

INTENSITEITSVARIASIES VAN NEUTRONE
VANAF KOSMIESE STRALE

Carl Friedrich Wilhelm Mischke, B.Sc.

Verhandeling voorgelê aan die Fakulteit
Natuurwetenskappe van die Potchefstroomse
Universiteit vir C.E.O. ter gedeeltelike
vervulling van die vereistes vir die
graad Magister Scientiae.

Desember 1972

INHOUDSOPGAWE

1. INLEIDING EN DOELSTELLING	1
2. EKSPERIMENTELE OPSTELLINGS VAN NEUTRONBUISE	6
2.1 Neutronbuisopstelling te Sanae	9
2.2 Neutronbuis gebruik op die navorsingsvlugte van- af 1964 tot 1971	11
3. DRUKAFHANKLIKHEID VAN DIE NEUTRONKOMPONENT VAN KOS- MIESE STRALE	13
3.1 Teoretiese agtergrond	13
3.2 Dataverwerking	16
3.2.1 Sanae neutronbuis	16
3.2.2 β as funksie van afsnystyfheid en diepte in die atmosfeer (vanuit resultate van die navorsingsvlugte)	18
3.3 Bespreking van resultate	24
4. DIFFERENSIËLE TELINTENSITEIT VAN NEUTRONE OP SEEVLAKE	26
4.1 Teoretiese agtergrond	26
4.2 Dataverwerking	29
4.3 Bespreking van resultate	34
5. KWANTITATIEWE ONDERSOEK NA DIE INTENSITEITSVARIA- SIES	37
5.1 Intensiteitsvariasies en die modulasieteorie	37
5.2 Bespreking van intensiteitsvariasies	38
5.2.1 Langtermynvariasies	38
5.2.2 27-daagse variasies	38
5.2.3 Daaglikse variasies	39

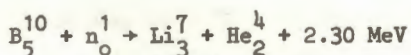
5.2.4	Forbush-afnames	40
5.2.5	Sonvlamtoenames	41
5.3	Metode van ondersoek na intensiteitsvariasies	43
5.4	Dataverwerking	45
6.	RESULTATE EN GEVOLGTREKKINGS	56
6.1	Resultate van die vergelyking tussen die neutron- buis en monitor gedurende intensiteitsvariasies ...	56
6.1.1	Langtermynvariasie	56
6.1.2	Die vorm van die modulasiefunksie gedurende Forbush-afnames	59
6.1.3	Vergelyking van die neutronbuis met die neu- tronmonitor	61
6.1.4	Sonvlamtoename	62
6.2	Finale gevolgtrekkings	62
	SUMMARY	65
	LITERATUURVERWYSINGS	67
	DANKBETUIGINGS	70

INLEIDING EN DOELSTELLING

Wanneer intensiteitsvariasies van die nukleonkomponent van sekondêre kosmiese strale, as funksie van afsnystyfhed, diepte in die atmosfeer en tyd bestudeer word, kan belangrike afleidings in verband met die modulasie van kosmiese strale deur strukture in die interplanetêre ruimte gemaak word.

Sedert die voorbereiding vir die Internasionale Geofisiese Jaar is nukleonintensiteite met behulp van sogenaamde Simpson-neutronmonitors gemeet. Sedert die tydperk van die Internasionale Sonstiltejaar is verskeie NM-64-superneutronmonitors in werking gestel. Hierdie detektore het gespruit uit intensiewe navorsing om 'n detektor te ontwerp wat 'n bevredigende teltempo en langtermynstabiliteit besit.

Vir die registrasie van neutrone word van 'n eweredigheidstelsel gebruik gemaak, gevul met BF_3 en verryk in die B^{10} -isotoop. Termiese neutrone veroorsaak die volgende reaksie:



Die grootste gedeelte van hierdie energie word omgesit in 'n elektriese impuls, wat die registrasie van sodanige neutrone moontlik maak.

Enige veranderinge in die atmosfeer wat vogtigheid, temperatuur en druk betref, sal in mindere of meerdere mate weerspieël word

in die teltempo van die detektor, afhangende van sy ontwerp. Deur 'n neutrontelbuis met verskillende materiale te omhul, kan die eienskappe van die detektor verander word. Sy deeltjie- en energiegevoeligheid verander sodoende. Die detektore wat sodoende verkry kan word, kan hoofsaaklik in drie groepe geklassifiseer word:

1.1 'n Telbuis met geen materiaal daarom, sal neutrone registreer wat deur die atmosfeer en omgewing tot termiese neutrone afgerem is. So 'n detektor sal dus hoofsaaklik sensitief wees vir neutrone van lae energie, oftewel stadige neutrone. Die aanwezigheid van wolke of reën, en vogtigheid in die algemeen, speel veral 'n groot rol in die moderering van die neutrone.

1.2 'n Telbuis kan omring word deur 'n moderator soos paraffienwas of koolstof. Dit sal tot gevolg hê dat energieke neutrone deur die moderator tot termiese neutrone afgerem word en deur die telbuis geregistreer word, terwyl atmosferiese termiese neutrone van die telbuis afgeskerm word. Die teltempo van so 'n detektor sal wel ook deur die aanwezigheid van wolke of reën beïnvloed word, maar die verandering in teltempo as gevolg hiervan, is kleiner as in die geval van die kaal telbuis.

Neutrone wat in die omgewing van die detektor gevorm word, as produkte van sterreaksies in swaar apparate of boumateriaal, sal egter ook deur die moderator afgerem word en deur die buis geregistreer word tensy die moderator dik genoeg is om hierdie neutrone te keer. Verskuiwing van swaar apparaat in die omgewing van detektore wat onvoldoende afgeskerm is kan dus groot sistematiese wisseling in die teltempo tot gevolg hê.

' Verdere voordeel van hierdie groep detektore is 'n heelwat hoër teltempo as die kaal telbuis, met gevolglike kleiner statistiese foute.

1.3 Deur die detektore, onder 1.2 genoem, met 'n materiaal van hoë atoommassa te omring, word neutrone geregistreer wat vanaf sterreaksies in hierdie materiaal afkomstig is {1}. 'n Sodanige detektor word 'n selfproduserende detektor of neutronmonitor genoem. Lood word gewoonlik gebruik as produserende materiaal. Dit word nog deur 'n verdere laag paraffienwas of koolstof omring om as 'n reflektor te dien vir neutrone wat in die lood gevorm word. Dit dien tegelyk as absorbeerder vir neutrone wat in die omgewing van die detektor (soos in beweegbare toetsapparaat) gevorm word.

Die teltempo van die neutronmonitor is aansienlik hoër as dié van die detektore onder 1.2 genoem. Die energiegevoeligheid ten opsigte van primêre kosmiese strale is ook heelwat hoër.

Protone en mesone lewer 'n duidende bydrae tot die teltempo van die neutronmonitor. Hierdie bydrae is afhanklik van diepte in die atmosfeer en afsnystyfheid, en wissel vir stoppende muone van 1% van die teltempo hoog in die atmosfeer (500 mm Hg druk) by lae afsnystyfhede tot 9% op seevlak by hoë afsnystyfhede, volgens Raubenheimer {2}. Die detektore onder 1.2 (voortaan neutronbuisse genoem) daarenteen sal baie min, of geen neutrone, as gevolg van protone en mesone registreer nie.

Simpson e.m. {1} het die diktes van die paraffienwas en lood eksperimenteel bepaal vir opstellings van een of meer telbuisse. Telbuisse van klein afmetings is gebruik (86,4 cm x 3,8 cm) en

hierdie opstelling wat algemeen bekend is as 'n Simpson-neutron-monitor, is vanaf die I.G.J. in gebruik.

Carmichael e.m. {3} het 'n BP28-buis van 180 x 15 cm gebruik om die NM-64- of superneutronmonitor te ontwerp, waarvan verskeie gedurende die Internasionale Sonstiltejaar in gebruik geneem is. Die diktes van die lood en paraffienwas is ook bepaal deur eksperimentele ondersoek, deur Hatton en Carmichael {3}. Feitlik deurgaans word poliëtileen in die plek van paraffienwas gebruik.

Vanweë die laer energiegevoeligheid van neutronbuisse ten opsigte van primêre intensiteit, sal groter intensiteitsvariasies as by monitors op lang- en korttermyn behoort voor te kom, aangesien die primêre kosmiese straaldeeltjies van lae energie meer beïnvloed word deur veranderinge in die interplanetêre magneetveld as die meer energieke deeltjies.

Aangesien die S.A. Antarktiese basis, Sanae, by 'n lae styfheid (1,02 GV) geleë is, en dus groot intensiteitsvariasies vir kosmiese strale toon, is besluit om 'n neutronbuis vir 'n proeftydperk daar op te rig. Verandering van omgewing sou hier nie 'n duidende rol speel nie, aangesien die detektor in 'n sneeuomgewing weg van elemente met swaar atoommassa geplaas kon word.

Die doel van hierdie studie is om vas te stel of die neutronbuis inderdaad groter intensiteitsvariasies toon as die neutronmonitor, en of die oprigting van so 'n detektor werklik voordelig is vir die bestudering van intensiteitsvariasies.

In die ondersoek na die Sanae-neutronbuis is ook gebruik gemaak van die breedtegraadstudies met neutronbuisse op die navorsingsvlugte gedurende 1964, 1966, 1969 en 1971. Hieruit kon die dif-

ferensiële intensiteitsverloop van die neutronbuissteltempo met styfheid op seevlak afgelei word. Hierdie verloop is nodig vir die beoogde spektraalstudies met betrekking tot die modulاسie van kosmiese strale tydens intensiteitsvariasies.

EKSPERIMENTELE OPSTELLINGS VAN NEUTRONBUISE

Met die gedagte om 'n detektor te verkry wat die grootste gevoeligheid vir laagenergetiese primêre kosmiese strale het, word by die opstelling van neutronbuis dus gepoog om 'n detektor te verkry wat die laagste moontlike drumpelenergie het sonder dat omgewingsfaktore soos sneeu en wolke 'n duidende invloed op die teltempo sal hê. Dit kan gedoen word deur 'n moderator om die neutronbuis aan te bring en sy dikte sodanig te kies dat omgewingsgemodereerde neutrone geen belangrike rol speel nie. Dit beteken dat die neutrontelbuis van laagenergetiese neutrone afgeskerm moet word.

Hess e.m. {4} het die energiegevoeligheid van neutronbuis met verskillende wasdiktes ten opsigte van eksterne neutrone nagegaan. Dit is gedoen deur die neutronbuis in verskillende neutronbundels van bekende energieë en intensiteite te plaas en dan die teltempo te bepaal. Die energiegebied, waarvoor hierdie ondersoek uitgevoer is, het gestrek van 25 keV tot 14,5 MeV. Die resultate van Hess e.m. word in figuur 2.1 aangetoon.

Hatton {5} het die energiegevoeligheid van die neutronmonitor ten opsigte van atmosferiese neutrone nagegaan in 'n halfteoretiese studie van die verskille tussen die Simpson- en NM-64-monitors. 'n Gedeelte van die resultate van hierdie studie vir die NM-64 is ook in figuur 2.1 aangetoon. Die verskil tussen die NM-64-monitor en die neutronbuis, ten opsigte van die gemiddelde energie van die neutrone waarvoor die apparaat gevoelig

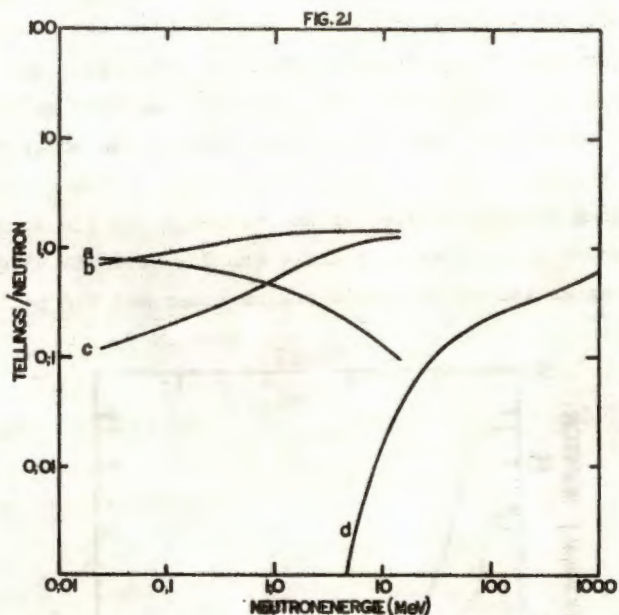
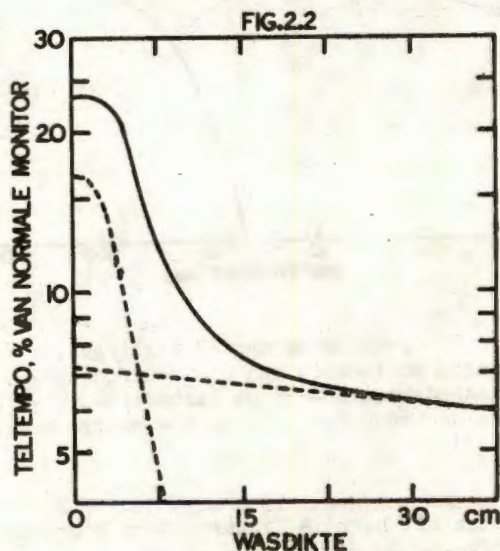


Fig. 2.1: Die gemiddelde aantal tellings per inval-lende neutron as funksie van die neutronenergie (a - 1,25 cm wasbedekte, b - 35 cm wasbedekte, c - 12,5 cm wasbedekte neutronbuis {4}, en d - neutronmonitor {5} (NM-64)).

is, blyk duidelik uit hierdie figuur. Geen bogrense vir die energiegevoeligheid van die neutronbuis kon in die literatuur opgespoor word nie, maar by hoë energieë (≥ 1 GeV) sal die was nie meer effektief genoeg wees om die neutrone tot termiese neutrone af te rem nie, afhangende van die dikte van die was. Hierdie energieke neutrone sal alleen deur verdampingsneutrone, vanaf sterprosesse in die was, nog geregistreer kan word.

Hatton en Carmichael {3} het in 'n eksperimentele ondersoek die

bydrae van omgewingsneutrone tot die teltempo van die NM-64-neutronmonitor nagegaan. Hulle het die lood van die monitor verwyder (wat dus 'n gewone neutronbuis as resultaat laat) en die dikte van die weerkaatser, of buitenste laag was, gevarieer. Die 1,5 cm poliëtileen wat om die BP-28-buis as moderator dien, is nie verwyder nie. In figuur 2.2 is die teltempo van hierdie opstelling as persentasie van die teltempo van die volledige neutronmonitor grafies as funksie van die wasdikte uitgesit. Sonder enige was wat die buis omring (maar met die poliëtileen



Figuur 2.2: Die teltempo van 'n neutronbuis as funksie van die wasdikte, uitgedruk as 'n persentasie van die teltempo van 'n normale NM-64-monitor {3}.

om die BP-28 buis) was die teltempo ~23% van die teltempo van die neutronmonitor. Byvoeging van was, tot en met 7,5 cm, het 'n vinnige vermindering in die teltempo tot gevolg gehad, waarna die teltempo baie stadig afgeneem het. Die vinnige verandering

in teltempo vir verandering in wasdikte van 0 cm tot 7,5 cm kan toegeskryf word aan die absorpsie van die omgewingsneutrone, terwyl die stadige verandering as die absorpsie of moderering van neutrone vanaf kosmiese strale gesien kan word. Die persentasiebydrae van die omgewingsneutrone ten opsigte van die gemodereerde sekondêre neutrone tot die teltempo van die monitor, volg uit die stippellyne in figuur 2.2.

