjies gesentifugeer is lewer 'n Ge(Li)-spektrum waarvan die „positronpiek” geweldig

intens is as gevolg van sterk positronstralers met kort halfleeftyd in die monsters. Positron-bydraes kom in hierdie geval van mangaan-54(45 m), mangaan-50(2 m), mangaan-52m(21 m) asook floor-18(110 m). Hierby is ook nog bydraes van vanadium-48(16.1 d) en mangaan-52(5.7 d) wat dit dus redelik moeilik maak om uit integrasie van die „positronpiek” betroubare waardes vir reaksiedeursnitte van die reaksies $^{50}\text{Cr}(d,n)^{51}\text{Mn}$ en $^{50}\text{Cr}(d,\gamma)^{52m}\text{Mn}$ te verkry.

Die langhalfleeftydprodukte se spektra is opgeneem met 'n Ge(Li)-detektor ongeveer 5 dae na die bestraling. 'n Spektrum daarvan word in Figuur 6.3 getoon waarop die fotopieke van vanadium-48(16.1 d; 983.3, 1311.7 keV), chroom-51(27.8 d; 319.2 keV) en mangaan-52(5.7 d; 1433.6, 935.4 keV) duidelik gesien kan word.

Opwekkingskrommes

Die integrasie van die 319.2 keV fotopiek van chroom-51 is moeilik as die intensiteit van die „positronpiek” relatief groot is omdat die Comptonrand van die „positronpiek” presies by 320 keV val en gevolglik 'n bydrae lewer tot die telling in die fotopiek. As gevolg hiervan is die fout wat gemaak word indien integrasie kort na die einde van die bestraling gedoen word omtrent 10%. Dus is slegs waardes wat verkry is van metings opgeneem 20 dae of langer na die bestraling gebruik vir die berekenings.

Die berekende waardes van die reaksiedeursnitte vir die reaksie $^{50}\text{Cr}(\text{d},\text{p})^{51}\text{Cr}$ word in Tabel 6.2 aangegee terwyl die ooreenstemmende opwekkingskromme in Figuur 6.4 getoon word.

Alhoewel die 983.3 keV fotopiek van vanadium-48 op die Comptonrug van die 1310 keV gammastraal lê, was sy intensiteit hoog genoeg om 'n redelike relatiewe presisie by die integrasie van die piek te verkry.

Die resultate van die reaksiedeursnitte van die reaksies $^{50}\text{Cr}(\text{d},\alpha)^{48}\text{V}$ word op Tabel 6.2 aangegee en die opwekkingskromme in Figuur 6.5.

Die aktiwiteit van die 1433.6 keV piek van mangaan-52 wat ontstaan uit die reaksie $^{50}\text{Cr}(\text{d},\gamma)^{52}\text{Mn}$, was ongelukkig te laag om betroubare resultate te lewer en is gevolglik nie geïntegreer nie.

Die reaksie $^{50}\text{Cr}(\text{d},\text{p})^{51}\text{Cr}$ toon 'n relatief hoë deursnit en kon ten spyte van die lae intensiteit (9%) van sy gammastraal doeltreffend gemeet word. Soos in Figuur 6.2 getoon blyk dit ook dat hierdie gammastraal goed bepaal kan word in natuurlike chroom ten spyte van die feit dat chroom-50 'n isotopiese voorkoms van slegs 4.31% het. Hierdie feit lei dus tot die gevolgtrekking dat die reaksie $^{50}\text{Cr}(\text{d},\text{p})^{51}\text{Cr}$ moontlik doeltreffend aangewend kan word vir die bepaling van chroom met aktiveringsanalise in bv. geologiese ertse.

Die reaksiedeursnit van $^{50}\text{Cr}(\text{d},\alpha)^{48}\text{V}$ is natuurlik baie laer as dié van die (d,p)-reaksie soos reeds voorheen bespreek.

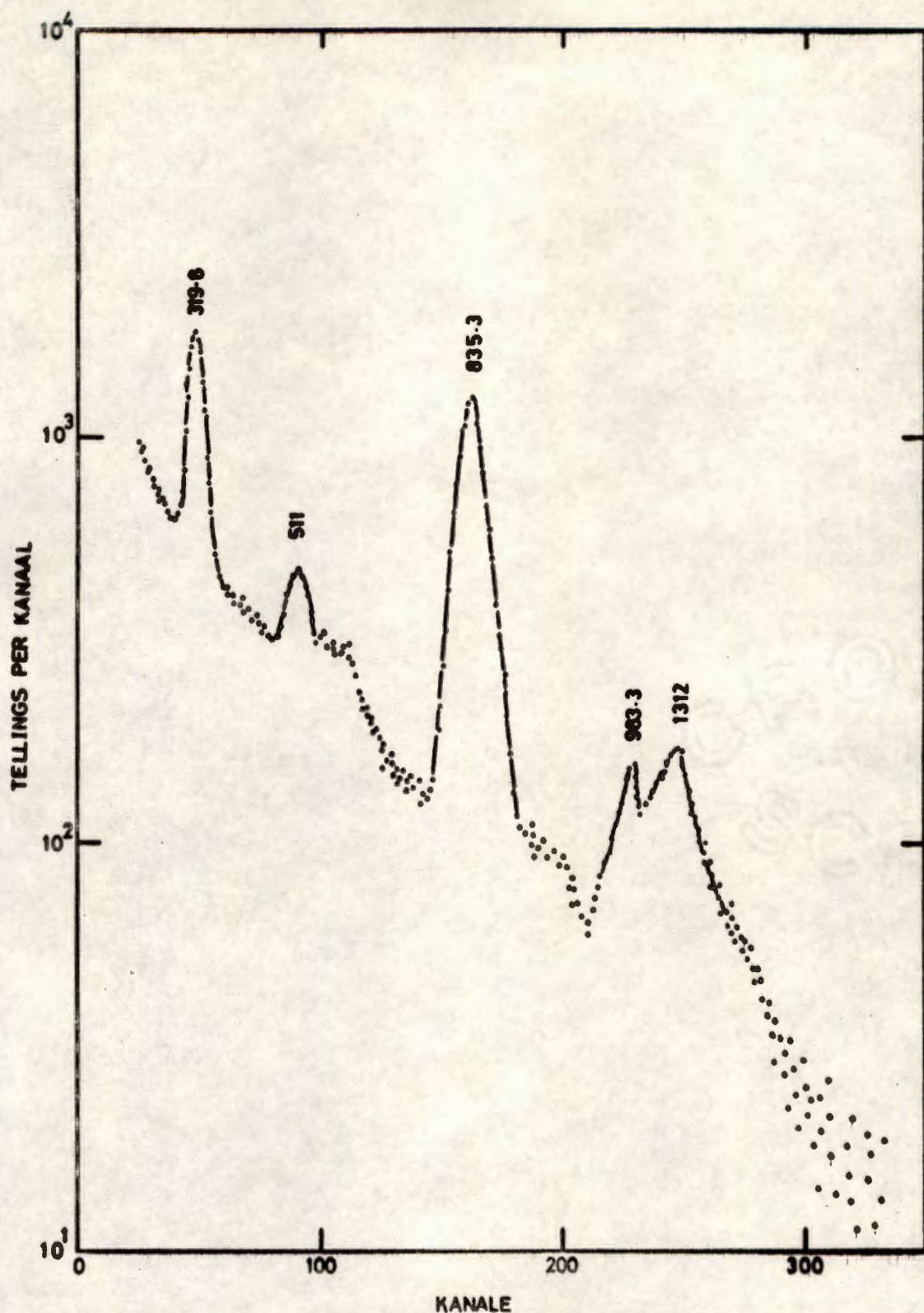
Tabel 6.1

Verwagte radionukliede uit 'n chroomaktivering

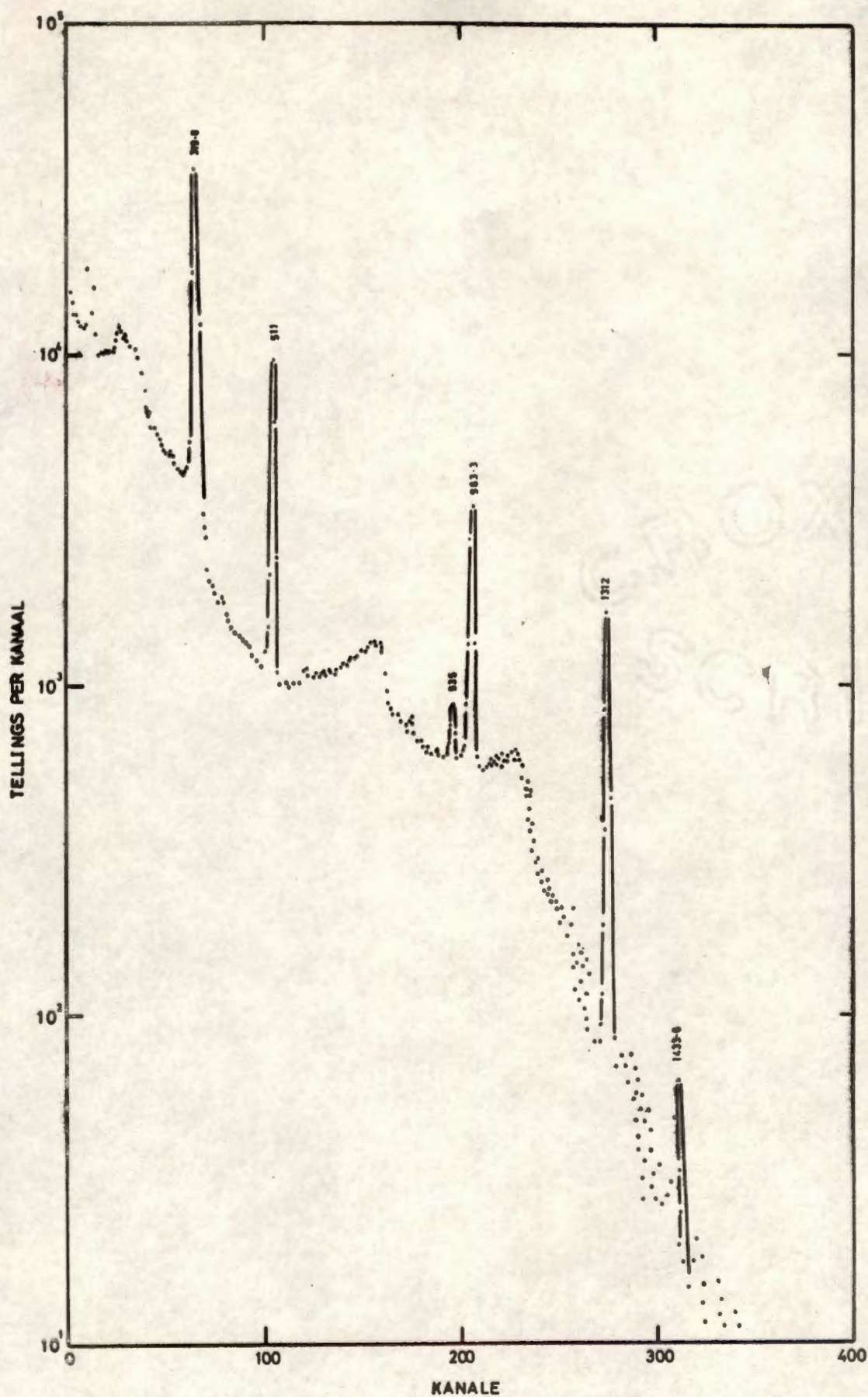
Skyf-kern	Isotopiese voorkoms %	Reaksie-tipe	Q-waarde (MeV) (*1)	Produk-kern	Half-leef-tyd	Gammastrale (*2) (keV)
^{50}Cr	4.31	(d,n)	3.060	^{51}Mn	45m	(β^+)
		(d, γ)	13.590	$^{52\text{m}}\text{Mn}$	21m	(β^+), 383(2%), 1433.6(100%)
				^{52}Mn	5.7d	(β^+), 1433.6(100%) 935.4(84%) 743 (82%) 345.7(1%)
		(d,p)	7.025	^{51}Cr	27.8d	319.4(9%)
		(d, α)	4.926	^{48}V	16.1d	(β^+), 983.3(100%) 1311.7(98%) 945 (10%)
^{52}Cr	83.76	(d, γ)	13.279	^{54}Mn	314d	835.3(100%)
^{53}Cr	9.55	(d,n)	5.335	^{54}Mn	314d	835.3(100%)
^{54}Cr	2.38	(d, γ)	13.103	^{56}Mn	2.58u	841.9(100%) 1811 (30%) 2111 (15.3)

