

INSTITUT D'AERONOMIE SPATIALE DE BELGIQUE

3 - Avenue Circulaire

B - 1180 BRUXELLES

AERONOMICA ACTA

A - N° 72 - 1970

De meting van de zonneïntensiteit in het optisch venster
van 2000 tot 2200 Å

door D. FRIMOUT

BELGISCH INSTITUUT VOOR RUIMTE-AERONOMIE

3 - Ringlaan

B - 1180 BRUSSEL

VOORWOORD

Dit werk behelst het proefschrift dat door de auteur voorgedragen werd aan de Rijksuniversiteit te Gent tot het bekomen van de titel van Doctor in de Toegepaste Wetenschappen.

AVANT-PROPOS

Ce travail est la thèse que l'auteur a présentée à l'Université de l'Etat à Gand pour l'obtention du titre de Docteur en Sciences Appliquées.

FOREWORD

The subject of this work on the solar spectrum between 2000 and 2200 Å is the thesis for the title of Doctor in Applied Sciences of the State University of Gent.

VORWORT

Diese Arbeit wurde zur Staatsuniversität in Gent zur Erlangung der Doktorwürde in angewandten Wissenschaften vorgestellt.

DE METING VAN DE ZONNEINTENSITEIT IN HET OPTISCH

VENSTER VAN 2000 TOT 2200 Å

door

D. FRIMOUT

Samenvatting

De zonnestraling met een golflengte van 2000 tot 2200 Å dringt diep door in de atmosfeer. Dit zgn. optisch venster laat toe, voor dit spectraalgedeelte zowel de absolute intensiteit van de zon, als de optische diepte op een hoogte van 40 km te meten, met behulp van een ballonexperiment. Deze meting is van bijzonder belang omdat deze straling de oorzaak is van het bestaan van de ozonlaag die de aarde beschermt tegen de UV-straling van de zon, en het belang van de proef voor de aëronomie is dus klaarblijkelijk. Voor de uitvoering van de proef werd de fotometrische meetmethode verkozen. De gebruikte instrumenten alsook enkele aspecten van het ontwerp ervan, worden in deze tekst beschreven.

De ijking in absolute waarde van het meettoestel; gebeurde op een originele wijze, door eerst in relatieve waarde te ijken met behulp van een Si-lamp die een lijnenspectra vertoont. Daarna werd in absolute waarde geijkt, bij één golflengte. Door de meting van het zonnenspectrum tot rond 3000 Å door te voeren kon deze ijking getest worden in een goed gekend gedeelte van het zonnenspectrum. De intensiteit van de zon in het optisch venster kon in onze proef met een goede nauwkeurigheid worden vastgelegd. De aanwezigheid van een discontinuïteit in het zonnenspectrum bij 2080 Å, ontdekt door Blamont en Bonnet, wordt hier bevestigd. Rond 2000 Å wordt een ekwivalente temperatuur gevonden voor de zon die 150°K lager ligt dan vroeger algemeen werd aangenomen. Ook de optische diepte op een hoogte van ongeveer 40 km kon met deze proef bepaald worden. Bij vergelijking met een atmosfeer bestaande uit O₂ en O₃, zien we twee bijkomende absorpties in de atmosfeer naar voor treden. Bij gebrek aan gegevens over de werkzame absorptiedoorsneden konden de bestanddelen waaraan ze te wijten zijn niet worden geïdentificeerd.

Résumé

Le rayonnement solaire de longueurs d'ondes comprises entre 2000 et 2200 Å pénètre très bas dans l'atmosphère. Cette fenêtre optique permet de mesurer aussi bien l'intensité solaire en valeur absolue que l'épaisseur optique dans ce domaine de longueur d'onde, à l'aide d'une expérience en ballon stratosphérique. Cette mesure est d'un intérêt particulier parce que ce rayonnement est à l'origine de l'existence de la couche d'ozone qui protège le sol contre le rayonnement UV du soleil. L'intérêt aéronomique de l'expérience est donc évident. La méthode photométrique a été choisie pour la réalisation de cette mesure. L'instrumentation utilisée ainsi que quelques aspects de son développement sont décrits dans le texte.

L'étalonnage en valeur absolue des appareils de mesure, a été fait d'une manière originale, en étalonnant d'abord en valeur relative à l'aide d'une lampe au Silicium qui a un spectre de raies. Ensuite, l'étalonnage en valeur absolue a été réalisé à une seule longueur d'onde. En faisant la mesure du spectre solaire dans les environs de 3000 Å, on pouvait vérifier cet étalonnage dans un domaine de longueur d'onde où le spectre du soleil est bien connu.

L'intensité du soleil dans la fenêtre optique a pu être établie avec une bonne précision. L'existence de la discontinuité dans le spectre solaire à 2080 Å, découverte par Blamont et Bonnet, a été confirmée. Vers 2000 Å on a trouvé une température équivalente pour le soleil qui est 150 °K inférieure aux valeurs qui précédemment étaient généralement acceptées. Avec cette expérience on pouvait aussi déterminer l'épaisseur optique à une altitude de 40 km. En comparant à une atmosphère composée seulement de O₂ et de O₃ on voit apparaître deux absorptions supplémentaires. Par manque de données concernant les sections efficaces d'absorption, il n'a pas été possible de déterminer les composants qui sont à l'origine de ces absorptions.