Vir 'n neutronbuis is 7,5 cm dus 'n gerieflike dikte in dié opsig dat 'n lae drumpelenergie verkry word (fig. 2.1) en die grootste gedeelte van die neutrone, afkomstig vanuit die omgewing, uitgeskakel word (figuur 2.2). Die vraag mag ontstaan of die mees effektiewe wasdikte sal verskil vir die klein neutronbuis en die BP-28-buis. Aangesien die wasdikte alleen te doen het met die moderering van neutrone, sal die wasdikte by beide buise dieselfde wees. Die kans dat 'n neutron geregistreer sal word is groter by die BP-28-buis as by die klein tipe buis as gevolg van 'n groter aantal gasmolekule per deursnee-oppervlakte van die buise, met die gevolg dat die teltempo van die BP-28-buis met 'n konstante faktor hoër sal wees as dié van die klein tipe buise.

2.1 Neutronbuisopstelling te Sanae

In die opstelling by Sanae is van 'n BP-28-neutrontelbuis gebruik gemaak, omring deur 7,5 cm was.

In figuur 2.3 is die volledige neutronbuis afgebeeld. Die paraffienwas is in drie glasveselvorms gegiet wat met gerieflike speling om die poliëtileen van die buis gepas het. Die kopkante van die buis is met 'n verdere 10 cm was teen omgewingsneutrone

FIG. 2.3

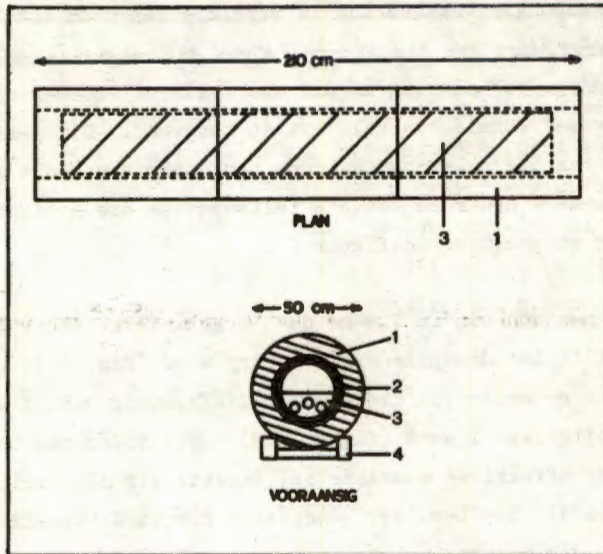


Fig. 2.3: Die neutronbuis-opstelling te Sanae.

- 1 - paraffienwas in glasveselvorms,
- 2 - poliëtileen,
- 3 - BP-28-buis,
- 4 - ondersteunende houtbalke.

afgeskerm. Die hele opstelling is in 'n temperatuurbeheerde kas 3,7 meter bo die sneeuoppervlak geplaas in 'n gebied waar geen voertuie of swaar voorwerpe ooit sou kom nie.

Registrasie van die teltempo het geskied op dieselfde registrasiesisteem as die neutronmonitor, sodat die dooie tyd van die sisteem nie 'n rol sou speel by 'n vergelyking van die neutronmonitor en die neutrontelbuis nie.

2.2 Neutronbuisse gebruik op die navorsingsvlugte vanaf 1964 tot 1971

Verskeie navorsingsvlugte is uitgevoer gedurende Oktober 1964, Augustus 1966, Augustus 1969 en Julie 1971 met behulp van 'n C130 Hercules-vliegtuig van die Suid-Afrikaanse Lugmag. Die vlugte in 1964 en 1966 het 'n styfheidsgebied van 1,7 GV tot 12 GV gedek en dié in 1969 en 1971 vanaf 1,4 GV tot 13,9 GV. Die eerste drie groepe vlugte is op drukhoogtes tussen 24 000 en 27 000 vt. en op 30 000 vt. uitgevoer en dié in 1971 hoofsaaklik op 24 000 vt. en 28 000 vt. drukhoogtes, alhoewel enkele lesings op 30 000 vt. geneem is.

Tydens die vlugte in 1964, 1966 en 1969 is van dieselfde tipe neutrontelbuisse wat in die Simpsonmonitor gebruik word, vir die neutronbuisse gebruik. In 1964 en 1966 is neutrontelbuisse gebruik (a) wat met slegs 0,8 mm Cadmium bedek was, (b) wat met 1,25 cm was plus 'n 0,8 mm Cadmium lagie, en (c) wat alleen met 12,5 cm was bedek was. In 1969 is slegs laasgenoemde twee wasbedekte buise gebruik, en in 1971 slegs die 12,5 cm wasbedekte neutronbuis. In 1971 is egter ook 'n BP-28-buis gebruik, bedek met 7,5 cm was, afgesien van die 1,5 cm poliëtileen. Die doel van die 0,8 mm Cd-lagie om die neutronbuisse in 1964, 1966 en 1969 was om die termiese neutrone vanuit die omgewing te absorbeer. Die 7,5 cm en 12,5 cm wasbedekte neutronbuisse het nie hierdie Cd-lagie bevat nie, aangesien termiese neutrone buitendien deur die was van die neutronbuis afgeskerm sou word.

Die neutronbuisopstellings was so ver as moontlik van die brandstoftanks van die vliegtuig met al die vlugte (soos met die opstelling deur Van der Walt e.m. {6} beskryf), sodat die verandering in die omgewing veroorsaak deur vermindering in brandstof

nie 'n rol sou speel nie.

Spesiale voorsorg is getref dat die navigasie van die vliegtuig, beide wat hoogte- en posisiebepalings betref, betroubaar is om so 'n klein fout as moontlik in die druk en afsnystytheid te verseker. Die noukeurigheid op die hoogte was 65 meter, wat gespruit het uit die traagheid van die instrumente aan boord van die vliegtuig. Ook is deur Raubenheimer {2} bereken dat die fout op die afsnystytheid nooit groter as 0,05 GV op die hoogtesings was nie.

DRUKAFHANKLIKHEID VAN DIE NEUTRONKOMPONENT VAN KOSMIESE STRALE

3.1 Teoretiese agtergrond

Aangesien die variasies in die teltempo van die neutronbuis as gevolg van drukveranderinge baie groter is as die variasie as gevolg van verandering in primêre intensiteit, is dit nodig om die teltempo van die neutronbuis te korrigeer vir hierdie drukveranderinge.

Die barometerkoëffisiënt word soos volg gedefinieer (Bercovitch {7}):

$$\beta(P_c, x, t) = - \frac{1}{N(P_c, x, t)} \frac{\partial N}{\partial x} \quad 3.1$$

met P_c die afsnystyfheid,

x die diepte in die atmosfeer of atmosferiese druk en

t die tyd.

Ook is

$$N(P_c, x, t) = \int_{P_c}^{\infty} S_i(P, x) J(P, t) dP$$

met $S_i(P, x)$ die totale opbrengsfunksie of atmosferiese multiplisiteit van sekondêre deeltjies, i , afkomstig van primêre deeltjies met styfheid P , en $J(P, t)$ die primêre differensiële intensiteit op tyd t .

Vergelyking 3.1 kan ook geskryf word as

$$\beta(P_c, x, t) = - \frac{\partial}{\partial x} \ln N(P_c, x, t) \quad 3.2$$

en dus

$$\ln N(P_c, x, t) - \ln N(P_c, x_0, t) = - \int_{x_0}^x \beta(P_c, x, t) dx \quad 3.3$$

Indien die gemiddelde barometerkoeffisiënt $\bar{\beta}$ oor 'n interval $x - x_0$ gedefinieer word as

$$\bar{\beta} = \frac{\int_{x_0}^x \beta(P_c, x, t) dx}{\int_{x_0}^x dx} \quad 3.4$$

volg uit 3.3 dat

$$\begin{aligned} \ln N(P_c, x, t) - \ln N(P_c, x_0, t) &= - \bar{\beta} \int_{x_0}^x dx \\ &= - \bar{\beta} (x - x_0) \end{aligned} \quad 3.5$$

Indien ons stel dat

$$N(P_c, x_0, t) = N_0,$$

die teltempo by die referensievlak x_0 is, geld dat

$$\ln N(P_c, x, t) = \ln N_0 - \bar{\beta} (x - x_0) \quad 3.6$$

$$\therefore N(P_c, x, t) = N_0 e^{-\bar{\beta}(x - x_0)} \quad 3.7$$

Vir intervalle $(x - x_0)$ klein ten opsigte van x_0 kan $\bar{\beta}$ gelyk aan $\beta(P_c, x_0, t)$ gestel word, dit is die barometerkoeffisiënt by die referensievlak, aangesien β 'n swak funksie van x is.

Vir groot intervalle $x - x_0$, en indien $\beta = ax + b$ kan 3.4 vereenvoudig word tot

$$\bar{\beta} = \frac{\beta + \beta_0}{2} \quad 3.8$$

waar β en β_0 die koëffisiënte by x en x_0 onderskeidelik is. Vir β 'n hoër-ordefunksie van x , soos wat die geval is vir die neutronmonitor, geld vergelyking 3.8 nie meer nie.

Vir die korreksie van die neutrontellings te Sanae, kan β as konstant aanvaar word aangesien die druk maksimaal met 65 mb. verander. Op seevlak is die verandering in β vir hierdie grootte interval verwaarloosbaar klein, soos afgelei uit die verlope van β teen x vir die neutronmonitor, volgens Carmichael {8}. Uitdrukking 3.6 word dus gebruik vir die berekening van die waarde van β vir die neutronbuis op Sanae indien die natuurlike logaritme van die teltempo teen die druk uitgesit word. Vergelyking 3.6 is die vergelyking van 'n reguit lyn met helling β , wat akkuraat verkry kan word uit 'n lineêre regressiepassing met $\ln N$ as die afhanklike veranderlike en x die onafhanklike veranderlike.

Volgens regressieteorie kan 'n kleinste kwadraatskatting van β verkry word uit

$$\beta = \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})(x_i - \bar{x})}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

waar $y = \ln N$ en $x =$ druk. Die standaard fout op β word gegee deur σ , waar

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \left((y_i - \bar{y}) - \beta(x_i - \bar{x}) \right)^2}{(n-2) \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

Die korrelasiekoëffisiënt is 'n goeie weergawe van hoe goed die gepaste lyn die verloop van die eksperimentele punte beskryf, en word gegee deur:

$$R = \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})(x_i - \bar{x})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}}$$

Indien $|R| = 1$ sal al die punte presies op 'n reguitlyn lê. 'n Korrelasiekoëffisiënt van 0,8 en groter word as aanvaarbaar bestempel.

Indien met die data van die navorsingsvlugte gewerk word, kan β nie sonder meer as konstant aanvaar word nie. Aangesien dié data benodig was op seevlak, sou dit beteken dat die teltempo van die neutronbuis vanaf 226 mm na 760 mm getransponeer word en β sal 'n duidende funksie van die drukhoogte x wees.

3.2 Dataverwerking

3.2.1 Sanae-neutronbuis

Die neutronbuis op Sanae het kontinu geregistreer vanaf 1 Mei 1971 tot op datum. Die data was beskikbaar tot 31 Augustus 1972 en is dus ook tot hierdie datum gebruik in die bewerkings. Op 27 Januarie 1972 is die hele opstelling effens verskuif en weer

verhoog bo die sneeuoppervlak, wat 'n vlakverskuiwing in die data tot gevolg gehad het. Twee afsonderlike barometerkoëffisiënte is dus bereken vir die twee registrasievlakke. Die barometerkoëffisiënte was binne statistiese fout dieselfde. Die gemiddelde van die twee waardes is geneem as die barometerkoëffisiënt vir die hele registrasietydperk.

By die kontrolering van die regressielyn deur die eksperimentele punte, is gevind dat die lyn beslis nie die beste weergawe van die punte is nie. G.J.J. Joubert {9} het dieselfde effek waargeneem en het op aanbeveling van A.J. van der Walt 'n getal, net effens kleiner as die laagste druk, van al die druklesings afgetrek om 'n groter persentasie spreiding van die onafhanklike veranderlike tot gevolg te hê. Hierdie metode het korrelasiëkoëffisiënte van 0,965 en 0,967 vir die twee registrasietydperke gelewer, wat beslis ook 'n goeie weergawe van die punte was, soos grafies gekontroleer.

Forbushafnames wat die waarde van β kan beïnvloed, afhangende van die gemiddelde druk waarby die afname voorkom (Gründlingh {10}), is verwyder. 'n Waarde van $(0,00763 \pm 0,00012) \text{ mb}^{-1}$ is verkry in vergelyking met die waarde van $(0,00731 \pm 0,00002) \text{ mb}^{-1}$ volgens Gründlingh {10} vir die neutronmonitor.

Slegs die gewone regressiemetode is gebruik, aangesien die doel van die studie nie was om uitspraak oor ander metodes soos die tydsverskilmetode te gee nie.

3.2.2 β as funksie van afsnystyfheid en diepte in die atmosfeer (vanuit resultate van die navorsingsvlugte)

Soos blyk uit die teoretiese bespreking van barometerkoëffisiënte, kan β nie as konstant oor groot drukintervalle aanvaar word nie.

Gedurende die navorsingsvlugte in 1971 is by ses verskillende afsnystyfhede hoogte-intensiteitslesings geneem. Hierdie lesings is vir periodes van 5 minute of veelvoude daarvan geneem, waarvan 40 sekonde van elke siklus van 5 minute nodig was vir die uitlees van die data. Die lesings is geneem terwyl die vliegtuig op 'n konstante drukhoogte vlieg en op 'n lyn van konstante afsnystyfheid. Die lesings is op drukvlakke vanaf 226 mm Hg tot 706 mm Hg in intervale van ongeveer 50 mm Hg geneem. By groot dieptes in die atmosfeer waar die teltempo baie laag was, veral in die geval van die neutronbuis, is tot vier lesingsiklusse van bogenoemde periode op 'n bepaalde hoogte geneem.

Afsnystyfhede van die posisies waar die hoogtelesings geneem is, is die volgende: Suid van Kaapstad ($3,07 \pm 0,04$) GV, Kaapstad ($4,90 \pm 0,03$) GV, Potchefstroom ($7,25 \pm 0,05$) GV, Walvisbaai ($8,32 \pm 0,06$) GV, Lobito ($11,67 \pm 0,03$) GV en Sao Tomé ($14,23 \pm 0,02$) GV.

