

DIE VERSTROOIING VAN MU-MESONE IN LOOD
GEMEET MET BEHULP VAN
'n HODOSKOOP-OPSTELLING VAN TELBUISE.

deur

J.A.M. de Villiers

Verhandeling voorgelê ter gedeeltelike
nakoming van die vereistes vir
die graad
M.Sc.

Fakulteit van Natuurwetenskappe
Departement Fisika.
POTCHEFSTROOMSE UNIVERSITEIT
vir C.H.O.

POTCHEFSTROOM.
Desember 1958.

OPGEDRA AAN:

Pappie en Mammie.

INHOUDSOPGAWE.

Hoofstuk I.

Die Agtergrond van die Verstrooiingsprobleem.

1.1	Inleiding	1.
1.2	Die Verloop tot en met 1953.	2.
1.3	Die Huidige Toestand	4.
1.4	Samevatting.	6.
1.5	Literatuurverwysings.	7.

Hoofstuk II

Die Opstelling en Samestelling van die Hodoskoop.

2.1	Inleiding	8.
2.2.	Meetskunde van die Opstelling.	9.
2.3	Die Beheerstroombane.	
	(a) Algemene Samestelling.	12.
	(b) Katodevolgers en Mengeenhede.	16.
	(c) Diskriminasie tussen Een-en-meer en Twee-en-meervoudige Impulse.	
	(i) Tien Identiese Sestal-Eenhede	16.
	(ii) Twee Finale Drietak-Eenhede.	18.
	(d) Antikoinsidens-Stroombaen.	20.
	(e) Finale Koinsidens-stroombaen; Onderdrukker.	20.
	(f) Die Neonlampies.	22.
	(g) Kamera en Meganiese Teller.	23.
	(h) Spanningsvoorsiening.	23.
2.4	Instelling en Uittoets van die Stroombane.	25.
2.5	Literatuurverwysings.	26.

Hoofstuk III

Die Doeltreffendheid van die Hodoskoop.

3.1	Inleiding.	28.
3.2	Intensiteit.	28.
3.3	Anomale Foto's.	29.
	(i) Toevallige Koinsidensies.	29.
	(ii) Halfonderdrukte Meesterimpuls.	31.
	(iii) Meervoudige Impuls net na 'n Antikoinsidensie	32.
	(iv) Kamera	
	(a) Twee waarnemings terwyl die Lens oop is.	33.

2.

(b) Liggies van 'n vorige Waarneming.	34.
(v) Samevatting.	34.
3,4 Skynverstrooiings.	
(i) Eksperimentele Bepaling.	35.
(ii) Faktore Verantwoordelik vir die Skynverstrooiings.	
(a) Kontaminasie van die Bundel.	37.
(b) Toevallige Koïnsidensies.	38.
(c) Buie.	38.
(d) Botsingselektrone.	39.
(iii) Samevatting.	39.
3.5 Verlies aan Waarnemings.	
(i) .Toevallige Onderdrukking.	40.
(ii) Kamera.	40.
3.6 Opsomming.	41.
3.7 Literatuurverwysings.	42.

Hoofstuk IV.

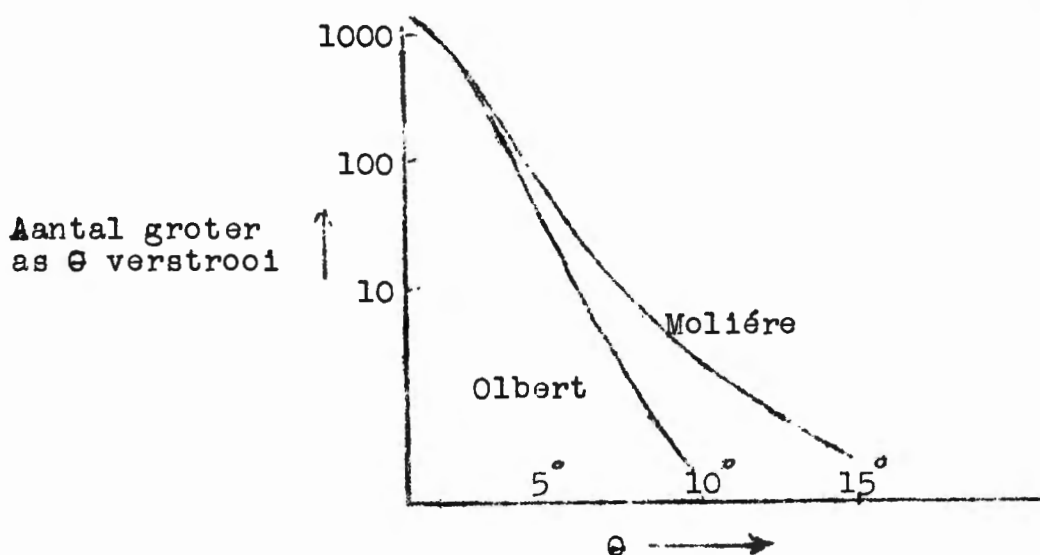
Die Analise van die Resultate.

4,1 Verandering van die Intensiteit met die Rigting t.o.v. die Vertikaal.	
(i) Werklike Invalshoeke.	43.
(ii) Geprojekteerde Invalshoeke.	46.
4.2 Die Verstrooiingsdistribusie.	47.
(i) Kengetalle.	47.
(ii) Berekening van die Spreiding in die Strooihoek.	50.
(iii) Geometriese Korreksiefaktor.	52.
(iv) Aantal Kanale.	53.
(v) Samestelling van die Eksperimentele Waarnemings.	53.
(vi) Samestelling van die Molière-Distribusie.	54.
(vii) Vergelyking van Teorie en Eksperiment.	56.
4.3 Slotopmerkings.	59.
4.4 Literatuurverwysings.	60.
Dankbetuigings.	61.
Summary.	62.

Hoofstuk 1.Die Agtergrond van die Verstrooiingsprobleem.1.1 Inleiding:

Gegewens oor bindingsenergie, kernstabiliteite, neutron- en elektronverstrooiings toon dat atoomkerne eindige afmetings het. Dit lyk dus redelik om te verwag dat die effektiewe kernstraal soos volg uit hierdie gegewens van dieselfde orde grootte sal wees as vir Coulomb verstrooiing van μ -mesone aan kerne. 'n Teorie vir die verstrooiings van gelaai deeltjies aan eindige kerne is deur Olbert uitgewerk en volg vir 'n gegewe energie naasteby 'n Gauss-verloop.

Nou blyk dit egter dat die meeste van die resultate oor die verstrooiing van μ -mesone aan kerne tot dusver nog nie versoen is met hierdie teorie van Olbert nie. Die Resultate toon meer groot hoekverstrooiings as wat verwag kan word en is in baie beter ooreenstemming met die teorie van Molière²⁾ wat uitgaan van 'n punt-kern. Die model waarvan Molière uitgegaan het, het nie fisiese betekenis nie en moet alleen beskou word as 'n ekstreme geval. Die figuur 1.1 toon diagrammaties hoe die twee teorieë van mekaar verskil.



Krities beskou, is dit op die oomblik nog nie 'n uitgemaakte saak met welke teorie die eksperimentele resultate in ooreenstemming is nie. Die statistieke van die resultate wat alreeds be-

staan, is in die meeste gevalle nie goed genoeg om 'n finale uitspraak te lewer nie. In ander gevalle is die interpretasie van die resultate nie heeltemal reg nie, en soms was die agtergrondeffekte 'n bietjie te twyfelagtig om baie waarde aan die waarnemings te heg.

1.2 Die Verloop tot en met 1953.

Reeds in 1939 het Vargus³⁾ en kort daarna Wilson⁴⁾ gevind dat die verstrooiing van μ -mesone aan kerne verklaar kan word deur Coulomb-kragte. Die waarnemings gaan oor verstrooiings in 6 cm. lood tot hoeke van die orde van 5° . Wilson neem egter 'n paar gevalle waar waar deeltjies verstrooi word deur hoeke groter as 5° . Hy het 'n vermoede dat daar dalk 'n ander tipe verstrooiingskrag werkzaam is. Gedeure maak sowat 400 waarnemings van verstrooiings deur 3.8 cm. wolfram. Vir hoeke groter as 3.5° , sterk hy hierdie vermoede van Wilson.

Shutt⁶⁾ rapporteer dat sowat 2% van die totale aantal μ -mesone, groot verstrooiings gee deur 5 cm. lood. In 1945 vind Sinha⁷⁾ dat vir die energiegebied 155 tot 255 MeV, 'n 4 cm. verstrooier 'n distribusie gee wat 'n groter afwyking vertoon as 'n 2cm. verstrooier. Later vind Shutt⁸⁾ dat die sogenaamde anomale verstrooiing belangrik word by energieë groter as 500 MeV. Hierdie afwyking tree op by hoeke groter as 4.5° .

Amaldi en Fidecaro⁹⁾ is die eerste persone wat 'n hodoskoop vir hierdie doel aanwend. Hulle vind egter dat eers bokant strooi-hoeke van 20° , daar anomale groot verstrooiings voorkom vir μ -mesone met energieë tussen 180 en 300 MeV. Hulle resultate is die enigste wat minder groot hoek verstrooiings lewer as wat die puntkernteorie voorspel.

'n Eksperiment met hoë energie elektrone in 'n wolkekamer is die van Lyman en medewerkers¹⁰⁾. Hulle vind dat die verstrooiing van 15.7 MeV elektrone aan kerne 'n afwyking van die Coulomb verstrooiing gee. Die eksperiment lei tot 'n waarde van die kernstraal wat ooreenstem met waardes verkry uit neutron interaksie eksperimente soos byvoorbeeld die van De Juren en Knable¹¹⁾. Hulle vind ook dat die kernlading min of meer uniform versprei is

oor die kernvolume.

Whittemore en Shutt¹²⁾ werk in die gebied 0.4 tot 3.1 GeV in 'n Wilsonkamer en vind dat omtrent 2½% mu-mesone anomale groot verstrooiings ondergaan in 5 cm. lood. Hulle eksperimentele waardes wyk nogal sterk af van die Olbert-teorie by groot hoeke. Dit lê selfs hoër as wat die Molière-teorie voorspel, maar aangesien hulle geen agtergrondeffekte in aanmerking neem nie, kan nie veel waarde aan hierdie hoë metings geheg word nie. Verder lyk dit asof die anomale verstrooiings meer aangetref word by negatiewe mu-mesone as by positiewe mu-mesone. Geen variasie van hierdie effek met die momentum is opgemerk nie.

Ook George en medewerkers¹³⁾ maak van 'n hodoskoop gebruik en vind vir die verstrooiing van mu-mesone met energie kleiner as 300 MeV, dat die anomale verstrooiings selfs meer as die Molière-teorie is. Hulle word egter deur Lloyd en medewerkers¹⁹⁾ gekritiseer as gevolg van die interpretasie van hulle resultate. Laasgenoemdes vind dat as die teoretiese waarde korrek bereken word, die eksperiment die Molière-teorie beter volg.

'n Metode om die verstrooiingsprobleem vanuit 'n nuwe rigting te benader, kom van Kannangara en Shrikantia¹⁴⁾. Hulle gebruik naamlik fotografiese emulsies om die verstrooiing van lae energie mu-mesone na te gaan. Hulle resultate pas beter aan by die puntkernteorie.

Leontic en Wolfendale¹⁵⁾ werk met 'n Wilsonkamer sonder 'n magneetveld by seespieël onder 100 cm. lood. Ook hulle eksperimentele resultate lê as gevolg van 'n rekenfout hoër as wat die Molière-teorie voorspel. Die fout word later¹⁹⁾ herstel en gevind dat die eksperiment die Molière-verloop beter volg.

Die gebrek aan insiggewende resultate tot op hierdie stadium, is kenmerkend. Dit kan egter met redelike sekerheid aangeneem word dat die vermoede dat anomale groot verstrooiings voorkom, nou bevestig is. Die statistieke is nog swak; veral by die groter strooihoeke sodat daar nie sekerheid is vanaf watter hoek hierdie verskynsel begin optree nie. Of dit verder afhanklik is van die energie, is ook nie heeltemal duidelik nie.

1.3 Die Huidige Toestand

McDiarmid^{16,17)} lewer in 1954 en 1955 belangrike bydraes tot die gegewens oor verstrooiings van mu-mesone aan kerne. Hy vind die verstrooiingsdistribusies by verskillende energieë deur dit na te gaan in 'n Wilsonkamer ondergronds met 2 cm. lood en yster verstrooiers. Sy gegewens oor die enkelvoudige verstrooiings by groot hoeke is die beste tot dusver.

Hy wys op nuwere gegewens oor die effektiewe kernstraal vir elektromagnetiese reaksies. Die waarde word gegee deur

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

en gevind is dat die konstante r_0 nie 1.4 is soos die Olbert-teorie van uitgaan nie, maar 'n meer realistiese waarde van 1.1 aanneem. Hierdie kleiner straal oefen egter nie so 'n sterk invloed uit by verstrooiings as die aannames van 'n eindige kern nie. Soos verwag kan word is ooreenstemming tussen die eksperiment en die verbeterde teorie beter, maar die verloop val 'n bietjie nader aan die puntkernteorie by hoë energieë waarby hy gewerk het.

Dit moet egter in gedagte gehou word dat die eksperimentele resultate wel te laag mag wees, omdat die distribusies gegee word vir die geprojekteerde strooihoeke. Hy het blykbaar geïntegreer oor al die moontlike hoeke in die ander loodregte vlak. By klein hoeke is die fout wel nie groot nie, maar by groot hoeke mag die waardes twyfelagtig wees.

By energieë van 'n paar honderd MeV kan sy eksperimente nie uitspraak lewer tussen die twee teorieë nie. Blykbaar is daar geen anomale effek kleiner as 170° nie. Belangrik is egter die feit dat vir yster die eksperimentele verloop die uniforme kernmodel beter volg.

Rochester en Wolfendale¹⁸⁾ maak tereg die gevolgtrekking dat op hierdie stadium die bestaan van nie-elektriese kort afstandskragte, nog nie bevestig is nie. Indien enige nuwe verstrooiingspotensiaal bestaan, moet dit nie teenstrydig wees met ander gegewens oor die reaksie van mu-mesone met kerne nie. 'n Sodanige krag sal na nul moet nader by lae energieë en sal gekonsentreerd moet wees in die middel van die kern -- wat al klaar

verdag lyk. Hulle wys verder daarop dat nog geen gegewens téén die nie-elastiese verstrooiing van mu-mesone ingebring kan word nie. Berekenings in hierdie verband lewer egter nie die regte voorspellings oor die grootte van die verstrooiings nie.

Die mees insiggewende werk is die van Lloyd en Wolfendale¹⁹⁾ in 1955. Hulle maak gebruik van verstrooiers van 1 cm. dik lood plate in 'n Wilsonkamer, in kombinasie met 'n magnetiese spektrograaf. Die afhanklikheid van die verstrooiings van die momentum en teken van die mu-mesone is nagegaan; asook die invloed van die atoomnommer van die verstrooier. Die waarnemings strek tot momenta van 6 GeV/c en hulle vind dat die eksperimentele waardes maar met soveel as drie maal die statistiese afwyking verskil van die Olbert-teorie by die groter hoeke. Die aanpassing by die puntkern-teorie is egter beter.

Hulle vind dat positiewe mu-mesone meer anomale verstrooiings vertoon as negatiewe mu-mesone. Dit is net die teenoorgestelde as wat ander¹²⁾ gevind het en daarom heg hulle ook nie veel waarde daaraan nie. Verder is gevind dat die anomale verstrooiing glad nie afhang van die momentum nie. Die verstrooiingsdeursnedes verander met Z^2 tussen lood en yster. Al hierdie resultate dui sterk in die rigting van die puntkern-teorie. Die moontlikheid van nie-elastiese verstrooiing word omvergewerp deurdat die skrywers wys op gegewens oor stêr- en buivorming ondergronds. Dit word toegeskryf aan die reaksie van vinnige mu-mesone, maar die deursnedes vir hierdie verskynsels is veel kleiner as dié vir anomale verstrooiing.

Opgemerkt kan word dat die geprojekteerde strooihoeke waargeneem is en dat die lesings tot redelike klein hoeke ($< 10^\circ$) beperk is. Blykbaar as gevolg hiervan, is geen geometriese korreksies nodig gevind nie.

Lloyd en medewerkerkers²⁰⁾ brei hierdie lesings uit na 100 GeV deur die verplasing van mu-mesone deur 76 cm. lood na te gaan. Die hodoskoop-opstelling is egter sowat 6 meter hoog, sodat die agtergrond effekte van die orde van 'n persent is. Hulle vind dat by hierdie hoër energieë die anomale verstrooiing steeds aanwezig is.

1.4 Samevatting:

Al die gegewens tot op datum, dui op meer enkelvoudige verstrooiings as wat verwag word. Die jongste resultate wys egter dat die afwyking van die uniforme kernmodel nie so groot is nie en die moontlikheid dat die afwyking skynbaar is, kan nie uitgesluit word nie. Omdat die meeste van die resultate met Wilson-kamers verkry is, is die statistieke tans nog nie te goed nie en daar bestaan 'n algemene gebrek aan gegewens by die groot hoeke. Die gevolgtrekking kan egter gemaak word dat die anormale groot verstrooiings nie afhang van die momentum nie; maar óf dit afhang van die teken van die mu-mesone, is nog nie seker nie.

'n Apparaat wat gekonstrueer word om verdere gegewens te voorsien oor hierdie probleem, moet dus op 'n doeltreffende manier goeie statistieke betreklik vinnig voorsien. Die waarnemings moet groot strooihoeke ook insluit en verkieslik die werklike hoeke weergee in plaas van die geprojekteerde hoeke. Agtergrond effekte moet tot 'n absolute minimum beperk word. Dit is nie nodig om die momentum van elke deeltjie afsonderlik te ken nie, sodat mu-mesone van 'n gemiddelde energie oor 'n bepaalde interval, beskou kan word. Klaarblyklik sal 'n hodoskoop van geskikte ontwerp die beste aan hierdie vereistes voldoen.

1.5 Literatuurverwysings:

- 1) S.Olbert, Phys. Rev. 87, 319 (1952).
- 2) G. Molière, Z.Naturf. 2a, 133(1947); 3a, 78 (1948).
(b) H.A. Bethe, Phys.Rev. 89, 1256 (1953).
- 3) J.A. Vargus, Phys.Rev. 56, 480 (1939).
- 4) J.G. Wilson, Proc. Roy.Soc. A174, 73 (1940).
- 5) F.L. Code, Phys.Rev. 59, 229 (1941).
- 6) R.P. Shutt, Phys.Rev. 61, 6 (1942).
- 7) M.S. Sinha, Phys.Rev. 68, 153 (1945).
- 8) R.P. Shutt, Phys.Rev. 69, 261 (1946).
- 9) E. Amaldi & G. Fidecaro, Nuovo Cimento V11, 535 (1950).
- 10) E.M. Lyman, A.O. Hanson & M.B. Scott, Phys.Rev. 84, 626 (1951)
- 11) J. de Juren & N. Knäble, Phys. Rev. 77, 606 (1950)
- 12) W.L. Whittemore & R.P. Shutt, Phys. Rev. 88, 1312 (1952).
- 13) E.P. George, J.L. Redding & P.T. Trent, Proc.Phys.Soc. A66, 533 (1953).
- 14) M.L.T. Kannangara & G.S. Shrikantia, Phil.Mag. 44, 1091 (1953).
- 15) B.Leontic & A.W. Wolfendale, Phil. Mag. 44, 1101 (1953).
- 16) I.B. McDiarmid, Phil.Mag. 45, 933 (1954).
- 17) I.B. McDiarmid, Phil. Mag. 46, 177 (1955).
- 18) G.D. Rochester & A.W. Wolfendale, Phil. Mag. 45, 980, (1954)
- 19) J.L. Lloyd & A.W. Wolfendale, Proc.Phys. Soc. A68, 1045 (1955).
- 20) J.L. Lloyd, E. Rössle & A.W. Wolfendale, Proc. Phys. Soc. A70, 421 (1957).

Hoofstuk 11.Die Opstelling en Samestelling van die Hodoskoop.2.1 Inleiding.

Die woord "hodoskoop" dui die wese van 'n sodanige instrument aan, naamlik om bane van gelaaide deeltjies sigbaar te maak. Dit bestaan dus uit 'n rangskikking van telbuisse in die ruimte wat elektronies verbind is aan neonlampies om die bane van kosmiese strale aan te dui. Uit foto's van die liggies kan elke baan geherkonstrueer word.

Verskillende persone het derglike opstellings al met sukses gebruik in kosmiese straal navorsing. Johnson en Stevenson ¹⁾ het in 1933 die eerste hodoskoop gebou wat vir demonstrasie doeleindes gebruik is. Janossy en Ingleby ²⁾ lêwer 'n verbetering hierop en toon dat so 'n apparaat vir navorsing gebruik kan word. Kort hierna gebruik Regener ³⁾ 'n hodoskoop om die produksie van sekondêre deeltjies te bestudeer en Yeater ⁴⁾ toon met 'n rotasie-teleskoop aan dat die flits van die neonlampies met sukses aangewend kan word om die rigting van die strale vas te stel.

Sedert 1950 maak baie meer persone gebruik van hodoskope vir navorsingswerk. Die verskillende projekte is uiteenlopend van aard en illustreer 'n aantal moontlikhede wat derglike opstellings bied. Die reaksie van kosmiese straal deeltjies met materie word bestudeer deur 'n paar persone: Amaldi en medewerkers ⁵⁾ gaan die reaksie van mu-mesone na; Froelich en medewerkers ⁶⁾ bestudeer hoë energie kernreaksies in lood, terwyl Zhdanov ⁷⁾ die produksie van π -mesone deur die kernaktiewe komponent van kosmiese strale nagaan.

Hodoskope is ook gebruik om vas te stel watter telbuisse en hoeveel uit 'n laag gelyktydig ontlaai. Dit lêwer dan informasie in verband met buie ^{8,9,10,11)}. Die uitgebreidheid van kosmiese straal buie word deur Broadbent en medewerkers ¹²⁾ bestudeer deur met behulp van neonlampies vas te stel hoeveel telbuisse van 'n verspreide groep gelyktydig 'n telling gee.