Abstract

The solar radiation at wavelenghts between 2000 and 2200 Å penetrates very deeply in the atmosphere. This optical window makes it possible to measure in this spectral region as well the absolute value of the intensity of the sun as the optical depth at a height of 40 km using balloon borne equipments. This measurement is very important because this radiation is at the origine of the existence of the ozonlayer who protects the earth against the UV radiation of the sun. Therefore the interest for aeronomy of the experiment is evident. For the realisation of the experiment the photometric method of measurement was preferred. The instruments that were used, aswell as some aspects of their design, are described in this text. The calibration in absolute value of the instrument was done in an original way, primarily a full range calibration in relative value with the aid of the line spectrum of a Si-lamp. Then, the calibration in absolute value was done at one single wavelenght.

By measuring the spectrum of the sun around 3000 Å the calibration could be tested in a well known part of the solar spectrum.

With this experiment the intensity of the sun in the optical window was determined with a great accuracy. The existence of a discontinuity in the solar spectrum at 2080 Å, discovered by Blamont and Bonnet is confirmed here. Around 2000 Å the equivalent temperature of the sun is found to be 150 °K lower then the value generally accepted till now. Also the optical depth at the altitude of 40 km could be determined by this experiment. Bij comparing with an atmosphere composed of only O₂ and O₃, we can see two additional absorptions. Due to the lack of data about the absorption crossections, the constituents which cause this absorptions could not be identified.

Zusammenfassung

Die Sonnenstrahlung von 2000 zu 2200 Å dringt tief in die Atmosphäre. Die optische Fenster erlaubt eine Messung der optischen Dichtigkeit und der absoluten Wert der Sonnenstrahlung mit Hilfe einer stratosphärischen Ballon. Solche Messung ist sehr interessant, denn diese Strahlung ist der Ursprung der Ozonschicht die die Erde gegen UV Strahlung beschirmt. Das aeronomische Interesse ist also offenbar.

Eine photometrische Technik wurde ausgewählt. Die Instrumenten und einige Entwicklungen sind in der Text beschrieben.

Die Eichung der absoluten Werte wurde auf einer originalen Weise durchgeführt. Zuerst eine relative Eichung wird mit Hilfe einer Si-Lampe erreicht und dann wird eine absolute Eichung für eine Wellenlänge durchgeführt. Eine Messung des Sonnenspektrum in der Nähe von 3000 Å, wo der Spektrum genau bekannt ist, gibt eine Beglaubigung der Eichung. Die Strahlungsintensität in der optischen Fenster wurde mit einer gute Genauigkeit festgestellt. Die Anwesenheit einer Unterbrechung zu 2080 Å in Sonnenspektrum, die durch Blamont und Bonnet entdeckt wurde, wird hier befestigt. Zu 2000 Å wurde eine äquivalente Temperatur, die 150 °K kleiner ist als die frühere angenommene Sonnentemperatur, festgestellt. Die optische Dichtigkeit wurde auch auf 40 Km Höhe festgestellt. Durch Vergleichung mit einer Atmosphäre worin O₂ und O₃ absorbieren, werden zwei anderen Absorptionen entdeckt. Da alle Durchschnitten nicht bekannt sind, war es nicht möglich die Komponenten festzustellen, die für diese Absorption verantwortlich sind.

Bedankingen

Daar de proeven die aan de basis liggen van dit werk ruimteproeven zijn, uitgevoerd met behulp van stratosferische ballons, is het duidelijk dat de realisatie ervan alleen mogelijk was in het kader van een wetenschappelijke instelling zoals het Belgisch Instituut voor Ruimte-Aëronomie. Het is als assistent bij het BIRA dat ik de gelegenheid kreeg dit aëronomisch probleem te behandelen. Ik dank dan ook in de eerste plaats Prof. M. Nicolet, directeur van het instituut, onder wiens impuls dit werk tot stand kwam en die door zijn aanmoedigingen en zijn wetenschappelijke bijstand mij geholpen heeft het tot een goed einde te brengen.

Ik dank ook Prof. M. Vanwormhoudt van de Rijksuniversiteit van Gent, die zowelwillend de taak aanvaard heeft als promotor voor dit werk op te treden. Ik dank hem bijzonder voor de grote interesse die hij voor het werk heeft betoond en voor de kritische zin waarmede hij mij geleid heeft bij de opstelling ervan.

Ik dank ook in het bijzonder Dr. M. Ackerman, afdelingshoofd bij het BIRA die mij ingewijd heeft in de methodes van het UV onderzoek en die mij voortdurend heeft bijgestaan, zowel bij de realisatie van de proef als bij het ontleden van de gegevens.

Ook wens ik Dr. R. Pastiels, departementshoofd bij het BIRA, speciaal te danken voor de bijstand verleend bij de ijking in absolute waarde van het meettoestel.