*1 Wa 66

*2 Le 67



Figuur 6.2 Die gammastraalspektrum van 'n deutron-
bestraalde chroomskyf opgeneem met 'n NaI(Tl)-
detektor een dag na die bestraling ($E_d=6.0$ MeV)

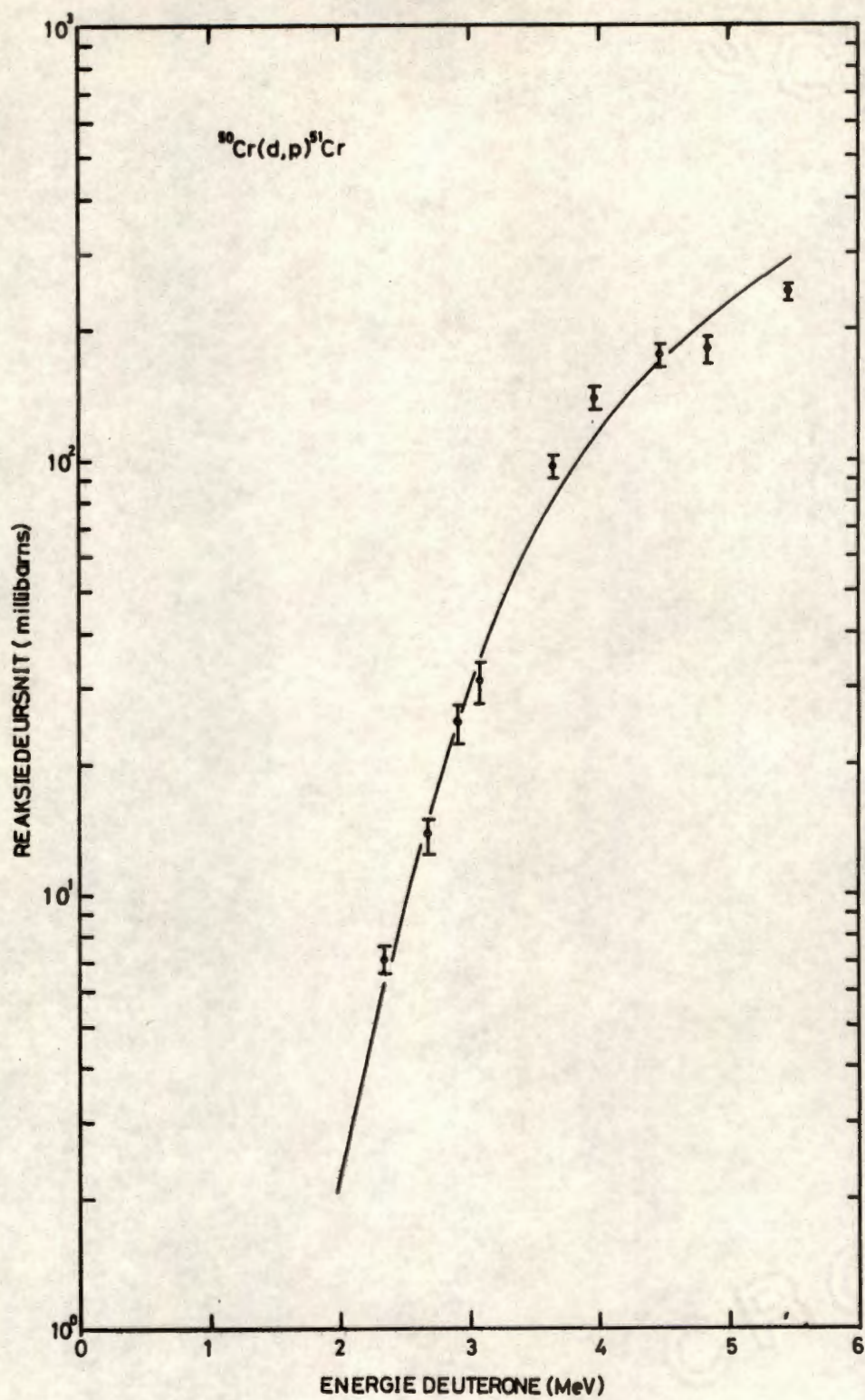


Figuur 6.3 Spektrum van 'n deutronbestraalde $^{50}\text{Cr}_2\text{O}_3$ -skyf

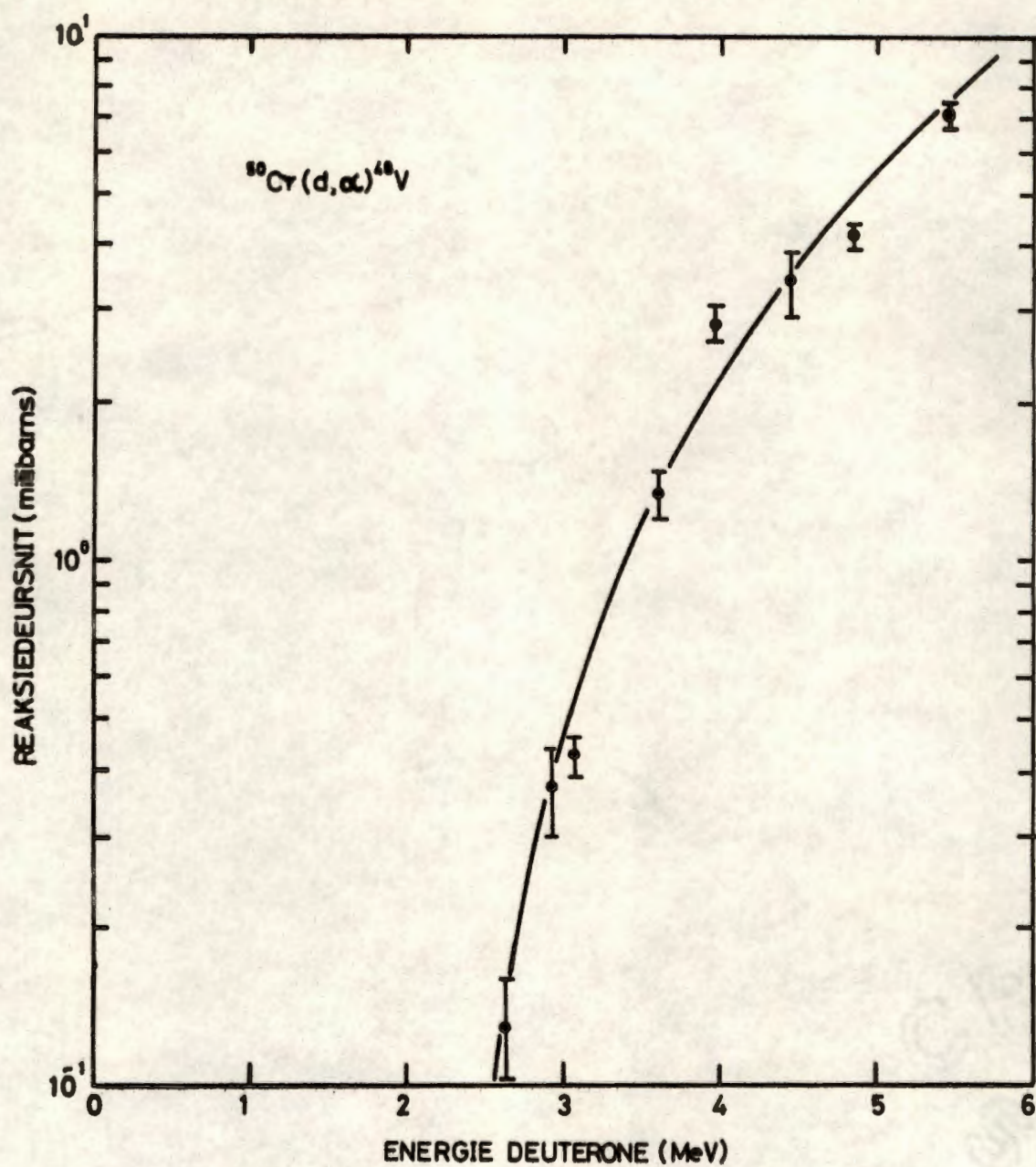
Tabel 6.2

Reaksiedeursnitte vir die deutronaktivering van chroom

Deutronenergie	$^{50}\text{Cr}(d,p)^{51}\text{Cr}$	$^{50}\text{Cr}(d,\alpha)^{48}\text{V}$
$\bar{E}_d$ (MeV)	Reaksiedeursnit (σ) (millibarns)	Reaksiedeursnit (σ) (millibarns)
5.463	247.05 $\pm$ 15.02	7.07 $\pm$ 0.436
4.847	179.77 $\pm$ 12.02	4.14 $\pm$ 0.263
4.471	174.60 $\pm$ 10.58	3.42 $\pm$ 0.512
3.959	139.00 $\pm$ 8.32	2.84 $\pm$ 0.225
3.631	95.95 $\pm$ 6.36	1.34 $\pm$ 0.152
3.091	30.87 $\pm$ 3.32	0.424 $\pm$ 0.036
2.939	24.74 $\pm$ 2.64	0.367 $\pm$ 0.077
2.674	13.60 $\pm$ 1.35	0.120 $\pm$ 0.049
2.349	7.12 $\pm$ 0.487	0.061 $\pm$ 0.021



Figuur 6.4 Die opwekkingskromme vir die reaksie $^{50}\text{Cr}(d,p)^{51}\text{Cr}$



Figuur 6.5 Die opwekkingskromme vir die reaksie $^{50}\text{Cr}(d,\alpha)^{48}\text{V}$

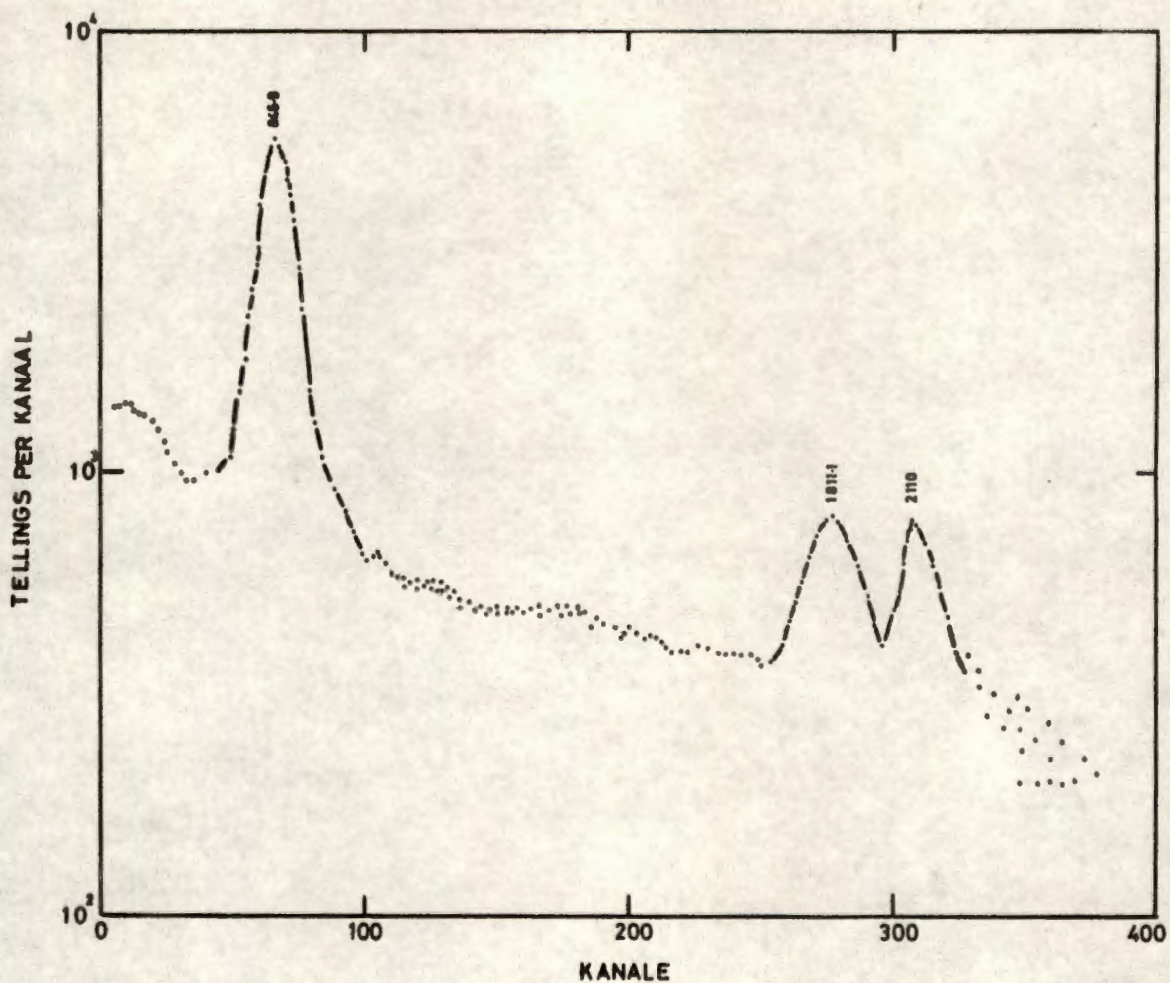
6.4 DEUTERONAKTIVERING VAN MANGAAN

Gammastraalspektrometrie

Die bestraling van mangaan-55 met deuterone lewer net een meetbare radio-aktiewe produk mangaan-56 (2.576 u; 846.9, 1811, 2111 keV) daar al die ander óf stabiel is óf geen gammastrale het nie. Die NaI(Tl)-detektor is gebruik om die spektrum van mangaan-56 op te neem wat getoon word in Figuur 6.6. Weens die relatief swak oplosvermoë van NaI(Tl)-detektor is die pieke van die 1811 en 2111 keV gammastrale nie heeltemal opgelos nie.