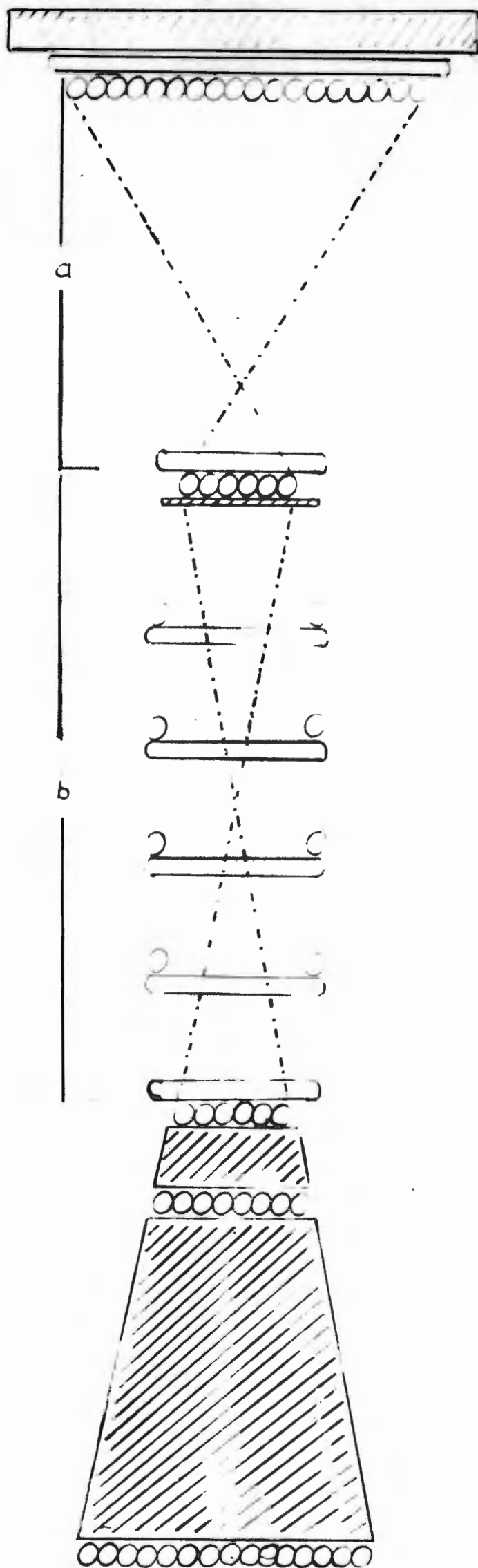
Die bepaling van die bane van gelaaide deeltjies met behulp

van 'n hodoskoop, word op 'n baie doeltreffende wyse geïllustreer deur Alberigi-Quaranta en Pieracini¹³⁾ waar hulle die afbuiging van mu-mesone deur gemagnetiseerde ysterblokke meet. Een van die beste toepassings kom van die magnetiese spektrograaf wat deur Hyams en medewerkers¹⁴⁾ beskryf word. Hierdie opstelling is met groot sukses gebruik deur Owen en Wilson¹⁵⁾ om die verhouding van positiewe tot negatiewe deeltjies in kosmiese strale vas te stel. Lloyd en Wolfendale¹⁶⁾ gebruik hierdie spektrograaf om die verstrooiing van mu-mesone in lood en yster na te gaan. Hierdie metings is seker van die beste gegewens oor verstrooiings wat tot dusver versamel is. George en Trent¹⁷⁾ maak ook van 'n hodoskoop gebruik om die verstrooiingsdeursnedes vir mu-mesone te bepaal.

Alhoewel die ontwerpe van die verskillende hodoskope wat in die verlede gebou is, baie uiteenlopend van aard is, berus hulle op dieselfde beginsel. Om kosmiese straal deeltjies te onderskei van lokale straling, word gebruik gemaak van die sogenaamde meesterimpulstegniek. Dit is 'n vereiste wat gestel word, naamlik dat die neonlampies alleen flits as 'n bepaalde aantal telbuis gelyktydig ontlaai. Alle ander onreelmatige flitsies word onderdruk. Die manier waarop hierdie telbuis gerangskik word, hang af van die probleem wat ondersoek word. Om die verstrooiing van mu-mesone na te gaan, sou dit nodig wees om die deeltjies deur sisteme van telbuis vóór en ná die verstrooiingsmateriaal te laat beweeg. Hierdie telbuis sal dan die meesterimpuls laat ontstaan en wanneer die neonlampies flits, sal die inval- en uitgangsrigtings onderskeidelik bekend wees.

2.2 Meetkunde van die Opstelling.

Die opstelling word bespreek aan die hand van figuur 2.1 op bladsy 10. Die hodoskoop bestaan uit vyf sisteme van telbuis op verskillende horisontale vlakke. Die sisteem A heel bo is 'n telbuisrooster bestaande uit 18 $\times$ 18 G60 Geiger-Muller telbuis wat oorkruis gerangskik is met 'n sensitiewe oppervlakte van 64.8^2 cm^2 . Sisteme B en C bestaan elkeen uit 'n $6\frac{1}{2} \times 6$ telbuisrooster van gekruisde G26 telbuis met 'n sensitiewe oppervlakte van 21.6^2 cm^2 . Die sisteem D is 'n enkel laag van 8 G26 telbuis met 'n sensitiewe



ABSORBEERDER I; 8 SM. Pb.

SISTEEM A; 18 x 18 TELBUISE (G 60)

SISTEEM B; 6 x 6 TELBUISE (G 26)

VERSTROOIER, 5 m. Pb

10 AFSKERMINGS-TELBUISE (G 26).

SISTEEM C; 6 x 6 TELBUISE (G 26)

ABSORBEERDER II; 14 SM. Pb

SISTEEM D; 8 TELBUISE (G 26)

ABSORBEERDER III; 64 SM. Pb.

SISTEEM E; 15 TELBUISE (G 60)

oppervlakte van 28.8^2 cm^2 . Die onderste laag telbuis -sisteem E- is 'n enkel laag van 15 G60 telbuis met 'n sensitiewe oppervlakte van 54^2 cm^2 .

Indien telbuis uit die sisteme A,B,C en D gelyktydig 'n ontlading gee en die sisteem E gladnie, ontstaan 'n meesterimpuls en 'n waarneming van die baan word gemaak. Dit geskied alleen wanneer geen gelyktydige of toevallige telling deur 'n ander deeltjie in sisteme A,B of C gegee word nie. Hierdie vereiste is nodig sodat die posisie van die baan deur die drie sisteme uniek bekend is; Elk van die 60 telbuis van A,B en C is elektronies verbind aan 'n bepaalde neonlampie wat gloei indien die gebeurtenis volgens die vereiste plaasgevind het. Die verstrooier is net onder die sisteem B geplaas sodat die trefpunte by A en B die invalrigting voor-, en die trefpunte by B en C die uitgangrigting na verstrooiing bepaal. Hierdie rigtings is alleen binne die eindige vierkante (gedefinieer deur 'n telbuisbreedte), bekend.

Die vereiste dat die deeltjie ook deur die sisteem D moet beweeg, gee 'n kontrole van die onderste energiegrens van die deeltjie. Hierdie grens word vasgestel deur die dikte van die lood van absorbeerder 11 (figuur 2.1) tussen die sisteme C en D. Absorbeerder 11 se dikte en die vereiste dat die sisteem E daar- onder in antikoïnsidensie moet wees, bepaal weer die hoogste energie wat die deeltjie kan hê omdat die deeltjie dan in 111 moes gestop het. Absorbeerder 1 bestaan uit 8 cm. lood en dien as sagte komponent filter deurdat elektrone deur die kaskadeproses uitgeskakel word.

In die voorlopige opstelling wat hier bespreek word, is ook nog 16 G26 telbuis gerangskik rondom die bundel tussen B en C om kontaminasie van die sykante te beperk. Ook is die diktes van absorbeerdere 11 en 111 op 14 en 64 cm. onderskeidelik gestel. Dit lewer mu-mesone met energieë wat lê tussen 200 en 1100 MeV by die verstrooier. As verstrooiingsmateriaal is 1.3 cm. lood gekies. 'n Intensiteit van 83 per uur is met hierdie opstelling bereik.

Die energiegebiede is slegs voorlopig so vasgestel om alleenlik metings te doen om die doeltreffendheid van die opstelling na te gaan en 'n metode te ontwikkel waarvolgens die waarnemings

geanaliseer kan word om tot 'n verstrooiingsfunksie te kom. Op-gemerck sal word dat die apparaat mu-mesone ontvang binne 'n groot ruimte hoek (figuur 2.1), terwyl dit verstrooi word in 'n veel kleiner ruimtehoek. Die rede hiervoor is om om ekonomiese redes die hoeveelheid lood-absorbeerder tot 'n minimum te beperk. 'n Sodanige opstelling vereis natuurlik dat 'n geometriese korreksie aangebring word om die mu-mesone wat buite die ruimtehoek van die opstelling verstrooi word, in aanmerking te neem.

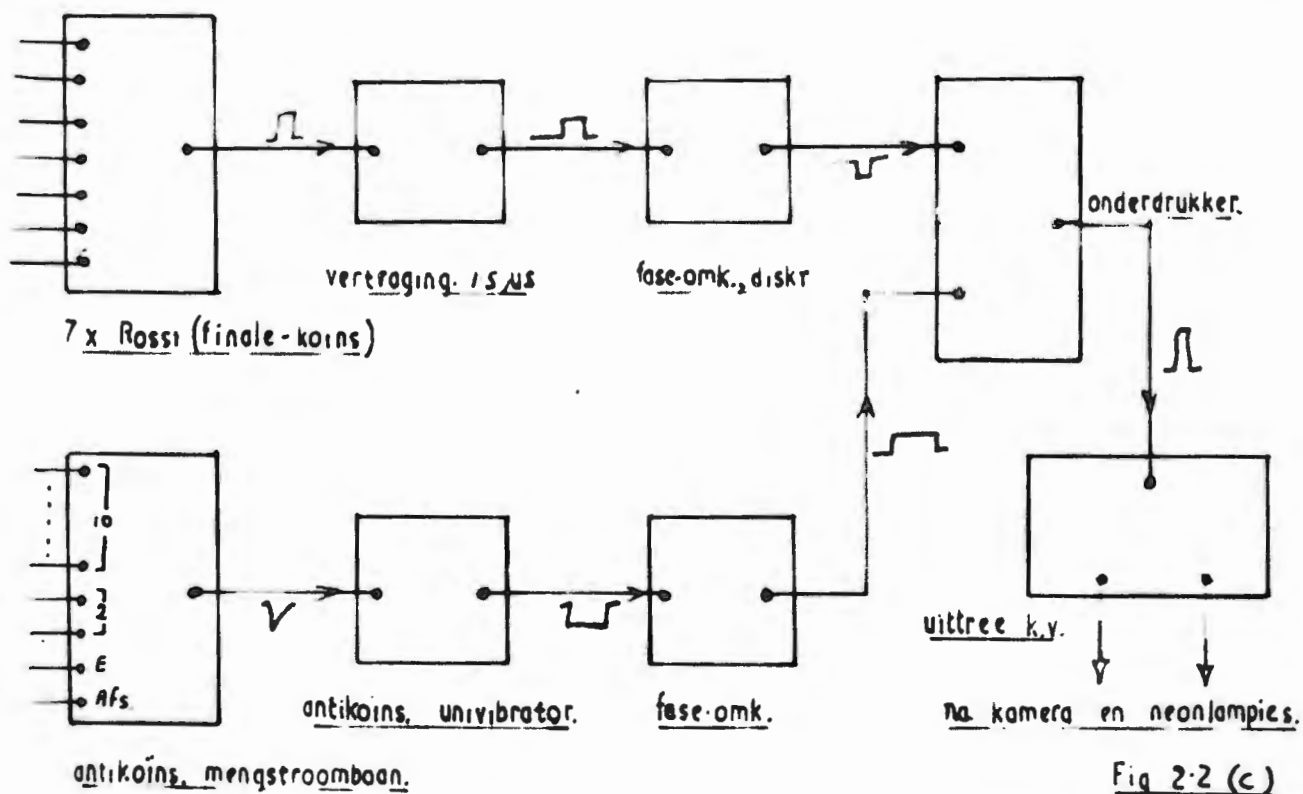
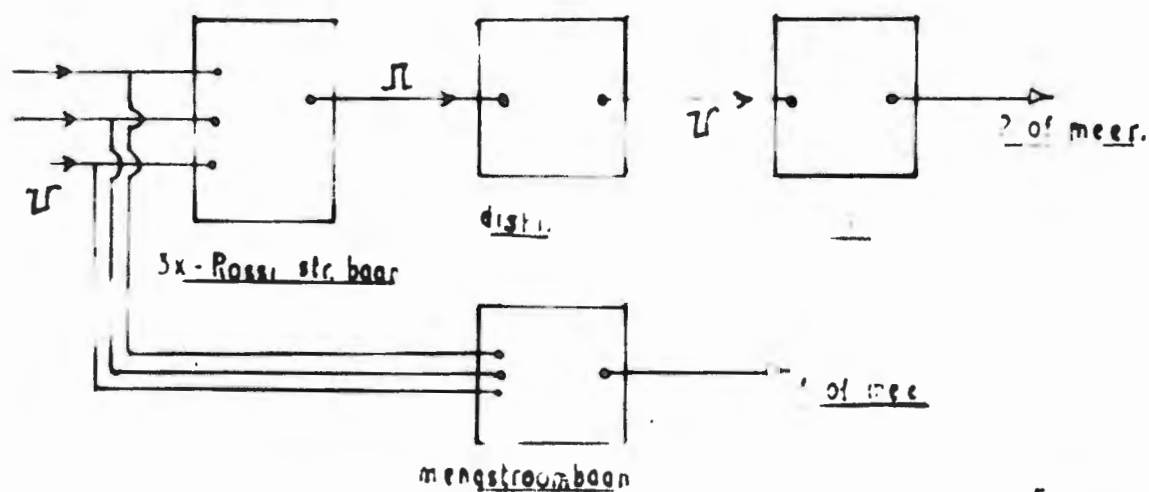
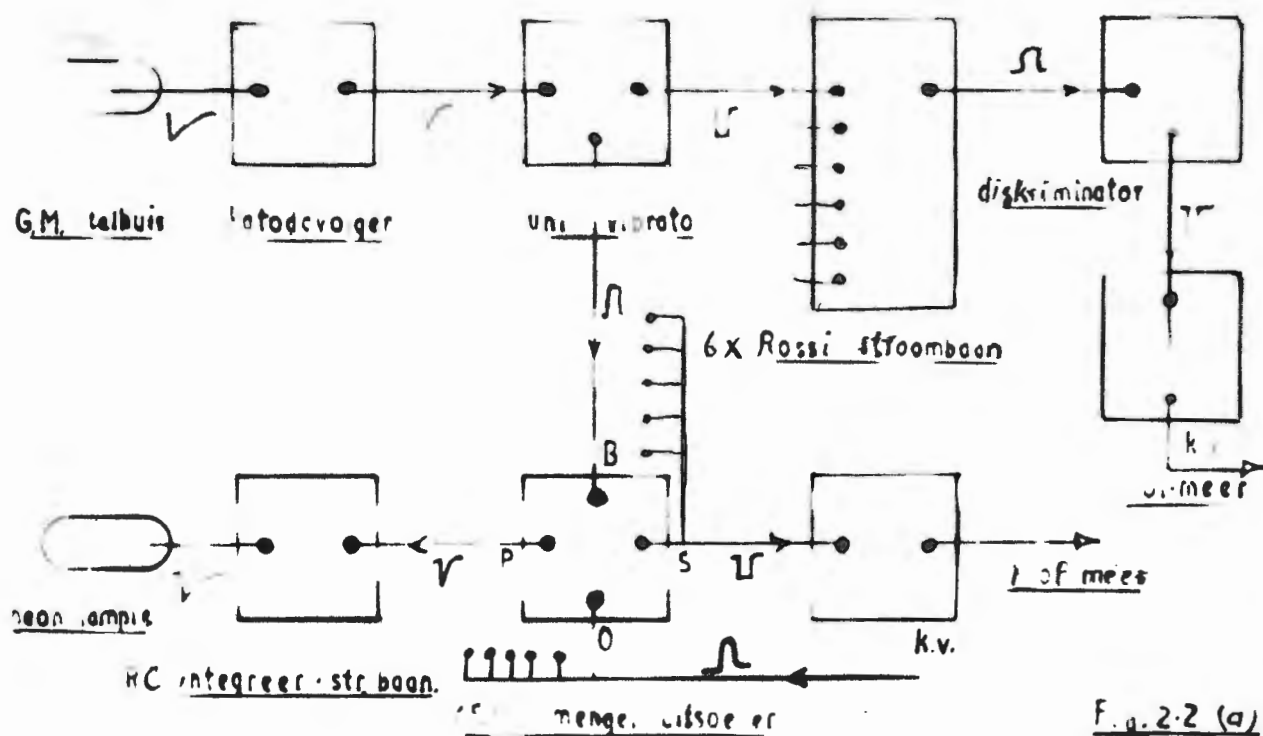
So 'n opstelling het beslis voordele bo Wilsonkamers (sien Hoofstuk 1) in die sin dat dit teen 'n hoër tempo resultate lewer wat agtergrondeffekte sodoende baie beperk. Die gekruisde telbuis bied ook voordele bō die enkel-laag-opstellings wat deur sommige persone^{16,17)} vir hierdie spesiale probleem gebruik is. Eerstens is dit moontlik om die werklike strooihoëke te meet in plaas van die geprojekteerde hoëke. Verder is dit sterk diskriminerend teen lokale buie wat mag ontstaan by die sagte komponent filter of in die telbuiswande: Die vierkantige blokkies bied 'n kleiner kans vir twee deeltjies om gelyktydig deur te beweeg om sodoende valseffekte te beperk.

Ter illustrasie is 'n foto van die opstelling geplaas regs bo in die fotografiese plaat aan die einde van hierdie hoofstuk, (Bladsy 27). Die verskillende sisteme van telbuis en die lood-absorbeërs kan duidelik gesien word.

2.3 Die Beheerstroombane.

(a) Algemene Samestelling.

Die stroombane wat by hodoskope in die verlede gebruik is, kom hoofsaaklik ooreen en verskil alleen in aanpassing by die eksperimentele omstandighede van die verskillende opstellings. Die mees effektiewe stroombaan is egter die wat deur Owen¹⁹⁾ bespreek word. Dit is aangewend om die spektrograaf van Hyams en medewerkers¹⁴⁾ te kontroleer. Die stroombaan onder bespreking is hoofsaaklik van hierdie skakeling afgelei. Die besondere samestelling van die verskillende gedeeltes van die stroombaan, word in 2.3(b) tot (h) breedvoerig behandel; hier word slegs gepoog om die globale samestelling weer te gee.



Die feit dat die apparaat alleen enkel bane moet registreer, bring mee dat die een-en-meer-, en twee-en-meervoudige impulse geskei moet word. Dit word bereik deur die impulse van die 60 telbuis in groepe van 6 te meng in 10 identiese mengeenhede wat die impulse apart uitsoek, meng en in twee kanale verder stuur. Hierdie eenhede se samestelling word in blokdiagramvorm weergegee in figuur 2.3(a)

Vir die sisteem A is daar dus $3 + 3$ van hierdie eenhede nodig. Nou moet gesorg word dat die enkelvoudige impulse van hierdie twee groepe eenhede onderskeidelik gemeng word, terwyl die twee-en-meervoudige impulse wat in die drie aparte eenhede van 'n laag ontstaan, geskei moet word. Hierdie meng- en skeiding word diagrammaties aangetoon in figuur 2.2 (b).

Die een-en-meervoudige impulse van die twee lae van sisteem A vanaf die finale uitsoekstroombane, word saam met die impulse van die vier eenhede wat B en C beheer, in koïnsidensie gebring, (fig. 2.2c), met die impulse van sisteem D wat vooraf gemeng is. Almal die twee-en-meervoudige impulse vanaf die tien eenhede en die twee finale uitsoek eenhede, asook die impulse van die sisteem E en die afskermingstelbuis, word gemeng en in antikoïnsidensie geskakel. Indien geen antikoïnsidensie plaasvind nie, word die sewevoudige koïnsidensimpuls die meesterimpuls en aktiveer die kamera, teller en neonlampies se stroombane. As gevolg van die hek-werking (fig. 2.2a) word verseker dat hierdie meesterimpuls alleen die neonlampies laat gloei wat ooreenkom met die telbuis wat vir hom verantwoordelik is.