Vir elke afsnystyfheid is 'n enkelvoudige tweedegraadse regressie (kyk wiskundige bylaag van Raubenheimer {2}) van die natuurlike logaritme van die teltempo teen diepte in die atmosfeer uitgevoer. In die geval van 'n neutronmonitor kan derdegraadse regressies met betroubaarheid uitgevoer word, aangesien die statistieke van die apparaat dit wel toelaat. In die geval van die neutronbuis is daar egter geen sin in om 'n hoërgraadse passing as tweede graad uit te voer nie, soos ook gevind deur

Fick {11} en Raubenheimer {12}.

Deur die funksies wat op hierdie wyse verkry is te differensieer volgens uitdrukking 3.2, is β dus verkry as funksie van diepte in die atmosfeer by 'n bepaalde afsnystyfhede. Hierdie procedure is vir al die afsnystyfhede gevolg waar hoogte-intensiteitslesings geneem is en waar die data bruikbaar was, vir albei die neutronbuis aan boord van die vliegtuig in 1971. Die resultate is in figuur 3.1 geskets. In figuur 3.2 word die

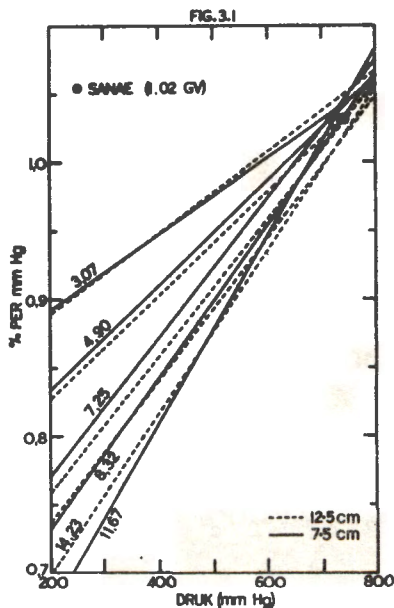


Fig. 3.1: Die barometerkoeffisiënt as funksie van die diepte in die atmosfeer by verskillende afsnystyfhede.

resultate vir die 12,5 cm wasdikte neutronbuisvergelyk met die resultate deur Fick {11}, Raubenheimer {12} en Simionati e.m. {13} verkry.

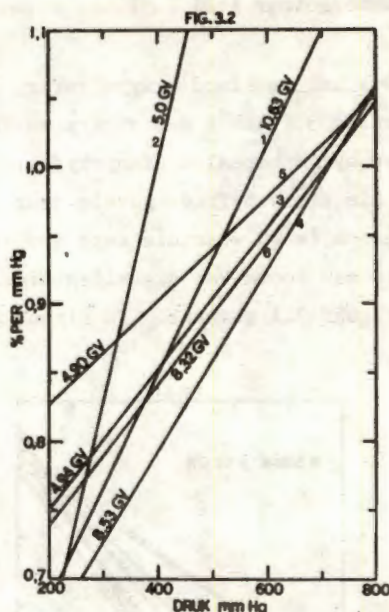


Fig. 3.2: Die barometerkoëffisiënt as funksie van die diepte in die atmosfeer, soos verkry deur verskeie navorsers. 1 - Simionati, e.m.; 2 - Fick; 3 en 4 - Raubenheimer; 5 en 6 - Resultate van hierdie studie vir 12,5 cm wasdikte.

By elke afsnystyfheid is dus 'n β verkry van die vorm

$$\beta(P_c) = 2 a_3(P_c)x + a_2(P_c)$$

waar

$$\ln N(P_c) = a_1(P_c) + a_2(P_c)x + a_3(P_c)x^2$$

Om nou 'n funksie vir die afsnystyfhedsaafhanklikheid van $\beta = \beta(x)$ te vind, is regressies uitgevoer van die koëffisiënte $a_2(P_c)$ en $a_3(P_c)$ teen afsnystyfheid P_c . Die koëffisiënte a_2 en a_3 van beide die 7,5 cm en 12,5 cm wasbedekte neutronbuis is vir hierdie doel saamgevoeg, aangesien die waardes vir die twee buise

goeie ooreenstemming toon soos blyk uit fig. 3.1.

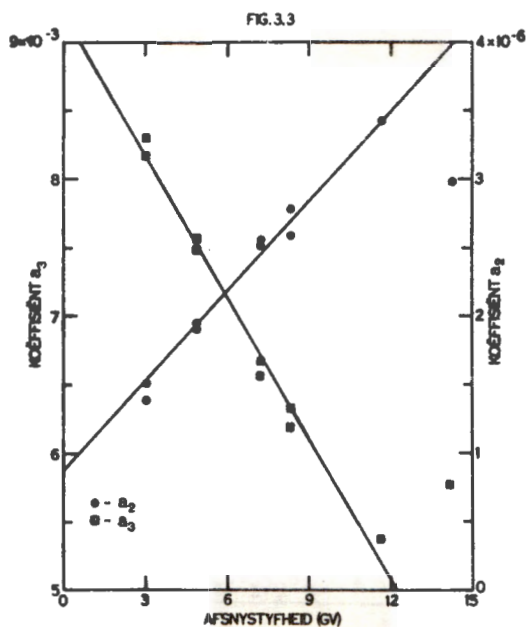


Fig. 3.3: Koëffisiënte a_2 en a_3 in $\ln N = a_1 + a_2x + a_3x^2$ as funksie van die afsnystytheid. Twee waardes van elke koëffisiënt word by elke afsnystytheid aange-
toon, naamlik dié van die 7,5 cm en 12,5 cm wasbedekte
neutronbuis.

Vir 'n lineêre regressie volg dus

$$a_2 = b_2 P_c + b_1$$

en

$$a_3 = c_2 P_c + c_1$$

Die koëffisiënte by Sao Tomé (14,23 GV) het redelik ver afgewyk van 'n reguit lyn, soos ook in figuur 3.3 aangetoon is. 'n Lineêre regressie is uitgevoer met insluiting van hierdie punt

en een sonder insluiting van hierdie punt. Ook is 'n tweede-
graadse regressie uitgevoer met insluiting van hierdie punt.

Om 'n keuse te maak tussen hierdie drie verskillende passings
van a_2 en a_3 teen P_c , is as volg te werk gegaan.

'n Tweedegraadse regressie van $\ln N$ teen $\ln P_c$ is uitgevoer vir
die eksperimentele punte wat op 28 000 vt. drukhoogte (243 mm
Hg) verkry is. 'n Tweedegraadse regressie is ook op die data
uitgevoer wat op 24 000 vt. drukhoogte (296 mm Hg) verkry is.

Die gemiddelde β tussen twee hoogtes x en x_0 is as funksie van
die diepte in die atmosfeer en afsnystyfheid:

$$\begin{aligned}\bar{\beta} &= \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \\ &= \frac{2(c_2 P_c + c_1) x + (b_2 P_c + b_1) + 2(c_2 P_c + c_1) x_0 + (b_2 P_c + b_1)}{2} \\ &= (c_2 P_c + c_1)(x + x_0) + b_2 P_c + b_1\end{aligned}$$

Deur middel van hierdie verband is die funksie, soos verkry uit
die regressie van die data op 24 000 vt. drukhoogte, gekorrigeer
na 28 000 vt. drukhoogte en grafies vergelyk met die funksie
soos verkry uit die data op 28 000 vt. drukhoogte. Die waardes
van c_2 en c_1 , b_2 en b_1 soos verkry vir die regressie van die
koëffisiënte a_2 en a_3 teen afsnystyfheid met weglating van die
punt by 14,23 GV, sowel as die waardes van die c 's en b 's vir die
tweedegraadse regressie van a_2 en a_3 teen afsnystyfheid, is op
dieselfde wyse getoets. Die β wat oor die hele afsnystyheidsge-
bied die regressielyn van die data op 24 000 vt. drukhoogte die
naaste aan die regressielyn van die data op 28 000 vt. druk-

hoogte getransformeer het, is as die beste transformasie beskou. Dit is gevind dat die waardes van b_1 , b_2 , c_1 en c_2 met weglating van die 14,23 GV punt die beste transformasie van die data gegee het.

TABEL 3.1

7,5 cm wasbedekte neutronbuis		
P_c (GV)	$a_2 \times 10^{+2}$	$a_3 \times 10^{+5}$
(3,07 $\pm$ 0,04)	(0,82 $\pm$ 0,04)	(0,15 $\pm$ 0,04)
(4,90 $\pm$ 0,03)	(0,76 $\pm$ 0,04)	(0,19 $\pm$ 0,04)
(7,25 $\pm$ 0,05)	(0,67 $\pm$ 0,09)	(0,26 $\pm$ 0,11)
(8,32 $\pm$ 0,06)	(0,62 $\pm$ 0,04)	(0,28 $\pm$ 0,05)
(11,67 $\pm$ 0,03)	(0,54 $\pm$ 0,11)	(0,34 $\pm$ 0,11)
12,5 cm wasbedekte neutronbuis		
(3,07 $\pm$ 0,04)	(0,83 $\pm$ 0,03)	(0,15 $\pm$ 0,04)
(4,90 $\pm$ 0,03)	(0,75 $\pm$ 0,06)	(0,19 $\pm$ 0,06)
(7,25 $\pm$ 0,05)	(0,66 $\pm$ 0,10)	(0,25 $\pm$ 0,13)
(8,32 $\pm$ 0,06)	(0,63 $\pm$ 0,08)	(0,26 $\pm$ 0,08)
(14,23 $\pm$ 0,02)	(0,58 $\pm$ 0,18)	(0,30 $\pm$ 0,14)

Die waardes van die koëffisiënte a_2 en a_3 by verskillende afsnystyfhede vir die 7,5 cm en 12,5 cm wasbedekte neutronbuise.

Met behulp van laasgenoemde wiskundige uitdrukking van β kan data op enige hoogte na enige ander hoogte by dieselfde afsny-

styfheid gekorrigeer word. Hierdie funksie is dus gebruik om die data vanaf 24 000 vt. en 30 000 vt. na 28 000 vt. en van 28 000 vt. drukhoogtes na seevlak te transformeer.

In tabel 3.1 is die verskillende waardes van a_2 en a_3 by die verskillende afsnystyfhede uiteengesit. Die funksies gebruik om a_2 en a_3 se afsnystyfhedsafhanklikheid te beskryf, was

$$a_2 = -(0,34 \pm 0,02) \times 10^{-3} P_c + (0,918 \pm 0,009) \times 10^{-2}$$

$$a_3 = (0,22 \pm 0,01) \times 10^{-6} P_c + (0,84 \pm 0,06) \times 10^{-6}$$

3.3 Bespreking van resultate

Die waarde van die barometerkoëffisiënt wat vir die neutronbuis te Sanae verkry is, is 3% hoër as die waarde vir die neutronmonitor by Sanae soos bereken deur Gründlingh {10}. Hierdie hoër waarde stem ooreen met die feit dat die gemiddelde energie van die deeltjies waarvoor die neutronbuis gevoelig is, laer is as die gemiddelde energie van die deeltjies waarvoor die neutronmonitor gevoelig is. Die deeltjies van lae energie sal meer beïnvloed word deur die verandering in atmosferiese dikte as die deeltjies van hoër energie, vandaar die hoër waarde.

Die verlope van β as 'n funksie van x toon goeie ooreenstemming met die verlope verkry deur Raubenheimer {12} vir die neutronbuis in 1969. By klein dieptes in die atmosfeer is die β vir 1971 effens groter as in 1969 vir beide 4,90 GV en 8,53 GV, wat ooreenstem met 'n harder spektrum in 1969 as in 1971 tydens die navorsingsvlugte. Dit blyk verder dat die β vir seevlak nagenoeg dieselfde is vir 1969 en 1971 en binne eksperimentele fout

dieselfde is vir al die afsnystyfhede waar hoogte-intensiteits-lesings geneem is. Dat dieselfde geld vir afsnystyfhede laer as 3,07 GV, blyk uit die waarde van die barometerkoëffisiënt vir die neutronbuis op Sanae, soos aangedui in figuur 3.1.

Die waarde van β neem toe met groter dieptes in die atmosfeer, as gevolg van die laer gemiddelde energie van die deeltjies diep in die atmosfeer in vergelyking met deeltjies op klein dieptes in die atmosfeer.

Die skerp toename in β met toenemende x by hoë afsnystyfhede in vergelyking met stadige toename in β met toenemende x by lae afsnystyfhede, is in teëstelling met die resultate soos verkry deur Fick {11}. E.g.resultate is egter in ooreenstemming met die verloop wat verwag sou word as die onderskeie energieë van die waargenome deeltjies by die verskillende afsnystyfhede in gedagte gehou word.

DIFFERENSIËLE TELINTENSITEIT VAN NEUTRONE OP SEEVLAK

4.1 Teoretiese agtergrond

Die differensiële intensiteit, of $\frac{dN(P, x, t)}{dP}$ speel 'n belangrike rol in die studie van die intensiteitsvariasies, soos later sal blyk.

Afgesien van statistiese en/of instrumentele fluktuasies moet die eksperimentele punte, van 'n breedtegraadsopname, van die teltempo N , 'n gladde verloop toon. Veral in die geval van die neutronbuis speel die statistiese fluktuasies 'n duidende rol. Vir die berekening van die differensiële intensiteit, moet dus 'n gladde kromme deur hierdie punte getrek word. Aangesien 'n handgetrekte kromme tot subjektiewe resultate kan lei, en daarby nie 'n reële maat vir die foute op hierdie kromme verkry kan word nie, is gebruik gemaak van 'n metode wat deur Van der Walt {14} ontwikkel en ook deur Raubenheimer {2} gebruik is. Hierdie metode is besonder geskik vir berekening met behulp van 'n rekenoutomaat.

'n Polinoomregressie van N teen P_c lewer probleme op. 'n Redelike hoë graad van passing is nodig om die klein kromtestraal by die knie van die breedtegraadsverloop, en die groter kromtestraal by hoër afsnystyfhede, te volg. Hoëgraadse passings veroorsaak egter klein slingeringe in die N teen P_c kromme by hoë afsnystyfhede, wat tot groot variasies in die verloop van $\frac{dN(P, x, t)}{dP}$ teen P sal lei.

Aangesien die verloop van $\ln N$ teen $\ln P_c$ geen infleksiepunte het nie, is 'n laegraadse polinoomregressie voldoende om die verloop te beskryf. Op vliegtuighoogtes lewer 'n tweedegraadse passing goeie resultate vir die verloop van $\ln N$ teen $\ln P_c$. Op seevlak egter, is die kromtestraal van die verloop by lae afsnystyfthede te klein in vergelyking met die kromtestraal by hoë afsnystyfthede, sodat 'n derdegraadse regressiekromme hier gebruik moet word. Aangesien

$$\frac{d \ln N}{dN} = \frac{1}{N}$$

en

$$\frac{d \ln P}{dP} = \frac{1}{P}$$

volg dat

$$\frac{dN(P, x, t)}{dP} = \left[\frac{N(P_c, x, t)}{P_c} \frac{d \ln N}{d \ln P_c} \right]_{P_c = P} \quad 4.1$$

Die differensiële intensiteit kan dan met behulp van 4.1 uit die tweede- of derdegraadse veelterme van $\ln N$ as funksie van $\ln P_c$ bereken word. Die fout op die differensiële intensiteit volg uit 'n Taylorreeksontwikkeling van die gepaste funksie, soos beskryf in die wiskundige bylaag van Raubenheimer {2}.