Opwekkingskromme

'n Relatiewe opwekkingskromme is opgestel uit waardes verkry uit die integrasie van die 846.9 keV fotopiek. Die kromme is geanaliseer met behulp van drie absolute waardes wat bepaal is uit metings met 'n Ge(Li)-kristal na enkelbestralings in 'n Faradaybeker. Die resultate word aangegee in Tabel 6.3 en die opwekkingskromme in Figuur 6.7.

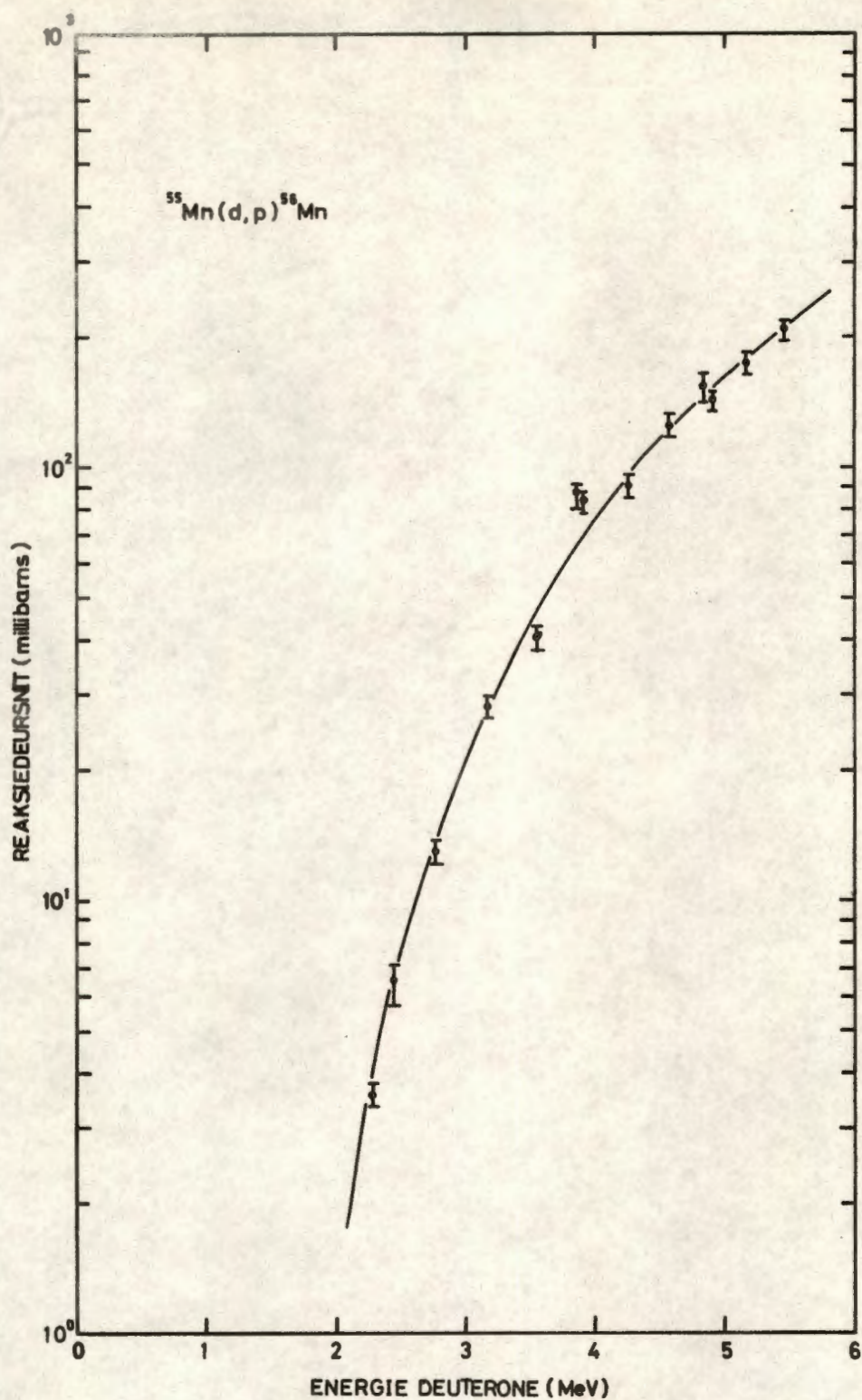


Figuur 6.6 Die gammaspektrum van mangaan-56 opgeneem met 'n NaI(Tl)-detektor ($E_d = 5.5$ MeV)

Tabel 6.3

Reaksiedeursnitte vir deutronaktivering
van mangaan

Deutronenergie	$^{55}\text{Mn} (d,p) ^{56}\text{Mn}$
$\bar{E}_d$ (MeV)	Reaksiedeursnit (σ) (Millibarns)
5.471	208 $\pm$ 11.87
5.191	174 $\pm$ 9.93
4.897	142 $\pm$ 8.11
4.868	153.4 $\pm$ 12.01
4.589	125 $\pm$ 7.13
4.267	91 $\pm$ 5.19
3.925	83 $\pm$ 4.74
3.863	86.2 $\pm$ 5.38
3.575	40 $\pm$ 2.28
3.184	28 $\pm$ 1.59
2.762	12.8 $\pm$ 0.731
2.451	6.36 $\pm$ 0.694
2.284	3.55 $\pm$ 0.202



Figuur 6.7 Die opwekkingskromme van die reaksie $^{55}\text{Mn}(d,p)^{56}\text{Mn}$

6.5 DEUTERONAKTIVERING VAN YSTER

Gammaspektrometrie

Die verwagte radionukliede wat kan ontstaan uit die deuteronaktivering van natuurlike yster word in Tabel 6.4 aangegee. Daaruit kan gesien word dat die verwagte produkte hoofsaaklik uit lang halfleeftyd nukliede bestaan en gevolglik was lang aktiveringstye nodig om voldoende aktiwiteit te lewer. Dit is eksperimenteel bepaal dat aktiveringstye van ten minste 12 uur nodig is. Indien die bestraling op die roterende skyfhouer uitgevoer word beteken dit dat daar omtrent 5% van die totale bestralingsbundel op elke skyf inval. Om voldoende aktiwiteit in al die skywe op te wek sou 'n bestralingstyd van tussen 140 en 150 uur nodig wees wat 'n ondoeltreffende gebruik van die versnellertyd sou wees. Om hierdie rede is korter bestralingstye gebruik wat slegs die kobalt-55 as bruikbare aktiwiteit gelewer het. Die spektrum wat verkry is uit die bestraling van 'n enkele skyf vir 10 uur word getoon in Figuur 6.8. Daarop kan die 479, 933, 805 en 1410 keV fotopieke van kobalt-55 duidelik gesien word. Die 933 keV piek is om ooglopende redes geïntegreer en gebruik om die opwekkingskromme op te stel.

Ten spyte van die lae isotopiese voorkoms van yster-58 (0.33%) is die 846.9 en 1811 keV pieke van mangaan-56 wat

ontstaan uit die reaksie $^{58}\text{Fe}(d,\alpha)^{56}\text{Mn}$ duidelik waarneembaar. Dit kan gesien word dat die tellings aan die einde van die spektrum weer sterk begin toeneem wat 'n aanduiding is van die Comptonrug van die 2111 keV fotopiek van mangaan-56. Die versterking op die kristal was sodanig dat hierdie piek buite die waarnemingsgebied van die multikanaal geval het. Die 1811 keV piek se eerste ontsnappingspiek val by 1300 keV en sy tweede ontsnappingspiek by 789 keV.

Weens die redelik hoë intensiteit van die 933 keV piek kom 'n sompiek by 1444 keV voor wanneer gammastrale van hierdie energie gelyktydig met positronvernietingsgammastrale waargeneem word.

Mangaan-52m wat ontstaan uit die reaksie $^{54}\text{Fe}(d,\alpha)^{52\text{m}}\text{Mn}$ se vorming word bewys deur die aanwesigheid van sy 1433.6 keV fotopiek asook die 383 keV gammastraal wat ontstaan uit isomeriese oorgang na die grondvlak. Die fotopiek 1330 keV word gevoeg deur die 1322 keV gammastraal van kobalt-55 asook die 1332.5 keV gammastraal van kobalt-60m. Toevallig val die eerste ontsnappingspiek van die 1811 keV gammastraal ook in hierdie gebied. Die vervalskemas van bogenoemde radio-nukliede kan in Aanhangel A beskou word.

Figuur 6.9 toon die spektrum oor 10 uur opgeneem van dieselfde monster soos in Figuur 6.8 aangegee, maar 4 dae later. Hierop kan die fotopiek van kobalt-57 gesien word