Die foto op die fotografiese plaat (bls. 27) links bo, gee 'n idee van die opstelling. Die tien identiese eenhede kan aan die regterkant gesien word met die finale meng- en koïnsidensie-eenheid by die punt links waar die koaksiale leidings na toe kom. Reg bokant hierdie eenheid en die staander is die liggiespaneel (nie sigbaar) met die kamera en katrol-opwen-meganisme heel links. Bo in die linkerkantste staander kan die hoogspanningsbron en -verdeelpaneel gesien word met 'n generator wat kunsmatige impulse opwek vir toetsdoeleindes, reg daaronder. Die plaat- en negatiewe

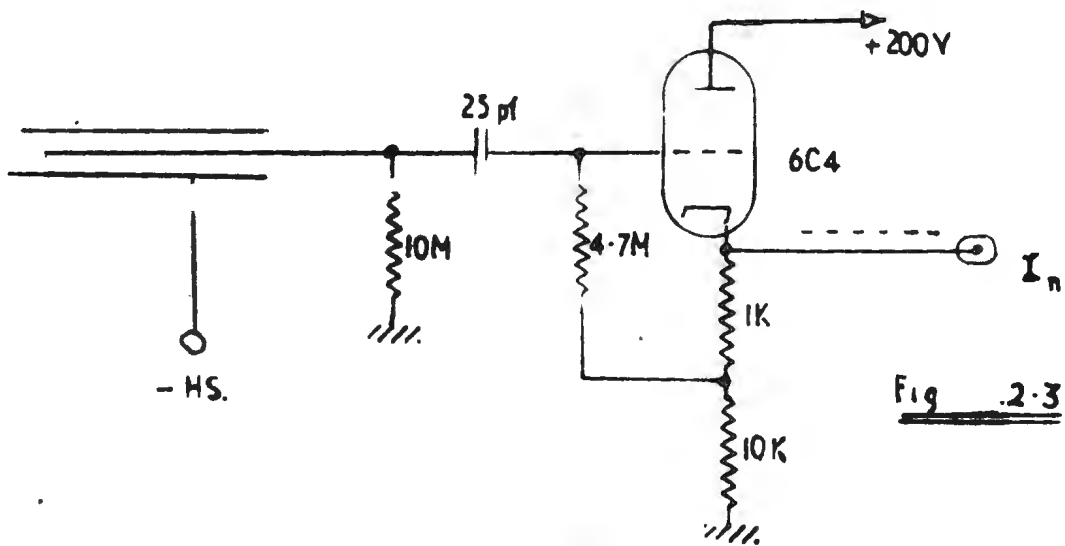


Fig. 2.3

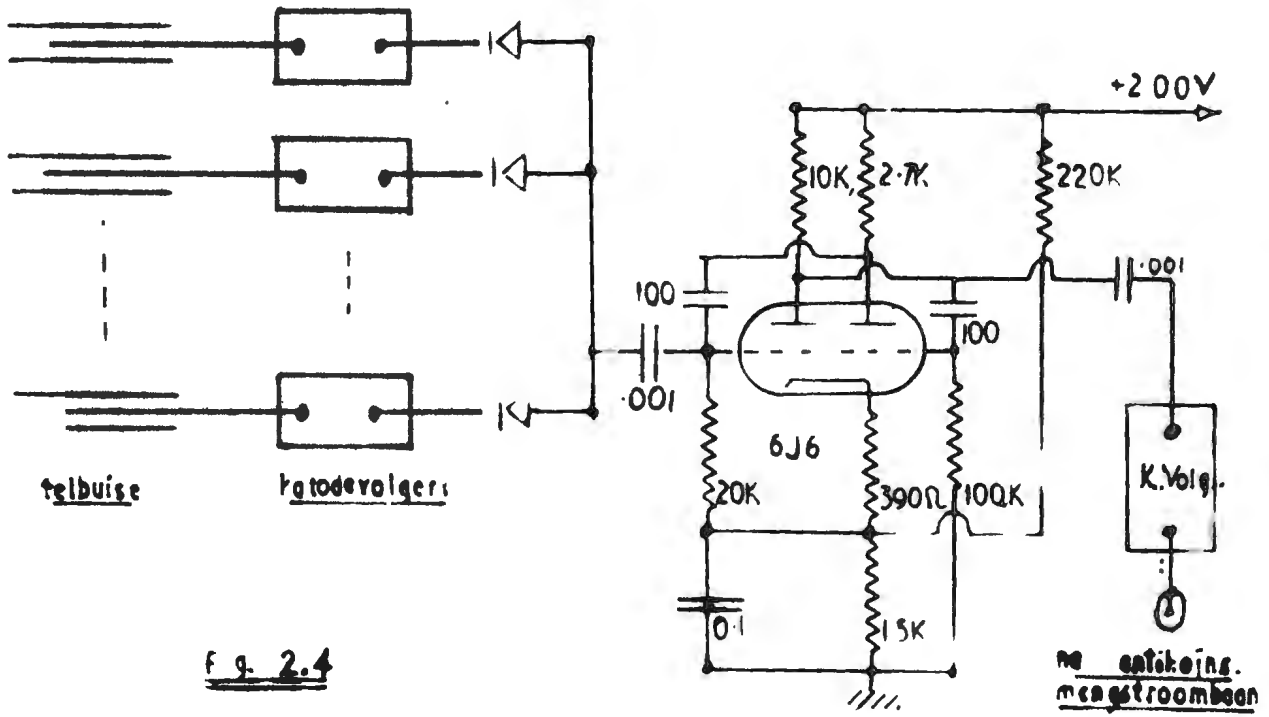


Fig. 2.4

no anti-icing.
mengalir

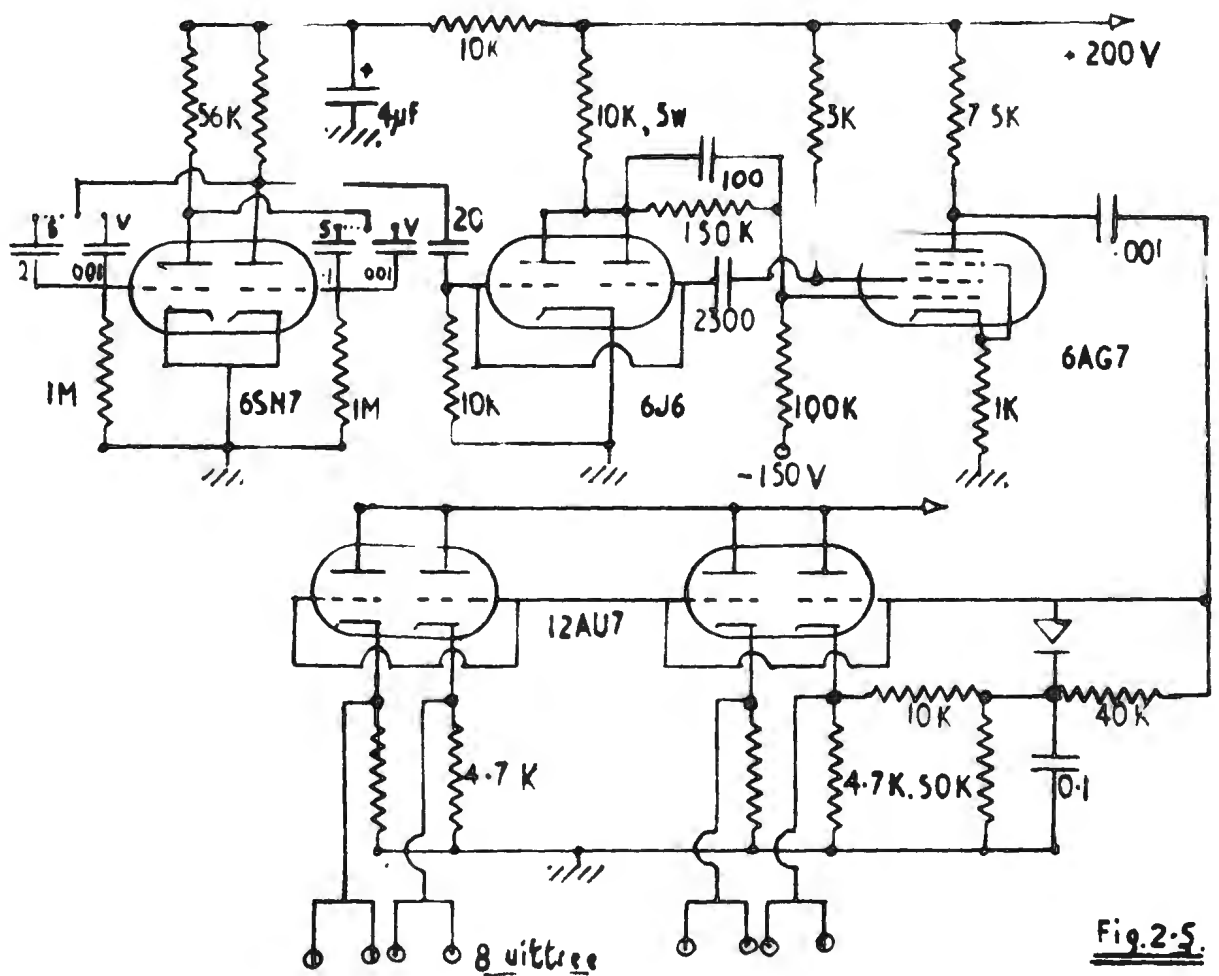


Fig. 2.5

spanningsbronne is onder in die staander gehuisves.

(b) Katodevolgers en Mengeenhede.

Die impulse van al die telbuis word effens gedifferensieer en gevoer na katodevolgers waarvan die skakeling in figuur 2.3 voorkom. Die katodevolgers van elke laag telbuis is in 'n eenheid gebou en langs die laag gemonteer.

Die impulse vanaf die sisteme A, B en C word deur koaksiale kables direk na die tien identiese meng- en uitsoekenhede gevoer. Die impulse vanaf die afskermingstelbuis, asook die van die sisteem E, word elk in twee gedeeltes opgedeel. Elke deel se impulse word gemeng deur kristaldiodes in parallel geskakel soos in figuur 2.4 aangedui. Die twee gedeeltes word dan netso deur nog twee diodes gemeng sodat al die impulse dan saam deur 'n gemeenskaplike univibrator gevorm kan word. Dit word verder deur 'n katodevolger en 'n koaksiale leiding gevoer na die antikoinsidensmengstroombaan. Die impulse van die sisteem D word ook gemeng deur diodes wat in parallel geskakel is en deur 'n katodevolger gevoer na die finale koinsidens-stroombaan.

(c) Diskriminasie tussen Twee-en-meer en Een-en-meervoudige Impulse.

(1) Tien Identiese Sestak-Eenhede.

Die skakeling van hierdie eenhede word gegee in figuur 2.6. Die impulse van die katodevolgers af (I_1 tot I_6) word deur diodes gevoer na ses univibrators (B_1) wat die impulse vorm en verdeel.

Die negatiewe impulse van die univibrators word na 'n sesvoudige konvensionele Rossi-stroombaan gevoer ($\frac{1}{2}B_2$). Die plate van die buis is aan mekaar verbind en benewens die gemeenskaplike plaatweerstand, bevat die plaatstroombaan ook 'n diode en weerstand in serie. Hierdie tak kan een vyfde van die totale stroom dra. Dit verseker dat enkel impulse 'n lae impedansie grond toe het deur 'n kondensator. Wanneer twee-of-meer van die Rossi-buis gelyktydig afsny, word die impuls vanaf die plate gevoer na 'n volgende buis (B_6) wat as gevolg van 'n verstelbare negatiewe roosterpotensiaal, diskrimineer teen enkelvoudige impulse. Vanaf die plaat van hierdie diskriminator word die groot negatiewe twee-en-meervoudige

impuls verder deur 'n katodevolger gebring na die uittree U_2 .

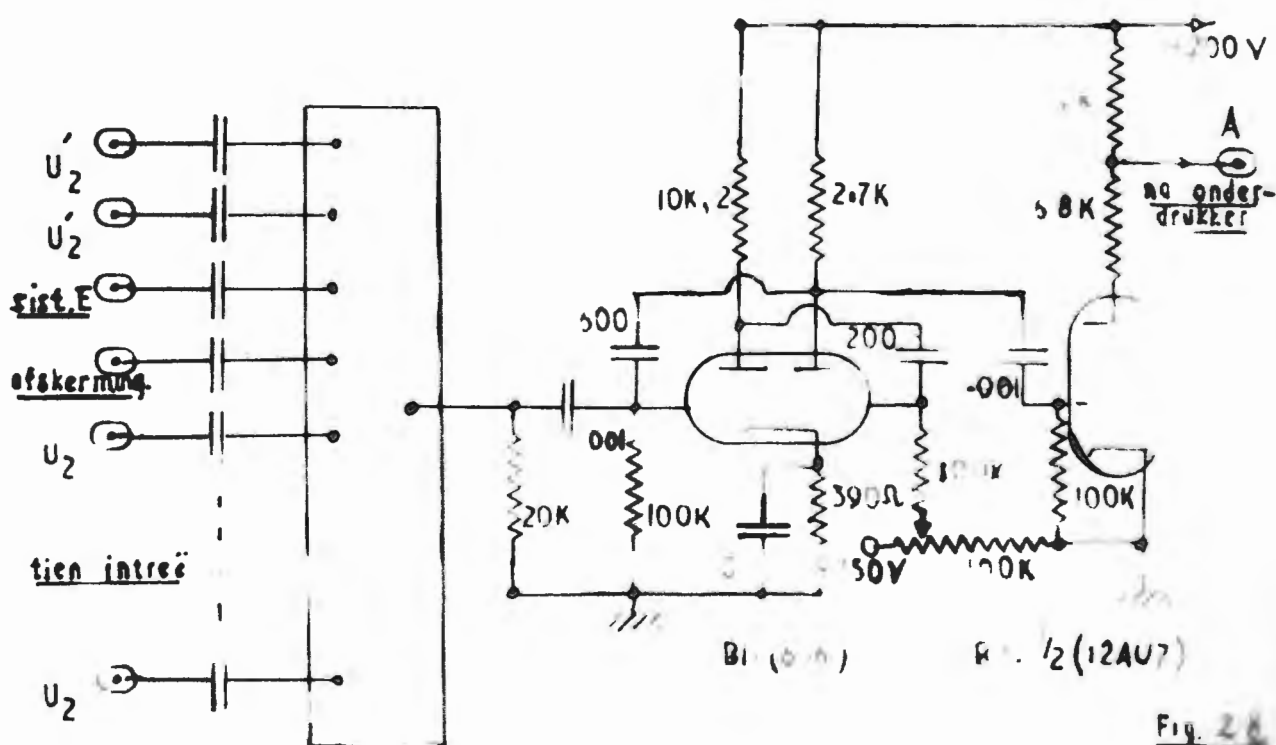
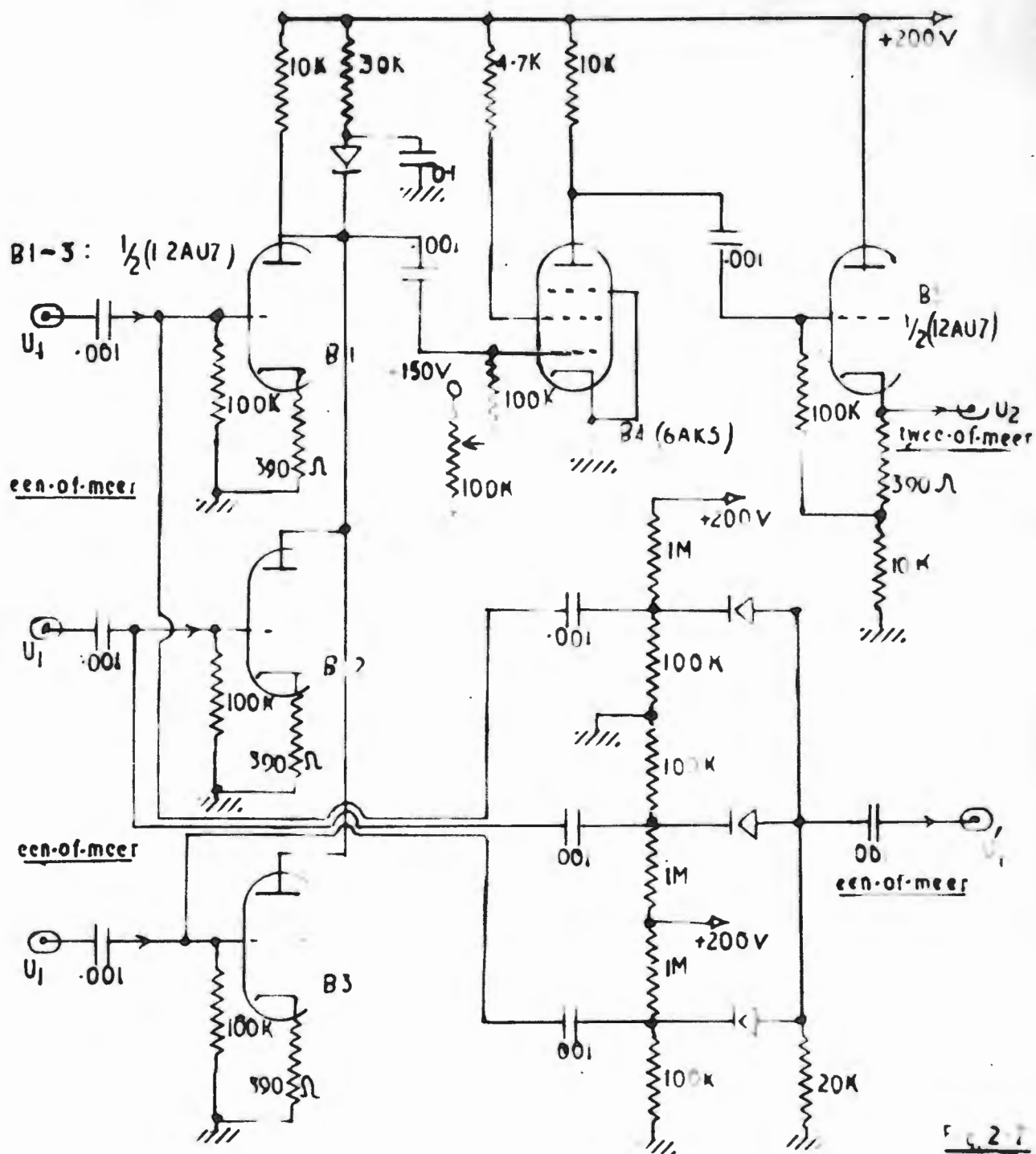
Die positiewe impulse van die ses intree univibrators (B1) word gevoer na die beheerroosters van ses 6SJ7 menger-uitsoeker buise (B5). Al ses hierdie buise is nie -geleidend as gevolg van lae beheerroosterpotensiale. Die skermroosters van die buise is aanmekaar verbind, sodat skermroosterstroom vloei indien enige van hierdie buise geleidend gemaak word as gevolg van 'n positiewe impuls op die beheerrooster. Die buise tree dus op as triodemengers en die enkelvoudige impulse verskyn met negatiewe polariteit op die gemeenskaplike kanaal. Op hierdie stadium vloei nog geen plaatstroom nie as gevolg van 'n negatiewe potensiaal op die onderdrukker roosters wat ook aanmekaar verbind is. Die een-en-meervoudige impulse word dan deur 'n katodevolger ($\frac{1}{2}$ B7) gevoer na die uittree U_1 .

Indien 'n verlangde gebeurtenis plaasvind, verskyn die meesterimpuls by die intree I_m , wat verbind is met die onderdrukker roosters. Die groot positiewe meesterimpuls (90 volt) laat alleen dié buise plaatstroom lewer wat 'n impuls op die beheerrooster ontvang het. Die univibratorimpulse se duur wissel tussen 6 en 8 mikrosekondes, terwyl die meesterimpuls 3 tot 4 mikrosekondes in totaal vertraag is. Hierdie oorvleueling is doeltreffend genoeg om 'n skerp en vinnige spanningsdaling op die plaat van die betrokke 6SJ7 te laat verskyn.

Hierdie negatiewe impuls word deur 'n diode (B4) na 'n RC-integreerstroombaan gevoer wat weer op sy beurt aan die rooster van 'n triode ($\frac{1}{2}$ B2) verbind is. Hierdie triode is normaalweg geleidend en die voorspanning is sodanig gereel dat die buis afsny vir die duur van die tydskonstante van die stroombaan. 'n Neonlampie (B3) is aan die plaat van hierdie triode verbind en is normaalweg gedoof. Dit begin gloei sodra die plaatspanning hoër as sy aanslaanspanning styg en hou aan gloei solank die triode afsny.

(11) Twee Finale Drietak-Eenhede.

In die drie sestakeenhede van elke laag van sisteem A, is tot op hierdie stadium nog nie gediskrimineer teen twee- en meervoudige impulse van die groepe onderling nie. Dit word bereik in 'n stroombaan soos uiteengesit in figuur 2.7. Die een- en -



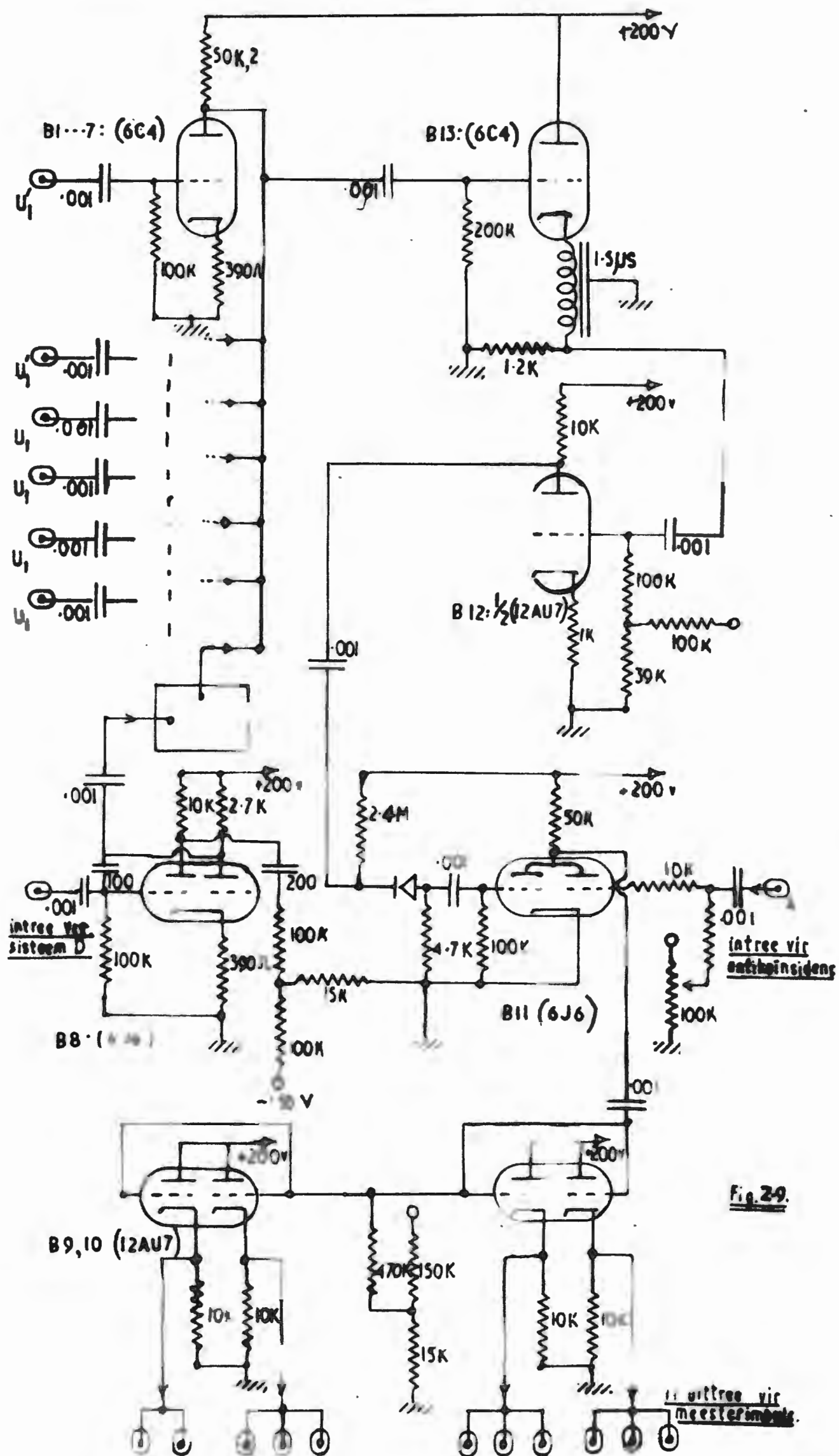
meervoudige impulse van punte U_1 van die 3+3 eenhede wat sisteem A beheer, word verdeel en eerstens gevoer op 'n drievoudige Rossi-stroombaan. Op 'n soortgelyke wyse as beskryf in 2.3c(1), word die twee-en-meervoudige impulse gebring na 'n gemeenskaplike uit-tree U_2' ; een uittree vir elke laag. Verder word genoemde een-en-meervoudige impulse deur diodes gemeng soos in figuur 2.7 gemerk kan word en by 'n gemeenskaplike uittree punt U_1' bymekaargebring.