Eksperimentele waarnemings van $N(P_c)$ strek gewoonlik net tot by ongeveer 15 GV as gevolg van die beperkings wat die aarde se magneetveld op sodanige metings stel. Vir die berekening van $N(P_c, x, t)$ uit

$$N(P_c, x, t) = \int_{P_c}^{\infty} \frac{dN(P, x, t)}{dP} dP \quad 4.2$$

moet dus een of ander aanname van die verloop van $N(P_c)$ by afsny-

styfthede groter as 15 GV gemaak word. Volgens Webber en Quenby {15} kan die kromme van $\frac{dN(P, x, t)}{dP}$ teen P in die gebied van 10 GV tot 15 GV goed beskryf word deur 'n funksie van die vorm $AP^{-\gamma_1}$, sodat aanvaar kan word dat die verloop bo 15 GV beskryf kan word deur 'n funksie van die vorm $AP^{-\gamma_2}$, waar γ_2 as volg verkry kan word:

Indien sodanig genormaliseer word dat $N(15 \text{ GV}) = 100$, wat ook verder as standaard normalisasiemetode aanvaar sal word, volg dat

$$100 = \int_{15}^{\infty} AP^{-\gamma_2} dP \quad 4.3$$

Indien verder vereis word dat daar geen diskontinuiteit by 15 GV in die kromme van $\frac{dN}{dP}$ teen P ontstaan nie, moet ook geld dat

$$A \cdot 15^{-\gamma_2} = \left(\frac{dN}{dP}\right)_{15\text{GV}} \quad 4.4$$

waar

$$\left(\frac{dN}{dP}\right)_{15\text{GV}}$$

die eksperimentele waarde van die differensiële intensiteit by 15 GV is. Eliminasië van A uit vergelykings 4.3 en 4.4 lewer

$$\gamma_2 = 1 + 0,15 \left(\frac{dN}{dP}\right)_{15\text{GV}} \quad 4.5$$

Volgens Webber en Quenby verskil die waardes van γ_1 (soos uit eksperimentele data bepaal) en γ_2 (soos volg uit 4.5) baie min van mekaar. 'n Klein aanpassing van γ_1 en $\left(\frac{dN}{dP}\right)_{15\text{GV}}$ is nodig om kontinuïteit in die verloop van $\frac{d^2N}{dP^2}$ teen P te verseker.

Vir die metode waarop die differensiële intensiteite in hierdie

studie bereken is, kan vergelyking 4.5 veralgemeen word:

$$\begin{aligned}\gamma_2 &= 1 + \frac{15}{100} \left(\frac{dN}{dP} \right)_{15GV} \\ &= 1 + \frac{15}{100} \cdot \frac{100}{15} \left(\frac{d \ln N}{d \ln P} \right)_{15GV}\end{aligned}$$

soos volg uit 4.1, en genormaliseer sodat $N(15GV) = 100$.

$$\therefore \gamma_2 = 1 + \left(\frac{d \ln N}{d \ln P} \right)_{15GV} \quad 4.6$$

γ_2 is dus onafhanklik van die normalisasietode, en word eenduidig bepaal deur die passing van $\ln N$ teen $\ln P$.

Die konstante A volg uit

$$\begin{aligned}A &= \left(\frac{d \ln N}{d \ln P} \right)_{15GV} \cdot \frac{N}{15} \cdot 15^{\gamma_2} \\ &= \left(\frac{d \ln N}{d \ln P} \right)_{15GV} \cdot N \cdot 15^{\gamma_2 - 1}\end{aligned}$$

vir 'n styfheid van 15 GV. A is dus wel afhanglik van die normalisasietode, aangesien N in die uitdrukking voorkom.

Die teltempo N as funksie van die afsnystyfheid volg dus uit:

$$N(P_c, x, t) = \int_{P_c}^{15} \frac{dN}{dP} dP + \int_{15}^{\infty} A P^{-\gamma_2} dP$$

4.2 Dataverwerking

Van die metode, soos beskryf in voorafgaande, is gebruik gemaak om die differensiële intensiteit vanuit die resultate van die navorsingsvlugte te bereken. Deur implementering van die resultate in Hoofstuk 3 is die differensiële intensiteit op seevlak

bepaal.

Gedurende die 1971-vlugte het 'n klein daling in die primêre intensiteit van kosmiese strale plaasgevind, soos geblyk het uit die teltempo's van vaste neutronmonitors ($\sim 1,5\%$ by 1,02 GV op seevlak). Hierdie verandering in intensiteit kon dus moontlik 'n invloed op die verloop van N teen P_c hê, en gevolglik ook 'n invloed op die verloop van $\frac{dN}{dP}$ teen P . Alhoewel die tegniese diskontinuiteite so goed moontlik verwyder is, kan daar nog 'n klein mate van onsekerheid in die data bestaan. As gevolg van hierdie onsekerheid, is besluit om die breedtegraadsopname van die vorige navorsingsvlugte ook te gebruik, om sodoende die onsekerheid in die verloop van $\frac{dN}{dP}$ teen P te verminder.

As gevolg van die groot aantal datapunte op die gebied tussen 1,7 GV en 14 GV, is klasintervalle met grootte 0,04 op logaritmiese skaal geneem en die gemiddelde teltempo bereken op elke interval. Die middelpunt van die interval is as swaartepunt van die interval gebruik.

Die differensiële intensiteitsverlope vir al die jare (1964, 1966, 1969 en 1971) se navorsingsvlugte is eers vir die data op 30 000 vt. drukhoogte bepaal, aangesien al die vlugte se data op hierdie hoogte beskikbaar was en aangesien 'n noukeuriger beoordeling van die data op 30 000 vt., in vergelyking met die data op seevlak, gemaak kon word as gevolg van die hoë teltempo's.

Deur middel van modulasiefunksies, (bespreking van modulasieteorie volg later) soos bereken deur Stoker e.m. {16}, is die verskillende jare se verlope teruggewerk na die sonstiltetydperk in Mei 1965.

Die differensiële intensiteite vir die vier breedtegraadsopnames vir die 1,25, 7,5 en 12,5 cm wasbedekte neutronbuis, is in figuur 4.1 afgebeeld. Aangesien die breedtegraadsopnames in 1964

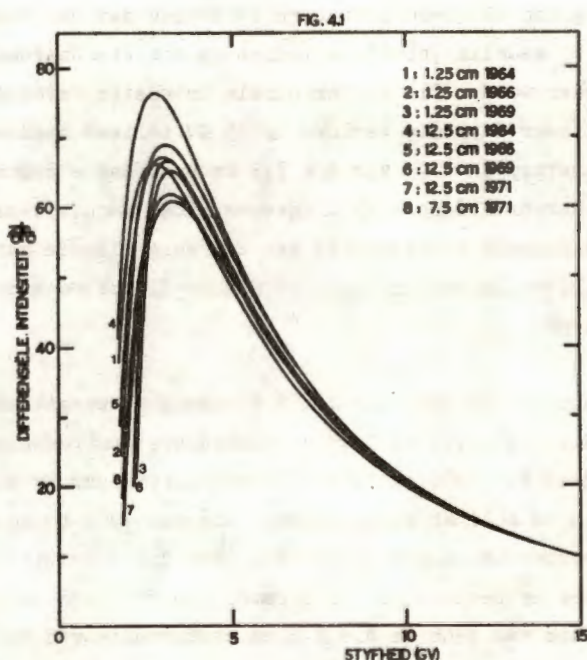


Fig. 4.1: Die differensiële intensiteit, dN/dP as funksie van die styfheid, P , vir die verskillende jare op 30 000 vt. drukhoogte, herlei na 1965.

en 1966 net tot by 12 GV gedoen is, het die ekstrapolasie van die differensiële intensiteite na 15 GV van hierdie jare 'n mate van onsekerheid bevat. Die vlugte in 1969 en 1971 met data tot by 13,9 GV het 'n meer betroubare ekstrapolasie gelever. Daar is ook gevind (Stoker e.m. {16}) dat die modulasiefunksie vir 1969 nie met funksies van dieselfde vorm as dié van 1964 en 1966

beskryf kan word nie. Verder het die 12,5 cm wasbedekte neutronbuis in 1966 probleme gelewer, sodat die data van hierdie neutronbuis slegs tot by 5 GV afsnystyfheid beskikbaar was.

As gevolg van al hierdie faktore is gevind dat die verlope van $\frac{dN}{dP}$ teen P_c redelik 'bont' lê indien op die standaardmetode genormaliseer word. Die differensiële intensiteitsverlope is hernormaliseer deur die verlope by 15 GV te laat saamval op die $\frac{dN}{dP}$ soos verkry in 1971 vir die 7,5 cm wasbedekte neutronbuis. Hierdie hernormalisasie is uitgevoer bloot om die verlope van die verskillende neutronbuise van die verskillende jare te vergelyk. Vir alle verdere werk is nog op die standaardmetode genormaliseer.

Uit figuur 4.1 is dit duidelik dat daar geen wesentlike verskil tussen die 1,25, 7,5 en 12,5 cm wasbedekte neutronbuis is nie. Die krommes vir 1966 en 1969 lê taamlik bymekaar by die maksimum van $\frac{dN}{dP}$ en na hoër styfhede, terwyl dié van 1964 bo en onder die ander verlope lê na hoër styfhede. Met die uitsluiting van 1964 se krommes is besluit om die krommes van die 1,25 cm wasbedekte neutronbuis van 1966 en die 7,5 cm neutronbuis van 1971 in die verdere werk te gebruik. Hierdie twee krommes het baie dieselfde vorm, en kan as twee grense van die werklike differensiële intensiteitsverloop beskou word.

Deur gebruik te maak van die $\bar{\beta}(P_c, x)$ soos bereken in hoofstuk 3, is die teltempo van die gekose neutronbuis, gemiddeldes oor logaritmiese intervalle, na seevlak getransformeer.

'n Derdegraadse veelterm is op $\ln N$ (seevlak) teen $\ln P_c$ gepas, waaruit die differensiële intensiteite vir seevlak vir die neutronbuis bereken kon word. Hierdie resultate is in figuur 4.2

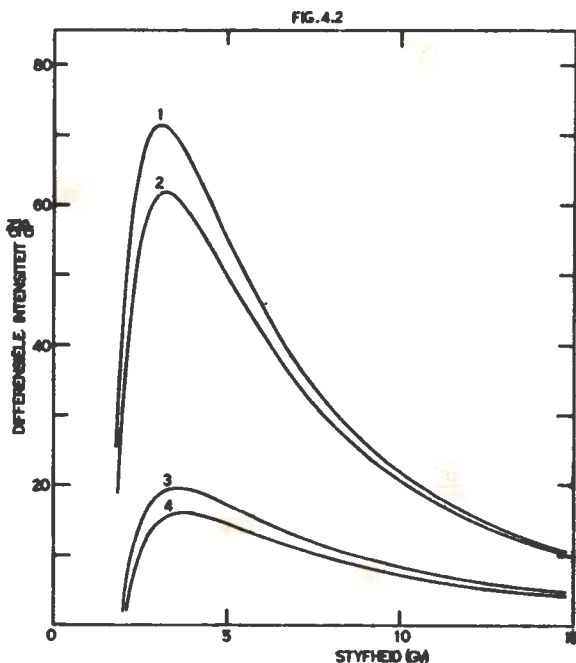


Fig. 4.2: Differensiële intensiteite as funksie van styfheid op twee verskillende hoogtes, herlei na 1965.

- 1 - 1,25 cm, 1966, 30 000 vt. drukhoogte.
- 2 - 7,5 cm, 1971, 30 000 vt. drukhoogte.
- 3 - 1,25 cm, 1966, seevlak.
- 4 - 7,5 cm, 1971, seevlak.

aangedui saam met die ooreenkomstige verlope op 30 000 vt. drukhoogte, genormaliseer volgens die standaardmetode.

Die waardes van A en γ is bereken op die wyse deur Webber en Quenby voorgestel. Die waardes van γ vir seespieël was $(1,69 \pm 0,07)$ en $(1,60 \pm 0,05)$ vir 1966 en 1971 onderskeidelik. Die juistheid

van die aanname van Webber en Quenby, dat die waarde van γ tussen 10 en 15 GV baie ooreenstem met dié bereken by 15 GV, is nagegaan en dit is gevind dat daar 'n redelike groot verskil is. Die waardes vir die 7,5 cm buis tussen 10 en 15 GV wissel van 1,26 tot 1,38 in vergelyking met die waarde van 1,60 soos uit vergelyking 4.5 verkry. Die konstante A vir die twee gevalle is as 453 en 311 verkry.

In figuur 4.3 word die differensiële intensiteit op seevlak soos vir die neutronmonitor verkry (vanaf data van Carmichael e.m. {17}), vergelyk met dié van die neutronbuis.

4.3 Bespreking van resultate

Soos uit figuur 4.3 blyk, is die differensiële intensiteitsverloop van die neutronbuis 'n aansienlike skerper funksie as dié van die neutronmonitor. Die fout op hierdie verlope is ook aangedui in figuur 4.3, wat duidelik toon dat dit nie bloot net binne die foutgrense verskil nie. Hierdie skerper verloop is weer eens te wagte as die energiebereik van die neutronbuis in vergelyking met die monitor in gedagte gehou word.

Uit die navorsingsvlugte kon dus tot 'n betroubare differensiële intensiteitsverloop gekom word. Die enigste probleem by hierdie verlope is nog die normalisasietegniek, wat moontlik verbeter kan word deur in die middelstyfheidsgebied te normaliseer waar meer datapunte beskikbaar was.

Die waarde van γ wat as algemeen vir neutronmonitors op seevlak aanvaar word, is 1,57, soos bereken uit vergelyking 4.5. Die waardes van 1,69 en 1,60 is dus in ooreenstemming met die sker-

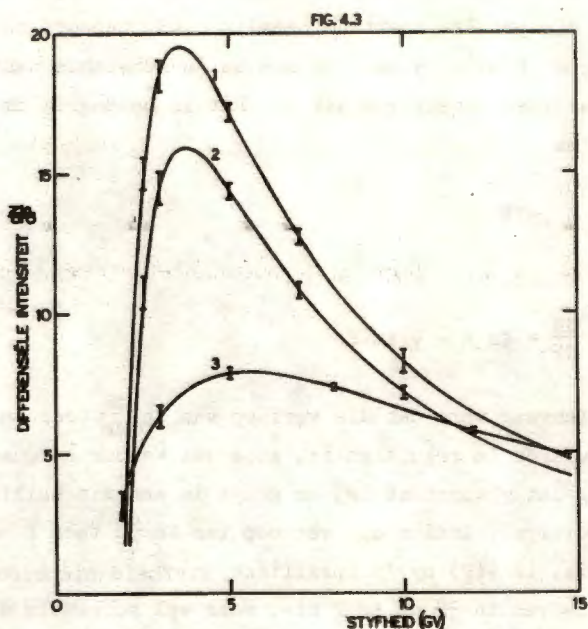


Fig. 4.3: Die differensiële intensiteite van die neutronbuis in vergelyking met die neutronmonitor, op seevlak.