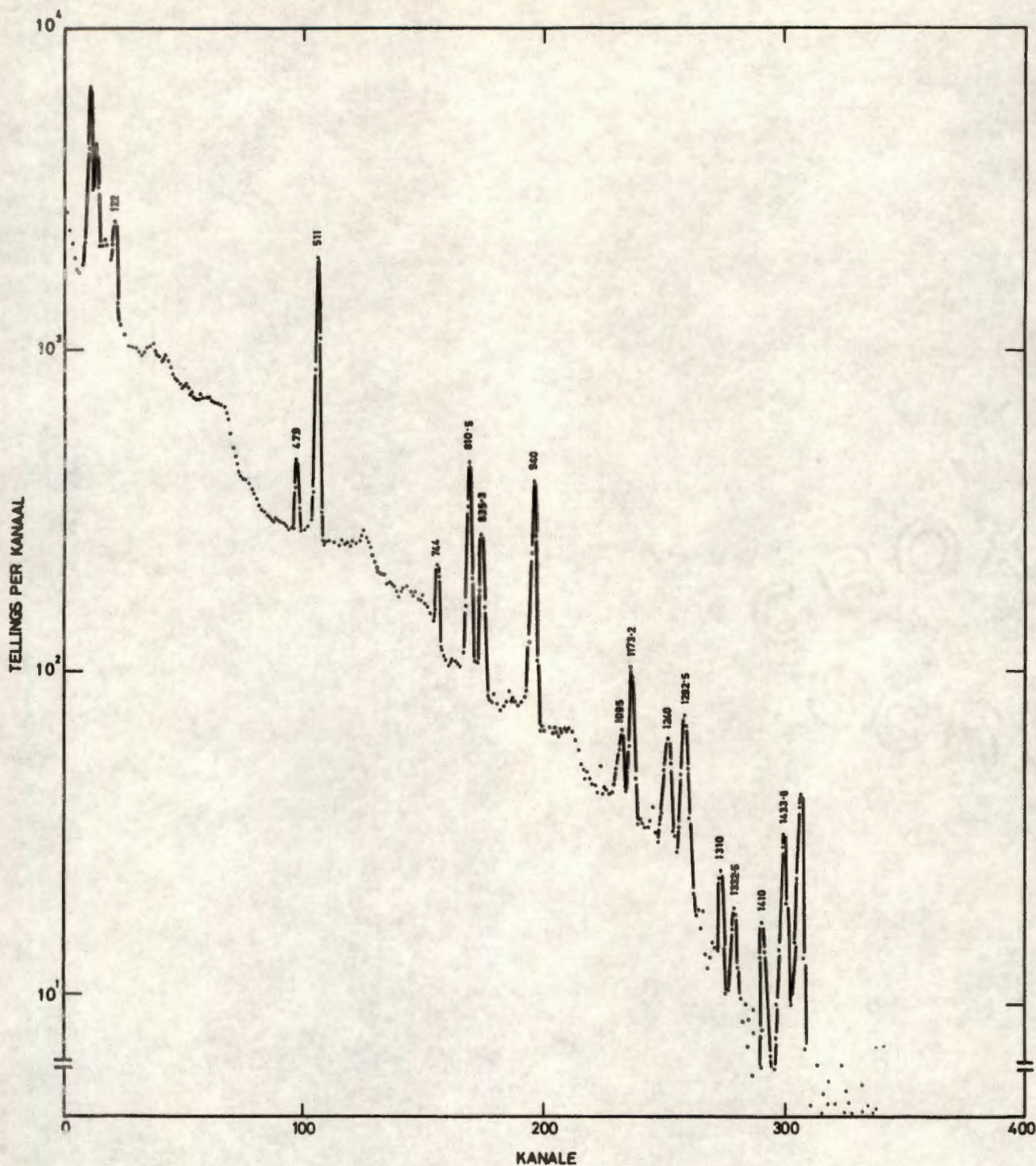
Tabel 6.4

Verwagte radionukliede uit 'n ysteraktivering

Skyf- kern	Isoto- piese voor- koms %	Reaksie- tipe	Q-waarde (MeV)	Produk- kern	Half- leef- tyd	Gammastrale (keV)
⁵⁴ Fe	5.82	(d,n)	2.832	⁵⁵ Co	18.2u	(β ⁺) 933 (80%)
						1412 (13%)
						479 (12%)
						1322 (6%)
						1377 (4.2%)
						892 (2.4%)
		(d,α)	5.176	^{52m} Mn	21m	(β ⁺)1433.6 (100%)
						383 (2%)
		(d,γ)	12.905	⁵² Mn	5.7d	(β ⁺)1433.6 (100%)
						935.4 (84%)
74 (82%)						
345.7 (1%)						
⁵⁶ Fe	91.66	(d,n)	4.064	⁵⁶ Co	77.3d	(β ⁺) 846.9 (100%)
						1238.1 (66%)
						1035 (15%)
						1760 (14%)
		(d,α)	5.654	⁵⁴ Mn	314d	1365 (4.5%)
						121.94(8.5%)
						136.31(11%)
						14.39(8.4%)

Tabel 6.4 (vervolg)

Skyf-kern	Isoto- piëse voor- koms%	Reaksie- tipe	Q-waarde (MeV)	Produk- kern	Half- leef- tyd	Gammastrale (keV)
^{57}Fe	2.19	(d, γ)	12.370	^{58}Co	71d	(β^+) 810.5 (100%) 865 (1.2%) 1670 (0.66%)
		(d,n)	4.728	^{58}Co	71d	(β^+) 810.5 (100%) 865 (1.2%) 1670 (0.66%)
^{58}Fe	0.33	(d,p)	4.361	^{59}Fe	45d	1095 (56%) 1292 (44%)
		(d, α)	5.455	^{56}Mn	2.58u	846.9 (100%) 1811 (30%) 2111 (15.3%)
		(d, γ)	12.638	$^{60\text{m}}\text{Co}$	10.5m	58.60 (99%) 1332.4 (0.25%)
				^{60}Co	5.26j	1173.2 (100%) 1332.4 (100%)



Figuur 6.9

Die gammastraalspektrum van dieselfde deutron-
bestraalde yster monster as in Figuur 6.8 opgeneem
4 dae na die bestraling. ($E_d = 5.5$ MeV.)

by 122 keV. Die teenwoordigheid van mangaan-52 word bewys deur sy pieke by 744, 935.4 en 1433.6 keV terwyl die pieke by 810.5 keV van kobalt-58 afkomstig is. By 835.3 keV word mangaan-54 se gammastraal gesien. Die twee pieke by 1290 en 1095 keV is afkomstig van yster-59 terwyl kobalt-60 se hoof gammastrale by 1173.3 en 1332.4 keV waargeneem word. Kobalt-56 wat ontstaan uit die (d,γ) -reaksie op yster-54 se vorming word bewys deur die 1238.1 keV piek. Hierbenewens verskyn daar ook pieke by 1316 en 1446.4 keV wat moontlik sompieke is van gelyktydige waarnemings van vernietigingsfotone met 805 en 933.4 keV gammastrale onderskeidelik.

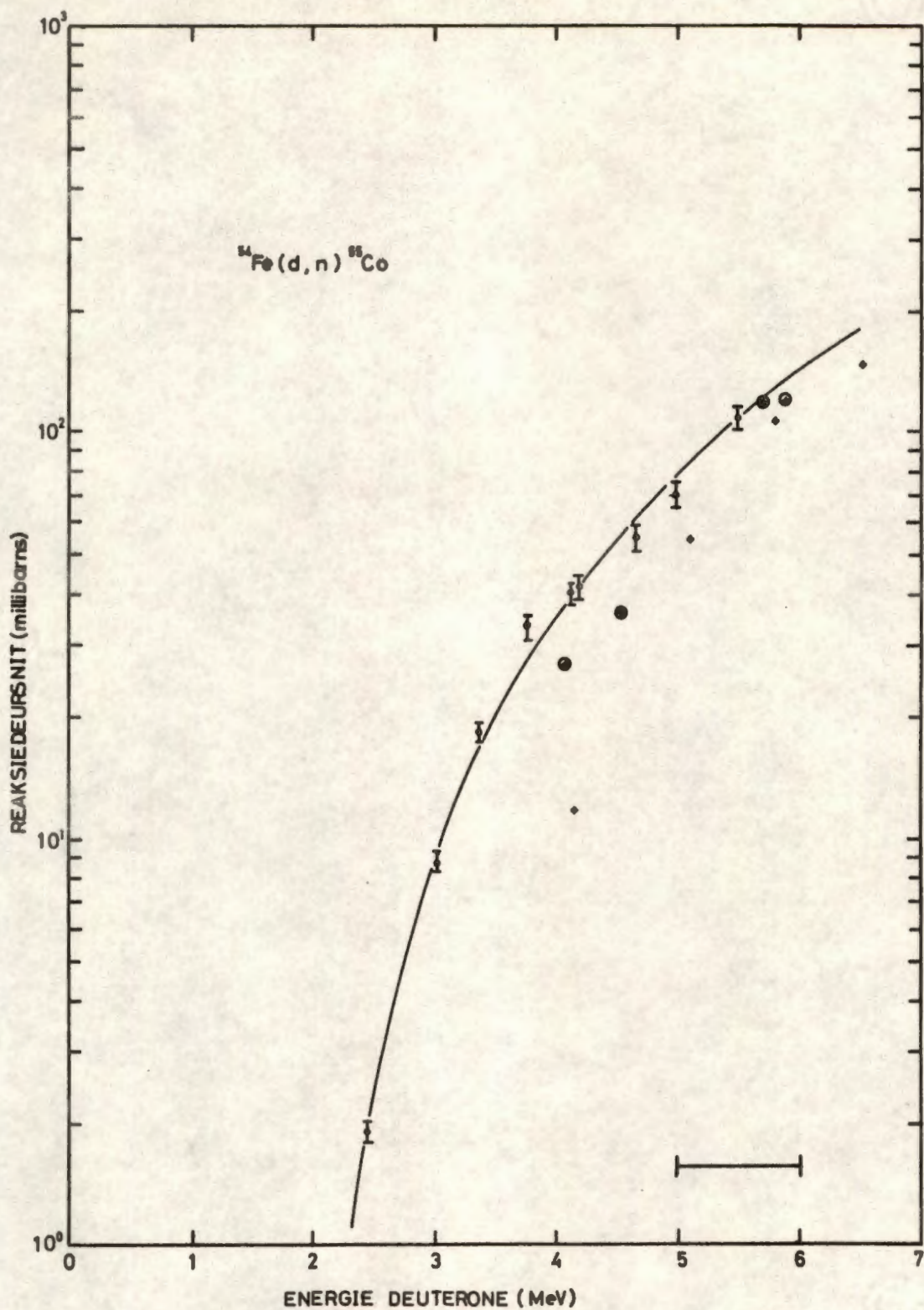
Opwekkingskromme

Die resultate van die reaksiedeursnitte vir die reaksie $^{54}\text{Fe}(d,n)^{55}\text{Co}$ word in Tabel 6.5 aangegee terwyl die opwekkingskromme in Figuur 6.10 getoon word. Op dieselfde figuur word ook die waardes verkry uit vorige werk (Mc 64) ingesluit. Die waardes is verkry deur van die stapelmetode gebruik te maak in bestralings wat gedoen is met 'n siklotronbundel waarvan die energiefout ± 0.2 MeV by 14 MeV en ± 0.5 MeV by 4 MeV was.

Tabel 6.5

Reaksiedeursnitte in deutronaktivering van yster

Deutronenergie	$^{54}\text{Fe}(d,n)^{55}\text{Co}$
Ed. (MeV)	Reaksiedeursnit (σ) (Millibarns)
5.499	109.70 ± 7.15
4.992	71.50 ± 4.16
4.689	55.90 ± 3.25
4.199	41.51 ± 2.69
4.158	40.00 ± 2.33
3.768	33.40 ± 1.94
3.389	18.10 ± 1.05
3.009	8.79 ± 0.512
2.439	1.90 ± 0.110



Figuur 6.10 Die opwekkingskromme vir die reaksie $^{54}\text{Fe}(d,n)^{55}\text{Co}$. Die streep (—) dui die grootte van die energiefout aan en waardes (Mc 64) aangedui met + en @

6.6 DEUTERONAKTIVERING VAN NIKKEL

Gammapektroskopie

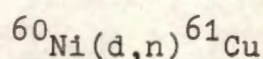
In teenstelling met die deuteronaktivering van yster lewer die aktivering van natuurlike nikkel hoofsaaklik kort halfleeftydprodukte soos aangegee op Tabel 6.6. Die bestraling van natuurlike nikkel lewer 'n spektrum soos bv. die een in Figuur 6.11 wat 3 minute na die bestraling opgeneem is. Daarop verskyn die 284 en 655 keV pieke van koper-61 wat doeltreffend gemeet kan word alhoewel beide op die Compton-kontinuum van ander pieke val. Die aanwesigheid van koper-60 word bewys deur die gammastraalpieke by 826, 1332.48 en 1787.5 keV terwyl koper-59 se gammastraalpieke by 460, 872 en 1305 keV baie sterk verskyn. Nikkel-65 se 1115 en 1481 keV is net sigbaar bokant die Comptonrand van die 1305 en 1787.5 keV foto-pieke. Die pieke by 1172, 1470 en 1740 keV is afkomstig van kobalt-62.

Behalwe hierdie geïdentifiseerde pieke verskyn daar ook twee sompieke by 1381 en 1816 keV wat ontstaan uit gelyktydige waarneming van die vernietigingsfotone en die 870 en 1305 keV gammastrale onderskeidelik.

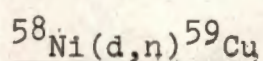
Figuur 6.12 toon die spektrum van dieselfde monster opgeneem 22 minute na die bestraling. Op hierdie spektrum kan die aktiwiteite van koper-61, kobalt-62, en nikkel-65 baie

baie duideliker gesien word omdat die koper-59 aktiwiteit reeds verval het. Die 1430 keV fotopiek van koper-64 wat ontstaan uit 'n (d, γ)-reaksie op nikkel-62 kan ook gesien word.

Opwekkingskrommes



Die oppervlakte onder die 284 keV piek is in die berekening van die reaksiedeursnit gebruik, die resultate waarvan in Tabel 6.7 aangegee word. Die opwekkingskromme kan in Figuur 6.13 gesien word.