(d) Antikoinsidens-Stroombaan.

Die impulse vanaf die punte U_2 van die tien identiese eenhede en dié van die punte U_2' van die twee finale uitsoekstroombane, asook die impulse van sisteem E en die afskermingstelbuis word deur diodes gemeng op 'n soortgelyke wyse as in figuur 2.7. Hierdie impulse word dan deur 'n univibrator (B1, figuur 2.8) gevorm met 'n duur van 13 mikrosekonde. Die negatiewe impuls van die univibrator word gebruik en deur 'n fase-omkeerder ($\frac{1}{2}B2$) gebring na die uittree na die onderdrukker—dit is punt A op die figuur.

(e) Finale Koinsidens-Stroombaan; Onderdrukker.

Die impulse van die twee uittreepunte U_1' , asook die vier punte U_1 (sisteme B en C) word in koinsidensie gebring met die impulse van die sisteem D; laasgenoemde word deur 'n univibrator gevorm. Die koinsidensstroombaan is 'n sewevoudige Rossi-skakeling van triodes (B1 tot 7, figuur 2.9). Indien alsewe buise gelyktydig afgesny word, verskyn 'n groot positiewe impuls op die gemeenskaplike plate en word sowat 1.5 mikrosekonde vertraag (B13). Daarna word die positiewe impuls in fase omgekeer ($\frac{1}{2}B12$) en met behulp van 'n kristaldiode word alle klein impulsies wat mag deurlek, weggesny. Op die rooster van die onderdrukker (B11) verskyn dan net die werklike sewevoudige negatiewe koinsidensimpuls. Indien daar geen positiewe antikoinsidensimpuls vanaf die antikoinsidensstroombaan (figuur 2.8) kom nie, verskyn die koinsidensimpuls as 'n 90 volt positiewe meesterimpuls op die gemeenskaplike plate van die onderdrukkerbuis (B11). Van hier word die meesterimpuls verdeel tussen vier katodevolgers (B9,10) en deur koaksiale leidings gevoer na die tien identiese eenhede om die neonlampies



te laat gloei. Een leiding gaan na die kragstroombaan om die kamera en meganiese teller te aktiveer.

(f) Die Neonlampies.

In 2.3c(1) is alreeds bespreek op watter wyse die neonlampies se beheerstroombaan werk om hulle te laat gloei. Hierdie lampies is almal op 'n sentrale plek geplaas sodat elkeen in 'n posisie is wat ooreenkom met 'n bepaalde telbuis in die opstelling.

Dit is deur verskillende vorige werkers⁴⁾ opgemerk dat neonlampies nie altyd flits as dit lank in die donker gehou word nie. Janossy en Ingleby²⁾ vind dat dié lampies heeltemal doeltreffend flits, maar wanneer die teltempo te laag word, is 'n radioaktiewe bron nodig om die ionisasie te bevorder. Arce en medewerkers²⁰⁾ gebruik 'n 4 watt ozoon lamp vir hierdie doel.

Die metode wat in hierdie opstelling gebruik word, is egter baie doeltreffend gevind. Die lampies is gemonteer in 'n halfduim perspex plaat in ongepoleerde gaatjies met die punte almal in die rigting van die kamera. Agt 6.3 volt gloeilampies is agter 'n skerm in gepoleerde gaatjies in die perspex geplaas. Die lig versprei egalig sodat elke neonlampie altyd goed belig is. Die intensiteit kan beheer word deur met 'n skuifweerstand die stroom deur die gloeilampies te verander. Die beligting dien 'n tweeërlei doel, naamlik om die ionisasie te bevorder en ook om op die film daardie lampies wat nie gloei nie, uit te ken. Die posisie van dié wat wel gloei, is dan ondubbelsinnig bekend.

Die kameralens en die liggies is tregtervormig afgeskerm sodat strooilig nie die foto's kan beïnvloed nie. Verder is die liggiespaneel sodanig gemaak dat dit vorentoe kan swaai sodat die liggies sigbaar is om met behulp van kunsmatige impulse uitgetoets te word. Hiermee is nooit gemerk dat 'n neonlampie nie gloei nie, behalwe wanneer die stroombaan defek geraak het. Gevind is dat 'n vertraging van nie groter as 40 mikrosekonde nie optree vandat die spanningstyging voorkom tot die liggie flits met normale beligting. In die donker is hierdie vertragingstyd veel langer en is daar 'n mate van onsekerheid of ionisasie altyd plaasvind.

Indien dit mag gebeur dat een liggie nie flits by 'n waarneming nie, sou dit nogtans nie die resultate beïnvloed nie; So 'n geval kom met eweveel waarskynlikheid voor vir alle moontlike strooihoeke, en word eenvoudig geïgnoreer.

Afdrukke van enkele foto's word op die fotografiese plaat weergegee. Dit sal later (Hoofstuk 111) in meer besonderhede bespreek word.

(g) Kamera en Meganiese Teller.

Die skakeling van die kragstroombaan word in figuur 2.10 weergegee. Met 'n kristaldiode word gesorg dat alleen meesterimpulse van die verlangde grootte die 6SN7 univibrator afsit. 'n 6V6-tipe kragbuis word gebruik en is normaalweg afgesny, sodat die spanning op die plaat prakties 200 volt is. Wanneer die univibratorimpuls dus op die beheerrooster kom, gelei die buis en aktiveer die elektromagnete van die kamera en meganiese teller wat in serie in die plaatstroombaan geskakel is.

Die kamera is 'n 16 mm. Keystone rolprent kamera waarvan die enkel-raampie blootstellings gebruik word. Die panchromatiese Ferrania S2 16mm. negatiewe film word gebruik. 'n Telefoon-tipe teller word gebruik om die aantal waarnemings aan te teken.

(h) Spanningsvoorsiening.

Omdat taamlike groot gloeidraadstroom gebruik word, is die 220 volt toevoer direk na die verskillende eenhede toe aangelê met 'n 6.3 volt transformator op elke eenheid gemonteer. Naastebly 120 amp. gloeidraadstroom word verbruik. Die plaatspanning word verkry van ongestabiliseerde driefase spanningsbronne soos geïllustreer in figuur 2.11a. Die stroombane is nie krities nie, sodat stabilisasie onnodig en duur sou wees. Derglike bronne lewer 600 ma. teen 200 volt en drie daarvan is nodig om die hele apparaat te voorsien. Die negatiewe spanningsvoorsiening kom van 'n -150 volt gestabiliseerde spanningsbron. Die skakeling (figuur 2.11b) is die model 600 kragbron van Elmore en Sands²¹), Dit is met enkele verbeterings oorgeneem en stabiliseer goed vir 'n primêre wisselspanning van 220 ± 30 volt.

2.4 Instelling en Uittoets van die Stroombane.

'n Eenvoudige impulsgenerator soos in figuur 2.5 op bladsy 15, is by die apparaat ingebou en het 8 uittreepunte met los koaksiale kables beskikbaar. Dit is genoeg om 'n sewevoudige koinsidensie en enige antikoinsidensie, na te maak. Die impuls-vorm is naastenby dieselfde as dié wat die telbuis lewer. Hierdie impulse kan deur middel van 'n skakelaar teen 'n stadige -, (omtrent 1 per sekonde) of 'n vinnige tempo (133 per sekonde) beskikbaar gestel word.

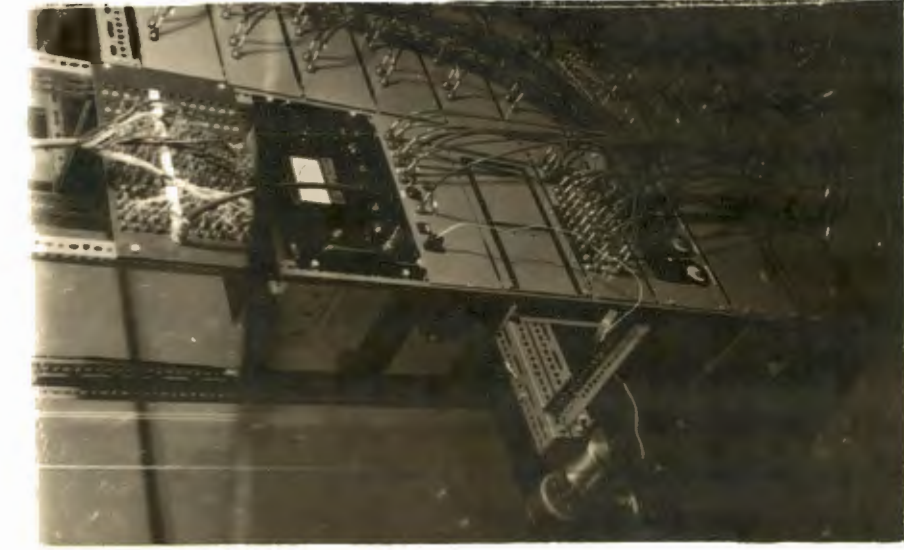
Met die generator in die "vinnige" posisie geskakel, kan die diskriminators B6 (figuur 2.6) en B4 (figuur 2.7) ingestel word om te onderskei tussen een-en-meer-, en twee-en-meervoudige impulse. Die antikoinsidens-univibrator (figuur 2.8) se sensitiwiteit word sodanig gestel dat dit enige antikoinsidensimpuls kan vorm. Die onderdrukkerroosters van al die B5's (figuur 2.6) is op -70 volt gestel. Die voorspanning van die groepe van ses triodes wat die neonlampies beheer, is afgestel totdat die liggies net nie meer gloei nie. Die onderdrukkerbuis se beheerroosterpotensiaal (B11, figuur 2.9) word sodanig gestel dat geen koinsidensie deur-glip vir enige moontlike gelyktydige antikoinsidensie nie.

Met die generator in die "stadige" posisie, word die kragstroombaan ingestel deur die voorspannings van die univibrator of kragbuis (figuur 2.10) te stel. Die neonlampies word ook een vir een bekyk of hulle doeltreffend en lank genoeg flits.

, Die stroombaan is daagliks uitgetoets terwyl resultate geneem is. Voor en na elke stuk film- gewoonlik met 1500 foto's op- is met behulp van die generator elke liggie geflits en 'n foto geneem om te kontroleer of almal behoorlik gefotografeer is terwyl die waarnemings gemaak is. Die stroombaan is stabiel gevind. Alleen die intree univibrators en halwe triodes wat die neonlampies laat gloei, verloop mettertied as gevolg van kontinue stroomlewering. Van tyd tot tyd was dit nodig om enkele buise te vervang omdat dit die doeltreffende flits van die liggies beïnvloed.

2.5 Literatuurverwysings:

- 1) T.H. Johnson & E.C. Stevenson, Jour.Frank.Inst. 216, 329, (1933).
- 2) L. Janossy & O. Ingleby, Jour.Sci.Inst. 19, 30, (1942).
- 3) V.H. Regener, Phys.Rev. 64, 250, (1943).
- 4) M.L. Yeater, Phys.Rev. 67, 74, (1945).
- 5) E. Amaldi, C. Castagnoli, A. Sigli & S. Scutiti, Nuovo Cimento 9, 453, (1952).
6. F.E. Froelich, E.M. Harth & K. Sitte, Phys.Rev. 87, 504, (1952).
- 7) G.B. Zhdanov, Zh. Eksper. Teor. Fiz. 30, 437, (1956).
- 8) H. Kasnitz & K. Sitte, Phys. Rev. 94, 977, (1954).
- 9) K. Sitte, Phys.Rev. 78, 714, (1950).
- 10) K. Sitte, Phys. Rev. 78, 721, (1950).
- 11) K. Sitte, D.R. Stierwalt & L. Kofsky, Phys.Rev. 94, 988, (1954).
- 12) D. Broadbent, E.W. Kellerman & M.A. Hakeem, Proc. Phys. Soc. A63, 864 (1950)
- 13) A. Alberigi-Quaranta & F. Pieracinni, Nuovo Cimento 6, 1084, (1957)
- 14) B.D. Hyams, M.G. Milroi, B.G. Owen & J.G. Wilson, Proc. Phys. Soc. A63, 1053 (1950).
- 15) B.G. Owen & J.G. Wilson, Proc. Phys. Soc. A62, 601, (1949) .
- 16) J.L. Lloyd & A.W. Wolfendale, Proc. Phys. Soc. A 68, 1045, (1955).
- 17) E.P. George & P.T. Trent, Proc. Phys. Soc. A64, 1134, (1951).
- 18) J.C. Barton, Jour.Sci.Instr. 23, 308, (1956).
- 19) B.G. Owen, Proc. Phys. Soc. A63, 1074, (1950).
- 20) R. Arce, J. Garcia de la Noceda & A. Cobas, Rev. Sci. Instr. 23, 441, (1952).
- 21) W.C. Elmore & M. Sands: Electronics -Exp. Techniques (1949), P379.



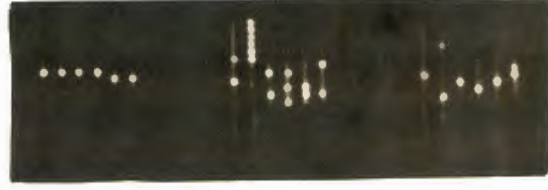
A



B



C



D



E



F

Hoofstuk 111.Die Doeltreffendheid van die Hodoskoop.3.1 Inleiding.

Onder die doeltreffendheid van die hodoskoop kan verstaan word die verhouding van die aantal werklike bane van mu-mesone wat waargeneem word, tot die totale aantal foto's wat geneem word. Dit is belangrik om hierdie faktor te ken om sodoende te weet teen watter agtergrond die verstrooiingsresultate geïnterpreteer kan word. Dit sal dus nodig wees om die teltempo van die hodoskoop te ontleed en te vergelyk met die mu-mesonspektrum wat langs 'n ander weg onder dieselfde kondisies uitgemeet is. Verder moet nagegaan word wat die skynverstrooiings en/of verlies aan waarnemings as gevolg van die eindige oplossingsvermoë van die stroombane, bedra.

3.2 Intensiteit.

Wanneer 'n deeltjie deur sisteme A,B en C (of A,B,C en D) beweeg het, word die waarneming kortweg 'n koïnsidensie ABC (ABCD) genoem. Wanneer sisteem E in antikoïnsidensie geskakel is met sisteme A,B,C en D in koïnsidensie, word dergelyke waarnemings beskryf as ABCD-E. Die enkel en een-en-meervoudige teltempo's van die hodoskoop vir koïnsidensies ABC, ABCD en ABCD-E is gemeet. Om uit te vind waaraan die verskil in intensiteite tussen die enkel en een-en-meervoudige tellings te wyte is, is foto's van laasgenoemde gevalle geneem. Die resultate is in onderstaande tabel vervat. Dit toon duidelik dat die verskil in intensiteite toegeskryf moet word aan gevalle waar twee-of-meer deeltjies gelyktydig deur die apparaat beweeg het.

Sisteme	ABC	ABCD	ABCD -E
Energiebereik: (MeV)	> 100	> 300	1200 > E > 300
Teltempo vir Een-en-meervoudige Bane:	338 ± 2	231 ± 2	99 ± 1 per uur
Teltempo vir Enkel Deeltjies:	268 ± 2	200 ± 2	83 ± 1 "
Verskille tussen Eksperimentele Waardes:	70 ± 4	31 ± 4	16 ± 2 "
Aantal Foto's waar daar meer as Een Liggle uit 'n Laag gloei:	67	32	14 "

Tabel 3 (a).

Bogenoemde waarnemings is ook vergelyk met die spektrum (figuur 3.1, bladsy 30) soos uitgemeet met behulp van 'n kosmiese straal teleskoop in hierdie laboratorium. Die metings is onder dieselfde dikte beton, maar in verskillende vertrekke gedoen. Binne die mate van onnoukeurigheid in verband met die ruimtehoeke van die twee opstellings (as gevolg van die onbekendheid van die presiese sensitiewe oppervlakte van die telbuisglas) stem die intensiteite per eenheidsruimtehoek ooreen.

3.3 Anomale Foto's.

Daar is opgemerk dat behalwe die normale foto's met ses liggies gloeiende, daar foto's voorkom met aantalle liggies wat wissel tussen 0 en 5, 7 en 12 en ook enkeles waarop 'n hele aantal liggies gloei. Hierdie anomale verskynsel is nagegaan en gevind is dat dit te wyte is aan die eindige oplossingsvermoë van die stroombaan en kamera. Die aantal bedra 0.7% van die totaal. Dit is heelwat beter as wat Froelich en medewerkers¹⁾ gevind het. Hulle het 95% bruikbare foto's met 'n hodoskoop-opstelling verkry.

(1) Toevallige Koinsidensies.

'n Eerste bron vir hierdie anomale effekte kom daardeur dat die impulse vanaf die telbuis statisties varieër. Nou mag dit gebeur dat sommige van die koinsidensimpulse toevallig nie behoorlik saamval nie. Dit sal dan 'n klein meesterimpuls ten gevolg hê wat nie in staat is om die betrokke ses neonlampies te laat gloei nie. Omdat die toevallige koinsidensies ook 'n bydrae lewer tot die skynverstrooiings, sal hierop breedvoerig ingegaan word.

Vir die teoretiese berekening van hierdie effek, is dit nodig om die oplossingsvermoë van die koinsidensstroombaan te ken. Na skatting sal dit so van die orde van 7 mikrosekonde wees, want dit is die gemiddelde duur van die intree univibrators vanaf die telbuis. Hierdie skatting is eksperimenteel nagegaan deur met die generator 'n sesvoudige koinsidensie (133 per sekonde) saam te stel en vir die sewende die sisteem E (174 ± 2 per sekonde) te gebruik. Gevind is dat daar 0.300 ± 0.003 koinsidensies per sekonde plaasvind. Die oplossingstyd kan bereken word deur

middel van die uitdrukking (2,3)

$r_c = n (r_1 r_2 - - - r_n) \tau^n - 1$ behoër orde terme in $\tau_{(1)}$
 waar die teltempo van die toevallige n-voudige koïnsidensies
 r_c is en $r_1 r_2 - - - r_n$ die teltempo's van die sisteme wat onafhanklik daarby betrokke is, Dit lewer

$$\tau_{\text{koins}} = \frac{0.3}{2 \times 133 \times 174} \times 10^6$$

$$= 6.5 \pm .1 \text{ mikrosekonde.} \quad - - - \quad (2)$$

Die oplossingstyd (2) vergelyk baie goed met die oplossingstyd van ander hodoskope: Regener⁴⁾ se opstelling het 'n oplossings-tyd van 10 mikrosekonde, terwyl dié van Amaldi⁵⁾ en Sitte⁶⁾ onderskeidelik oplossingstye van 15 en 5 mikrosekondes het.

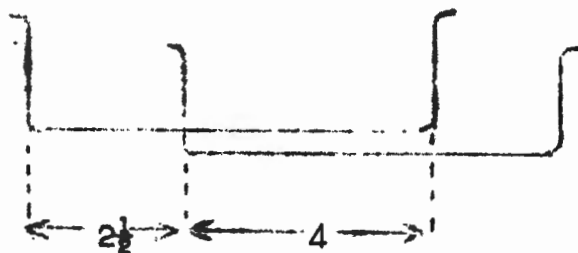
Dit volg direk uit die uitdrukking (1) dat drie-en-meer-voudige onafhanklike toevallighede nie kan plaasvind nie weens die hoë onwaarskynlikheid: τ kom in só 'n geval in meervoudige magte voor. Die uitdrukking veronderstel verder dat die teltempo's r_1 en r_2 heeltemal onafhanklik van mekaar moet wees. By die bepaling van die intensiteite van verskillende kombinasies van telbuissteme van die hodoskoop, is aangeneem dat die sisteme nie mekaar se ruimtehoeke gedeeltelik oordek nie. Dit is 'n growwe aanname, maar aangesien alleen 'n skatting gemaak word, is dit nie van so groot belang nie. Verder is sommige van die moontlike kombinasies van sisteme vir toevallige koïnsidensies, uit meetkundige oorwegings onmoontlik. Tabel 3(b) vat die toestand saam. Hier is gebruik gemaak van uitdrukkings (1) en (2). Sien ook figuur 2.1.

Toevallige Tweevoudige Koïnsidensies tussen Sisteme:		Teltempo: (per sekonde)	r (per ^o uur)
AB	en CD - E	1.4 en 1.7	.11 $\pm$.02
ABC	en D -E	0.09 en 15	.063 $\pm$.003
ACD - E	en B	0.09 en 5.5	.023 $\pm$.002
A en BCD - E		Onmoontlik vir toevallige koïnsidensies soos uit meet- kundige oorwegings volg.	
C en ABD - E			
BC en AD - E			
AC en BD - E			

Tabel 3 (b)

Die boonste grens vir toevallige koïnsidensies kan dus gestel word op $0.196 \pm .025$ per uur. Dit is een elke vyf uur.

Soos alreeds gestel is, sal 'n breukdeel van hierdie toevallige koinsidensies, anomale foto's ten gevolg hê. Na skatting moet die koinsidensimpulse mekaar minstens 4 mikrosekonde oorvleuel voordat 'n behoorlike foto van die geval geneem kan word, figuur 3.1.