1 en 2 - neutronbuis

3 - neutronmonitor, soos afgelei vanaf die data van Carmichael van Mei 1965.

per verloop van die differensiële intensiteite vir die neutronbuis.

Die bestaan van 'n diskontinuititeit in die verloop van $\frac{d^2N}{dp^2}$ teen P is 'n punt waarop verdere ondersoek ingestel kan word. Dit is redelik om te aanvaar dat die modulاسie van die sekondêre nu-

kleone net tot by 'n sekere styfheid plaasvind, waarbo die helling van die differensiële intensiteitsverloop dieselfde as dié van die primêre spektrum naamlik 2,65, behoort te wees (Keith e.m. {18}). γ kan dus nie as 'n konstante aanvaar word nie, maar veel eerder $\gamma = \gamma(P)$. Dit is belangrik om daarop te let dat as

$$\frac{dN}{dP} = AP^{-\gamma}$$

dan is

$$\ln \frac{dN}{dP} = \ln A - \gamma \ln P \quad 4.7$$

Indien aanvaar word dat die verloop van $\ln \frac{dN}{dP}$ teen $\ln P$ bo 'n sekere waarde 'n reguitlyn is, soos wat Webber en Quenby aanvaar, dan volg dat γ konstant is, en gelyk is aan die helling van hierdie reguitlyn. Indien die verloop van $\ln \frac{dN}{dP}$ teen P egter nie-lineêr is, is $\gamma(P)$ by 'n spesifieke styfheid nie bloot die afgeleide van $\ln \frac{dN}{dP}$ na $\ln P$ nie, maar wel soos volg uit 4.7:

$$\gamma(P) = \frac{\ln A - \ln \frac{dN}{dP}}{\ln P}$$

Aangesien die ondersoek na die vorm van die funksie $\gamma(P)$ weer 'n studie op sy eie is, is nie verder hierop ingegaan nie.

KWANTITATIEWE ONDERSOEK NA DIE INTENSITEITSVARIASIES

5.1 Intensiteitsvariasies en die modulasieteorie

Intensiteitsvariasies van kosmiese strale, kan hoofsaaklik in twee groepe geklassifiseer word, naamlik korttermynvariasies (van die orde van ure, dae of enkele weke) en langtermynvariasies (van die orde van jare). Teoreties word die meeste van die variasies met behulp van die konveksiediffusiemodel van Parker {19} verklaar. Volgens hierdie model is die aarde geleë in die sogenaamde interplanetêre ruimte van die son. In hierdie ruimte beweeg die sonwind radiaal uitwaarts vanaf die son, en daarmee saam word die magneetveldlyne van die son meegesleur. Die veldlyne is egter nog geanker op die oppervlak van die son. As gevolg van digtheidsfluktuasies in die sonwind en aktiwiteitsverandering op die oppervlak van die son en sy korona word onreëlmatighede in die sonwind veroorsaak, wat tot knakke en onreëlmatighede in die veldlyne aanleiding gee. Volgens hierdie model van Parker word galaktiese kosmiese strale met styfheid $\leq 100 - 500$ GV deur die sonwind as gevolg van hierdie onreëlmatighede verstrooi en kan die aarde alleen bereik deur 'n proses van diffusie. Die diffusiekoëffisiënt en grootte van die sonwindruimte is afhanklik van die aktiwiteit op die sonoppervlak, en bepaal die afname in intensiteit van galaktiese deeltjies van 'n bepaalde energie of styfheid, wat by die aarde waargeneem word. Wisselinge in die sonwindruimte sal dus ook wisselinge in die primêre intensiteit van kosmiese strale veroorsaak.

5.2 Bespreking van die intensiteitsvariasies

5.2.1 Langtermynvariasies

Dit is bekend dat die son 'n duidelike elfjarige aktiwiteitssiklus ondergaan. Tegelyk hiermee sal die geaardheid van die sonwindruimte ook verander, met die direkte gevolg dat die intensiteit van kosmiese strale by die aarde 'n teenfasige elfjarige variasie vertoon. Die minimum en maksimum intensiteit van kosmiese strale val nie saam met die maksimum en minimum in sonaktiwiteit nie, maar kom 'n tydperk ná minimum en maksimum sonaktiwiteit voor. Hierdie variasie in primêre intensiteit het in die tydperk 1952/3 tot 1965 'n grootte van 25% in neutronmonitorteltempo's by lae styfhede tot gevolg gehad. In verskeie studies (Stoker e.m. {16}, Mathews e.m. {20}) is die styfheidsafhanklikheid van hierdie variasie nagegaan. Oor die vorm van hierdie funksie sal later meer gesê word.

5.2.2 27-daagse variasies

Die gemiddelde rotasietydperk van die son om sy eie as is 27 dae (~ 30 dae by die pole en 25 dae by die ewenaar). Dit neem dus ongeveer 27 dae vandat 'n uitbarsting aan die voorkant van die son voorgekom het, voordat hierdie aktiewe gebied weer aan die voorkant sal verskyn. Hiermee saam verander ook die aard van die sonwind in 'n sekere rigting ten opsigte van die son en gevolglik die intensiteit van kosmiese strale. Die amplitude van hierdie variasie is baie klein gedurende tydperke van lae sonaktiwiteit, en bereik groottes van $\sim 6\%$ by hoë aktiwiteit volgens L. Dorman {21}. Die styfheidsafhanklikheid van hierdie variasie is volgens Dorman van die vorm

$$\frac{\Delta J}{J} = AP^{\beta}$$

waar

$$\beta \sim -1,0$$

en waar ΔJ die amplitude van die 27-daagse verandering is vir primêre deeltjies met 'n styfheid P .

In hierdie studie is nie gepoog om die gevoeligheid van die neutronbuis vir die 27-daagse variasie na te gaan nie, hoofsaaklik vanwege tydsgebrek. Indien 'n groot aantal 27-daagse siklusse saamgestel word, behoort 'n redelike noukeurige resultaat verkry kan word ten spyte van die lae teltempo van die neutronbuis.

5.2.3 Daaglikse variasies

Daaglikse variasies in intensiteit ontstaan as gevolg van die rotasie van die aarde om sy eie as. Die styfheidsafhanklikheid van hierdie variasie kan ook beskryf word deur 'n funksie van die vorm

$$\frac{\Delta J}{J} = AP^{\beta}$$

5.1

waar $\beta \sim 0,2$ tot $0,4$, met geen korrelasie ten opsigte van son-aktiwiteit nie (Humble {22}).

Ook vir hierdie variasie kan 'n groot aantal dae se ooreenstemmende uurlesings saamgestel word om sodoende tot 'n noukeurige resultaat te kom, selfs vir die lae teltempo van die neutronbuis. Hierdie variasie is egter ook nie in hierdie studie ondersoek nie.

5.2.4 Forbush-afnames

Tydens 'n groot sonuitbarsting word die digtheid van die sonwind radikaal verhoog en sterk magneetvelde is in die voortstuwende plasma aanwesig. Wanneer die front van hierdie plasma die aarde bereik, word die kosmiese strale gedeeltelik teruggevee met gevolglike skerp afname in die intensiteit op die aarde. Dit duur redelik lank ($\sim 6 - 20$ dae) vir die sonwind om terug te keer na 'n ewewigtige toestand, waartydens die intensiteit ook nagenoeg na sy vorige vlak terugkeer.

Vir die vorm van die funksie wat die styfheidsafhanklikheid van hierdie afnames beskryf, is reeds uiteenlopende resultate verkry. Sommige navorsers vind dat die funksie vir die teruglopende deel van die Forbush-afname in ooreenstemming is met dié van die elfjarige modulasie byvoorbeeld Mathews e.m. {20}, terwyl ander 'n duidelike verskil in die vorms van die funksies gevind het (Lockwood e.m. {23}). Die skerp afname kan nie direk deur toepassing van die konveksie-diffusieteorie beskryf word nie, aangesien die teorie uitgaan van 'n kwasi-stasionêre toestand in die interplanetêre ruimte, terwyl die skerp verandering in intensiteit juis plaasvind wanneer die toestand gestoord is. Gedurende hierdie afname is daar ook anisotropië teenwoordig, wat die vergelyking van teltempo's by verskillende monitors bemoeilik.

Die vergelyking tussen die neutronbuis en die neutronmonitor is toegespits op hierdie afnames hoofsaaklik omrede die groot intensiteitsverandering met 'n teruglooptyd van dae en die aantal van hierdie afnames. Die groottes van die afnames in 1971/2 wissel van 2% tot soveel as 25% by lae styfhede.

5.2.5 Sonvlamtoenames

Hierdie intensiteitsverandering vind plaas wanneer deeltjies vanaf die oppervlak van die son tydens 'n uitbarsting sodanig versnel word, dat hulle die oppervlak van die aarde bereik. Hierdie toenames word nie met dieselfde amplitude by monitors van dieselfde afsnystyfhed waargeneem nie, omdat dit afhang van die trefgebied van die stroom deeltjies. Die toename bereik 'n maksimum binne enkele ure, waarna dit min of meer eksponensieel herstel na die vorige registrasievlak, of waarna 'n Forbush-afname plaasvind. Die sonvlam op 2 September 1971 het 'n oplooptyd van ~ 3 uur gehad en 'n hersteltyd van ~ 8 uur (figuur 5.1).

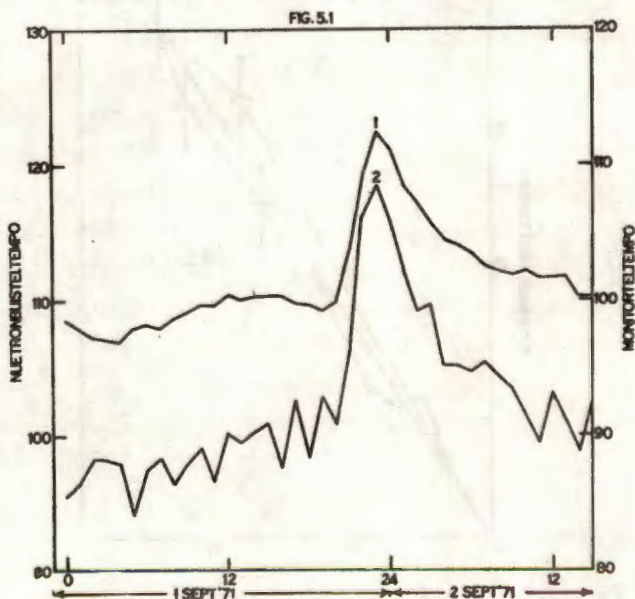


Fig. 5.1: Die sonvlamtoename op 1 en 2 September 1971.
1 - neutronmonitor, 2 - neutronbuis.

Die sonvlamtoenames is sterker styfheidsafhanklik as Forbush-afnames en hierdie styfheidsafhanklikheid sal afhang van die

deeltjies wat van die son afkomstig is.

Aangesien die styfheidafhanklikheid van 'n sonvlam onseker is en slegs een sonvlamtoename gedurende die registrasietydperk van die neutronbuis plaasgevind het, is dit nie moontlik om uitpraak te lever aangaande die gevoeligheid van die neutronbuis in vergelyking met die monitor nie. Die teltempo's van die twee apparate ten opsigte van mekaar is in figuur 5.1 vir die sonvlam van 2 September 1971 uitgesit. Om die tydsverloop van die toename te illustreer is ook die opvolging van die uurlikse teltempo's in figuur 5.2 aangedui. Dit blyk dat die op- en terug-

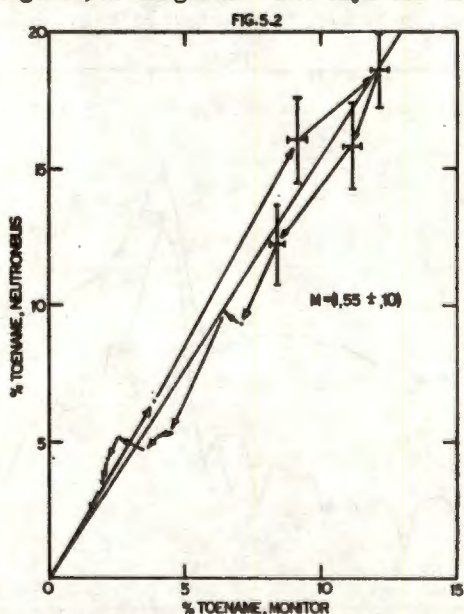


Fig. 5.2: Die fraksionele toename van die neutronbuis in vergelyking met die monitor gedurende die sonvlamtoename op 1 en 2 September 1971.

lopende dele albei binne noukeurigheidsgrense dieselfde reguit lyn volg. Hierdie resultaat word in afdeling 6.1.4 bespreek.

5.3 Metode van ondersoek na intensiteitsvariasies

As resultaat van die konveksie-diffusieteorie volg dat die intensiteite van twee tydperke soos volg van mekaar afhang:

$$J(P, t_2) = J(P, t_1) e^{-M/\beta} \quad 5.2$$

waar

$$M = \frac{\eta(t_2)}{K_2(P, t_2)} - \frac{\eta(t_1)}{K_2(P, t_1)}$$

die modulasiefunksie is, met $\beta = \frac{v}{c}$, v die snelheid van die deeltjies, en $\eta(t)$ die modulasieparameter. $J(P, t)$ is die primêre differensiële intensiteitsspektrum. $K_2(P, t)$ is die styfheidsafhanklike term van die diffusiekoëffisiënt [12].

Indien aanvaar word dat

$$M = \frac{\Delta\eta}{P^\alpha(t)}$$

en nog verder dat α nie 'n funksie van die tyd is nie, dan is

$$M = \frac{\Delta\eta}{P^\alpha} \quad 5.3$$

waar

$$\Delta\eta = \eta(t_2) - \eta(t_1)$$

Ook is

$$S(x, P) J(P, t) = \frac{dN(P, x, t)}{dP} \quad 5.4$$

Die opbrengsfunksie $S(P, x)$ is nie afhanklik van die tyd nie, sodat 5.2 geskryf kan word as

$$\frac{dN(P, x, t_2)}{dP} = \frac{dN(P, x, t_1)}{dP} e^{-M/\beta} \quad 5.5$$

en dus

$$M = -\beta \ln \frac{dN(P, x, t_2)/dP}{dN(P, x, t_1)/dP}$$

Gewoonlik word as referensietydperk die tydperk van maksimum kosmiese straalintensiteit in Mei 1965 geneem, en $\beta \approx 1$ vir primêre deeltjies wat op grondvlak geregistreer word. Vir die breedtegraadsopnames onderneem tydens die navorsingsvlugte, geld mede uit die teltempo's van vaste neutronmonitors:

$$M_{1964/65} = \frac{0,37}{P}$$

$$M_{1966/65} = \frac{0,49}{P}$$

$$M_{1969/65} = \frac{6,1}{P^{1,6}}$$

of

$$= \frac{0,9}{P} + \frac{4,0}{P^2}$$

en

$$M_{1971/65} = \frac{0,52}{P}$$

waar die alternatiewe funksie vir 1969/65 die resultate van vaste neutronmonitors beter weergee.