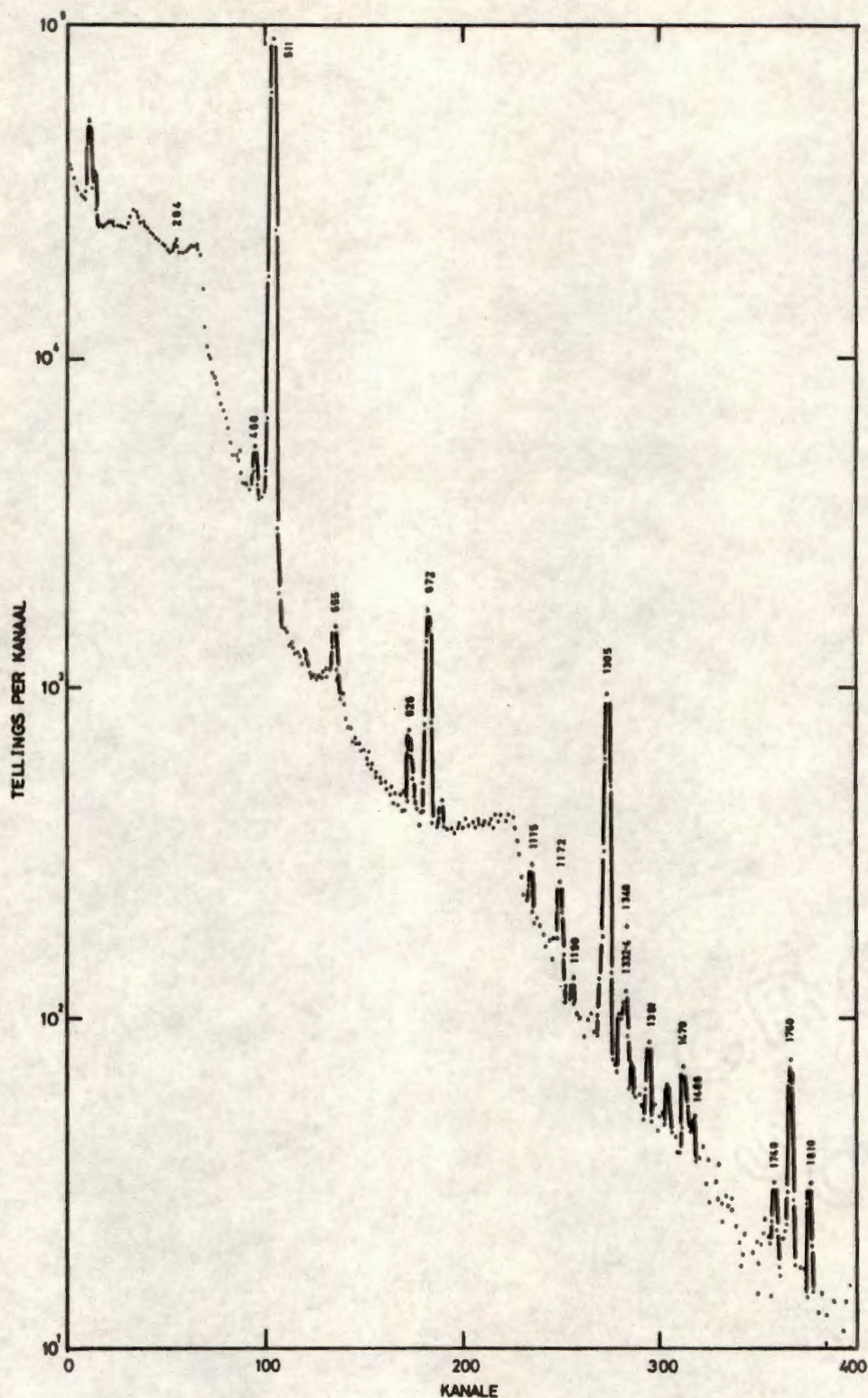
Weens die kort halfleeftyd (81 s) van koper-59 was dit moeilik om voldoende aktiwiteit te behou vir herhaalde metings van dieselfde monster. Gevolglik kon op die meeste drie punte op 'n verval-kromme van hierdie nuklied verkry word. 'n Tweede probleem is dat die teltyd in die orde van 'n halfleeftyd is wat dit dus nodig maak om die tellings te korrigeer vir verval tydens die telprosesse.

Die resultate van die reaksiedeursnitte vir die reaksie ${}^{58}\text{Ni}(\text{d},\text{n}){}^{59}\text{Cu}$ word in Tabel 6.7 en die opwekkingskromme in Figuur 6.14 getoon.

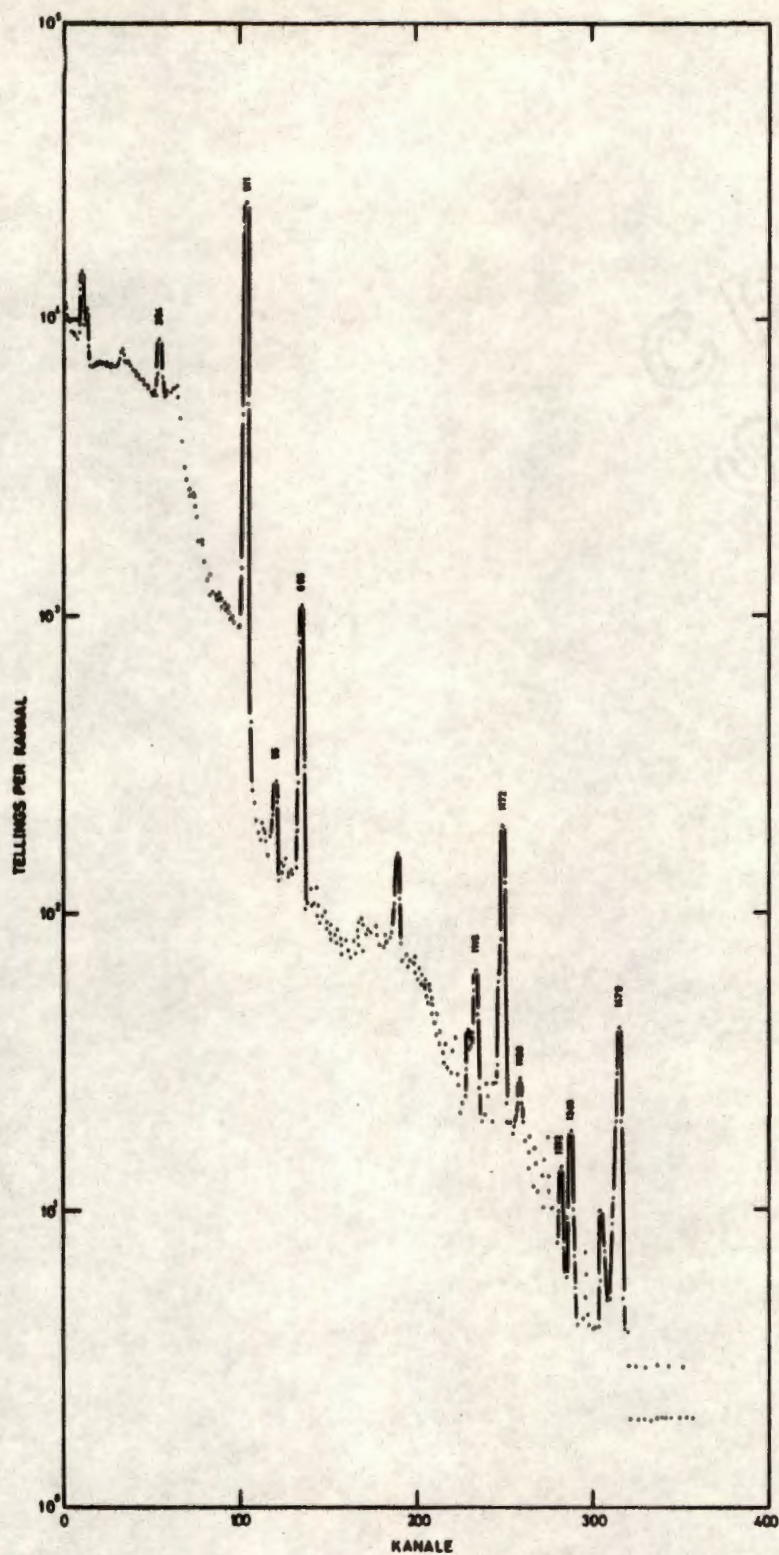
Tabel 6.6

Verwagte Radionuklide uit 'n nikkelaktivering

Skyf-kern	Isotopiese Voorkoms %	Reaksie-tipe	Q-waarde MeV	Produk-kern	Half-leef-tyd	Gammastrale (keV)
^{58}Ni	67.88	(d,n)	1.195	^{57}Cu	81 s	(β^+) 1305 (100%) 872 (80%) 343 (45%) 460 (40%) 1770 (10%)
		(d, α)	6.493	^{56}Co	77.3d	(β^+) 846.9 (100%) 1238.1 (66%) 1035 (15%) 1760 (14%)
		(d, γ)	11.235	^{60}Cu	24 m	(β^+) 1332.5 (80%) 1760 (52%) 823 (15%)
		(d,n)	2.585	^{61}Cu	3.3 u	(β^+) 284 (12%) 655 (11%) 1190 (5%)
		(d,n)	3.653	^{62}Cu	9.9 m	(β^+)
		(d, α)	5.624	$^{60\text{m}}\text{Co}$	10.5m	58.6 (99%) 1332.5 (0.25%)
^{60}Ni	26.23	(d,n)	2.585	^{61}Cu	3.3 u	(β^+) 284 (12%) 655 (11%) 1190 (5%)
^{61}Ni	1.19	(d,n)	3.653	^{62}Cu	9.9 m	(β^+)
^{62}Ni	3.66	(d, α)	5.624	$^{60\text{m}}\text{Co}$	10.5m	58.6 (99%) 1332.5 (0.25%)
^{64}Ni	1.08	(d, γ)	11.817	^{64}Cu	12.9 u	1340 (100%)
		(d,p)	3.910	^{65}Ni	2.56 u	1481 (25%) 1115 (16%) 368 (4.5%)



Figuur 6.11 Die gammastraalspektrum van 'n deuteronbestraalde natuurlike nikkel skyf opgeneem met 'n Ge(Li)-detektor 3 m na die bestraling ($E_d = 5.5$ MeV)



Figuur 6.12 Die gammastraalspektrum van dieselfde nikkel monster as in Figuur 6.11 opgeneem 22 m na die bestraling ($E_d = 5.5$ MeV)

Tabel 6.6 (vervolg)

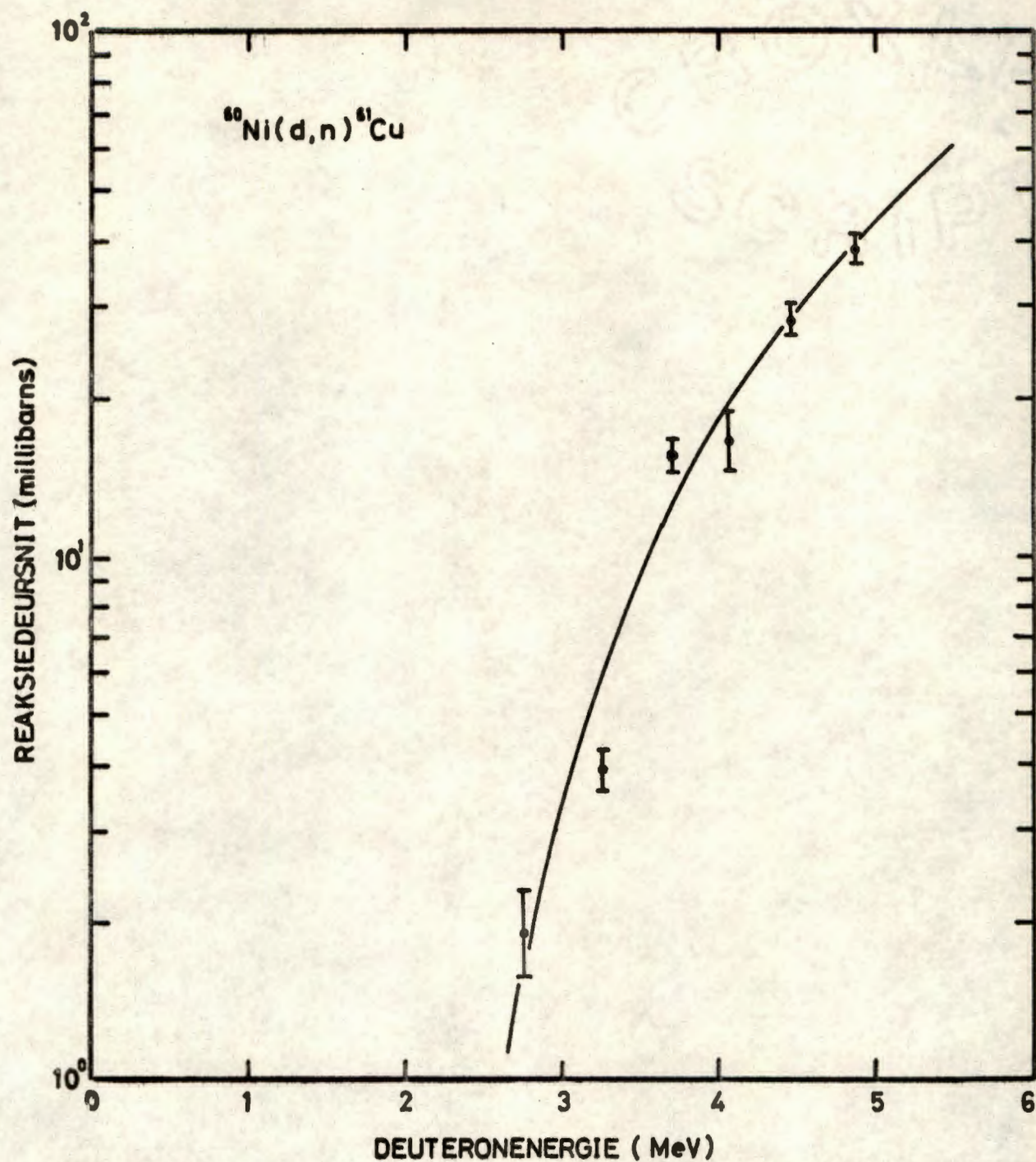
Verwagte Radionukliede uit 'n nikkelaktivering