Mijn dank gaat uiteindelijk naar allen die door hun wetenschappelijke, technische en administratieve hulp bijgedragen hebben tot het tot stand komen van dit werk.

INHOUDSTABEL

Blz.

<u>HOOFDSTUK I.</u> Algemene inleiding	1
<u>HOOFDSTUK 2.</u> Voorstelling van het probleem	2
2.1. Inleiding	2
2.2. De atmosfeer	2
2.3. De zon	8
2.4. Inwerking van de zon op de atmosfeer	9
2.5. Historiek van het optisch venster	16
2.6. Belang van het optisch venster voor de aëronomische fotochemie	23
2.7. Middelen ter onzer beschikking om de lacune rond 2000 Å aan te vullen	30
<u>HOOFDSTUK 3.</u> De instrumentatie	34
3.1. Inleiding	34
3.2. De diffusor	35
3.3. De monochromator	39
3.4. De fotovermenigvuldiger	44
3.5. De elektrometer	46
3.5.1. Algemeenheden	46
3.5.2. Werkingsprincipe	48
3.5.3. Het elektrometrische systeem	57
3.6. Het weergeven van de stand van de schuif	63
3.6.1. Inleiding	63
3.6.2. De magnetometer	64
3.6.3. Theoretische benadering van het probleem	65
3.6.4. Besluit	72
3.7. De hoogtemeting	73
3.8. De temperatuursmeting	76
3.9. De telemetrie	77
3.10. De voedingen	79
3.10.1. De hoogspanningsvoeding	79
3.10.2. De laagspanningsvoeding	84
3.10.3. De batterijen	84

	<u>Blz.</u>
<u>HOOFDSTUK 4. De Ijkingen</u>	86
4.1. Inleiding	86
4.2. Ijking in relatieve waarde	87
4.2.1. Bron	87
4.2.2. Monochromator McPherson	88
4.2.3. De fotovermenigvuldiger met natriumsolicilaatplaatje	93
4.2.4. De relatieve ijking	93
4.3. Ijking in absolute waarde	99
4.4. Ijking in functie van de hoogspanning	104
4.5. Ijking in functie van de invalshoek	104
4.6. Ijking in golflengte	109
4.7. Bepalen van de resolutie	111
4.8. Ijking van de elektrometer	111
4.9. Ijking van de hoogtemeter CEC	117
4.10. Ijking van de thermometer	117
<u>HOOFDSTUK 5. Technologie van de proef</u>	122
5.1. Inleiding	122
5.2. Technologie van het elektronisch gedeelte	124
5.3. De cablage van de schuit	128
5.4. De energiebron	130
5.5. Het mechanisch gedeelte	132
5.6. De ballons	134
<u>HOOFDSTUK 6. De resultaten</u>	138
6.1. De proeven	138
6.2. De resultaten	141
6.3. Berekenen van τ_0 en I_0 en bepalen van de nauwkeurigheid	145
6.4. Temperatuurmeting	148
6.5. Drukmeting	148
6.6. Tabellen en grafieken met de resultaten	150

	<u>Blz.</u>
<u>HOOFDSTUK 7. De interpretatie van de resultaten</u>	170
7.1. De absolute waarde van de zonneintensiteit	170
7.2. De optische diepte	178
7.3. De spectra genomen tijdens het stijgen van de ballon	192
<u>HOOFDSTUK 8. Besluit</u>	195

HOOFDSTUK 1.- ALGEMENE INLEIDING

Dit werk behandelt een proef met stratosferische ballons die tot doel had de zonneintensiteit te meten tussen 2000 en 2200 Å golflengte, en de penetratie ervan in de atmosfeer na te gaan. Dit spectraal gebied is van bijzonder belang omdat de zonnestraling met die golflengtes, de oorzaak is van de ozonlaag in de atmosfeer. Deze laatste speelt een zeer belangrijke biologische en scheikundige rol, daar ze door absorptie van een groot gedeelte van het ultraviolet licht het leven op aarde mogelijk maakt. Voor deze golflengtes dringt de zonnestraling tevens zeer diep door in de atmosfeer. Dit is de reden waarom wij de intensiteit ervan rechtstreeks met een ballonexperiment kunnen bepalen. Door het meten van de optische diepte kan tevens informatie bekomen worden over de bestanddelen van de atmosfeer.

In hoofdstuk 2 worden de begrippen van de ruimte-aëronomie die in dit werk van belang zijn, belicht. Tevens wordt het probleem dat hier behandeld wordt, voorgesteld.

In hoofdstuk 3 beschrijven we de volledige optische en elektronische instrumentatie die bij de proef werd gebruikt. Er worden ook enkele aspecten van het ontwerp van deze instrumenten besproken. Van bijzonder belang voor de nauwkeurigheid der resultaten is de ijkingsmethode gebruikt bij de proef. Deze wordt beschreven in hoofdstuk 4. De metingen gebeurden op een hoogte van ongeveer 40 km, dus reeds bij de voorwaarden die men bij ruimte-experimenten ontmoet. In hoofdstuk 5 wordt dan ook uitgewijd over de gebruikte technologie en het gebruikte transportmiddel.