Van hierdie modulasiefunksies is in afdeling 4.2 gebruik gemaak om die differensiële intensiteite van die verskillende jare na 1965 te demoduleer.

Vir kontinue registrasie, kan die fraksionele afname in teltempo op 'n bepaalde tydstip gegee word in terme van 'n modulasiefunksie, waar

$$\frac{N_0 - N}{N_0} = \frac{1}{N_0} \left\{ \int_{P_c}^{\infty} \frac{dN_0}{dP} dP - \int_{P_c}^{\infty} \frac{dN_0}{dP} e^{-M/\beta} dP \right\}$$

$$\therefore \frac{\Delta N}{N_0} = \frac{1}{N_0} \int_{P_c}^{\infty} \frac{dN_0}{dP} (1 - e^{-M/\beta}) dP \quad 5.6$$

Vir 'n bekende vorm van die modulasiefunksie M , kan dus uit die eksperimentele waarnemings 'n waarde van Δn bepaal word vir 'n spesifieke tyd ten opsigte van 1965, by 'n afsnystyfheid P_c , indien die funksionele verloop van die differensiële intensiteit met styfheid by daardie diepte in die atmosfeer vir 1965 bekend is.

5.4 Dataverwerking

In hierdie afdeling word die resultate van hoofstuk 4 (dit is vanuit die navorsingsvlugte) en die eksperimentele waarnemings van die registrasietydperk op Sanae bymekaar gebring. Die metode wat hier gevolg word, is basies dieselfde as wat Mathews e.m. {20} gebruik het om die modulasiefunksies van Forbush-afnames en dié van die elfjarige variasie te vergelyk.

Uit laasgenoemde se studie het geblyk dat daar vir die terugloopgedeelte van die Forbush-afname geen wesentlike verskil in die modulasiefunksie is van dié van die elfjarige variasie nie. Aangesien daar egter meningsverskil tussen navorsers aangaande die modulasiefunksies vir die Forbush-afnames bestaan, is besluit om die funksies vir elke Forbush-afname te kontroleer, veral ten opsigte van die waarde van α in

$$M = \frac{\Delta n}{P^\alpha}$$

Die probleem by hierdie kontrolering was egter 'n tekort aan data in dié sin dat die meeste neutronmonitors se data slegs tot

ongeveer April 1972 beskikbaar was. Die data van die neutronbuis en -monitor te Sanae, was beskikbaar tot aan die einde van Augustus 1972. Die enigste beskikbare data waarmee 'n kontrole uitgevoer kon word, was Kiel (9-NM-64), Hermanus (3-NM-64), Potchefstroom (15 IGJ) en Huancayo (IGJ), by 2,29 GV, 4,90 GV, 7,30 GV en 13,45 GV onderskeidelik. Dit is verkieslik dat stasies gebruik word wat verteenwoordigend is van die hele styfheidsgebied van die breedtegraadsknie tot by 15 GV, maar in hierdie geval was dit dus nie moontlik nie.

Uit die breedtegraadsopname van Carmichael e.m. {17} in 1965 en die ekstrapolering na die korrekte stasiehoogte, kon die differensiële intensiteitsverlope vir die verskillende stasies bereken word, waaruit die fraksionele afnames dan volg uit vergelyking 5.6 vir verskillende $\Delta\eta$. Hierdie fraksionele afnames is uit berekeninge van Stoker {24} verkry. Vir die neutronbuis is van die twee differensiële intensiteitsverlope, soos in hoofstuk 4 verkry, gebruik gemaak en hierdie fraksionele afnames is saam met dié van die vaste neutronmonitorstasies in figuur 5.3 aangedui, vir 'n waarde van α gelyk aan 1, en in figuur 5.4 vir 'n waarde van $\alpha = 0,7$.

In al die breedtegraadswerk is van vertikale afsnystyfhede gebruik gemaak, aangesien Shea en Smart {25} aangetoon het dat by hoë afsnystyfhede op seevlak die werklike effektiewe afsnystyfhede, as gemiddelde oor alle rigtings, slegs 'n paar tiendes GV van die effektiewe vertikale afsnystyfheid verskil, terwyl by lae afsnystyfhede geen verskil gevind is nie.

Gross-transformasies van die teltempo's is ook nie uitgevoer nie, aangesien die $\beta(P_e, x)$ in die Gross-transformasie baie swak afhanklik van die tyd is, met ander woorde die alrigtingintensiteit

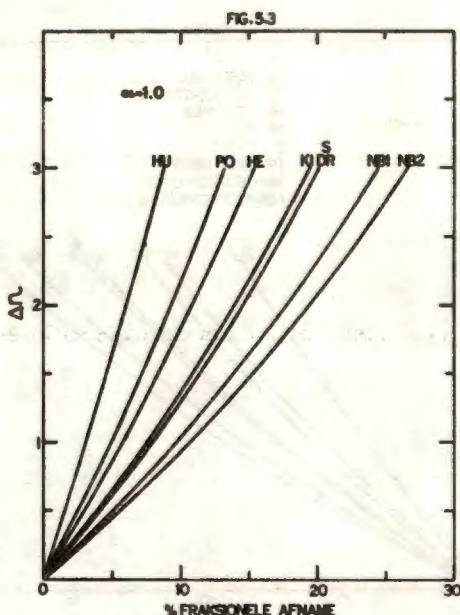


Fig. 5.3: Persentasie fraksionele afname van verskeie neutronmonitors as funksie van Δn , vir $\alpha = 1,0$.
 HU - Huancayo, PO - Potchefstroom, HE - Hermanus,
 KI - Kiel, S - Sanae, DR - Deep River, NB1 - Neutron-
 buis vanaf 1971-data, NB2 - Neutronbuis vanaf 1966-data.

is tot 'n goeie benadering nie-veranderlik met betrekking tot die vertikale intensiteit.

Die gemiddelde teltempo's van die gekose monitors gedurende Mei 1965 (kosmiese straalmaksimum) is op verskillende wyses verkry. Die waardes vir Kiel en Huancayo is verkry deur die gemiddelde teltempo vir Mei 1965 vanaf die beskikbare data te bereken.

Die waarde vir die Sanae-monitor kon nie op hierdie wyse bereken word nie. Dié neutronmonitor is in 1966, 1969 en 1971 verhoog as gevolg van sneeu-akkumulasie, wat vlakverskuiwings in

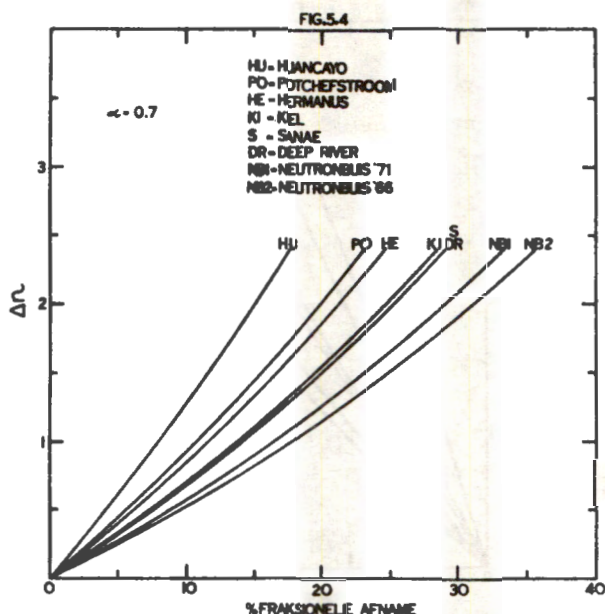


Fig. 5.4: Persentasie fraksionele afname as funksie van Δn , vir $\alpha = 0,7$.

die data tot gevolg gehad het. 'n Waarde vir Sanae vir Mei 1965 is so realisties moontlik gekies, waarna 'n regressie van die verandering in teltempo van Sanae teen die verandering in teltempo van Deep River (48-NM-64) vir die tydperk 1 Mei - 31 Desember 1971 gedoen is. Die gekose waarde van Sanae vir 1965 is aangepas totdat die regressielyn deur die oorsprong gegaan het. Die 1965-waarde vir Deep River is ook uit die databulletins verkry. Dieselfde prosedure as vir die monitor is vir die neutronbuis gevolg, asook vir die monitor op Potchefstroom, aangesien hierdie monitor slegs sedert Mei 1971 registreer. Die waarde vir Hermanus is verkry uit databulletins, met die nodige korreksies vir verandering in dooie tyd van die registrasie-apparaat

en verandering in afsnystyfhed van die stasie volgens Shea {26}.

Die 1965-waarde vir die verskillende apparate is belangrik in die sin dat dit 'n invloed op die helling van 'n regressielyn uitoefen wanneer so 'n regressie op die fraksionele afnames van twee stasies ten opsigte van mekaar uitgevoer word. Dit volg uit

$$\frac{N_o^a - N_e^a}{N_o^a} = m \frac{N_o^b - N_e^b}{N_o^b} \quad 5.7$$

waar m die helling van die reguit lyn is, N_o^a en N_o^b die 1965-waardes vir die twee stasies is, en N_e^a en N_e^b die teltempo's van die twee stasies op 'n spesifieke tydstip is. Indien N_o^b met 'n getal k vermenigvuldig word, word vergelyking 5.7:

$$\frac{N_o^a - N_e^a}{N_o^a} = m \frac{kN_o^b - N_e^b}{kN_o^b}$$

wat beteken dat die helling nou met 'n faktor k groter geword het. Die Mei 1965-waardes kon tot beter as 1% bepaal word sodat die fout op die hellings hierdeur klein is.

Die fraksionele afnames vir die neutronbuis en neutronmonitor is teen mekaar uitgesit vir die volle registrasietydperk van die neutronbuis om langtermynveranderinge te vergelyk. Vir die tydperk 1 Februarie 1972 tot 31 Augustus 1972 moes 'n ander waarde vir die Mei 1965 teltempo van die neutronbuis gebruik word, aangesien die opstelling aan die einde van Januarie 1972 verhoog is. Hierdie waarde is gevind deur die gemiddelde verhouding van die monitor ten opsigte van die neutronbuis vir die twee periodes van registrasie te bereken en met behulp hiervan die korrekte waarde

vir 1972 uit te werk.

Daaglikse gemiddelde fraksionele afnames van beide apparate is bereken en teen mekaar uitgesit, maar aangesien dit nog tot 'n groot aantal punte met groot spreiding aanleiding gegee het, is ook geweegde gemiddeldes op albei asse oor intervalle van 0,25% bereken. Al die punte, sowel as geweegde punte in klasintervalle is gebruik in die regressie-analises. In tabel 5.1 is hierdie resultate weergegee, asook die resultate van Sanae-neutronmonitor teen Deep River vir die tydperk 1 Mei 1971 tot 31 Desember 1971. Die hellings van die berekende reguitlyne vanuit figure 5.3 en 5.4 vir die ooreenkomstige verandering in Δn is ook in die tabel uiteengesit.

Die registrasievlakke van die monitors direk voor 'n Forbush-afname bepaal ook duidend wat die helling van 'n lyn deur die punte van die fraksionele afnames van die twee stasies sal wees. Uit figuur 5.3 blyk duidelik dat die fraksionele afnames vir 'n verandering in Δn van 0 tot 1,0 nie dieselfde is as vir 'n verandering in Δn van 1,0 na 2,0 nie. Die modulasie van 'n Forbush-afname is gesuperponeer op 'n bestaande waarde van die elfjarige modulasie op 'n sekere tydstip en kan voorgestel word deur

$$\frac{dN}{dP}(\text{Forbush}) = \left(\frac{dN}{dP} \right)_0 e^{-\Delta p/P^\alpha(\text{ewewig})} e^{-\Delta E/P^\alpha(\text{Forbush})} \quad 5.8$$

waar die term in hakies die registrasievlak direk voor die gebeurtenis gee. Aangesien die langtermynmodulasie in 1971 weer tot 'n modulasiefunksie $M \propto P^{-1}$ (kyk afdeling 5.3) teruggekeer het, is $\alpha(\text{ewewig}) = 1,0$ geneem. Die modulasiefunksie vir 'n Forbush-afname is dus

TABEL 5.1

Langtermynverandering

 $\Delta n: 0,15 - 1,2$

	Sanae Neutronmonitor teen Deep River	Neutronbuis teen Deep River	Neutronbuis teen Sanae monitor
Eksperimenteel (klasintervalle)	$(0,98 \pm 0,02)$	$(1,18 \pm 0,01)$	$(1,05 \pm 0,01)$
Eksperimenteel (gewoon)	$(0,98 \pm 0,03)$	$(1,18 \pm 0,04)$	$(1,05 \pm 0,03)$
Teoreties ($dN/dP: 1971$)	1,00	1,21	1,21
Teoreties ($dN/dP: 1966$)	1,00	1,31	1,31
Korrelasie koëfft. (klasint.)	0,979	0,993	0,980
Korrelasie koëfft. (gewoon)	0,930	0,875	0,930

Regressiekoëffisiënte van die langtermynveranderinge vir Deep River, Sanae monitor en die neutronbuis ten opsigte van mekaar, vir albei die regressiemetodes. Teoretiese waardes soos bereken vanaf die differensiële intensiteit van 1966 en 1971 vir die neutronbuis word aangegee.

$$M = \frac{\Delta \xi}{P} + \frac{\Delta \xi}{P^\alpha} \text{ (Forbush)} \quad 5.9$$

Indien vir Forbush-afnames sou geld dat α (Forbush) ook die waarde 1,0 aanneem, reduseer 5.9 tot

$$M = \frac{\Delta p + \Delta \xi}{P} \quad 5.10$$

sodat die helling van die lyn deur die punte van twee stasies teen mekaar bereken moet word vir 'n verandering in $\Delta \eta$ van Δp tot $(\Delta p + \Delta \xi)$. Hierdie waardes van $\Delta \eta$ word in tabel 5.2 aangegee.