Skyf-kern	Isotopiese Voorkoms %	Reaksie-tipe	Q-waarde MeV	Produk-kern	Half-leef-tyd	Gammastrale (keV)
^{64}Ni	1.08	(d, γ)	12.286	^{66}Cu	5.1 m	1039(100%)
		(d, α)	5.131	^{62}Co	13.9	1172(100%)
						1470(11%)
						1740(11%)

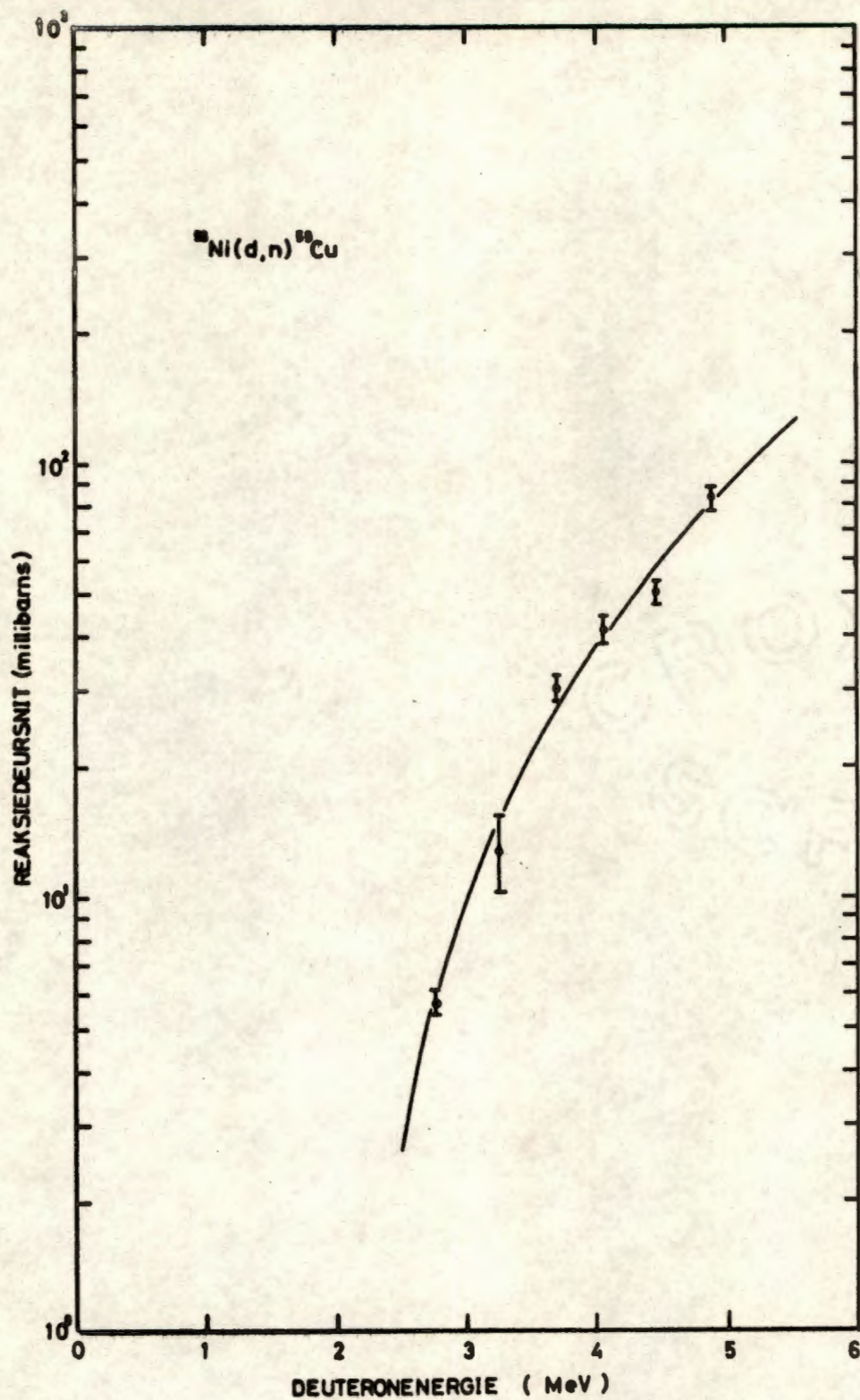
Tabel 6.7

Reaksiedeursnitte vir deutronaktivering van nikkels

Deutronenergie	$^{60}\text{Ni}(d,n)^{61}\text{Cu}$	$^{58}\text{Ni}(d,n)^{59}\text{Cu}$
Ed (MeV)	Reaksiedeursnit (σ) (Millibarns)	Reaksiedeursnit (σ) (Millibarns)
4.883	82.39 ± 5.63	38.89 ± 2.81
4.464	50.15 ± 3.14	28.08 ± 2.55
4.067	41.06 ± 3.15	16.72 ± 2.19
3.703	30.31 ± 2.28	15.62 ± 1.15
3.257	12.75 ± 2.56	3.91 ± 0.338
2.762	5.71 ± 0.338	1.89 ± 0.315



Figuur 6.13 Die opwekkingskromme vir die reaksie $^{60}\text{Ni}(d,n)^{61}\text{Cu}$



Figuur 6.14 Die opwekkingskromme vir die reaksie $^{52}\text{Ni}(d,n)^{59}\text{Cu}$

6.7 DEUTERONAKTIVERING VAN SINK

Gamma-spektrometrie

Vanweë die relatief lae smeltpunt van sink moes strome kleiner as $1 \mu\text{A}$ gebruik word by bestralingsenergieë groter as 3.5 MeV om wegdamping van die skyf te voorkom. 'n Spektrum wat verkry is uit 'n bestraling met deuterone van 4.5 MeV word in Figuur 6.15 getoon terwyl die verwagte radionukliede in Tabel 6.8 saamgevat word. Die spektrum in Figuur 6.15 is na 8 minute opgeneem. Die 439 keV fotopiek van sink-69 is daarop skaars sigbaar bokant die hoë agtergrondtelling as gevolg van die Comptonrand van die „positronpiek“. Die 609 keV fotopiek van sink-71 word ook goed gesien.

Alhoewel die intensiteit van die 744.9 keV fotopiek van gallium-65 slegs 11% is kon die piek met 'n goeie relatiewe betroubaarheid geïntegreer word. Dit is egter nie die geval met die fotopieke van gallium-68 by 1077 , 800 en 1240 keV nie omdat die isotopiese voorkoms van sink-67 (4.11%) waaruit gallium-68 ontstaan soveel laer is as die van sink-64 (48.89%). Die lang halfleeftyd produk sink-65 se teenwoordigheid word bewys deur die klein fotopiek by 1115.6 keV . Die 1340 keV piek van koper-64 word redelik goed waargeneem ten spyte van die gammastraal se lae intensiteit (0.5%). 'n Somplek kom voor by 1261 keV wat ontstaan uit 'n gelyktydige waarneming

van die 750 en 511 keV gammastrale.

Opwekkingskrommes

Die integrasie van die 750 keV fotopiek van gallium-65 het die waarde gelewer vir die piekoppervlakte wat gebruik is vir die berekening van die reaksiedeursnit van die reaksie $^{64}\text{Zn}(d,n)^{65}\text{Ga}$. Die waardes vir die reaksiedeursnitte van hierdie reaksie word in Tabel 6.9 aangegee terwyl die opwekkingskromme in Figuur 6.16 getoon word.

Tabel 6.8

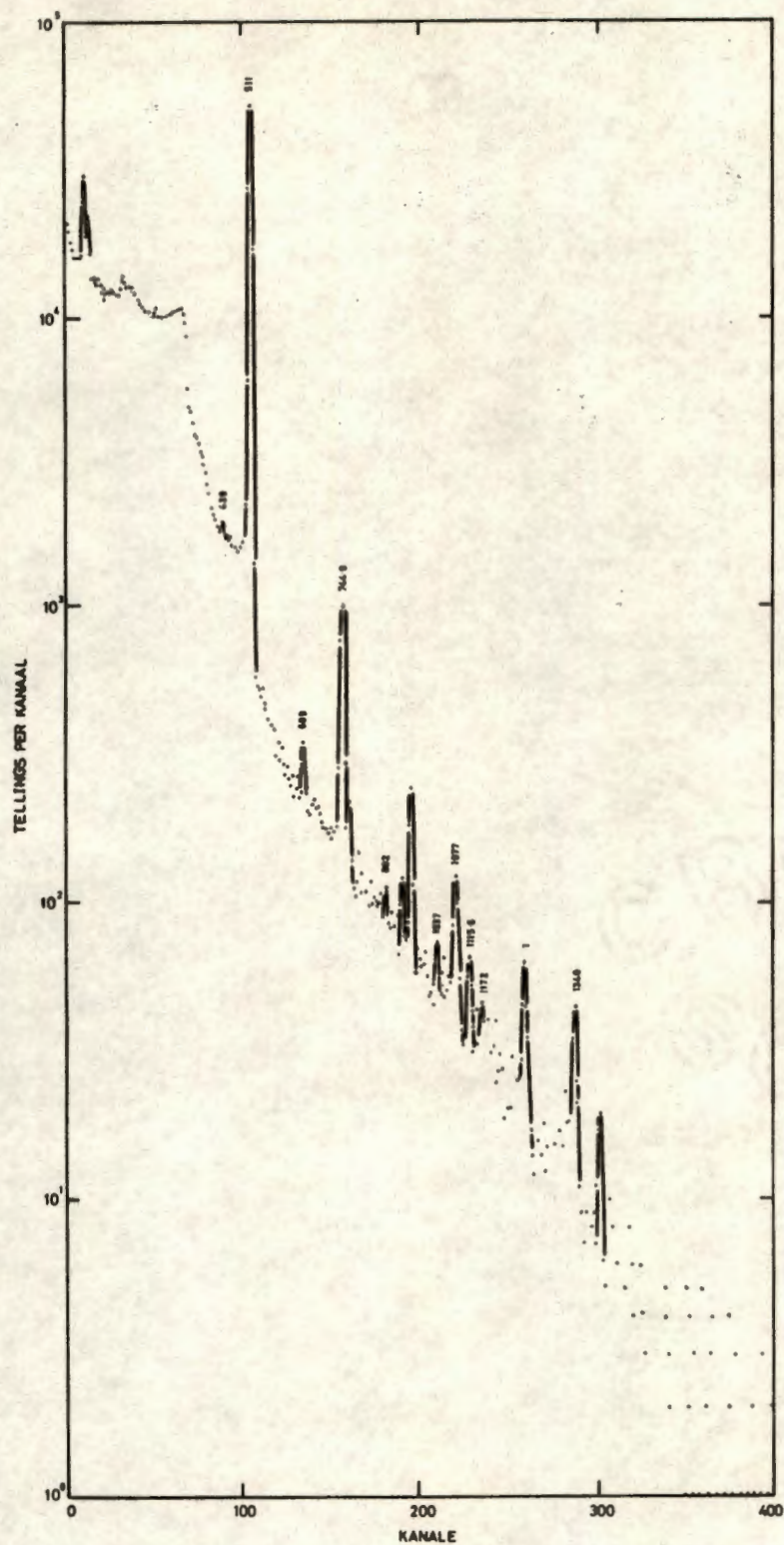
Verwagte Radionuklide van 'n sinkaktivering