Figuur 3.1

Met ander woorde twee toevallige koinsidensimpulse moet binne 2.5 mikrosekonde ná mekaar aankom. Dus sal die aantal goeie foto's van hierdie toevallighede gegee word deur

$$5/13 \times 0.196 = 0.076 \text{ per uur} \quad - - - (3)$$

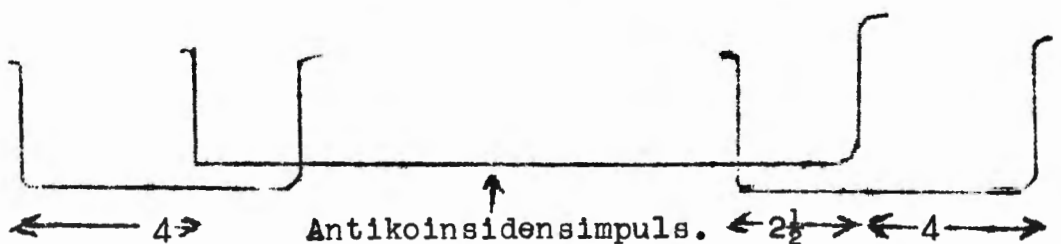
Dit is 'n bydrae tot die skynverstrooiings, sien 3.4 (ii) b. Die res naamlik

$$0.12 \text{ per uur} \quad - - - (4)$$

gee foto's waarop daar tussen nul en minder as ses liggies sal gloei. Die foto A op die fotografiese plaat (bls. 27) dui aan hoedat daar byvoorbeeld net drie liggies aangeslaan het terwyl 'n waarneming gemaak is.

(ii) Halfonderdrukte Meesterimpuls.

Wanneer 'n koinsidensimpuls binne vier mikrosekonde opgevolg word deur 'n antikoinsidensie, kan verwag word dat 'n klein meesterimpuls sal ontstaan om sodoende enkele liggies te laat gloei. Dieselfde gebeur ook as 'n koinsidensie $2\frac{1}{2}$ mikrosekonde vóór die afloop van die antikoinsidensie aankom:



Figuur 3.2.

Deur gebruik te maak van (1), (2) en die teltempo van die sisteem E (antikoinsidensies) en die enkel tellings ABCD - E, kan die aantal halfonderdrukte impulse bereken word:

$$2 \times 174 \times 83 \times 4 \times 10^{-6} = 0.12 \text{ per uur.} \quad - - - - - (5)$$

Hierdie aantal is dus nog 'n bydrae tot die getal anomale foto's waarop alleen 'n paar liggies gloei. Sien foto A op die fotografiese plaat.

(111) Meervoudige Impuls net na 'n Antikoinsidensie.

Deur gebruik te maak van 'n statistiese metode, is die oplossingstyd van die antikoinsidensunivibrator bepaal. Daar is gevind dat vir sewevoudige koinsidensies van generatorimpulse met die sisteem E in antikoinsidens geskakel, 990 koinsidensies per uur minder registreer as wat moet. As die aantal antikoinsidensies 174 per sekonde is en τ die duur van die impuls, beteken dit dat die onderdrukker geslote is vir 174τ sekondes per sekonde. In hierdie tyd is daar $174 \times \tau \times 133$ koinsidensies, waar die teltempo van die generator 133 per sekonde is. Dit is dan die verlies van egte koinsidensies.

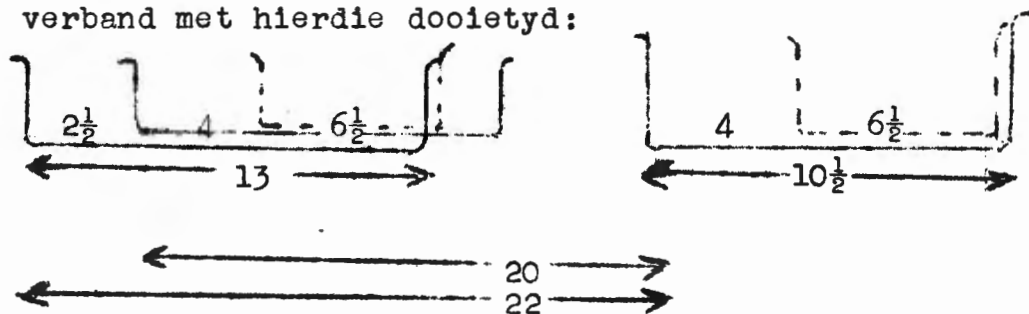
$$\text{dus} \quad 174 \times \tau \times 133 = 990/3600$$

$$\text{waaruit} \quad \tau = 12 \text{ mikrosekonde, } - - - - (6).$$

wat mooi ooreenstem met die werklike duur van die antikoinsidensunivibrator, naamlik 13 mikrosekonde.

Hierdie univibrator het 'n dooietyd wat nodig is om weer te herstel vir 'n volgende impuls nadat dit 'n keer afgegaan het. Met 'n veranderbare audiofrekwente golfopwekker is die effek nagegaan. Vir intensiteite bokant 45,000 per sekonde word die impulse van die univibrator korter en kleiner. Onderdrukking kan nie meer behoorlik plaasvind nie; trouens groot genoeg meesterimpulse glip bokant hierdie frekwensie deur en kan die teller laat tel. Dit beteken dat vir goeie onderdrukking, die impulse mekaar nie vinniger as 22 mikrosekonde kan opvolg nie.

Na aanleiding van figuur 3.3 kan 'n gevolgtrekking gemaak word in verband met hierdie dooietyd:



Figuur 3.3

'n Antikoinsidensie is eerste by die onderdrukker met 'n duur van 13 mikrosekondes. Daarna kom 'n gewone koinsidens - en antikoinsidensimpuls (as gevolg van 'n meervoudige telling) by die onderdrukker aan. Eersgenoemde is in totaal 4 mikrosekonde vertraag in die stroombaan ten opsigte van die antikoinsidensie. Met ander woorde die meervoudige telling kan $2\frac{1}{2}$ mikrosekonde ná die eerste antikoinsidensie by die onderdrukker aankom om 'n kleinerige meesterimpuls te laat deurglip. Indien hierdie dubbel telling later as 22 mikrosekonde ná die antikoinsidensie aankom, sal goeie onderdrukking weer plaasvind.

Dus is die dooietyd = 20 mikrosekonde - - - - - (7).

Indien in hierdie dooietyd 'n meervoudige impuls by die onderdrukker aankom, sal enige aantal liggies op die paneel gloei; dit hang af van hoeveel telbuis vir die antikoinsidens-gedeelte van die impuls gesorg het. Uit tabel 3(a) volg dat die meervoudige teltempo van die hodoskoop 16 per uur is, sodat hierdie aantal anomale foto's

$$174 \times 16 \times 20 \times 10^{-6}$$

= 0.056 per uur bedra. - - - - (8)

Foto D op bladsy 27 dui duidelik aan wat met tussen nul en 60 liggies bedoel word.

(iv) Kamera.

(a) Twee Waarnemings terwyl die Lens oop is.

Vir enkel raampies word die tyd vir die kameralensopening gegee as 0.03 sekonde, - mits die veer van die kamera altyd styf bly wat wel die geval is met die opwenmeganisme. Statisties is dit moontlik vir twee deeltjies om in hierdie tyd deur die opstelling te beweeg. Op dieselfde foto sal beide bane sigbaar wees as een volledige stel van ses liggies en enige aantal van 'n tweede stel liggies. Dit wil sê tussen 6 en 12 liggies gloei op die foto. Na analogie van 'n vorige redenasie volg dat hierdie aantal gegee word deur

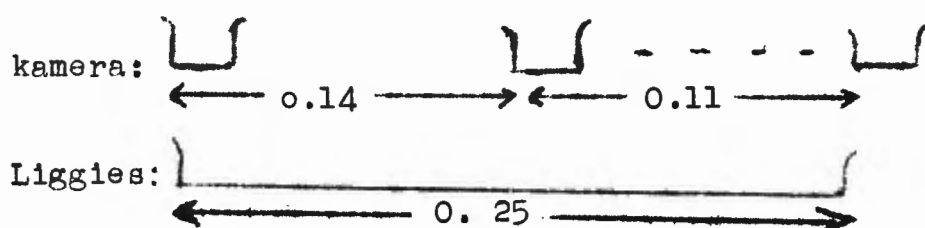
$$83 \times 83 \times 0.03/3600$$

= 0.06 per uur - - - - - (9).

Foto B toon hoe twee verskillende waarnemings op dieselfde foto geregistreer is.

(b) Liggies van 'n vorige Waarneming.

Die kragstroombaen en elektromagneet kan die kamera net teen 'n eindige tempo foto's laat neem. Eksperimenteel is gevind dat die kamera foto's begin mis bokant 'n tempo van 7.2 per sekonde. Dit beteken dat elke 0.14 sekonde - - - - (10). 'n foto geneem kan word. Die neonlampies gloei gemiddeld sowat 0.25 sekondes. Dit kan dus verwag word dat 'n aantal foto's sal voorkom waar tussen nul en ses van 'n vorige waarneming se liggies op die daaropvolgende foto sal voorkom. Dit is dus weer 'n geval waar tussen 6 en 12 liggies brand.



Figuur 3.4

Soos in figuur 3.4 gesien kan word, kan die kamera 'n aantal liggies van 'n vorige waarneming nog gloeiende vang in die interval van 0.11 sekonde. Netsoos in (iv)a volg dat hierdie aantal anormale foto's gegee sal word deur 0.21 per uur - - - - (11). Foto C op die fotografiese plaat is 'n voorbeeld van waar alses die vorige foto se liggies nog gloei saam met die ses van 'n nuwe waarneming.

(v) Samevatting.

Tabel 3 (c) is 'n opsomming van die resultate wat voortgespruit het uit die behandeling (i) tot (iv).

Anomale Effek.	Aantal Liggies	Teor. Teltempo.
(i) Toevallige Koïnsidensies.	0 - 6	0.12 (uur ⁻¹)
(ii) Halfonderdrukte Meesterimpuls.	0 - 6	0.12 "
(iii) Meervoudige Impuls net na 'n Antikoïnsidensie.	0-60	0.06 "
(iv) Kamera: (a)	6 - 12	0.06 "
(b)	6 - 12	0.21 "
Totaal:		0.57 per uur.

Tabel 3 (c).

'n Aantal foto's is ontleed om die eksperimentele waardes van hierdie anomale effekte te bepaal. Opgemerkt kan word dat die gebied "0 - 60" die ander twee gebiede, insluit. By die eksperimentele bepaling is "12 - 60" in der waarheid gelees, alhoewel dit vergelyk word met die teoretiese waarde van eersgenoemde. Tabel 3(d) vat die toestand saam.

Aantal Waarnemings.	Tyd.	Anomaal.	Teoreties.	Eksperimenteel.
6125	76 uur.	0 - 6	18	20
		6 - 12	20	21
		12 - 60	4	3
		Totale:	42	44

Tabel 3(d).

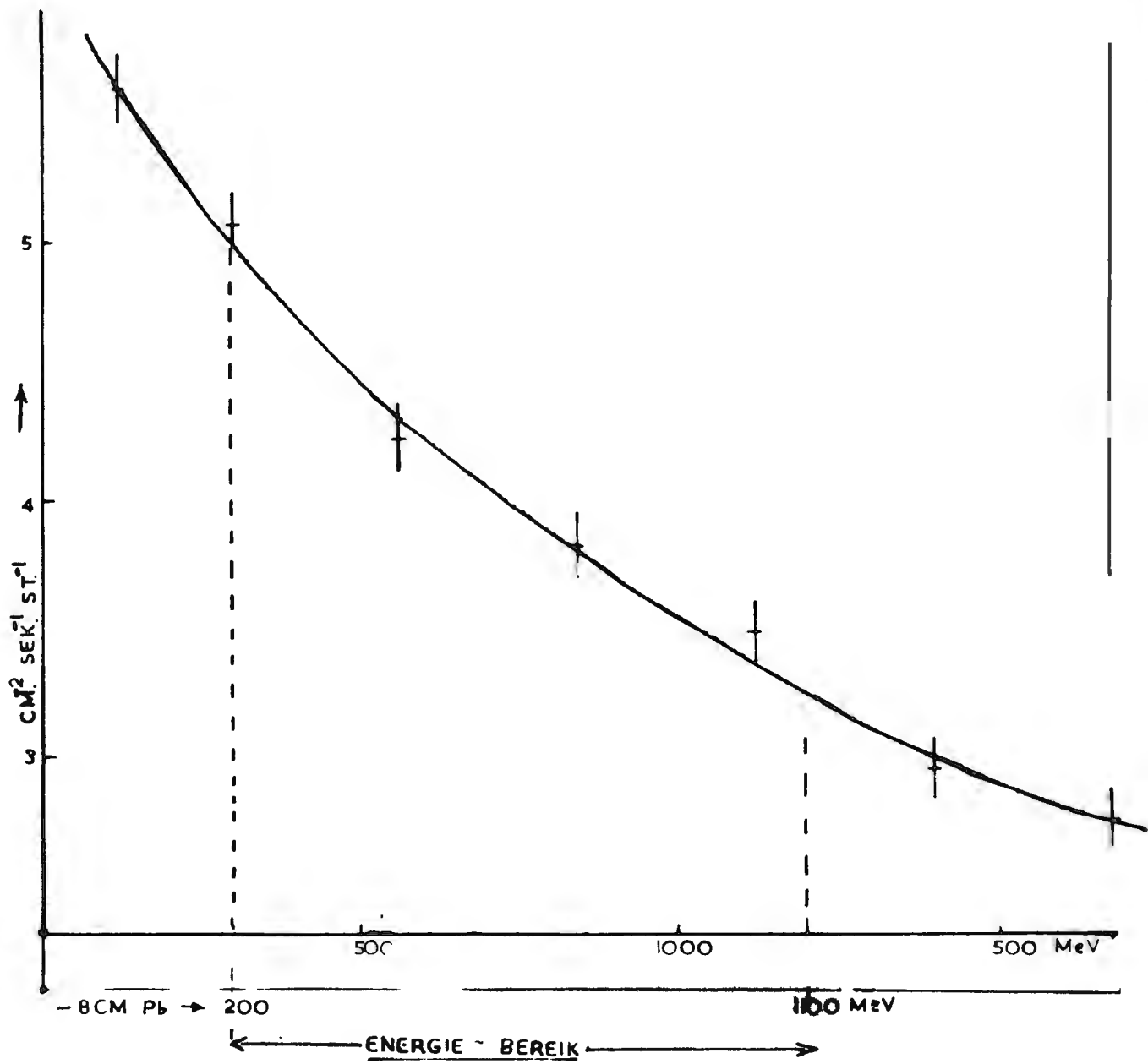
Die goeie ooreenstemming tussen teorie en eksperiment is skynbaar. 'n Mate van skatting is in sommige van die teoretiese berekeninge teenwoordig.

3.4 Skynverstrooiings.

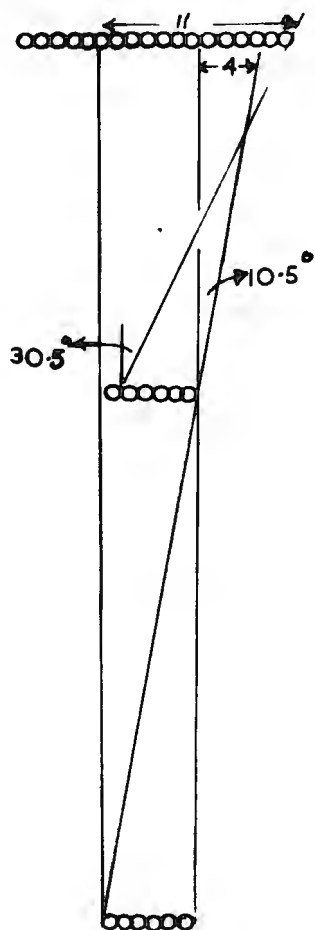
(1) Eksperimentele Bepaling.

Op 'n eenvoudige dog baie doeltreffende wyse kan die skynverstrooiings as gevolg van agtergrond-effekte maklik bepaal word. Die verstrooiër word verwyder en foto's van die bane van deeltjies word geneem. Aangesien die ontvangsruimtehoek so groot is, is daar vir reguit bane van deeltjies alleen 'n klein teloppervlakte by die sisteem A beskikbaar. Alle waarnemings wat buite hierdie oppervlakte lê, kan dus beskou word as skynverstrooiings.

Uit die meetkunde van die opstelling (figuur 2.1) volg dat 'n deeltjie 'n maksimum hoek van 10.5° met die vertikaal kan maak om 'n reguit baan te verseker. Hierdie hoek stel 'n maksimum verskil van vier telbuisbreedtes voor (figuur 3.2) in enige van die geprojekteerde rigtings op twee vertikaal onderling loodregte vlakke. Dit is dus net nodig om die invalsrigtings te bestudeer en te tel hoeveel foto's invalle voorstel waar die deeltjies oor meer as vier telbuisbreedtes in so 'n vlak inkom. In figuur 3.2 kan ook gesien word dat die maksimum moontlike inval oor elf telbuise kan kom. Indien al die waarnemings herlei word na trefpunte by 'n



FIGUUR 3.1



FIGUUR 3.2

enkel vierkant van sisteem B, verhoog die oppervlakte van A na 23×23 vierkantjies. Reguit bane se trefpunte kan net binne 9×9 van hierdie vierkante lê, sodat agtergrond-effekte sigbaar is in 85% van die totale oppervlakte. Omdat die kans vir agtergrondeffekte ewegroot vir die hele oppervlakte by A is, is 'n klein korreksiefaktor nodig.

Die foto E op die fotografiese plaat illustreer die redenasie. Die rye liggies gee van bo na onder die ses lae telbuis van sisteme A, B en C weer. Die 2, 4 en 6de rye van bo stel die telbuis voor wat in 'n noord-suid rigting lê (α -vlak, θ), en die 1, 3 en 5de rye dié wat oorkruis hierop lê (β -vlak). In die β -vlak (foto E) is die inval oor 6 telbuisbreedtes. Die foto is geneem sonder verstrooiing, sodat dit 'n skynverstrooiing voorstel en is as sodanig geklassifiseer na aanleiding van die kriterium hierbo gestel. Die waarnemings stel 'n strooihoek voor wat lê tussen die grense 12° en 24° !

Die foto F bied 'n voorbeeld van 'n reguit baan waar die deeltjie met maksimum invalshoek inkom: In die α -vlak is die inval oor 4 telbuisbreedtes en die uitgang oor die maksimum moontlike aantal van vyf.

Eksperimenteel is daar 15 waarnemings van skynverstrooiings gemaak per 3000 foto's. Indien gekorrigeer word vir die oppervlakte, verhoog die aantal na 17.6. Dit beteken dat die skynverstrooiings .6% van die totaal bedra. - - - - - (12).

Hierdie agtergrond sal uitgesmeer wees oor alle strooihoëke, maar by groot θ sal dit die grootste invloed hê deurdat die "stert" van die distribusie gelig sal word. Die afskermingstelbuis verminder hierdie persentasie tot .4%. Die wyse waarop hierdie skynverstrooiings ontstaan, word later behandel.

(11) Faktore Verantwoordelik vir die Skynverstrooiings.

(a) Kontaminasie van die Bundel.

Die verstrooiingsdistribusie kan sterk beïnvloed word deur die bydrae van π -mesone en protone wat in die bundel, kosmiese strale teenwoordig is. McDiarmid besluit uit die resultate van George en Evans⁸⁾ oor die lokale produksie van π -mesone

dat hierdie bydrae verwaarloos kan word in die analise van metings oor die verstrooiing van mu-mesone. Ook Whittemore en Shutt⁹⁾ en Lloyd en Wolfendale¹⁰⁾ kom tot hierdie gevolgtrekking. Die kontaminasie van die bundel as gevolg van π -mesone en protone is vir hierdie opstelling bereken¹¹⁾. Die invloed is minimaal (kleiner as .005%) en kan verwaarloos word.

(b) Toevallige Koïnsidensies.

In 3.3 (1) is die aantal toevallige koïnsidensies wat die apparaat registreer, bereken. Die aantal wat 'n bydrae lewer tot skynverstrooiings, is 0.08 per uur (uitdrukking 3). Dit is 0.1% van die totale aantal waarnemings.

(c) Buie.

Die intensiteit van kosmiese straal buie is deur verskillende persone 3,12) bereken. Dieselfde metode is ook gebruik om vir hierdie opstelling 'n skatting te maak van die aantal buie. Die waarde lê tussen 0.1 en 0.4 per uur. Die metode veronderstel egter dat die telbuislae nie binne mekaar se ruimtehoeke lê nie, sodat nie veel waarde aan hierdie berekening geheg kan word nie. 'n Eksperimentele metode is aangewend om 'n skatting van die aantal buie te kry. Die sisteem B is uitgeskuif buite die ruimtehoek tussen A en C en 151 foto's van bane is verkry in 325 uur. Die aantal anomale foto's en toevallige koïnsidensies bedra 'n groot gedeelte hiervan. Aangesien die verstrooier saam met sisteem B uitgeskryf is, is verstrooiings groter as 10^0 ook moontlik. Metings wat om en by 10^0 verstrooiings voorstel, is as sodanig geklassifiseer. Die resultate is in tabel 3 (e) saamgevat.

Teltempo.	Anomaal	Verstrooi	Toev.Koïnsidensies.
0.464 per uur	0.130 (eksp.)	0.07 (eksp.)	
	0.136 (teor.)		0.05(teor.)

Tabel 3 (e).

Die res van die foto's, naamlik 0. 21 per uur, kan dus nie deur die bekende verskynsels verklaar word nie. Hierdie bydrae

kom waarskynlik van of buie of botsingsselektione. Die werklike waargenome aantal skynverstrooiings is 0.6% soos reeds opgemerk, sodat hierdie skatting van 0.25% te laag is. Die uitgeskuifde sisteem B gee egter nie die normale toestand weer nie, sodat byvoorbeeld 'n kleiner aantal botsingsselektione geregistreer kan word soos hieronder aangetoon sal word.

(d) Botsingsselektione.