In hoofdstuk 6 geven we de resultaten aan, die met de proef bekomen werden. In hoofdstuk 7 worden deze resultaten besproken en vergeleken met de in de literatuur voorkomende waarden. In het besluit in hoofdstuk 8, worden de originele resultaten die bij deze proef werden bekomen, opgesomd.

HOOFDSTUK 2.- VOORSTELLING VAN HET PROBLEEM

2.1.- Inleiding

Sedert ongeveer een eeuw maakt de straling van de zon het onderwerp uit van talrijke metingen en berekeningen omwille van het grote belang voor de fysika van de aarde en de atmosfeer. In de diverse wetenschappelijke disciplines waarin de zon en haar straling een rol spelen heeft men getracht met min of meer nauwkeurigheid het zonnespectrum te bepalen. De meteorologie was in de eerste plaats geïnteresseerd in de thermische energie die door de zon aan onze planeet wordt afgestaan en haar invloed op de lagere luchtlagen. De astrofysica bestudeert de structuur van de zon zelf en wenst daarvoor over een zeer gedetailleerd-zonnespectrum te beschikken. Voor de aëronomie is de straling van de zon de oorzaak van een reeks fotochemische reacties (dissociaties van moleculen en ionisatie van atomen en moleculen), die een structuurverandering van de hoge atmosfeer voor gevolg hebben. Het is duidelijk dat iedere discipline die zich bezighoudt met de studie van de zon, geïnteresseerd is in een ander facet van het spectrum. Zo is het te verklaren dat de aëronomie, die de jongste tak is, voor een aantal onopgeloste problemen is komen te staan. Thans maken deze het onderwerp uit van een grondige studie. Hierbij wordt gebruik gemaakt van de nieuwe middelen die sedert het ontstaan van de ruimtevaart ter beschikking zijn van de wetenschapsmensen.

2.2.- De atmosfeer (1) (2)

De structuur van de atmosfeer in functie van de hoogte is zo verscheiden dat het noodzakelijk is, voor de studie van de chemische en fysische voorwaarden van de atmosfeer in verschillende delen onder te verdelen. Een eerste parameter die hiertoe als maatstaf kan gebruikt worden is de moleculaire massa. Inderdaad, men kan opmerken dat deze konstant blijft tot op zekere hoogte en daarna begint af te nemen.

Het eerste deel, waar de hoofdbestanddelen ($N_2 = 78\%$ $O_2 = 21\%$ en $A = 1\%$) in dezelfde verhouding aanwezig blijven noemen we de homosfeer. De homosfeer bevat ook nog andere bestanddelen (CO_2 , H_2O , CH_4 , N_2O , H_2 , O_3 , CO , NO_2). Hun concentratie verandert zekerlijk in functie van de hoogte en de tijd. De mengverhouding is echter zo klein dat ze geen invloed hebben op de moleculaire massa van de lucht. Voor wat energie-overdracht en chemische reacties betreft, kunnen ze wel van voornaam belang zijn. Diffusie komt in dit gebied alleen voor als een transportmiddel. Menging daarentegen is de voornaamste karakteristiek.

De verticale distributiewet volgt onmiddellijk uit de hydrostatische vergelijking

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho$$

en uit de wet der volmaakte gassen

$$p = nkT.$$

Ze kan geschreven worden als :

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} = - \frac{dz}{kT/mg} \quad (2.1)$$

daarin is : p de druk die verandert met de hoogte z

$\rho = nm$: de dichtheid die overeenkomt met een moleculaire concentratie n en een moleculaire massa m

T de temperatuur in $^{\circ}K$

k de constante van Boltzmann ; deze is $1,38 \cdot 10^{-23} J \cdot ^{\circ}K^{-1}$

g = de versnelling van het zwaarteveld.

In deze betrekking kunnen we

$$H = \frac{kT}{mg} \quad (2.2)$$

stellen.

De dimensie van H is :

$$\frac{J \text{ } ^\circ K^{-1} \times \text{ } ^\circ K}{Kg \times m.s^{-2}} = \frac{Kg \text{ } m^2.s^{-2} \text{ } ^\circ K^{-1} \times \text{ } ^\circ K}{Kg \times m.s^{-2}} = m$$

dus een lengtemaat.

H noemen we de schaalhoogte. Het is een parameter die bij alle aëronomische studies optreedt.

Voor de homosfeer (m konstant) heeft men dan uit (2.2)

$$\frac{dH}{H} = \frac{dT}{T} - \frac{dg}{g} \quad (2.3)$$

Door integratie van de hydrostatische vergelijking kunnen we tot een fysische interpretatie komen voor de schaalhoogte in de homosfeer.

Immers uit de hydrostatische vergelijking en uit (2.1) volgt :

$$\int_z^\infty dp = p = nkT = \int_z^\infty n g m dz$$

of

$$ngmH = \int_z^\infty n g m dz$$

met

$$H = \frac{1}{ngm} \int_z^\infty n g m dz = \frac{1}{g\rho} \int_z^\infty g \rho dz$$

H is dus de hoogte van de kolom lucht op de kondities op hoogte z welke hetzelfde gewicht heeft als de werkelijke kolom boven z. Voor de homosfeer (lager dan 100 km) kunnen we met een goede benadering g en m als konstant beschouwen.