Skyf-kern	Natuurlike Voorkoms %	Reaksie-tipe	Q-waarde MeV	Produk-kern	Half-leef-tyd	Gammastrale (keV)
^{64}Zn	48.89	(d,n)	1.723	^{65}Ga	15.2m	(β^+) 115.13(60%) 61.20(13%) 152 (11%) 750 (11%)
		(d,p)	5.764	^{65}Zn	245d	(β^+) 1115 (100%)
		(d, α)	7.525	^{62}Cu	9.9m	(β^+)
		(d, γ)	10.850	^{66}Ga	9.5u	(β^+) 1039 (76%) 828 (12%)

Tabel 6.8 (vervolg)

Verwagte Radionuklide van 'n sinkaktivering

Skyf-kern	Natuurlike Voorkoms %	Reaksie-tipe	Q-waarde MeV	Produk-kern	Half-leef-tyd	Gammastrale (keV)
^{66}Zn	27.81	(d,n)	3.040	^{67}Ga	78 u	92.5(100%) 182 (81%) 296 (54%) 388 (13%) 90 (7.3%)
		(d, α)	7.252	^{64}Cu	12.9u	(β^+)1340(100%)
		(d, γ)	11.320	^{68}Ga	68.3m	(β^+)1078(100%) 800(6%) 1410(5%)
						"
^{67}Zn	4.11	(d,n)	4.274	^{68}Ga	68.3m	
^{68}Zn	18.57	(d,p)		$^{69\text{m}}\text{Zn}$	13.8u	439(100%)
		(d, γ)	12.083	^{70}Ga	21m	1040(100%)
^{70}Zn	0.62	(d,p)	3.410	$^{71\text{m}}\text{Zn}$	3.9u	385(100%) 40(100%)
			3.40	^{71}Zn	2.4m	
		(d, γ)	12.500	^{72}Ga	14.1u	

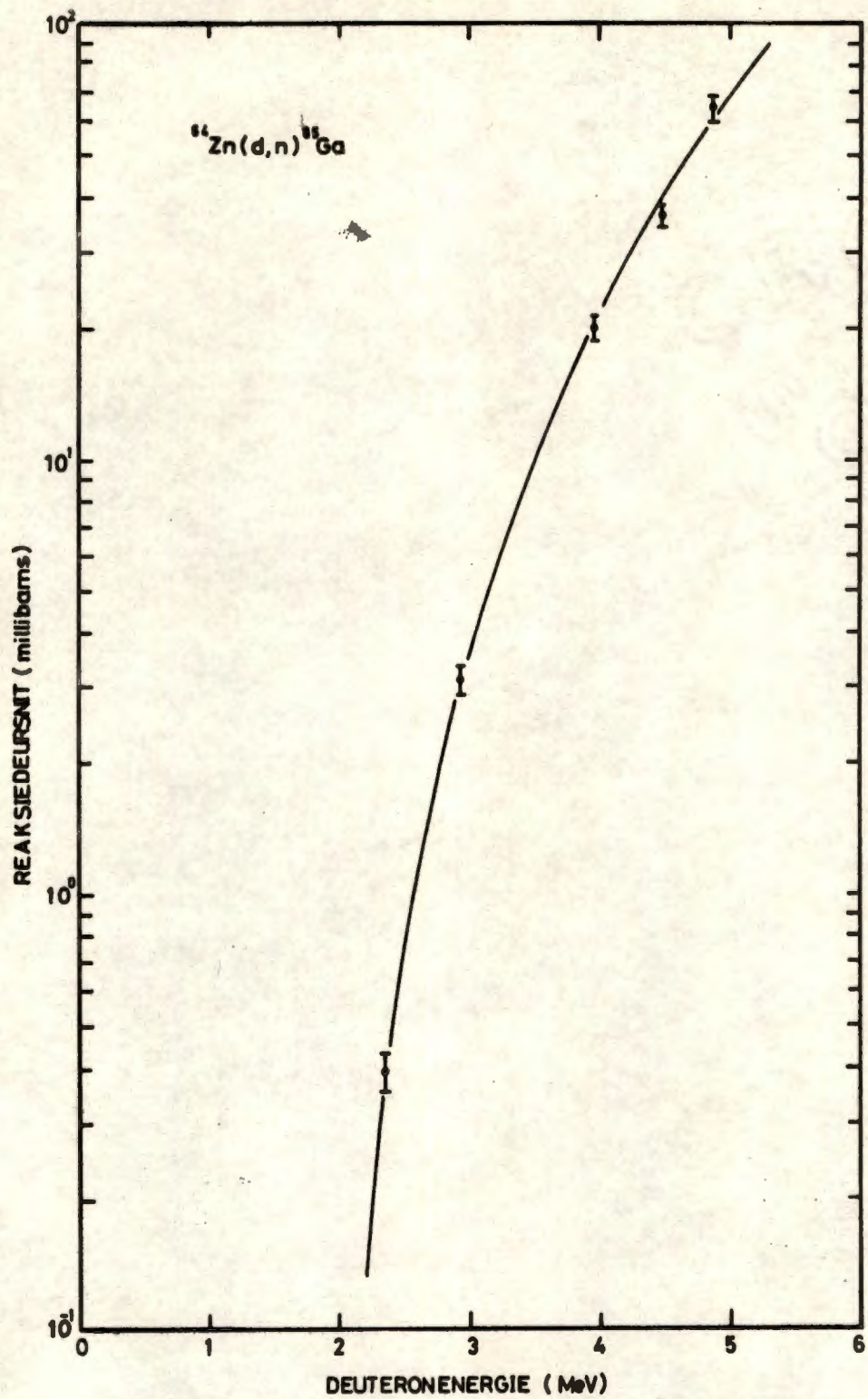


Figuur 6.15 Die gammastraalspektrum van 'n deutron-
bestraalde natuurlike sink monster opge-
neem met 'n Ge(Li)-detektor na
8 m ($E_d = 4.5$ MeV)

Tabel 6.9

Reaksiedeursnitte vir die deutronaktivering van sink

Deutronenergie	$^{64}\text{Zn}(d,n)^{65}\text{Ga}$
Ed (MeV)	Reaksiedeursnit (σ) (Millibarns)
4.894	63.85 $\pm$ 4.29
4.483	36.79 $\pm$ 2.54
3.955	20.13 $\pm$ 1.33
2.949	3.07 $\pm$ 0.227
2.345	0.389 $\pm$ 0.038



Figuur 6.16 Die opwekkingskromme vir die reaksie $^{64}\text{Zn}(d,n)^{65}\text{Ga}$

HOOFSTUK VII

OPSOMMING

In hierdie ondersoek is twee moderne skyfmaaktegnieke nl. molekulêre platering en elektrospoei bestudeer en gebruik vir die bereiding van skywe in die molekulêre vorm. Die metodes kan veral suksesvol toegepas word by die bereiding van isotoop-skywe wanneer mikro-hoeveelhede skyfmateriaal beskikbaar is. Tesame met ander beproefde tegnieke soos elektroplatering en sentrifugering is skywe verkry wat aan die eksperimentele vereistes van hierdie ondersoek voldoen het en is hulle gebruik vir bestraling met deutrone.

Elemente van die eerste oorgangsreeks nl. chroom, mangaan, yster, nikkel en sink is ondersoek en die opwekkingskromme van ten minste een aktiveringsreaksie van elk is bepaal. Die meeste deutron-geïnduseerde reaksies is hoogs ekso-ergies en gevolglik kan baie opgewekte kernvlakke 'n rol speel in die vorming van die radio-aktiewe produk. Aangesien die opbrengs van die produk eenvoudig die som is van die bydrae van elke opgewekte vlak kan dit verwag word dat die kerneienskappe van enige vlak nie 'n groot invloed op die gesommeerde aktiwiteit sal uitoefen nie. Dus kan dit verwag word dat die opwekkingskrommes geen invloed van kernstruktuur sal toon nie. Dit is dan ook gevind dat die gemete opwekkingskrommes almal kwalitatief dieselfde vorm gehad het. Daarbenewens is die deursnit by 5.5 MeV, die hoogste energie wat in hierdie ondersoek bereikbaar was, ook nog heelwat laer as dié van die maksimum-

waarde wat natuurlik sal verskil van reaksie tot reaksie.

Die (d,p)-reaksie is die mees waarskynlike. Dit is waargeneem dat die volgorde van die reaksiedeursnitte van verskillende kernsoorte redelik ooreenstem met die volgorde van invangsreaksies met termiese neutrone op dieselfde kerne. So 'n waarneming is nie heeltemal verbasend nie omdat beide hierdie reaksies dieselfde produk nuklied lewer.

Die deursnit van (d,n)-reaksies is ook groot maar ietwat kleiner as dié van (d,p)-reaksies. Dit kan dalk toegeskryf word aan polarisasie-effekte. In hierdie ondersoek is opwekkingskrommes opgestel vir (d,n)-reaksies op yster-54, nikkel-56 en 60 asook sink-64. In die eersgenoemde geval is die verkreeë waardes vergelyk met dié wat in 1957 verkry is (Mc 64). Die deursnitte van die (d,n)-reaksies op ander isotope van hierdie elemente kan nie gerieflik verkry word nie. Dit is so omdat hulle produkte óf geen meetbare gammastraal uitstraal nie óf hulle halfleeftyte so lank is dat die opbrengs uit redelike bestralingstye van selfs ure te laag is. Die uitsonderings is sink-66 en 67 wat nie hier bestudeer is nie.

Die Coulombafstoting tussen 'n kern en 'n in- en uitkomende α -deeltjie is veel hoër as die van 'n proton met die gevolg dat die reaksiedeursnit van 'n (d, α)-reaksie baie kleiner is as die van 'n (d,p)-reaksie. Dit is gevind dat

die reaksiedeursnit van die reaksie $^{50}\text{Cr}(\text{d},\alpha)^{48}\text{V}$ omtrent 'n faktor 20 kleiner is as die van die (d,p)-reaksie op dieselfde isotoop van chroom.

Hierdie ondersoek kan voortgesit word deur bestralingsbundels met hoër energie te gebruik en 'n groter verskeidenheid van reaksies te bestudeer.

LITERATUUR

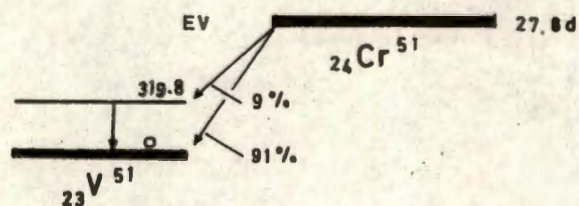
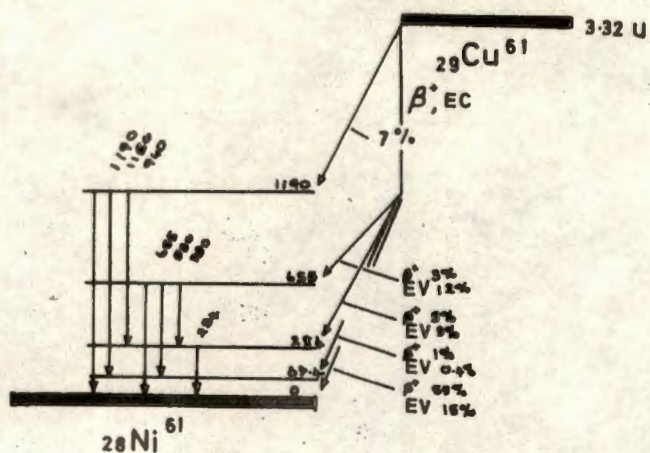
- Be 56 Belser, R.B., Hicklin, W.H., Rev. Sci. Inst. 27
No 5 (1956) 293
- Bo 37 Bohr, N., Kalckar, F., Kgl. Danske Videnskab.
Selskab, Mat.-fys. 14 (1937) 10
- Br 61 Bruninx, E., Rudstam, G., Nucl. Inst. & Meth. 13
(1961) 131
- Ca 57 Carswel, D., & Milsted, J. Nucl. En. 4 (1957) 51
- Ca 67 Carswell, D.J., Ed. Introduction to Nuclear Chemistry.
Elsevier Publishing Company. Amsterdam - London -
New York 1967
- Da 65 Dakowski, M., Piekarz, H., Sowinski, M., Report No.
595/IA/PL. Institute of Nuclear Research. Warsaw
- He 36 Hevesy, G., Levi, H., Kgl. Danske Videnskab. Selskab,
Mat.-fys. Medd. 14 (1936) 5
- He 69 Heath R.L., Modern Trends in Activation Analysis
De Voe, J.R., Ed., Nat. Bur. Stand. (U.S.) Spec.
Publ. Vol. II Washington (1969) 959
- Hu 53 Huus, T. & Zupančič, C., Kgl. Danske Videnskab.
Selskab, Mat.-Fys. Medd. 28 (1953) No. 1
- Ja 57 Jarmie, N., Seagrave, J.D., Ed. Los Alamos Scientific
Laboratory Report, LA-2014 (1957)
- La 49 Langer, L.M., Rev. Sci. Instr. 20 (1949) 216
- La 64 Lauer, K.F. & Verdingh, V., Nucl. Inst. and Meth. 31
(1964) 355
- La 62 Lauer, K.F. & Verdingh, V., Nucl. Inst. & Meth. 21
(1963) 161
- Le 67 Lederer, C.M., Hollander, J.M., Perlman, I.,
Table of Isotopes Sixth Edition. John Wiley & Sons,
Inc. 1967
- Li 55 Lipsett, F.R., Brit. J. Appl. Phys. 6 (1955) 442