Die aantal skynverstrooiings is ook bepaal met die verstrooier bo en onder die sisteem B. Om die agtergrond uit te ken onder die werklike verstrooiings, is hoofsaaklik dieselfde prosedure gevolg as wat in 3.4 (1) verduidelik is. Wanneer al die trefpunte by B herlei is na een enkel vierkant, is opgemerk dat daar 0.08% en 0.5% trefpunte by A redelik ver buite 'n blok van 11×11 vierkantjies lê met die verstrooier bo en onder die sisteem B respektiewelik. (vergelyk 9×9 vir reguit bane). Indien die oppervlakte korreksie aangebring word, word die aantal skynverstrooiings gegee deur 0.1% en 0.6%. Die feit dat dit verminder indien die 1.3 cm. lood bo-op die sisteem B geplaas word, dui onmiddellik op botsingsselektione wat maklik deur die lood geabsorbeer raak. Sonder die verstrooier bedra die skynverstrooiings ook 0.6%, wat die bewering verder staaf.

Mu-mesone beweeg direk van die sisteem A na C (figuur 2.1) en maak 'n sekondêre elektron vry in die onderste gedeelte van die sagte komponent filter of in die telbuiswande. Hierdie elektron gee 'n telling in sisteem B. Die 16 afskermingstelbuise om die bundel tussen B en C, dek nie die hele ruimtehoek vir sulke verskynsels genoegsaam nie, soos die vermindering van die skynverstrooiings na 0.4% aantoon. Deur die aantal elektrone, energievereistes en ruimtehoeke in ag te neem, is die voorkoms van die sekondêre elektrone bereken¹¹). Vir die verstrooiingsmateriaal bo en onder B, bedra die aantalle 0.05% en 0.4% respektiewelik. Die totale agtergrond word dus verklaar deur die toevallige koinisidensies tesame met die botsingsselektione.

(iii) Samevatting.

Onderstaande tabel 3(f) bied 'n geheel-beeld van die waar-

nemings wat as skynverstrooiings geïnterpreteer kan word.

Skynverstrooiings soos dit	(a) Verstrooier bo sisteem B: 0.1%
Eksperimenteel bepaal is:	(b) Verstrooier onder sist.B: 0.6%
	(c) Sonder Verstrooier: 0.6%
Kontaminasie van die Bundel:	Verwaarloosbaar klein.
Toevallige Koïnsidensies:	Kleiner as 0.1%
Bule:	Skynbaar Geen.
Botsingselektrone:	(a) Verstrooier bo sisteem B: 0.4%
	(b) Verstrooier onder sist.B: 0.05%

Tabel 3(f).

Indien die metings gedoen word met die verstrooier bokant die sisteem B geplaas, kan die agtergrond beperk word tot 0.15% van die totale aantal waarnemings. Dit is verwaarloosbaar klein.

3.5 Verlies aan Waarnemings.

(1) Toevallige Onderdrukking.

In 3.3 (iii) is afgelei dat die oplossingstyd van die anti-koïnsidensiestroombaan 12 mikrosekonde is (uitdrukking 6). Met behulp van die onafhanklike teltempo's van die koïnsidensies en anti-koïnsidensies en bogenoemde oplossingstyd, is gevind dat die aantal ware koïnsidensies wat toevallig onderdruk word, gegee word deur

$$174 \times 83/3600 \times 12 \times 3600 \times 10^{-6}$$

$$= 0.17 \text{ per uur.}$$

(ii) Kamera.

Soos reeds opgemerk in 3.3(iv)b, kan die kamera elke 0.14 sekonde 'n foto neem. Die tyd vir die lensopening is 0.03 sekonde, sodat die kamera-sluiter 'n inherente dooietyd van 0.11 sekonde het. Koïnsidensies wat in hierdie tydsinterval plaasvind sal dus nie geregistreer word nie. Dit is

$$83 \times 83 \times 0.11/3600$$

$$= 0.21 \text{ per uur.}$$

Hierdie verlies aan waarnemings beïnvloed geensins die metings nie.

3.6 Opsomming.

Tabel 3(g) skets die doeltreffendheid van die metings van die hodoskoop soos dit in hierdie hoofstuk behandel is.

Anomale Foto's	- - - - -	0.7%
Skynverstrooiings	- - - - -	0.15%
Verlies aan waarnemings	- - - - -	0.33%

Tabel 3 (g).

Verskillende persone (Hoofstuk 1) het gevind dat die afwyking van die Olbert-teorie voorgestel word deur nagenoeg 2.5% van die waarnemings. Aangesien in tabel 3(g) slegs die 0.15% skynverstrooiings 'n invloed op die uiteindelijke verwerking van die resultate het, is die doeltreffendheid van die hodoskoop hoog genoeg om metings oor verstrooiings te regverdig.

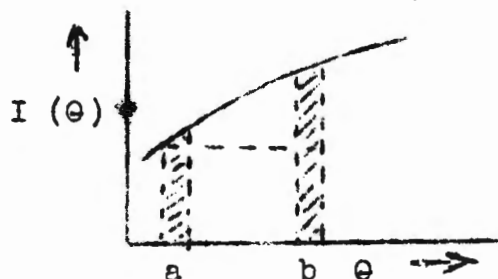
3.7 Literatuurverwysings.

- 1) F.E.Froelich, E.M.Harth & K. Sitte, Phys.Rev. 87, 504, (1952).
- 2) L.Janossy: Cosmic Rays, Oxford 1950; P48.
- 3) B.D. Hyams, M.G.Milroi, B.G.Owen & J.G. Wilson, Proc.Phys.Soc. A63, 1053, (1950).
- 4) V.H. Regener, Phys. Rev. 64, 250, (1943).
- 5) E.Amaldi, C.Castagnoli, A.Sigli & S.Scuitti, Nuovo Cim. 9, 453, (1952).
- 6) K. Sitte, Phys. Rev. 78 , 721 (1950).
- 7) I.B. McDiarmid, Phil.Mag. 45, 933 (1954).
- 8) E.P.George & J.Evans, Proc.Phys.Soc. A63, 1248 (1950).
- 9) W.L. Whittmore & R.P. Shutt, Phys.Rev. 88, 1312 (1952).
- 10) J.L. Lloyd & A.W. Wolfendale, Proc.Phys.Soc. A68, 1045 (1955).
- 11) M.A. Meyer & J.A.M. de Villiers, Nuclear Instr. Volume 4, (1958)
- 12) D. Broadbent, E.W. Kellerman & M.A. Hakeem, Proc. Phys. Soc. A63, 864 (1950).

Die Analise van die Resultate.4.1 Verandering van die Intensiteit met die Rigting t.o.v. die Vertikaal.(1) Werklike Invalshoeke.

Ten einde die hodoskoop beter te leer ken, is dit op eenvoudige probleme toegepas. In die eerste toepassing is die verandering van die intensiteit van die kosmiese strale met die vertikaal bestudeer. Alleen sisteme A en B is in koïnsidensie geskakel en foto's van die enkelvoudige bane is geneem. Die trefpunte by sisteem B is herlei na 'n enkel vierkant om die hoekmetings te vergemaklik. Vir elke vierkantjie by A is die minimum en maksimum hoeke met die vertikaal gemeet. Al die trefpunte in elk van hierdie vierkantjies is bymekaargetel en die aantal gedeel deur die breedte van die spreiding van die invalshoek. Dit lewer dus 'n waarde van die intensiteit per eenheidsinterval (gekies as 'n halfgraad) vir elke moontlike spreiding. Ten slotte is vir elke halfgraad die verskillende waardes in elke spreiding, bymekaargetel. Die verloop is genormaliseer sodat die oppervlakte onder die histogram die totale aantal waarnemings voorstel. Die resultaat van hierdie bewerking word weergegee in figuur 4.1.

In hierdie analise is aangeneem dat die verloop van die intensiteit oor die breedte van elke spreiding van die invalshoek (naastenby 5°) konstant bly. In die praktyk is dit egter nie die geval nie. Dit beteken dus dat die verloop soos gegee in figuur 4.1 'n benadering is. Vervolgens is die aantal waarnemings van elke spreiding tussen die halfgraadintervalle verdeel volgens die verloop van die benaderde kromme. Byvoorbeeld vir die spreiding



Figuur 4.3

ab, figuur 4.3, is die metings verdeel onder die aantal halfgraadintervalle volgens die oppervlakte wat elkeen onder die kromme

beslaan. Die nuwe distribusie verskil egter weinig van eersgenoemde. Die rede hiervoor is die volgende: 'n Groot aantal verskillende spreidings dra by tot elke halfgraadinterval; sommige vermeerder en ander verminder die totaal sodat dit uiteindelik naastenby dieselfde bly.

In die algemeen word aangeneem dat die intensiteit van die kosmiese strale per eenheidsruimtehoek per eenheidsoppervlakte gegee word deur

$$I(\theta) = I_0 \cos^n \theta$$

waar θ die hoek met die vertikaal voorstel en n afhanklik is van die energie van die strale. In 'n poging om n uit hierdie metings te bepaal, is soos volg te werk gegaan: Die aantal deeltjies wat 'n vierkantjie met oppervlakte Δs by sisteem B tref en wat inkom in die ruimtehoek wat lê tussen w en $w + \Delta w$, word gegee deur

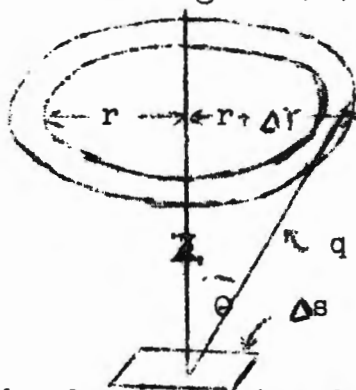
$$\Delta n(\theta) = I(\theta) \Delta w \Delta s \cos \theta$$

waar $I(\theta)$ die intensiteit as funksie van die invalshoek voorstel.

Die ruimtehoek Δw lê in die kegelskil met strale r en $r + \Delta r$ sodat

$$\Delta n(\theta) = I(\theta) \cdot \frac{2 r dr \cos \theta}{q^2} \cdot \Delta s \cos \theta$$

waar q die afstand is soos in figuur 4.4 aangedui.



Figuur 4.4

Met behulp van die verbande $r = z \tan \theta$, $q = \frac{z}{\cos \theta}$

wat uit die meetkunde van die opstelling volg, vereenvoudig bovengenoemde uitdrukking na

$$\Delta n(\theta) = I(\theta) 2 \pi \Delta s \sin \theta \cos \theta \Delta \theta$$

En wanneer die waardes van die konstantes ingeplaas word

$$I(\theta) = \frac{\Delta n}{0.06137 \sin \theta \cos \theta} \quad \text{--- (1)}$$

Die eksperimentele verloop van $I(\theta)$ met θ word in figuur 4.2 weer-gegee. In dieselfde figuur word die funksies $I(\theta) = I_0 \cos^2 \theta$

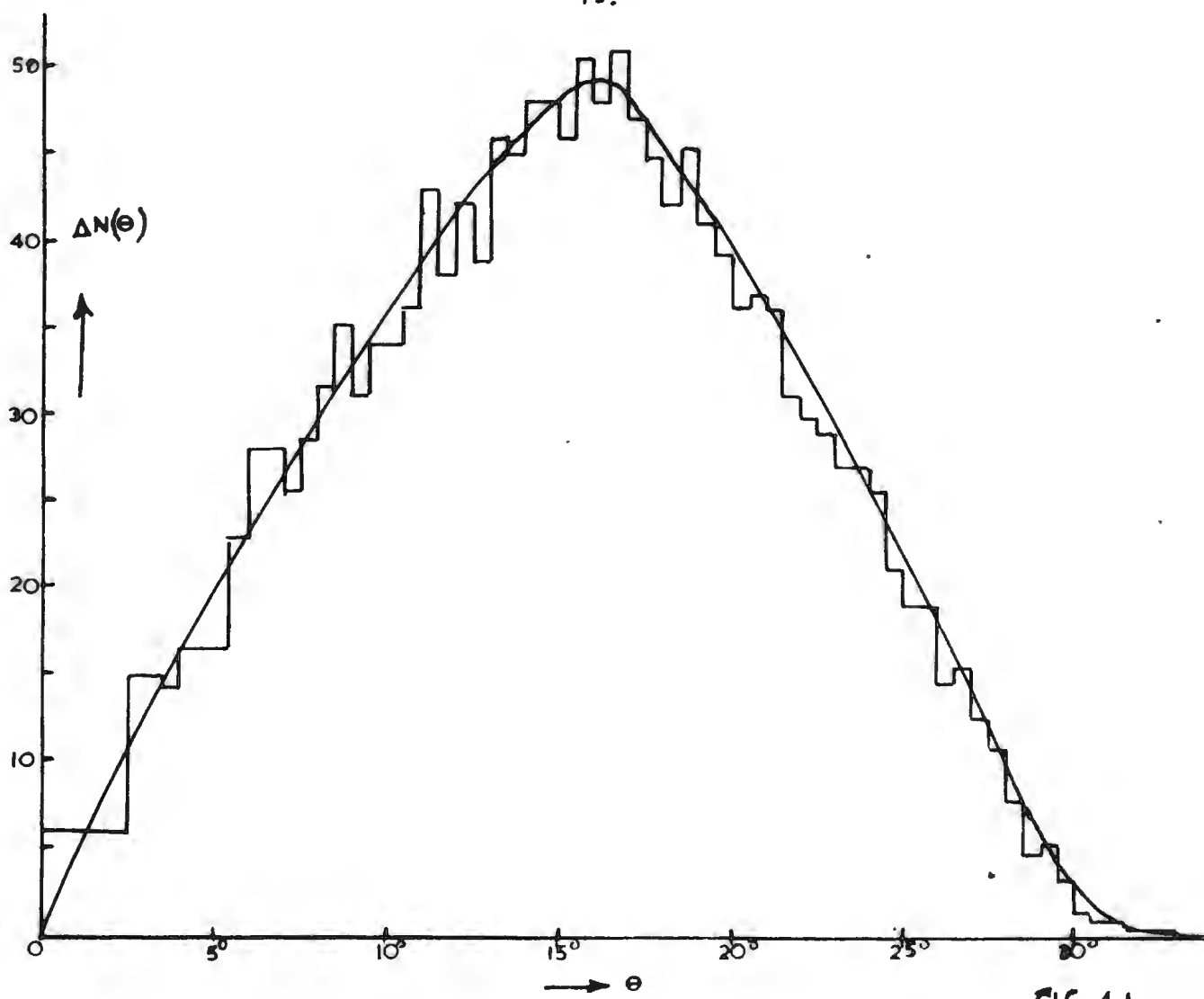


FIG. 4.1

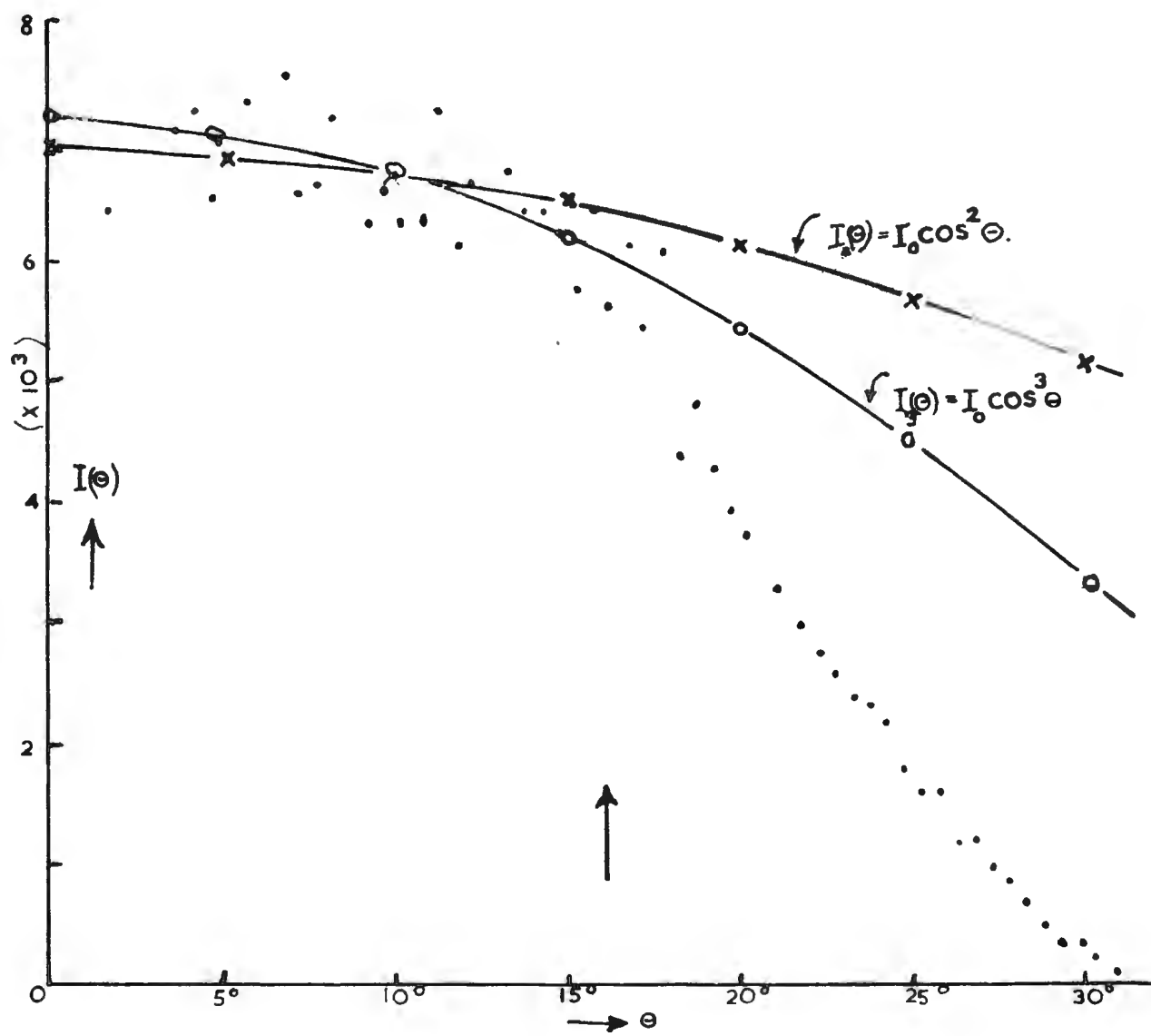
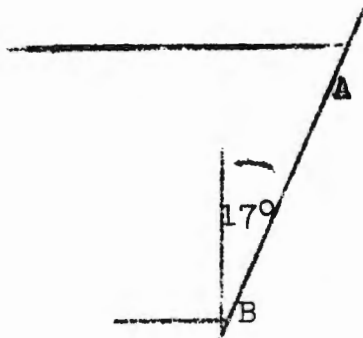


FIG. 4.2

en $I(\theta) = I_0 \cos^3 \theta$ ook getoon. Uit die figuur blyk dit dat hierdie benadering van die eksperiment nie uitspraak kan lewer oor die juiste waarde van n vir die betrokke energie-gebied nie. Die eksperimentele punte toon 'n duidelike breek in die omgewing van 17° omdat 'n vermindering van die intensiteit voorkom as gevolg van 'n sogenaamde skaduwee-effek. 'n Kleinere oppervlakte van die sisteem B is beskikbaar vir deeltjies wat inkom met hoeke groter as omtrent 17° :



Figuur 4.5,

Hierdie metode van benadering bied moontlikhede, maar die vierkantige opstelling leen hom beter om met behulp van geprojekteerde hoeke die invalsdistribusie te bepaal, soos onder die volgende hoof behandel word.

(ii) Geprojekteerde Invalshoeke.

Dieselfde waarnemings wat gebruik is in die distribusie 4.1, is ook geanaliseer vir die geprojekteerde invalshoeke. Die verloop van die intensiteit ten opsigte van die geprojekteerde hoeke met die vertikaal, word deur die histogram in figuur 4.6 weergegee.

As 'n invallende deeltjie 'n hoek θ met die vertikaal maak en β is die geprojekteerde hoek in een van die loodregte vlakke, met χ die skuinshoek, (figuur 4.7), geld die verband

$$\cos \theta = \cos \chi \cos \beta \quad - - - - - (2).$$

Met die aanname dat die verandering van die intensiteit met die vertikaal gegee deur

$$I = I_0 \cos^n \theta, \quad - - - - - (3).$$

is die intensiteit as funksie van die geprojekteerde hoeke β bereken in I^1 . Die kromme in figuur 4.6 is die teoretiese verloop met $n = 4$. Heisenberg²⁾ gee die verloop van n teen die energie. Dit is die baie lae energie deeltjies wat by hierdie metings ingesluit is, wat vir die hoë mag n verantwoordelik is.

Dit is ook nagegaan of deeltjies wat baie skuins inkom, nie

vir 'n intensiteitsvermindering verantwoordelik is deurdat hulle deur twee telbuisse gelyktydig beweeg nie. Die sisteme A en B is in koïnsidens geskakel sonder diskriminasie teen twee-en-meer-tellings per laag. Dit foto's toon dat daar 8% gevalle voorkom waar telbuisse langs mekaar 'n telling gee. Hierdie persentasie is nie hoër by die baie skuins invalle nie. Froelich en medewerkers³⁾ bevestig hierdie resultaat met 'n waarde van 7% vir twee en drie telbuisse wat langs mekaar tellings gee. Hulle skryf dit toe aan botsingselektrone. Hierdie verskynsel sal dus nie die invalsdistribusie beïnvloed nie deurdat dit 'n konstante bydrae oor die hele ruimtehoek lewer.

Vir koïnsidensies tussen A,B,C en D met E in antikoïnsidensie is ook 'n invalsdistribusie verkry met en sonder die strooimateriaal. Uit figuur 4.8 blyk dit dat die verstrooiing 'n klein styging in die eksperimentele waardes veroorsaak. Vir die teoretiese kromme is 'n $\cos^2$ - verloop aangeneem, en dit pas goed aan by die eksperiment vir hierdie energie-gebied.