Indien α (Forbush) egter 'n ander waarde as 1,0 sou hê, moet die fraksionele veranderinge tydens die Forbush-afname, vir verskillende $\Delta \xi$, bereken word, uitgaande van die $\frac{dN}{dP}$'s by die Δp net voor die afname begin, en nie uitgaande van $\frac{dN}{dP}$, waarvoor $\Delta p = 0$, nie. Aangesien die langtermynmodulasie by die aanvang van die Forbush-afnames gedurende 1971 en 1972 nie veel van die sonstiltetydperk verskil nie, en die Forbush-afnames in elke geval groter is as die langtermynafname by aanvang van die Forbush-afname (dit wil sê $\Delta p < \Delta \xi$), kon die berekeninge van fraksionele afnames uitgaande van $\frac{dN}{dP}$, soos in figuur 5.4, gebruik word om $\Delta \xi$ vir $\alpha = 0,7$ te verkry, en dus ook die teoretiese helling van fraksionele afnames van twee registreerders ten opsigte van mekaar, sonder om 'n noemenswaardige fout te maak.

Om die waarde van $\Delta \eta$ ($= \Delta p$) voor 'n gebeurtenis te bepaal, vir die berekening van 'n teoretiese helling met modulasie waar $\alpha = 1$, is die gemiddelde teltempo oor 'n paar dae voor die gebeurtenis bereken, en uit die 1965-waarde en figuur 5.3 kon die waarde vir $\Delta \eta$ bereken word.

TABLE 5.2
Forbush-absences

Dydgert		Sanac/Kiel	Sanac/Murphy	Sanac/Total	Sanac/Murphy
6 Okt. - 20 Okt. 1971	Experimental	(0,85 ± 0,01)	(0,88 ± 0,01)	(1,23 ± 0,01)	
	Theories (α=0,7)	1,028	1,046	1,348	
	Theories (α=1,0)	1,043	1,308	1,576	Own data
8a: 0,8-0,9 (α=1,0)	Korrelasie koëff.	0,93	0,98	0,99	
18 Nov. - 7 Des. 1971	Experimental	(0,97 ± 0,01)	(1,14 ± 0,01)	(1,38 ± 0,01)	(1,67 ± 0,02)
	Theories (α=0,7)	1,028	1,047	1,348	1,671
	Theories (α=1,0)	1,044	1,308	1,607	2,35
8a: 0,9-0,9 (α=1,0)	Korrelasie koëff.	0,99	0,94	0,99	0,98
18 Des. - 26 Des. 1971	Experimental	(0,88 ± 0,02)	(0,91 ± 0,02)	(1,08 ± 0,02)	(1,34 ± 0,02)
	Theories (α=0,7)	1,031	1,044	1,344	1,668
	Theories (α=1,0)	1,041	1,301	1,603	2,50
8a: 0,8-1,2 (α=1,0)	Korrelasie koëff.	0,97	0,94	0,95	0,89
28 Jan. - 6 Junie 1972	Experimental	(0,85 ± 0,01)	(0,83 ± 0,02)	(0,98 ± 0,02)	(1,38 ± 0,02)
	Theories (α=0,7)	1,032	1,047	1,348	1,670
	Theories (α=1,0)	1,042	1,309	1,619	2,52
8a: 0,8-1,0 (α=1,0)	Korrelasie koëff.	0,98	0,95	0,95	0,96
18 Junie - 29 Junie 1972	Experimental	(1,07 ± 0,01)	(1,11 ± 0,02)	(1,46 ± 0,03)	(1,39 ± 0,04)
	Theories (α=0,7)	1,032	1,048	1,341	1,666
	Theories (α=1,0)	1,042	1,375	1,583	2,49
8a: 0,8-1,1 (α=1,0)	Korrelasie koëff.	0,98	0,97	0,96	0,98
5 Aug. - 14 Aug. 1972	Experimental	(1,13 ± 0,01)	(1,23 ± 0,02)	(1,43 ± 0,02)	(2,19 ± 0,02)
	Theories (α=0,7)	1,027	1,215	1,381	1,766
	Theories (α=1,0)	1,031	1,388	1,595	2,34
8a: 0,5-0,7 (α=1,0)	Korrelasie koëff.	0,99	0,98	0,98	0,99

Eksperimentele en teoretiese waardes van die vergelyking van Sanac-monitor met verskeie ander monitors, gedurende Forbush-afnames. Teoretiese waardes vir $\alpha = 0,7$ en $\alpha = 1,0$ word aangegee.

Fraksionele afnames van Sanae teen Kiel, Hermanus, Potchefstroom en Huancayo is uitgesit vir ses verskillende Forbush-afnames gedurende Oktober 1971, November 1971, Desember 1971, Mei 1972, Junie 1972 en Augustus 1972. Die afname gedurende November 1971 was nie 'n skerp gedefinieerde afname nie, maar die teltempo het geleidelik afgeneem tot ongeveer 7% onder die normale vlak by lae afsnystyfhede, waarna dit geleidelik na die vorige registrasievlak teruggekeer het.

By die bestudering van hierdie afnames is uurlikse teltempo's gebruik, maar as gevolg van swak statistieke en die groot aantal punte is geweegde intervalgemiddeldes oor albei asse in intervalle van 0,25% geneem. Die resultate van die regressielyne word in tabel 5.2 uiteengesit, saam met die berekende koëffisiënte van die lyne.

Die fraksionele afnames van die neutronbuis (uurlikse teltempo's) vir die ooreenstemmende Forbush-afnames het 'n baie swak statistiese spreiding gegee, aangesien die statistiese variasie van die neutronbuis ooreenstem met fraksionele afnames van $\sim 3\%$. Weer eens is geweegde gemiddeldes oor intervalle op albei asse geneem. In tabel 5.3 is die resultate, wat die kern van die studie vorm, uiteengesit.

Vir die vergelyking van die monitor en neutrontelbuis ten opsigte van die sonvlamtoename, is die gemiddelde teltempo's vir beide die apparate, vir die paar uur direk voor die toename, bereken. Die persentasietoename in die teltempo's van die apparate is in figuur 5.2 uitgesit, met 'n geskatte reguitlyn daardeur. Die helling van die lyn is gevind as $(1,55 \pm 0,10)$, soos ook in die figuur aangetoon.

TABEL 5.3

Tydperk		Neutronbuis/Neutronmonitor	
		$\alpha = 0,7$	$\alpha = 1,0$
6 Okt. - 20 Okt. 1971	Ekperimenteel	$(1,06 \pm 0,02)$	
	Teoreties (1971- $\Delta H/\Delta P$)	1,17	1,22
	Teoreties (1966- $\Delta H/\Delta P$)	1,27	1,34
	$\Delta n: 0,4-0,9$ ($\alpha=1,0$)	Korrelasie koëff. 0,93	
18 Nov. - 7 Des. 1971	Ekperimenteel	$(1,05 \pm 0,02)$	
	Teoreties (1971- $\Delta H/\Delta P$)	1,17	1,22
	Teoreties (1966- $\Delta H/\Delta P$)	1,27	1,34
	$\Delta n: 0,15-0,9$ ($\alpha=1,0$)	Korrelasie koëff. 0,94	
18 Des. - 26 Des. 1971	Ekperimenteel	$(1,15 \pm 0,03)$	
	Teoreties (1971- $\Delta H/\Delta P$)	1,16	1,20
	Teoreties (1966- $\Delta H/\Delta P$)	1,26	1,32
	$\Delta n: 0,2-1,2$ ($\alpha=1,0$)	Korrelasie koëff. 0,93	
28 Mei - 6 Junie 1972	Ekperimenteel	$(1,02 \pm 0,03)$	
	Teoreties (1971- $\Delta H/\Delta P$)	1,16	1,20
	Teoreties (1966- $\Delta H/\Delta P$)	1,26	1,32
	$\Delta n: 0,2-1,0$ ($\alpha=1,0$)	Korrelasie koëff. 0,93	
18 Junie - 29 Junie 1972	Ekperimenteel	$(1,00 \pm 0,03)$	
	Teoreties (1971- $\Delta H/\Delta P$)	1,16	1,20
	Teoreties (1966- $\Delta H/\Delta P$)	1,26	1,32
	$\Delta n: 0,4-1,1$ ($\alpha=1,0$)	Korrelasie koëff. 0,91	
5 Aug. - 14 Aug. 1972	Ekperimenteel	$(1,13 \pm 0,02)$	
	Teoreties (1971- $\Delta H/\Delta P$)	1,15	1,17
	Teoreties (1966- $\Delta H/\Delta P$)	1,24	1,30
	$\Delta n: 0,5-2,7$ ($\alpha=1,0$)	Korrelasie koëff. 0,98	

Resultate van die vergelyking van die neutronbuis met die neutronmonitor te Sanas, gedurende Forbush-aftakes. Teoretiese waardes vir $\alpha = 0,7$ en $\alpha = 1,0$ soos bereken vanaf albei die differensiële intensiteitsverlope van die neutronbuis word aangegee.

HOOFSTUK 6

RESULTATE EN GEVOLGTREKKINGS

6.1 Resultate van die vergelyking tussen neutronbuis en monitor gedurende intensiteitsvariasies

6.1.1 Langtermynvariasie

Die resultate van die ondersoek na hierdie variasie is in tabel 5.1 saamgevat. Die metode van geweegde klasintervalgemiddeldes, sowel as die gewone regressiemetode sonder groepering van punte, is toegepas. Die resultate van beide die metodes is in die tabel uiteengesit.

Die teoreties-berekende waardes vir die koëffisiënte van die lyne is bereken vir $a = 1,0$ in vergelyking 5.6. Soos reeds in afdeling 4.2 genoem, is van twee differensiële intensiteitsverlope vir die neutronbuis gebruik gemaak, naamlik dié afgelei uit die data van die vlugte in 1966 en dié uit die vlugte in 1971. Die teoreties-berekende hellings is ook vir beide hierdie differensiële intensiteitsverlope in die tabel aangedui.

Die regressiekoëffisiënt van $(0,98 \pm 0,02)$ vir die Sanae-neutronmonitor teen die Deep River-neutronmonitor stem baie goed ooreen met die verwagte waarde van 1,00. Die regressiekoëffisiënt van die neutronbuis teen Deep River-monitor is naby aan die verwagte waarde soos bereken uit die differensiële verloop vanuit die vlugte in 1971. Die differensiële intensiteitsverloop soos verkry vanuit die vlugte in 1966 lewer 'n aansienlike groter waarde

vir die teoretiese helling van die lyn as wat eksperimenteel verkry is.

In die geval van die neutronbuis teen die Sanae-neutronmonitor is 'n lae eksperimentele waarde in vergelyking met die berekende helling verkry, vir beide differensiële intensiteitsverlope. 'n Moontlike verklaring hiervoor kan gevind word deur die feit dat die registrasietydperk waaroor hierdie verandering plaasgevind het, relatief kort was in terme van langtermynmodulasie. In die geval van die neutronbuis teen Deep River-monitor, is 'n lae teltempo teen 'n baie hoë teltempo uitgesit, terwyl dit in die geval van die neutronbuis teen die Sanae-monitor 'n lae teltempo teen 'n middelmatige teltempo is. Die gebruik van daaglikse gemiddeldes het aanleiding gegee tot 'n groot aantal punte oor 'n klein gebied van die onafhanklike veranderlike, terwyl die groot spreiding van die punte die werklike neiging van die teltempo's verberg het. Die resultaat was klein regressiekoëffisiënte ten opsigte van teoretiese berekeninge in vergelyking met die ander regressiekoëffisiënte.

Die enigste verskille tussen die twee metodes van regressie wat gebruik is, is die grootte van die foutgrense en van die korrelasiekoëffisiënte. Die regressiekoëffisiënte vir beide metodes was deurgaans dieselfde. Die foutgrense vir die klasinterval-metode kan moontlik gesien word as 'n onbetroubare weergawe van die foute, maar hierdie kleiner foute is die resultaat van 'n verbetering van metode sonder beïnvloeding van die regressiekoëffisiënt.

TABEL 6.1

Tydspek		Potch/Renne	Potch/Klal	Potch/Rennans	Potch/Rennanso
6 Okt. - 20 Okt. 1971	Experimenteel	(0,80 ± 0,01)	(0,68 ± 0,01)	(0,78 ± 0,01)	
	Theoreties (m=0,7)	0,742	0,766	0,804	Geen data
Δn: 0,4-0,9 (m=1,0)	Theoreties (m=1,0)	0,635	0,662	0,678	
18 Nov. - 7 Des. 1971	Experimenteel	(0,72 ± 0,01)	(0,70 ± 0,01)	(0,83 ± 0,01)	(1,81 ± 0,02)
	Theoreties (m=0,7)	0,741	0,765	0,804	1,387
Δn: 0,15-0,9 (m=1,0)	Theoreties (m=1,0)	0,622	0,650	0,662	1,587
18 Des. - 26 Des. 1971	Experimenteel	(0,98 ± 0,02)	(0,86 ± 0,02)	(0,89 ± 0,02)	(1,31 ± 0,06)
	Theoreties (m=0,7)	0,744	0,767	0,825	1,390
Δn: 0,2-1,2 (m=1,0)	Theoreties (m=1,0)	0,604	0,650	0,662	1,560
28 Mei - 6 Junie 1972	Experimenteel	(1,09 ± 0,02)	(1,03 ± 0,02)	(0,90 ± 0,02)	(1,90 ± 0,02)
	Theoreties (m=0,7)	0,746	0,766	0,825	1,387
Δn: 0,2-1,0 (m=1,0)	Theoreties (m=1,0)	0,618	0,644	0,658	1,537
18 Junie - 29 Junie 1972	Experimenteel	(0,69 ± 0,02)	(0,87 ± 0,02)	(0,76 ± 0,02)	(0,95 ± 0,04)
	Theoreties (m=0,7)	0,746	0,770	0,825	1,391
Δn: 0,2-1,1 (m=1,0)	Theoreties (m=1,0)	0,632	0,658	0,669	1,573
5 Aug. - 14 Aug. 1972	Experimenteel	(0,70 ± 0,01)	(0,79 ± 0,02)	(0,87 ± 0,02)	(1,55 ± 0,02)
	Theoreties (m=0,7)	0,769	0,789	0,834	1,357
Δn: 0,5-2,7 (m=1,0)	Theoreties (m=1,0)	0,664	0,685	0,696	1,486

Die vergelyking van die Potchefstroomse monitor, met verskeie ander monitors, gedurende Forbush-afnames, soos verkry vanaf tabel 5.2.

6.1.2 Die vorm van die modulasiefunksie gedurende Forbush-afnames

Die resultate in tabel 5.2 is omgewerk na 'n nuwe tabel, Tabel 6.1, waarin die regressiekoëffisiënte van die Potchefstroomse monitor teen die ander stasies aangegee word. Hierdie omwerking is gedoen omdat die Sanae-monitor teen die ander stasies resultate getoon het, waaruit tendense van afwykinge moeilik waargeneem kon word. Onduidelike resultate het ook voorgekom wanneer die Kiel-monitor teen die ander stasies uitgesit is. Die tendense van afwykinge kom die duidelikste na vore wanneer 'n middelbreedtegraadstasie soos Potchefstroom gebruik word. Tabel 6.1 is dus net 'n ander weergawe van dieselfde eksperimentele resultate.