- Lu 67 Luthereau, F., Tousset, J., Comptes. Rendus Acad. Sci. 264 (1967) 77
- Ma 49 Moffat, R.J.D., Langer, L.M., Price H.C., Phys. Rev. 76 (1949) 1725
- Ma 56 Maletskos, C.J., Irvine, J.W., Nucleonics 14 No. 4 (1956) 84
- Mc 64 McGowan, F.K., Milner, W.T., Kim, H.J., "Nuclear Cross Sections for Charged-particle induced Reactions Mn, Fe, Co." Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-CPX-1 (1964), verwys na die werk van (Vf 57)
- Mc 67 McMurray, W.R., Peisach, M., Pretorius, R., Van der Merwe, P., Van Heerden, I.J., Nucl. Phys. A99 (1967) 6
- Me 59 Merrit, J.S., Taylor, J., Campion, P., Can. J. Chem. 37 (1959) 1109
- Me 64 Menti, W., Martin, M., Nucl. Inst. & Meth. 31 (1964) 25
- Mi 69 Michaelis, W., Nucl. Inst. & Methods 70 (1969) 253
- Na 61 Navokov, T., Mladjenovic, M., Rev. Sci. Inst. 27 (1961) 315
- Ov 67 Overman, R.T., Ed., Laboratory Manual A, ORTEC Inc. Oakridge, Tennessee 1967
- Pa 56 Pate, B.D., Yaffe, L., Can. J. Chem. 34 (1956) 265
- Pa 59 Parker, W., De Croës, M., Sevier, K., Nucl. Instr. and Meth. Vol. 7 (1960) 31
- Pa 62 Parker, W., Falk, R., Nucl. Inst. & Meth. 16 (1962) 355
- Pa 68 Parker, W., Colonomos, M., Nucl. Inst. & Meth. 66 (1968) 137
- Pe 59 Peisach, M., J.S. Afr. Chem. Inst. 12 (1959) 57

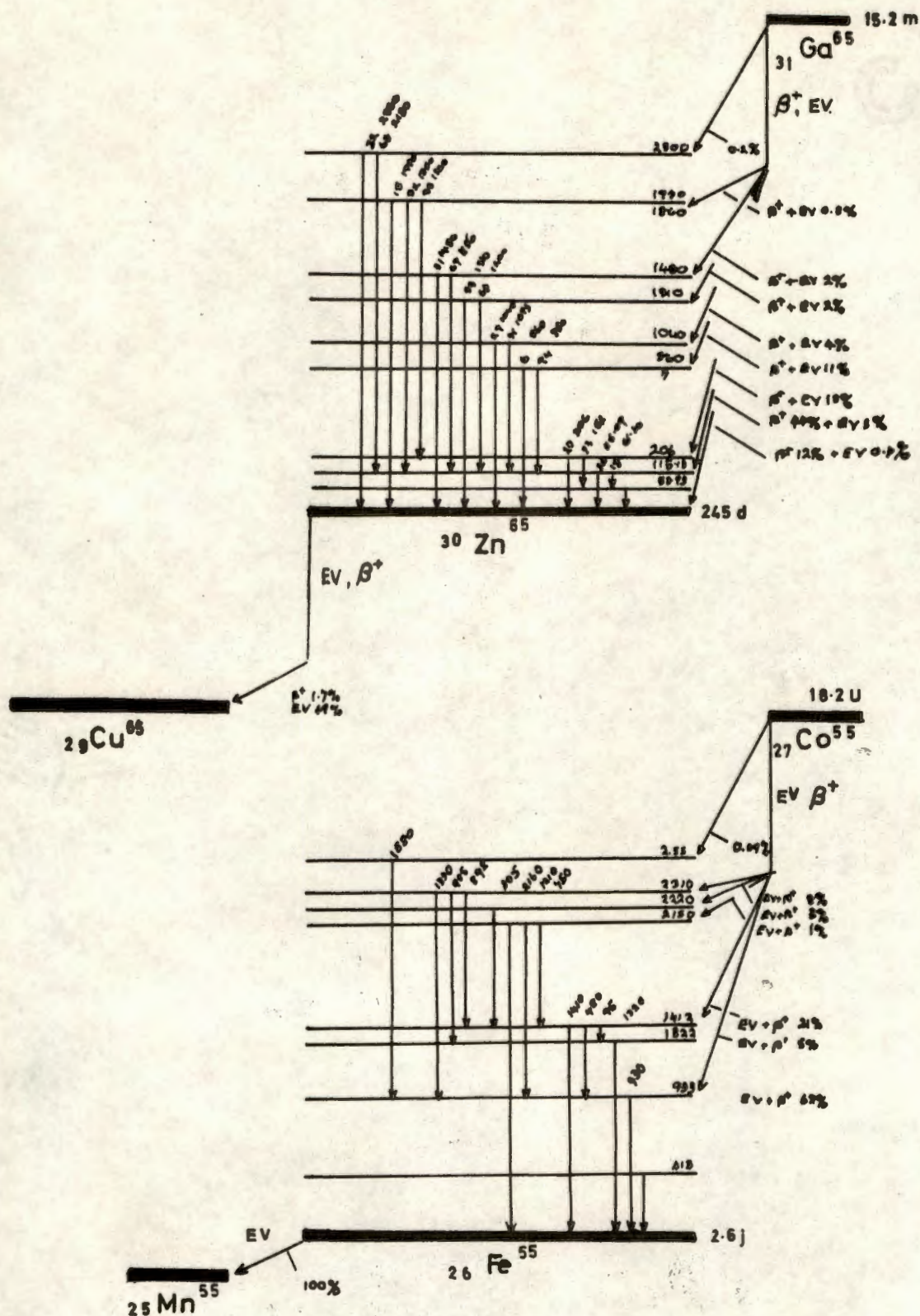
- Pe 69 Peisach, M., J.S. Afr. Chem. Inst. 22 (1969) 50
- Ru 56 Rudstam, G., Inaugural Dissertation, Univ. of Uppsala (Uppsala, 1956)
- Se 64 Segré, E. Nuclei and Particles. W.A. Benjamins Inc. New York - Amsterdam, 1964
- Sh 53 Shapiro, M.M., Phys. Rev. 90 2 (1953) 171
- Ve 64 Verdingh, V., Lauer, K.F., Nucl. Inst. & Meth. 31 (1964) 355
- Vl 57 Vlasov, N.A., Kalinin, S.P., Oglobin, A.A., Pankramov, V.M., Rudakov, V.P., Sevikov, I.N. & Siderov, V.A., At. Energ. (USSR) 2 169 (1957) en Soviet J. At. Energy 2, 189 (1957)
- Wa 61 Warner, L.B., Nucl. Inst. Meth. 14 (1961) 315
- Wa 66 Way, K., Nuclear Data Section A Vol. 2, Academic Press Inc. 1966
- Wi 55 Wiley, J. in "Modern Electroplating" Ed. Gray, A.G.
- Wi 66 Williamson, C.F., Boujot, J.P., Picard, J., Rapport CEA-R3042 Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay (1966)
- Ya 57 Yakovlev, G.N., J. Nucl. Energy 5 No. 1 (1957) 159

AANHANGSEL A

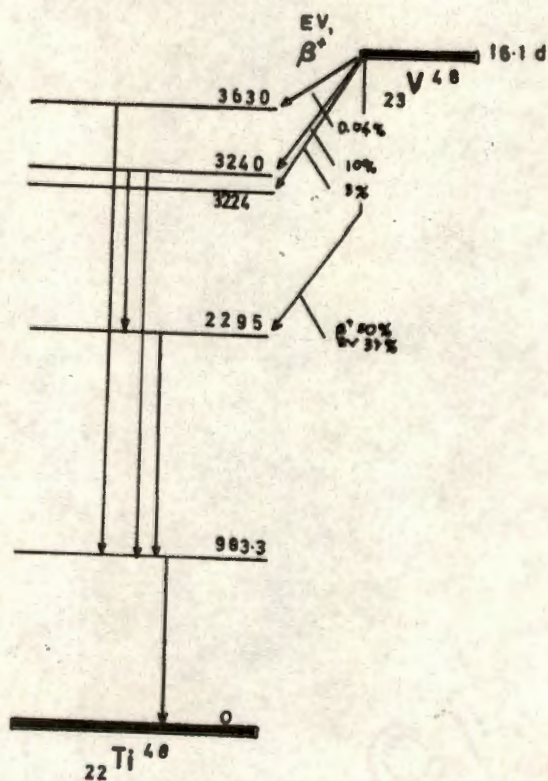
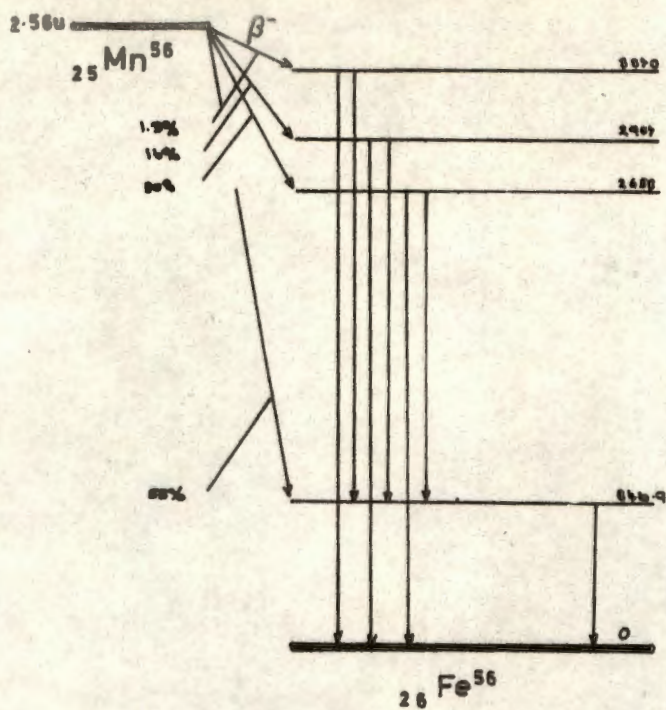
VERVALSKEMAS



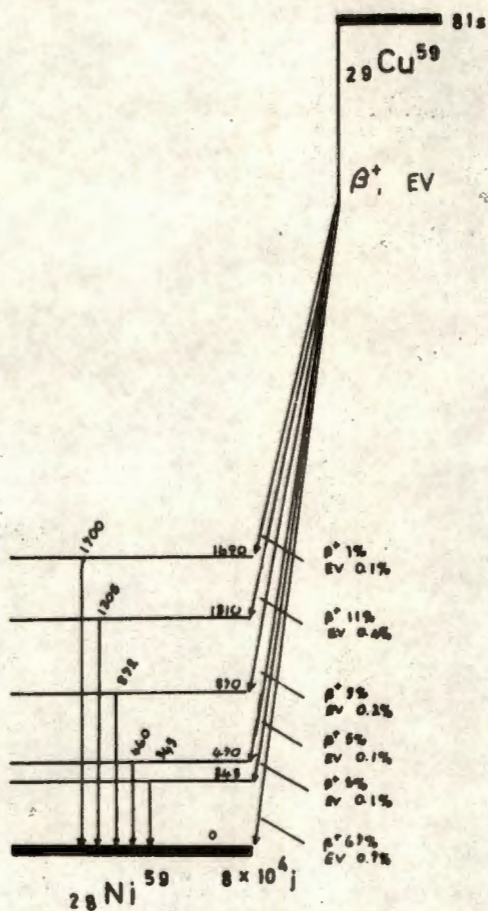
Vervalskemas van koper-61 en chroom-51



Vervalskemas van gallium-65 en kobalt-55



Vervalskemas van mangaan-56 en vanadium-48



Vervalskema van koper-59

AANHANGSEL B

NUKLIEDKAART