4.2 Die Verstrooingsdistribusie.

Die eksperimente wat onder 4.1 bespreek is, dui aan dat:

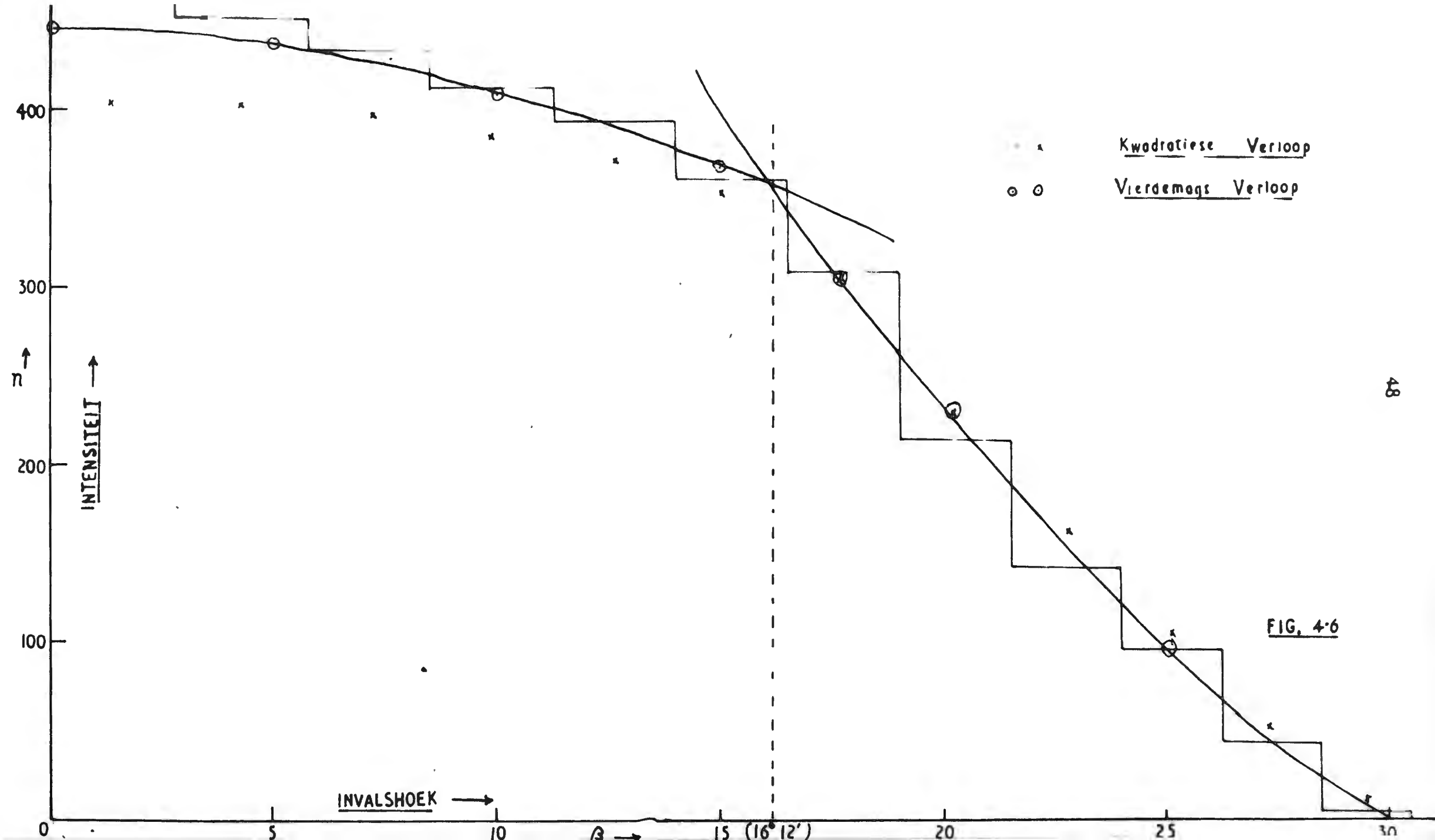
(a) Die metode om intervale van die hoeke te lees, goeie resultate lewer.

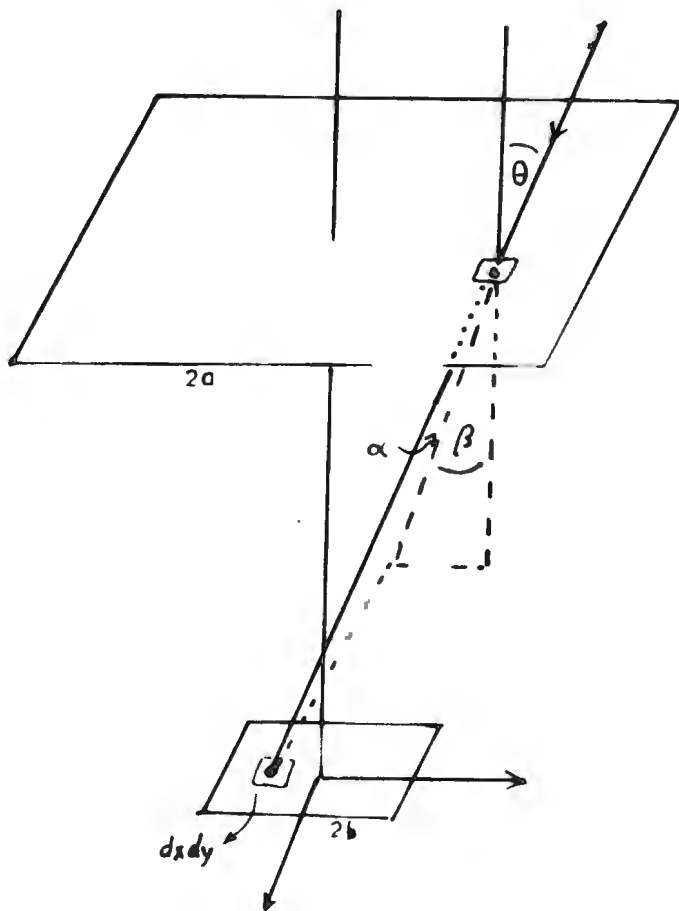
(b) Die strooihoek maklik via die geprojekteerde hoeke bereken kan word.

(c) 'n Korreksie vir die variasies van die intensiteit met die normaal op die verstrooingsvlak nodig is. Al die vorige werkers het 'n normaal-distribusie met die vertikaal aangeneem. Cousins en medewerkers⁴⁾ wys daarop dat 'n afwyking tot 80% by 15° strooihoeke moontlik is indien 'n $\cos^2$ -verloop aangeneem word in plaas van 'n normaal-distribusie. Aangesien die invalshoeke redelik klein is, maak dit nie saak of 'n tweede- of derdemagsverloop vir die analise aangeneem word, wanneer die waarde van n tussen 2 en 3 lê nie.

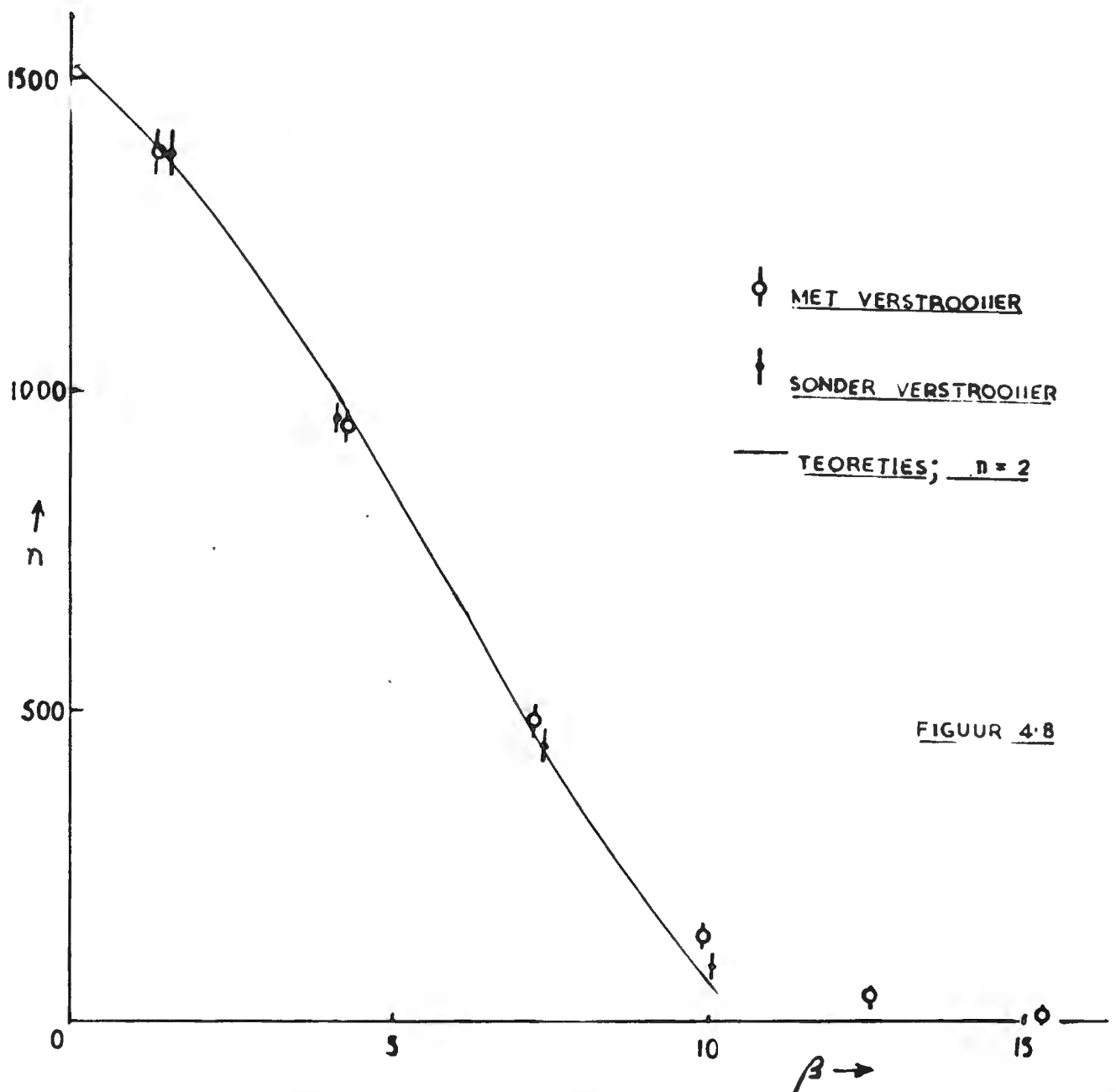
(1) Kengetalle:

Die trefpunte by B is herlei na 'n enkel telbuisbreedte in





FIGUUR 4.7



FIGUUR 4.8

beide projeksievlakke. Die aantal telbuisbreedtes waaroor 'n deeltjie inkom en uitgaan vir beide vlakke, word gelees. Hierdie vier waardes is die kengetalle van 'n waarneming aangesien dit die vier geprojekteerde hoeke α en β (invalshoeke), α' en β' (uitgangshoeke), voorstel, waaruit die strooihoeke bereken kan word. Vir elke foto is die kengetalle neergeskryf in die volgorde $\alpha'\alpha\beta\beta'$. By die lees van die film is in aanmerking geneem dat dieselfde strooihoek voorgestel word indien

(a) Die kengetalle $\alpha'\alpha\beta\beta'$ omgewissel word na $\beta'\beta\alpha\alpha'$ omdat dit nie saak maak watter vlak as die α - of β -vlak gekies word nie.

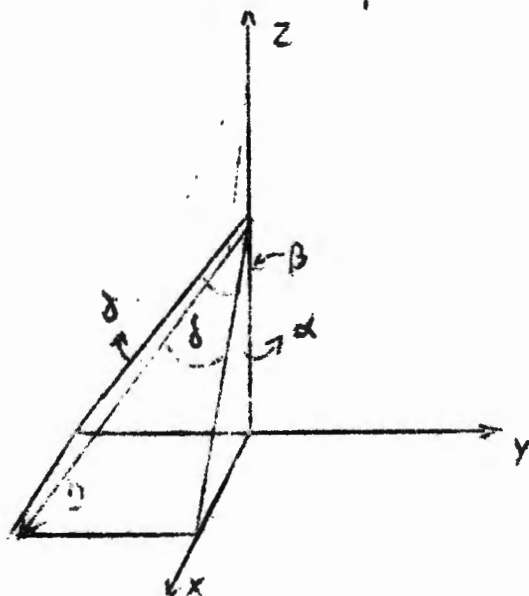
(b) Die teken van óf $\alpha'\alpha$ óf $\beta\beta'$ verander word.

(c) Die teken van al vier kengetalle verander word.

Hierdie vereenvoudigings verminder die aantal moontlikhede met agt. Uiteindelik word die totale vir iedere stel kengetalle verkry.

(11) Berekening van die Spreiding in die Strooihoek.

Die uitdrukking (2) gee die verband tussen die invalshoek θ , die geprojekteerde hoek β en die skuinshoek γ (figuur 4.7). 'n Soortgelyke uitdrukking geld ook vir die uitgangshoeke. In die praktyk word egter die twee geprojekteerde hoeke vir beide uitgange en invalle bepaal soos in (1) bespreek. Dit is dus nodig om van die hoeke $\alpha'\alpha\beta\beta'$ direk tot die strooihoek ϕ te kom.



Figuur 4.9

In figuur 4.9 stel die vektor $\underline{n}$ die rigting van die baan van

'n invallende mu-meson voor. Die invalsrigting maak 'n hoek θ met die vertikaal (z-as). Die geprojekteerde hoeke op die zx en zy-vlakke is α en β respektiewelik met die ooreenkomstige skuins-hoeke γ en δ . Die volgende verbande geld:

$$\cos \gamma \cos \beta = \cos \delta \cos \alpha \quad (4).$$

$$\sin \gamma = \cos \delta \sin \alpha \quad (5).$$

$$\sin \delta = \cos \gamma \sin \beta \quad (6).$$

Uit (4) tot (6) volg dat

$$\cos^2 \gamma = \frac{\cos^2 \alpha}{1 - \sin^2 \beta \sin^2 \alpha} \quad (7).$$

$$\text{en} \quad \sin^2 \gamma = \frac{\sin^2 \alpha \cos^2 \beta}{1 - \sin^2 \beta \sin^2 \alpha} \quad (8).$$

Die waarde van $\underline{n}$ word gegee deur

$$\underline{n} = \underline{1} \sin \gamma - \underline{1} \cos \gamma \sin \beta - \underline{k} \cos \gamma \cos \beta \quad (9).$$

'n Ooreenkomstige uitdrukking geld vir die rigting $\underline{n}$ van die mu-meson ná verstrooiing. Die verstrooiingshoek θ , word gegee deur $\cos \theta = \underline{n} \cdot \underline{n}^1 = \sin \gamma \sin \gamma' + \cos \gamma \sin \beta \cos \gamma' \sin \beta' + \cos \gamma \cos \beta \cos \gamma' \cos \beta'$

Deur vereenvoudiging volg dat

$$\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{p} \sqrt{q}} \cdot [\cos(\alpha - \alpha') \cos(\beta - \beta') - \sin \beta \sin \beta' \sin \alpha \sin \alpha']$$

$$\text{waar } p = 1 - \sin^2 \alpha \sin^2 \beta, \text{ en } q = 1 - \sin^2 \alpha' \sin^2 \beta'$$

$$\text{dus } \cos \theta = \frac{1}{\sqrt{p} \sqrt{q}} \cdot [\cos \theta^* - \sin \beta \sin \beta' \sin \alpha \sin \alpha'] \quad (10).$$

$$\text{waar } \cos \theta^* = \cos(\alpha - \alpha') \cos(\beta - \beta') \quad (11).$$

en die eksperimenteel berekende waarde voorstel soos dit bepaal is uit die geprojekteerde hoeke. Uit (10) kan gesien word dat

$$\cos \theta \approx \cos \theta^* \quad (12).$$

waar θ die werklike strooihoek is. Die verband (12) geld baie goed by klein hoeke: Vir die ekstreme waarde wanneer al vier die hoeke $\alpha, \alpha', \beta, \beta' < 20^\circ$ is, is die fout in θ kleiner as 'n $\frac{1}{4}^\circ$. Vir elke waarde van die kengetalle vir α, α' (of β, β') is die maksimum en minimum verskille $\alpha - \alpha'$ (of $\beta - \beta'$) bepaal. Met behulp van vergelyking (11) is die maksimum en minimum θ vir elke stel kengetalle $\alpha, \alpha', \beta, \beta'$ bereken, en getabuleer teen die aantal deeltjies wat waargeneem is.

(111) Geometriesse Korreksiefaktor:

Die finale verstrooingskromme moet heeltemal onafhanklik wees van die bron van die mu-mesone waarmee dit uitgemeet is. Die bundel wat die apparaat registreer moet dus isotroop gemaak word deur 'n sekere korreksiefunksie in te voer wat die eindige ruimtehoek, asook die afname van die intensiteit met die vertikaal in aanmerking neem. Van die aanname dat die intensiteit gegee word deur $I = I_0 \cos^2 \theta$ (13). word van uitgegaan,

Die elementêre ruimtehoekie waarin die apparaat deeltjies ontvang, word gegee deur $dw = \cos \chi \, d\chi \, d\beta$. (14).

Laat $f(\theta)$ die gemiddelde strooifunksie in 'n ruimtehoekie dw voorstel, waar $dw' = \cos \chi' \, d\chi' \, d\beta'$. (14').

Deur gebruik te maak van (13), (2), en vergelykings (14), kan die aantal deeltjies wat geregistreer word deur 'n oppervlakte elementjie $dx dy$, geskryf word as

$$dn(\theta) = I_0 \cos^4 \chi \cos^3 \beta \, d\chi \, d\beta \cdot f(\theta) \cos \chi' \, d\chi' \, d\beta' \cdot dx dy \, \overline{f(\theta)}. \quad (15)$$

Uit vergelyking (7) volg dat

$$d\chi = \frac{\cos \beta}{1 - \sin^2 \alpha \sin^2 \beta} \cdot d\alpha \quad (16).$$

Deur van vergelykings (16) en (7) gebruik te maak, word (15) nou

$$dn(\theta) = I_0 dx dy \cdot \frac{\cos^4 \alpha \cos^4 \beta \cos \alpha' \cos \beta' \, d\alpha \, d\beta \, d\alpha' \, d\beta'}{(1 - \sin^2 \alpha \sin^2 \beta)^3 (1 - \sin^2 \alpha' \sin^2 \beta')^{3/2}} \cdot \overline{f(\theta)} \quad (17).$$

Die noemer van 17 is prakties gelyk aan een, sodat hierdie vergelyking geskryf kan word as

$$dn(\theta) = I_0 dx dy \cdot \cos^4 \alpha \cos^4 \beta \cos \alpha' \cos \beta' \, d\alpha \, d\beta \, d\alpha' \, d\beta' \cdot \overline{f(\theta)}$$

Wanneer die eindige breedtes van die telbuis in ag geneem word, kan hierdie vergelyking geskryf word as

$$\Delta n(\theta) = I_0 \Delta x \Delta y \cdot \cos^4 \alpha \cos^4 \beta \cos \alpha' \cos \beta' \, \Delta \alpha \Delta \alpha' \cdot \overline{f(\theta)} \cdot \Delta \beta \Delta \beta' \quad (18).$$

waar $\Delta x \Delta y$ die vierkant van twee gekruisde telbuis voorstel en $\Delta \alpha \Delta \beta \Delta \alpha' \Delta \beta'$ die spreidings in die inval- en uitgangs geprojekteerde hoeke. Die geometriesse faktor word dus gegee deur

$$G = \cos^4 \alpha \cos^4 \beta \cos \alpha' \cos \beta' \, \Delta \alpha \Delta \beta \Delta \alpha' \Delta \beta' \quad (19).$$

sodat 18 word

$$\Delta n(\theta) = \text{konstant} \cdot G \cdot \overline{f(\theta)} \quad (20).$$

(iv) Aantal Kanale:

Dit is opgemerk dat verskillende aantalle deeltjies geregistreer word met dieselfde spreiding in ϕ , maar wat deur verskillende stelle kengetalle weergegee word. Baie kombinasies van telbuisse kan voorgestel word deur dieselfde groep kengetalle omdat die trefpunte by die sisteem B herlei word na 'n enkel vierkant. Hierdie kombinasies is die aantal kanale en verteenwoordig die kans dat 'n deeltjie deur so 'n meting aangeteken sal word. Deur die aantal waarnemings (Δn) te deel met die aantal kanale (γ), is die aantal deeltjies per kanaal, (Δn_{γ}), gevind. Tabel 4.(a) is 'n uittreksel uit die resultate en illustreer die bewerings. Die geometriese faktor G is ook getabuleer om 'n aanduiding te gee van die verandering van G vir verskillende $\alpha \times \beta \beta'$.

<u>Spreiding.</u>	<u>Kengetalle.</u>	<u>Δn</u>	<u>γ</u>	<u>Δn_{γ}</u>	<u>G.</u>
0 tot 8°	1012	29	160	.1812	3.4175
	1023	17	120	.1416	3.5171
	1035	7	40	.1750	3.4010
	1124	15	80	.1875	3.4897
	2134	13	64	.2031	3.3950
	2200	18	96	.1875	3.5262
0 tot 11°	0121	3	240	.0125	3.5135
	1-134	2	80	.0250	3.4001
	2033	1	64	.0156	3.4217
	2244	2	96	.0208	3.2831
1.5 tot 13°	5243	1	24	.0416	3.2176
2 tot 14.75°	3443	1	36	.0277	2.9222
7 tot 16.75°	21-15	1	32	.0312	3.3889

Tabel 4,(a).

(v) Samestelling van die Eksperimentele Waarnemings.

Die verskillende Δn_{γ} vir elke spreiding is saamgetel, sodat die totale aantal deeltjies wat verstrooi is in die interval ϕ_1 tot ϕ_2 , verkry is:

$$\sum_{\text{spreiding}} \Delta n_{\vartheta} = \Delta n_s \quad (21)$$

Die verskillende Δn_s is gelykop verdeel onder die aantal kwartgrade oor die breedte van die interval, sodat

$$\Delta n(\vartheta)_k = \frac{\Delta n_s}{\vartheta_2 - \vartheta_1} \quad (22)$$

die aantal deeltjies per kwartgraad verstrooi, voorstel. Uiteindelik is die verskillende $\Delta n(\vartheta)_k$ vir elke kwartgraad (soos deur verskillende spreidings bygedra), bymekaar getal:

$$\sum_{\text{alle spreidings}} \Delta n(\vartheta)_k = \Delta N(\vartheta) \quad (23).$$

Die resultaat van hierdie bewerking is 'n histogram in kwartgraadstappe van $\Delta N(\vartheta)$ teen (ϑ) , figuur 4.10. Die oppervlakte onder die kromme stel die totale aantal waarnemings voor.