Dan komt er

$$nH = \int_z^\infty ndz$$

De fout die men maakt door g en m konstant te beschouwen is kleiner dan 3%. De schaalhoogte H is dus de hoogte van de kolom die het totaal aantal moleculen van een verticale kolom bevat, maar onder de voorwaarden die op de hoogte z aanwezig zijn.

Uit de betrekking (2.1) volgt ook (steeds voor H konstant) door integratie

$$\ln \frac{p_0}{p_1} = - \frac{z_0 - z_1}{H}$$

en dus

$$\frac{p_0}{p_1} = e^{-\frac{z_0 - z_1}{H}}$$

In de homosfeer neemt dus bij een hoogteverandering gelijk aan de schaalhoogte de druk met een factor e af.

Boven een zekere hoogte begint de moleculaire massa af te nemen. Dit is in de eerste plaats te wijten aan de fotodissociatie van O_2 en aan diffusie van de atomen en moleculen in het zwaarteveld. Dit gebied noemt men de heterosfeer. Hiervoor leidt de betrekking (2.2) tot

$$\frac{dH}{H} = \frac{dT}{T} - \frac{dg}{g} - \frac{dm}{m} \quad (2.4)$$

Een tweede aëronomische parameter die als maatstaf kan ingevoerd worden is de temperatuur. Een nomenclatuur die officieel aanvaard werd door de wetenschappelijke organisaties steunt op de verandering van deze parameter. De verschillende gebieden die onderscheiden worden zijn : de troposfeer, de stratosfeer, de mesosfeer, de thermosfeer en de exosfeer. (fig. 1). Het hydrodynamisch karakter van de eerste drie lagen is hetzelfde. Deze gebieden verschillen hoofdzakelijk door hun warmtebronnen. De troposfeer krijgt de warmte van de aardkost en heeft bijgevolg een negatieve temperatuursgradiënt. Aan de tropopauze (12km + 4km) heeft men een minimumtemperatuur die verandert volgens de breedteligging (190°K aan de evenaar en 220°K aan de polen).

In de stratosfeer is de temperatuursgradiënt positief. Dit gebied put zijn energie uit aëronomische reacties van minderheidsbestanddelen zoals de absorptie van het ultravioletlicht door ozon. Het