In tabel 6.1 is ook die teoretiese koëffisiënte aangedui, soos bereken vir $\alpha = 0,7$ en $\alpha = 1,0$. Die foutgrense en korrelasiekoëffisiënte van slegs die klasintervalmetode is aangedui. Die verskil in foutgrense tussen die klasinterval- en gewone metode is van dieselfde orde as by tabel 5.1.

In sommige gevalle, veral by die fraksionele afnames van die Potchefstroomse neutronmonitor (verderaan PNM genoem) in vergelyking met dié van die Sanae-monitor en Kiel-monitor, is resultate verkry, wat teenstrydig met 'n positiewe waarde vir α in vergelyking 5.6 is. Die regressiekoëffisiënte vir die Forbush-afnames gedurende Mei 1972 en Desember 1971 vir PNM teen Kiel- en Sanae-monitors, beteken dat die fraksionele afname by PNM ten minste net so groot was as dié by Sanae- en Kiel-monitors, met ander woorde dat $\alpha \approx 0$ was of selfs moontlik effens negatief was by styfhede kleiner as 7,30 GV (Potchefstroom se afsnystytheid), maar dat $\alpha > 0$ was by hoër styfhede. Gedurende Junie

1972 het Huancayo weer 'n groter afname getoon as PNM. Die meerderheid van die resultate in tabel 6.1 toon dat die afnames oorwegend beskryf kan word deur 'n modulasiefunksie met $\alpha = 0,7$ terwyl die groot afname van Augustus 1972 ooreenstem met $\alpha \leq 1,0$. Daar bestaan wel afwykings van laasgenoemde modulasiefunksie vir sommige gevalle maar α is oorwegend kleiner as 1,0, soos ook gevind deur Lockwood e.m. {23}.

Die paar groot uitsonderings soos reeds genoem, kan moontlik verklaar word deur korttermynveranderinge in die verskillende stasies gedurende Forbush-afnames. By nadere ondersoek blyk verder dat α waarskynlik 'n funksie van afsnystyfhed kan wees.

Ná verkryging van die resultate in tabel 6.1, is aandag geskenk aan faktore wat moontlik die eksperimentele en/of teoretiese waardes van die regressiekoëffisiënte kon beïnvloed. Onder andere is die invloed van die 1965-waardes van die stasies op die regressiekoëffisiënte getoets, aangesien die koëffisiënte wel hierdeur beïnvloed kan word, soos aangetoon in afdeling 5.4. 'n Verandering van 1% in die waarde vir 1965 van een van die twee stasies wat beskou word, het 'n verandering van ongeveer 1% in die helling van die lyn tot gevolg gehad. Die fout op die onderskeie 1965-waardes in al die gevalle, is hoogstens 1%, sodat geeneen van die afwykende resultate hierdeur verklaar kon word nie.

Met die oog op die verdere vergelyking van die neutronbuis en neutronmonitor, kan dus aanvaar word dat modulasiefunksies met $\alpha = 0,7$ 'n bevredigende weergawe van die modulasie tydens die Forbush-afnames wat beskou is, gee, maar dat die afname van Augustus 1972 'n $\alpha > 0,7$ aandui, met $\alpha = 1,0$ as 'n aanvaarbare waarde.

6.1.3 Vergelyking van die neutronbuis met die neutronmonitor

Die eksperimentele en teoretiese resultate van die vergelyking van die neutronbuis en -monitor is in tabel 5.3 saamgevat. Die teoretiese berekenings is weereens uitgevoer vir $\alpha = 0,7$ en $\alpha = 1,0$ in vergelyking 5.6. Daarby is hierdie berekenings gedoen vir albei die differensiële intensiteitsverlope van die neutronbuis. Behalwe by twee van die Forbush-afnames, is die eksperimentele regressiekoëffisiënte laag in vergelyking met die teoreties-berekende waardes. Die fraksionele afnames van die neutronbuis neig nog groter te wees as dié van die neutronmonitor.

Die beste ooreenstemming tussen teoreties-berekende en eksperimentele waardes word vir die twee grootste Forbush-afnames gevind, naamlik dié van Desember 1971 en Augustus 1972. Die ooreenstemming is in hierdie gevalle goed as vir die neutronbuis die differensiële intensiteitsverloop vir seevlak gebruik word wat van die vlugte in 1971 bereken is. Dit beteken dat die differensiële intensiteitsverloop nie so skerp is as wat uit die vlugte in 1966 volg nie. Hierdie indruk word bevestig deur die resultate op langtermynmodulasie in tabel 5.1.

Soos die neutronbuis met betrekking tot die Sanae-monitor vir langtermyn swak resultate gelewer het (tabel 5.1), blykbaar vanweë gekombineerde statistiese fluktuasies in die teltempo's, wat nog vergelykbaar is met die waargenome intensiteitsveranderinge, net so word swak resultate verkry vir te klein Forbush-afnames. Dit word bevestig deur grafiese weergawes van die fraksionele afnames van die neutronbuis teen die neutronmonitor. Dit blyk duidelik dat die lae teltempo van die neutronbuis soms die effek van die kleiner Forbush-afnames verberg deur swak statistieke.

6.1.4 Sonvlamtoename

Die bespreking van hierdie toename word gedoen aan die hand van figuur 5.1. Die volgorde van die punte ten opsigte van tyd is in die figuur aangedui, waaruit 'n effense histeresiseffek waargeneem kan word. Die foute op die punte is wel groot, soos op sommige punte in die figuur aangedui, maar die effek is groot genoeg om duidend te wees.

Die neutronbuis toon 'n vinniger toename, asook 'n vinniger afname as die neutronmonitor, wat impliseer dat die deeltjies van lae energie die neutronbuis bereik het voordat die monitor energieke deeltjies geregistreer het. Ook het die monitor nog energieke deeltjies geregistreer terwyl die teltempo van die neutronbuis reeds na normaal begin terugkeer het, wat op 'n effek dui wat nie bloot deur die energiegevoelighede van die apparate verklaar kan word nie.

Die helling van $(1,55 \pm 0,10)$ vir hierdie toename toon duidelik die veel groter styfheidsafhanklikheid van die toenames in vergelyking met Forbush-afnames of met langtermynveranderinge.

Kontrolering van hierdie eksperimentele waarde teenoor teorie, waar van 'n primêre differensiële intensiteitspektrum van die vorm AP^8 uitgegaan word, is nie gedoen nie, aangesien die bepaling van β 'n deeglike spektraalanalise van die toename behels.

6.2 Finale gevolgtrekkings

Die neutronbuisopstelling te Sanae kan as geslaagd beskou word ten opsigte van keuse van wasdikte en van keuse van posisie van

plasing. Daaglikse verhoudings van die neutronbuis ten opsigte van die monitor het geen korrelasie getoon met stygende sneeuoppervlak, vogtigheidsveranderinge of sneeustorms nie. Dit kan dus aanvaar word dat die wasbedekking van 7,5 cm voldoende was om laagenergetiese neutrone vanuit die omgewing te absorbeer, sonder dat die teltempo as gevolg van meer energieke atmosferiese neutrone ernstig benadeel is.

In die intensiteitsvariasies onder beskouing het die neutronbuis groter toename (soos by die sonvlam) en in verskeie gevalle groter afnames (soos by die Forbush-afnames), as die neutronmonitor, getoon. By die klein Forbush-afnames ($<5\%$) was die regressiekoëffisiënte van die fraksionele afnames van die twee apparate ten opsigte van mekaar veel laer as wat die teoretiese berekeninge vanuit die differensiële intensiteitsverloop vanaf 1971-data voorspel, waarskynlik as gevolg van statistiese variasies. By die groot Forbush-afnames het die regressiekoëffisiënte goed vergelyk met die teoretiese-berekende waardes vanuit die 1971-data, alhoewel die berekende waardes nog effens te hoog was. Die gevolgtrekking wat hieruit gemaak kan word, is dus tweërlei:

Die differensiële intensiteitsverloop op seespieël vanaf die data van die 1971-vlugte, is nog effens te skerp in vergelyking met die verloop op seevlak van die monitor. Die verloop vanaf die 1966-data is beslis te skerp in vergelyking met dié van die monitor. Hierdie fout kan hoofsaaklik afkomstig wees van die transformasie van die data vanaf 30 000 vt. na seevlak. Die foute op die waardes in tabel 3.1 is groot, so ook op die gepaste krommes deur die waardes, met die gevolg dat die verloop van β soos wat in afdeling 3.2.2 aangeneem is, nie heeltemal korrek is nie. Veral 'n verandering in die afsnystyfhedsafhanklikheid van β kan 'n invloed op die differensiële intensiteitsverloop

uitoefen

Verder blyk ook dat die swak statistieke van die neutronbuis ondersoek na die Forbush-afnames bemoeilik. Slegs Forbush-afnames van 'n redelike grootte ($\geq 5 - 6\%$) kan sinvol bestudeer word. Deur die getal buise in 'n opstelling te vermeerder kan die probleme met swak statistieke oorbrug word.

Die styfheidsafhanklikheid van Forbush-afnames, soos nagegaan in tabel 6.1, kan nie sonder meer as afgehandel beskou word nie. Sodra data van nog ander neutronmonitors beskikbaar is, kan 'n noukeuriger styfheidsafhanklikheid verkry word.

Uit hierdie studie blyk dus dat die neutronbuis 'n geskikte apparaat is vir die bestudering van sonvlamtoenames. Die neutronbuis sal ook vir die bestudering van veral die kleiner Forbush-afnames geskik wees indien die aantal buise in die opstelling vermeerder word. Verder kon die neutronbuis te Sanae ook gebruik word om 'n differensiële intensiteitsverloop van die neutronbuis uit die verskillende verlope vanaf die data van die navorsingsvlugte te bepaal. Uit vooraangaande kan dus met reg aanbeveel word dat die neutronbuis op Sanae in die toekoms bly registreer veral vir sonvlamtoenames en indien moontlik, vergroot word.

SUMMARY

A single proportional neutron counter, surrounded by 7,5 cm paraffin wax registered low energy neutrons from secondary cosmic rays for the period 1 May 1971 to 31 August 1972, at the South African Antarctic base (Sanae, 1,02 GV) near sea level.

The Sanae neutron monitor and the neutron counter were compared in their responses to primary intensity variations. Mainly Forbush decreases were used for this comparison, as well as one solar proton flare increase.

The differential response curve for the neutron counter, which was needed for the comparison, was derived from data obtained on different research flights made by means of a Hercules C130 plane during 1964, 1966, 1969 and 1971. The data at 226 mm Hg. pressure was transformed to sea level by a barometric coefficient which was a function of rigidity and depth in the atmosphere. This barometric coefficient was derived from readings made at different altitudes and cutoff rigidities during the 1971 flights.

A study of the form of the modulation function during the recovering part of Forbush decreases was made by means of the data of several neutron monitors, which was found to differ from the modulation function for the eleven year variation.

It was found that the neutron counter is very efficient for the study of solar proton flare increases, as the counter showed a fractional increase of 1,55 times the increase of the monitor. The neutron counter can also be used successfully for the study

of Forbush decreases, provided that more than one counter is used in the detector to provide a sufficient high counting rate.

LITERATUURVERWYSINGS

1. Simpson, J.A., Fonger, W. en Treiman, S.B.: Physical Review 90, 934 (1953).
2. Raubenheimer, B.C.: D.Sc.-proefskrif (1972).
3. Hatton, C.J. en Carmichael, H: Can. J. of Physics 42, 2443 (1964).
4. Hess, W.N., Patterson, H.W., Wallace, R. en Chupp, E.L.: Physical Review 116, 445 (1959).
5. Hatton, C.J.: Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics 10, 5 (1971), North-Holland Publishing Company.
6. Van der Walt, A.J., Stoker, P.H., Maree, J.P. en Coetzee, W.F.: Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, 548 (1965).
7. Bercovitch, M.: Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, 269 (1967).
8. Carmichael, H., Bercovitch, M., Shea, M.A., Magdin, M. en Peterson, R.W.: Can. J. of Physics 46, S1006 (1968).
9. Joubert, G.J.J.: M.Sc.-verhandeling (1968).
10. Gründlingh, M.L.: M.Sc.-skripsie (1969).
11. Fick, M.P.: M.Sc.-skripsie (1968).
12. Raubenheimer, B.C.: M.Sc.-skripsie (1970).

13. Simionati de Fritz, N.A. en Cicchini, A.: *Nuovo Cimento* 49, 220 (1967).
14. Van der Walt, A.J.: Ongepubliseer.
15. Webber, W.R. en Quenby, J.J.: *Phil. Mag.* 4, 654 (1959).
16. Stoker, P.H., Raubenheimer, B.C. en van der Walt, A.J.: *J. Geophys. Res.* 77, 3575 (1972).
17. Carmichael, H. en Bercovitch, M.: *Can. J. of Physics* 47, 2073 (1969).
18. Keith, J.E., Peterson, R.W., Tjonaman, R.L. en Wang, J.R.: *J. Geophys. Res.* 73, 353 (1968).
19. Parker, E.N.: *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics* 2, 3 (1967), North-Holland Publishing Company.
20. Mathews, T., Stoker, P.H. en Wilson, B.G.: *Plan. Space Sci.* 19, 981 (1971).
21. Dorman, L.: *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics* 1, 79 (1963), North-Holland Publishing Company.
22. Humble, J.E.: *Proc. Int. Conf. Cosmic Rays*, 612 (1971).
23. Lockwood, J.A., Lezniak, J., Singh, P. en Webber, W.R.: *J. Geophys. Res.* 75, 6885 (1970).
24. Stoker, P.H., privaatgesprek.

25. Shea, M.A. en Smart, D.F.: Acta Phys. Acad. Sci. Hungaricae
29, Suppl. 2, 533 (1970).

26. Shea, M.A.: Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, 854 (1971).

DANKBETUIGINGS

My hartlike dank aan die volgende persone:

Prof. P.H. Stoker, wat as leier opgetree het en altyd bereid was om raad en hulp te verleen met hierdie studie; ook omdat hy van sy ongepubliseerde berekeninge vryelik tot my beskikking gestel het.

Mnr. A.J. van der Walt, wat hulp met rekenaarprogramme verleen het, en sy ongepubliseerde berekeningsmetode vir differensiële intensiteite tot my beskikking gestel het.

Mnr. B.C. Raubenheimer vir hulp wat hy bereid was om te verleen, nieteenstaande sy druk studieprogram.

Elkeen in die Fisikadepartement, by Elektroniese Dienste, Rekenarsdienste en Instrumentmakery wat in mindere of meerdere mate hulp verleen het met aspekte van hierdie studie.

Die Suid-Afrikaanse Lugmag en die W.N.N.R. vir die belangrike rol wat hulle gespeel het in die uitvoer van die navorsingsvlugte.

Die Departement van Vervoer vir die daarstelling van fondse vir die oprigting en instandhouding van die neutronbuis te Sanae, waarsonder hierdie studie beslis nie moontlik sou gewees het nie.

Mej. A. Pieters vir die tikwerk en mnr. L.G. van der Walt vir die versorging van die tekeninge.