(vi) Samestelling van die Molière-Distribusie.

Groot spreidings in die strooihoek is by die eksperimentele resultate bymekaar getel, sodat die teoretiese verloop op dieselfde wyse behandel moet word om die teorie en eksperiment met mekaar te vergelyk.

Volgens Molière geld dat die waarskynlikheid dat 'n deeltjie tussen hoeke ϑ en $\vartheta + d\vartheta$ verstrooi sal word, gegee word deur

$$f(\vartheta) \vartheta d\vartheta = \left[f^0(\vartheta) + \frac{1}{B} f^1(\vartheta) + \frac{1}{B^2} f^2(\vartheta) \right] \cdot \vartheta d\vartheta$$

waar ϑ gegee word deur

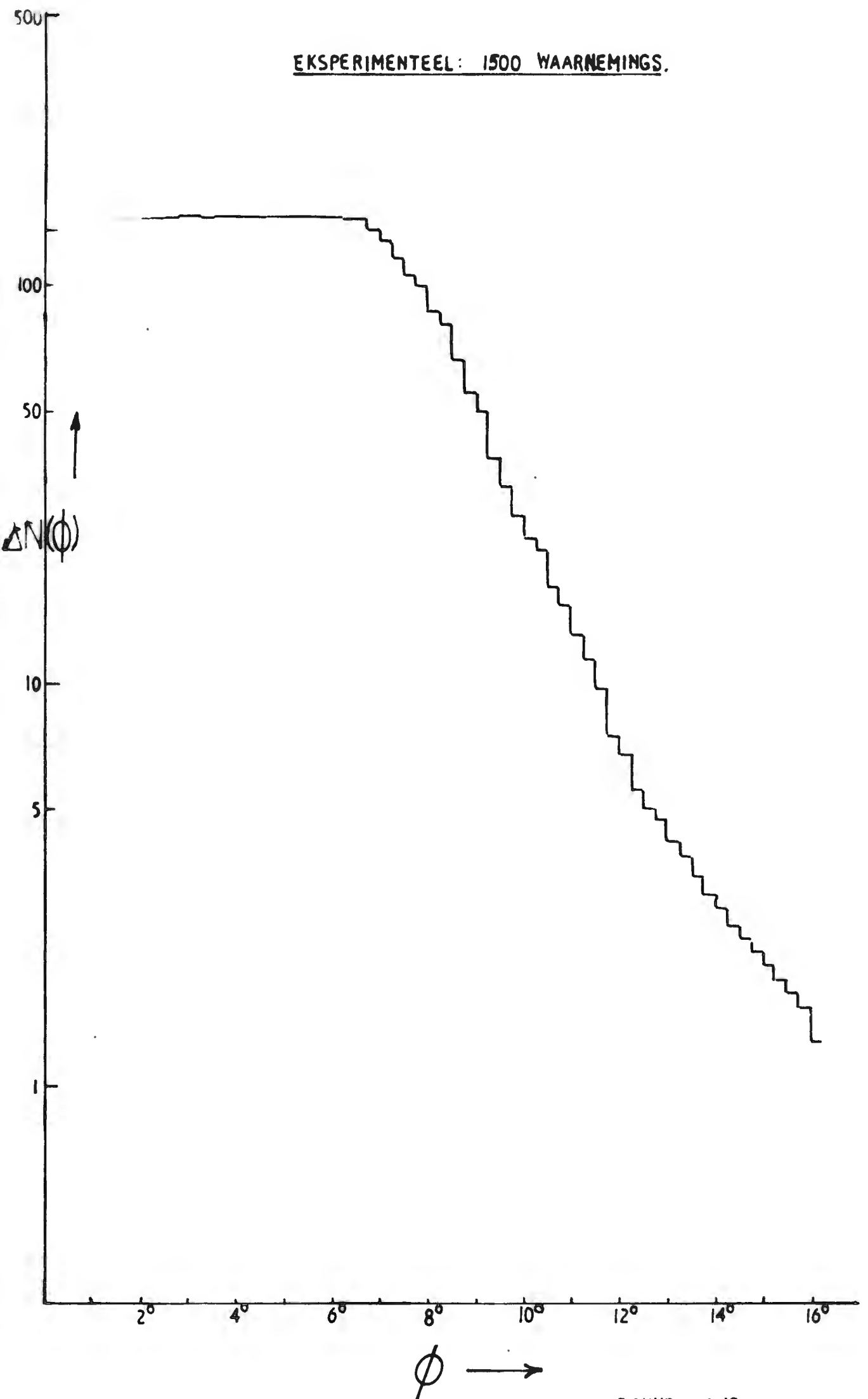
$$\vartheta = \frac{\vartheta}{x_c \cdot B}$$

sodat

$$f(\vartheta) = \frac{1}{x_c^2 \cdot B} \left[f^0(\vartheta) + \frac{1}{B} f^1(\vartheta) + \frac{1}{B^2} f^2(\vartheta) \right] \quad (24).$$

waar $x_c = \frac{22.9zZ}{pc \beta} \sqrt{\frac{6}{A}}$, $p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, en p en z die momentum en lading van die verstrooide deeltjie is. pc is uitgedruk in MeV. Z is die atoomnommer, A die atoomgewig en $6 = 14.7 \text{ cm}$. die dikte van die verstrooier uitgedruk in gm. per vk. cm. Die grootheid β word gegee deur

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{T + mc^2} \right)^2}$$

FIGUUR 4.10

waar T die energie is, met m vir die mu-meson ≈ 107 MeV.

Die waarde B van vergelyking (24) kan bepaal word uit die tabel⁵⁾

$\log_{10} N_b$:	3	4	5	6
B :	8.93	11.49	13.99	16.46

waar $\log_{10} N_b = 8.215 \quad \log_{10} \frac{Z^{-2/3} \left(\frac{q}{A}\right) \alpha^2}{1.13 + 3.76 \alpha^2}$, met $\alpha = \frac{zZ}{137\beta}$

Die energiebereik van die deeltjies wat by die verstrooier aankom, lê tussen 200 en 1100 MeV. Hierdie bereik is verdeel in gebiede van 200 tot 300, 300 tot 400 - - - MeV en β is telkens bepaal vir gemiddelde waardes van $T = 250, 350, - - - - 1050$ MeV vir elke gebied. Deur van bogenoemde vergelykings gebruik te maak, is B en x_c^3 (vgl. 24) vir elke waarde van β bepaal by verskillende strooihoeke θ . Die funksies $f^0(\theta)$, $f^1(\theta)$ en $f^2(\theta)$ is getabuleer deur Bethe⁶⁾, sodat $f(\theta)$ nou uit hierdie gegewens bekend is. Die waardes van $f(\theta)$ is sodanig dat

$$\int f(\theta) d\theta = 1, \text{ vir } T = 250, - - - - 1050.$$

Figuur 4.11 bied 'n beeld van die verandering van die Molière-distribusie met die energie. Om praktiese redes is al die krommes in 'n punt op die $f(\theta)$ - as genormaliseer.

Om die saamgestelde Molière-kromme te kry, is die verskillende waardes van die strooifunksies $S_1 - - - S_9$, by $\theta = 1^\circ, 2^\circ, - - 16^\circ$ bepaal en saamgetel volgens die relatiewe intensiteit van die energieë soos uit die mu-meson spektrum (figuur 3.1) volg. Vervolgens is die oppervlakte

$$\int f(\theta) d\theta = \overline{f(\theta)}_{\text{teor.}} (\theta_2 - \theta_1)$$

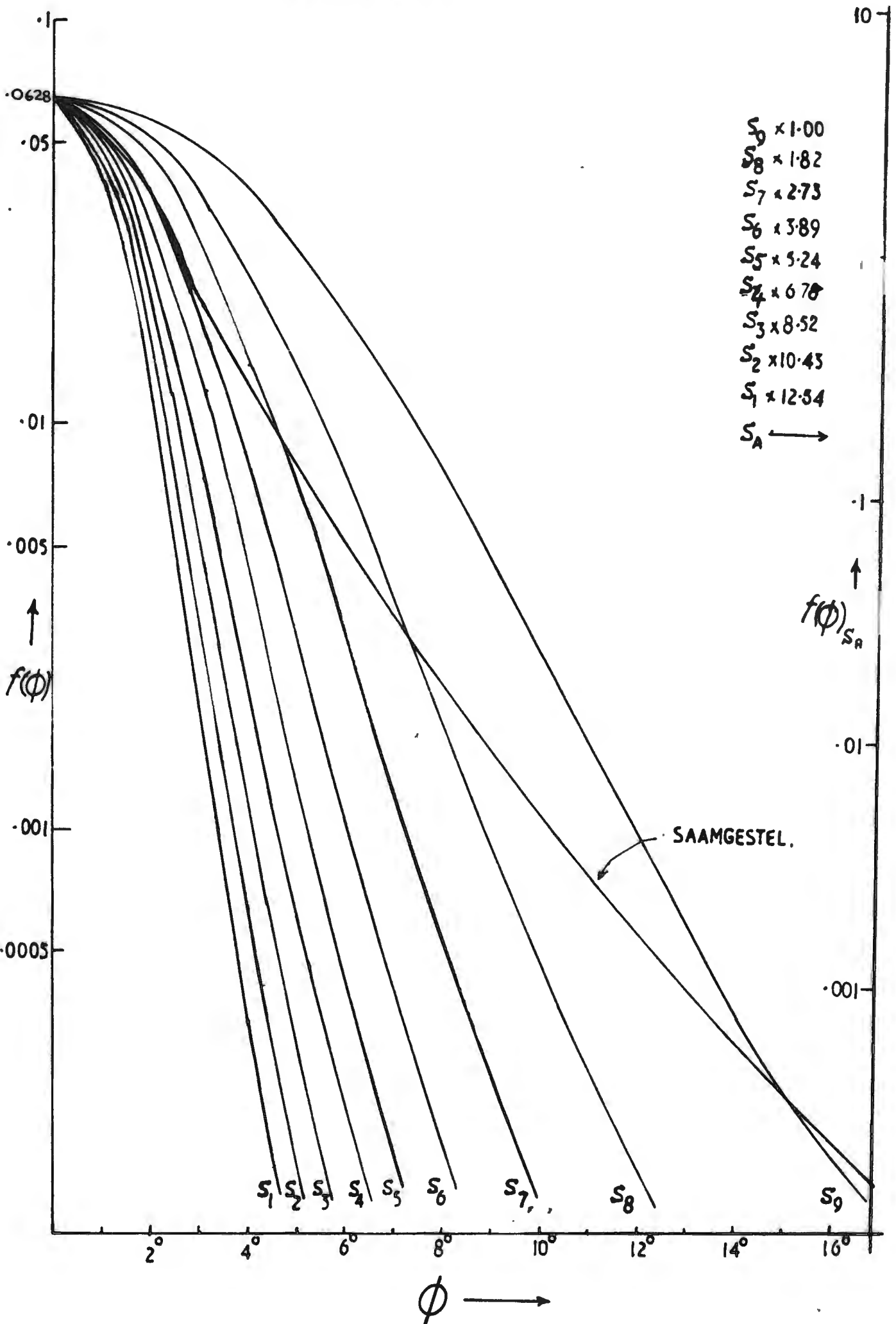
uit die saamgestelde kromme bepaal vir elke interval wat deur die hodoskoop gemeet is. Deur uit te gaan van die verband (20), is

$\Delta n_{\theta}^{\text{teor.}}$ bereken vir elke spreiding in θ . Die uiteindeelike $\Delta N(\theta_{\theta_0})$

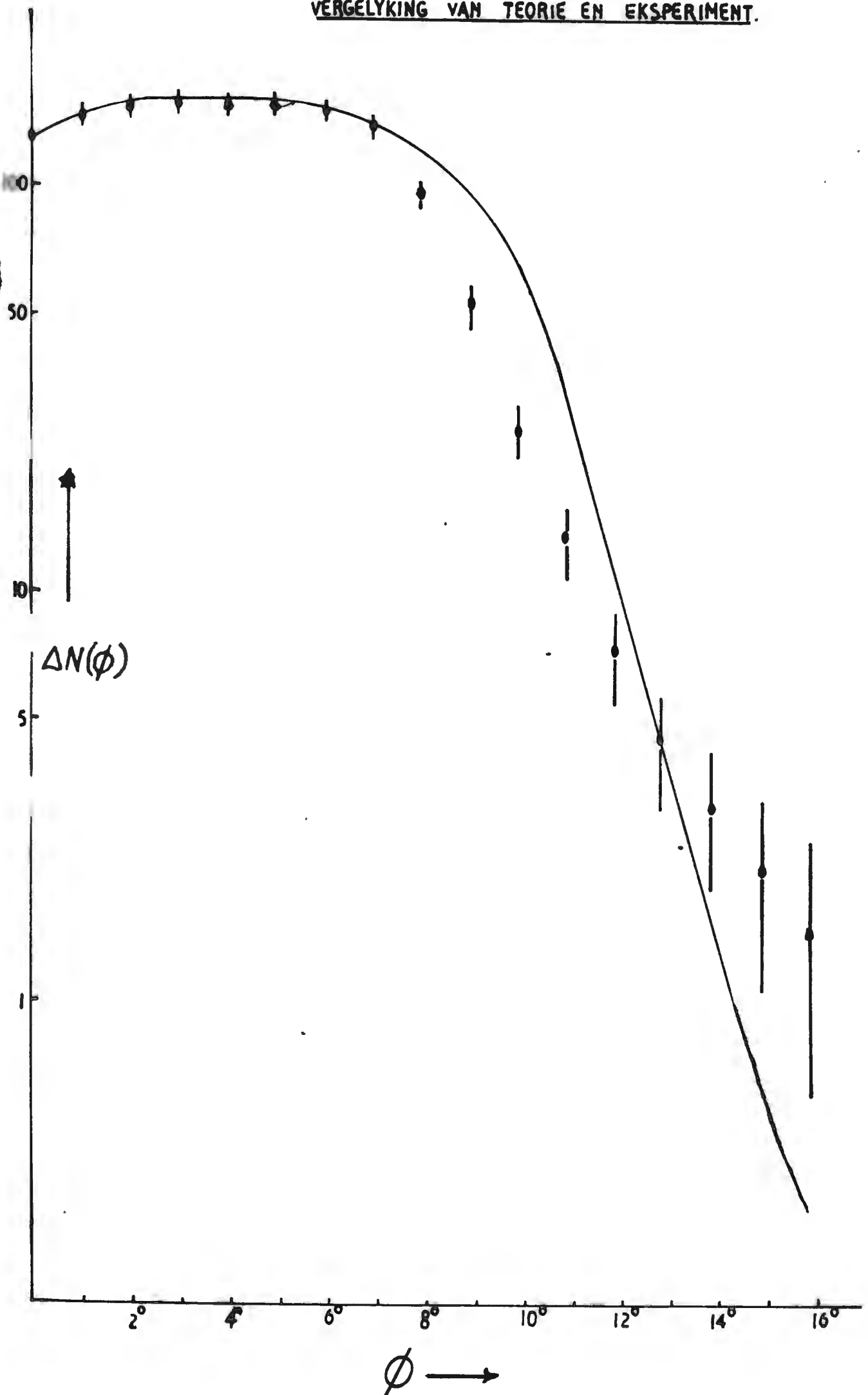
is bepaal deur opeenvolgend van (21), (22) en (23) gebruik te maak.

(vii) Vergelyking van Teorie en Eksperiment:

In figuur 4.12 word die teoretiese verloop as vaste kromme gegee, terwyl die eksperimentele waardes vir elke graad daarop aan-

MOLIÈRE - KROMMES.

FIGUUR 4.11

VERGELYKING VAN THEORIE EN EKSPERIMENT.FIGUUR 4.12

geteken is. Die eksperiment volg die teorie goed tot 8° en daarna verskyn daar minder groothoek verstrooiings as wat verwag word. By nog groter θ neig die eksperiment na hoër waardes blykbaar as gevolg van agtergrond-effekte: Op die stadium toe hierdie metings gedoen is, was die verstrooier onder die sisteem B geplaas, (sien tabel 3f op bls. 40), sodat botsingselektrone hoofsaaklik vir hierdie verskynsel verantwoordelik is.

Nagenoeg al die bestaande resultate (Hoofstuk 1), pas goed aan by die Molière-teorie. Baie onlangs egter word nuwe lig op die verstrooiingsprobleem gewerp deur Fukui en medewerkers⁷⁾. Hulle gee 'n opsomming van al die bestaande resultate en teorieë en skryf die "anomale verstrooiings" wat in die verlede gevind is, toe aan die bydrae van agtergrond-effekte. Hulle opstelling bestaan uit 'n Wilsonkamer en telbuis. Om te verseker dat hulle net mu-mesone tel, voer hulle die metode van vertraagde koïnsidensies in. Die teorie van Cooper en Rainwater⁸⁾ pas goed aan by hulle metings. Laasgenoemde teorie neem die eindige kern-grootte in ag en is in ooreenstemming met die elektronverstrooiingsresultate. Hierdie teoretiese verloop val tussen dié van Olbert en Molière wat hulle as twee uiterstes beskou.

Die afwyking wat die eksperimentele punte (figuur 4.12) van die teorie vertoon, kan geïnterpreteer word as 'n steun vir hierdie nuwere verwikkeling.

4.3 Slotopmerkings:

Hierdie voorlopige analise toon dat die eksperiment baie moontlikhede bied. Die reeds bestaande tabelle van resultate kan netso gebruik word om goeie statistieke in 'n betreklike kort tyd te verkry. Enkele wysigings in die opstelling word egter voorgestel: (a) Die afstande a en b tussen sisteme AB en BC (figuur 2.1), moet gelyk gemaak word. Sodoende sal die berekenings baie vereenvoudig word omdat dieselfde telbuisbreedte b_0 en onder die verstrooiingsmateriaal, dieselfde hoeke sal weergee.

(b) Groter noukeurigheid in die hoekmetings sal bereik word wanneer die verstrooier tussen die telbuislae van sisteem B geplaas word. Absorpsie van die botsingselektrone sal

dan ook nog doeltreffend plaasvind.

(c) Die energiebereik moet veel smaller gemaak word vir groter noukeurigheid.

(d) Deur verskillende verstrooiingsmateriale te gebruik, kan die verandering van die strooifunksie met Z ook nagegaan word.

4.4 Literatuurverwysings:

- 1) M.A. Meyer & J.A.M. de Villiers, Nuc.Instr., Volume 4, (1958).
- 2) W.Heisenberg, Kosmische Strahlung (1953) bls. 406.
- 3) F.E. Froelich, E.M. Harth & K.Sitte, Phys.Rev. 87, 504 (1952).
- 4) J.E. Cousins, W.F.Nash & A.J. Pointon, Nuovo Cimento VI, 1120 (1957).
- 5) G. Molière, Z.Naturf. 3a, 78 (1948).
- 6) H.A.Bethe, Phys.Rev. 89, 1256 (1953).
- 7) a. S.Fukui, T.Kitamura & Y.Watase, Progress of Theor.Phys. 19, No. 3, 348, Maart 1958.
b. Private Korrespondensie.
- 8) L.N. Cooper & J. Rainwater, Phys. Rev. 97, 492 (1955).

Dankbetuigings.

Langs hierdie weg wil skrywer graag al die persone wat hulp verleen het by hierdie navorsingsprojek, hartlik bedank. In die besonder

Dr. M.A. Meyer wat as promotor opgetree het. Aan hom en Prof. P.H. Stoker dank vir die veelvoudige samesprekings, raad en daad waarmee hulle gehelp het nieteenstaande baie ander werksaamhede. Hulle persoonlike belangstelling het die werkstuk 'n sukses gemaak.

Mnr A.J. van der Walt wat met die moeilike berekenings baie hulp verleen het. Mnr G.C. Snyman wat vir die mu-mesonspektrum verantwoordelik was. Mnr P.I. Jongbloed en C.R. Smith vir tegniese hulp en vir die vervaardiging van die onderdele van die apparaat.

Mnr. D.P. du Plessis en J.J. Henning wat in die vroeë stadium van die eksperiment baie hulp verleen het.

Prof. J.M. de Wet wat goedgeunstiglik sy departement se rekenmasjien beskikbaar gestel het. Prof. W.P. Robbertse vir die gebruik van die mikrofilm-lees apparaat.

'n Woord van hartlike dank aan die Suid-Afrikaanse W.N.N.R. wat 'n studiebeurs beskikbaar gestel het vir die tydperk van navorsing. Die raad het ook die aankoop van elektroniese onderdele en ander toebehore gefinansieer.

The Scattering of μ -mesons in Lead measured by means of a
Hodoscope Arrangement of Geiger Counters.

A uniform nuclear model theory of the scattering of μ -mesons at atomic nuclei was derived by Olbert. Molière developed a point nucleus theory to give ^{an} approximation of the scattering of fast particles at the nucleus. A summary of the experimental results obtained previously, is given in the text. The experiments agree with the point nucleus theory, but the statistics do not offer a definite decision between the two theories.

A description of a hodoscope arrangement of Geiger counters for the study of the scattering of cosmic ray μ -mesons in lead is given. The various control circuits are discussed in detail.

The efficiency of the hodoscope was analyzed. An amount of .7% anomalous photographs appear on the film because of the circuit characteristics. The cause of these photographs is discussed. The total spurious background of approximately .1% is attributed to casual coincidences and knock-on electrons.

A method for the interpretation of the results is discussed in the last chapter. The variation of the intensity of the cosmic ray μ -mesons with the vertical and the geometrical effects involved in the rate of recording, is analyzed. A geometrical correction factor is derived on the assumption that the intensity of the incident particles can be represented by a $\cos^2$ - variation. With the aid of the correction factor the theoretical Molière distribution is converted to the experimental conditions and compared with the preliminary results obtained from the hodoscope. Up to about 8° the experimental values agree well with the theoretical, but are less at larger angles. Because of the spurious background (not eliminated at this stage), a large angle tail is present in the experimental results.