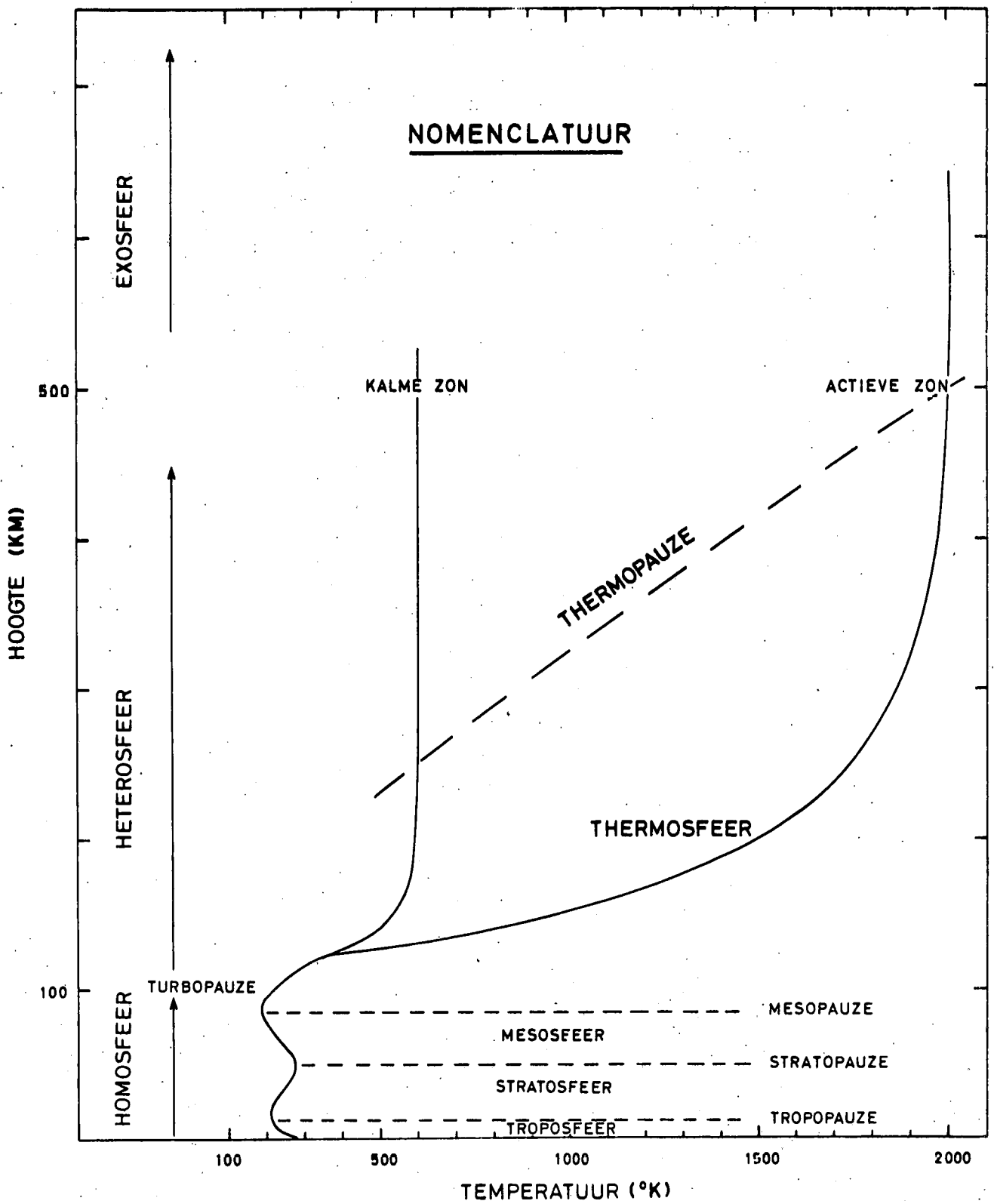


Fig.- 1.- Aëronomische nomenclatuur van de atmosfeer.

verliest energie door emissie in het infrarood. De stratosfeer strekt zich uit tot aan de stratopauze, die op een hoogte van 50 km + 5 km gelegen is en waar de temperatuur ongeveer 273°K is.

De mesosfeer is gelegen tussen de stratopauze en de mesopauze (85 km + 5 km) en heeft een negatieve temperatuursgradiënt met een gemiddelde minimumtemperatuur van 170°K. De mesosfeer verschilt van de troposfeer en de stratosfeer door de oxydatieprocessen en de fotodissociaties die er plaatsgrijpen veroorzaakt door het ultravioletlicht van de zon.

Boven de mesopauze verandert het gedrag van de atmosfeer in de eerste plaats door de dissociatie van O₂ waardoor O een permanent bestanddeel wordt. De moleculaire massa daalt, terwijl de temperatuur stijgt tot 750°K bij een minimum van de zonneactiviteit, en oploopt tot 1750°K bij een maximum. Dit gebied is de thermosfeer. Daar de zonnestraling de grote energiebron is voor de hogere luchtlage, krijgt men grote temperatuursverschillen tussen dag en nacht. De verhouding tussen dag- en nachttemperaturen kan tot 1,4 bedragen.

Boven de thermosfeer is een overvloed van lichte atomen aanwezig. In de exosfeer moet men dan ook rekening houden met een aantal helium- en waterstofatomen die aan de atmosfeer ontsnappen. We krijgen hier dynamische processen zodat de statische vergelijkingen niet meer opgaan.

Een verdere indeling van de atmosfeer kan gebeuren op grond van het feit dat door foto-ionisatie een zeker aantal geladen deeltjes in de atmosfeer ontstaan waarvan de concentratie verandert met de hoogte. Het gebied waar deze in een belangrijke mate aanwezig zijn noemt de ionosfeer die dan onderverdeeld wordt in verschillende lagen : de D, E en F laag.

Wat de chemische samenstelling van de atmosfeer betreft, hebben we voor de homosfeer de hoofdbestanddelen vermeld :

- moleculaire stikstof (78% volume percenten)
- moleculaire zuurstof (21%)
- argon (1%).

Om de moleculaire massa van lucht te berekenen met grote nauwkeurigheid, houdt men ook nog rekening met CO_2 (0,03%). De minderheidsbestanddelen die men niet in acht dient te nemen zijn o.a. H_2O , CH_4 , N_2O , H_2 , O_3 , CO , NO_2 , de edele gaspen enz....

De edele gaspen kunnen in sommige gevallen, en ondanks hun geringe concentraties, van belang zijn, aangezien zij wegens hun stabiliteit informatie opleveren met betrekking tot de fysische historiek van de aarde. Hun oorsprong is te zoeken in radioactieve reacties in de aardkorst. De andere bestanddelen spelen allen een min of meer belangrijke rol in de chemische reacties die in de homosfeer optreden. De grote moeilijkheid bij de studie van die chemische reacties is dat meestal geen evenwichten worden bereikt. We hebben een voortdurende verandering van concentratie en samenstelling die hoofdzakelijk beïnvloed worden door de grote energiebron die de zon is.

2.3.- De Zon (3) (4)

De zon is een gasachtige massa gelegen op 150 miljoen km van de Aarde. In de kern van de zon, waar de temperatuur hoger ligt dan 10 miljoen graden Kelvin ontwikkelen kernreacties energie die naar het oppervlak van de zon wordt gevoerd. Tijdens dit transport wordt de energie talrijke malen opgeslorpt en heruitgezonden door de zonnegassen, die aldus minder warm worden. Het grootste deel van de zonneënergie die het aardoppervlak bereikt is afkomstig van een laag van verschillende honderden km dikte die men de fotosfeer noemt. Deze kan dus in feite beschouwd worden als het zonoppervlak of de zichtbare schijf. De fotosfeer is verantwoordelijk voor een continue uitstraling die afhankelijk is van de golflengte. Des te doorschijnender de fotosfeer is, des te meer dragen de diepere, hete lagen bij tot de straling. In het zichtbare en het nabije ultraviolet gedeelte merken we bovendien nog talrijke absorptielijnen op, de zogenaamde Fraunhoferlijnen. Boven de fotosfeer bevindt zich de gasvormige chromosfeer. Dit gebied strekt zich uit over ongeveer 5000 km. Het bevat de dampfaze

van verschillende elementen van de zon en heeft een emissiespectrum gekenmerkt door talrijke emissielijnen van waterstof, helium en calcium. Deze zijn echter zeer zwak in het zichtbare gedeelte, vergeleken met de straling van de fotosfeer.

De chromosfeer heeft een positieve temperatuursgradiënt in functie van de hoogte. Daardoor stijgt de temperatuur om in de corona 10^6 °K te bereiken. De corona is het laatste gebied van de zon en zij strekt zich zeer ver uit. De lichtste bestanddelen kunnen aan de aantrekkingskracht der zon ontsnappen en vormen de zgn. zonnwind. Het spectrum van de corona bestaat eveneens uit emissielijnen afkomstig van metaalatomen, meermaals geïoniseerd.

Het merendeel van de straling in het ultraviolet, de roentgen- en de X-straling die de atmosferische bestanddelen ioniseert, is afkomstig van de zonne-corona. Wegens de structuur van de zon is het bijgevolg onmogelijk de zon met een zwart lichaam van een bepaalde temperatuur te vereenzelvigen. Immers de straling vindt haar oorsprong in verschillende lagen, waarvan de gemiddelde diepte verandert met de hoek waaronder het zonneoppervlak gezien wordt. Daar de kern het heetst is vergroot de optische diepte vanop de aarde gezien, naar de rand van de schijf. Bijgevolg zien wij een afname van de temperatuur van de zon van het centrum naar de rand.

Bij de studie van de schijf stelt men tevens zekere onregelmatigheden vast : de zogenaamde zonnevlekken. Deze zonnevlekken zijn veranderlijk in aantal en afhankelijk van de zonneactiviteit.

2.4. Inwerking van de zon op de atmosfeer

Om een vollediger beeld te verkrijgen van de natuurkundige verschijnselen die de structuur van onze atmosfeer beïnvloeden is men begonnen met het zonnenspectrum in zijn geheel te bekijken. Daarom is men de oppervlakedichtheid van de thermische flux van de zon gaan beschouwen. Aldus werd de zogenaamde zonneconstante bepaald. Deze wordt gedefinieerd als de energie welke per tijdseenheid ontvangen wordt door een eenheidsopper-

vlak loodrecht op de richting van de zon, gelegen in de vrije ruimte op een afstand van de zon gelijk aan één astronomische eenheid (gemiddelde afstand zon-aarde). De zonneconstante wordt gewoonlijk gegeven in $\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. Ze werd voor het eerst bepaald door het Smithsonian Institution in Washington (1913) ⁽⁵⁾. Abbot en zijn collega's waren er in de eerste plaats op gesteld de evolutie van de thermisch flux te meten, eerder dan een absolute waarde vast te leggen. Het gevolg was dat achteraf op verschillende ogenblikken schalfouten bleken voor te komen, wat aanleiding gaf tot heel veel verwarring. Tenslotte, na zichzelf verschillende malen verbeterd te hebben, kwam het Smithsonian Institution tot een waarde van $1,94 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ (1922).

Om deze waarde te bekomen steunde Abbot op metingen verricht in het spectraal gebied van 3460\AA tot $2,4\mu$. Dit verdeelde hij in twee delen : van 3460\AA tot 7040\AA (het zichtbare spectrum) en van 7040\AA tot $2,4\mu$ (het infrarode spectrum). Volgens hem leverden deze delen eenzelfde bijdrage tot de zonneconstante. Voor het niet beschouwde gedeelte van het spectrum (λ kleiner dan 3460\AA en λ groter dan $2,4\mu$) werden dan correcties aangebracht : een ultraviolet correctie van 6,88% van de flux van het zichtbare gedeelte en een infrarood correctie van 3,95% van de flux van het zichtbare spectrum. Voor de ultravioletcorrectie steunde Abbot zich op waarnemingen van op de Mt. Wilson beneden 3460\AA en op de berekening van de straling der zon uitgaande van een zwarte straler van 6000°K .

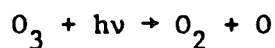
In 1951 maakt M. Nicolet ^(6,7) gebruik van de waarnemingen verricht bij middel van een V_2 raket in het ultraviolet (3000 tot 2200\AA) ⁽⁸⁾ en metingen in het infrarood om de UV en IR correcties te verbeteren. Verder maakte hij een kritische studie van de bestaande spectra tussen 3460\AA en $2,4\mu$ en van de berekeningsmethode van het Smithsonian Institution om tot een nieuwe waarde te komen van $1,98 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. In 1954 kwam F. Johnson ⁽⁹⁾ tot een waarde van $2.002 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. Het verschil met de berekening van M. Nicolet was te wijten aan het feit dat Johnson meende uit latere raketproeven van Tousey ⁽¹⁰⁾ een grotere waarde voor de UV correctie te moeten aannemen.

Meer recente auteurs zoals Drummond⁽¹¹⁾ en Labs en Neckel⁽¹²⁾ geven thans weer lagere waarden aan (1,952 en 1,958 cal cm⁻² min⁻¹).

Afgezien van de absolute waarde kan men een belangrijke opmerking maken bij al de metingen van de thermische flux : de straling van de zon is in het zichtbaar en infrarood gedeelte zeer constant. Over een periode van 30 jaar stelde het Smithsonian Institution een gemiddelde afwijking van 0,1% vast⁽¹³⁾. Wel werd vastgesteld dat veel grotere variaties optreden in het ultraviolet, afhankelijk van de zonneactiviteit. Naarmate men de structuur van de hogere atmosfeer is gaan bestuderen is men zich gaan interesseren aan de structuur van het zonnenspectrum aan de zijde van de lage golflengten. Immers deze stralen worden door de atmosfeer geabsorbeerd wat de fotodissociatie en zelfs de fotoïonisatie van bepaalde bestanddelen voor gevolg heeft. Zo zal bv. licht waarvan de golflengte kleiner is dan 2424Å moleculaire zuurstof dissociëren volgens de betrekking



Het licht met een golflengte korter dan 3200 Å wordt door ozon geabsorbeerd en geeft volgende dissociatie



Daar er een zekere drempelenergie noodzakelijk is om een atoom of een molecule te ioniseren gebeurt fotofonisatie alleen door ultraviolet licht beneden een bepaalde golflengte. Fotoïonisatie kan algemeen als volgt voorgesteld worden :



Als voorbeeld geven we de ionisatiepotentialen en de limietgolflengten aan, die nog voor ionisatie kunnen zorgen, voor de atomen en moleculen die bij de aëronomische studies interessant zijn (tabel 1).

TABEL 1.-

	λ (Å)	ionisatie potentiaal (eV)
waterstof	H 912	13,595
zuurstof	O 910	13,61
stikstof	N 852	14,5
argon	A 787	15,8
helium	He 504	24,6
stikstofoxyde	NO 1340	9,25
zuurstof	O ₂ 1028	12,1
ozon	O ₃ 968	12,8
stikstof	N ₂ 796	15,3

Foto-ionisatie en foto-dissociatie zijn dus afhankelijk van het invallende licht. Dit brengt er ons toe de werkzame doorsnede te definiëren.

Beschouwen we een elementaire laag gas, met als concentratie n en dikte ds . Valt er een lichtflux ϕ_{in} normaal op dit deel in, dan komt een lichtflux ϕ_{out} er terug uit. Indien ϕ_{out} kleiner is dan ϕ_{in} dan kunnen we zeggen dat er absorptie opgetreden is. Deze absorptie is evenredig met de concentratie n , met de dikte ds en met de invallende flux; dus kunnen we schrijven

$$\Delta\phi = -K \phi n ds$$

of

$$\frac{d\phi}{\phi} = -K n ds \quad (2.8)$$

Het minteken wijst op een vermindering van de flux. K is de evenredigheidsfactor die we de werkzame absorptiedoorsnede noemen. K is afhankelijk van de golflengte en heeft als dimensie m^2 . Geeft de invallende straling aanleiding tot ionisatie dan noemt men de evenredigheidsfactor de werkzame ionisatiedoorsnede die gewoonlijk door σ wordt voorgesteld. Bij de aëronomische problemen is het van het grootste belang de werkzame doorsneden van de verschillende componenten van de atmosfeer te kennen. Immers voor een kwantitatieve studie van de invloed van de zon op de aarde volstaat het

niet de absolute intensiteiten in afwezigheid van de atmosfeer te kennen. Alleen door een nauwkeurige kennis van de werkzame absorptie- en ionisatie-doorsneden kan de werkelijke invloed van de zon op de atmosfeer worden nagegaan.

Wanneer nu een bepaalde energieflex ϕ van een bepaalde golflengte invalt op een bepaald milieu, dan kunnen we de dissociatie- en ionisatie-coëfficiënt definiëren op de plaats waar de flux het milieu binnentreedt. Deze stellen we gelijk aan het produkt van de invallende flux met de werkzame doorsnede van het milieu. Voor een energieflex ϕ_{∞} van de zon, uitgedrukt in fotonen per m^2 en per sec, die de atmosfeer bereikt en een werkzame absorptie doorsnede K krijgen we een dissociatiecoëfficiënt aan de rand van de atmosfeer.

$$J_{\infty} = K \cdot \phi_{\infty} \quad (2.9)$$

Analoog definiëren we een ionisatiecoëfficiënt aan de rand van de atmosfeer

$$I_{\infty} = \sigma \cdot \phi_{\infty} \quad (2.10)$$

J_{∞} geeft het procentueel aantal moleculen aan, dat gedissocieerd wordt aan de rand van de atmosfeer en dit per sec. Is b.v. $J_{\infty} = 10^{-10} \text{ sec}^{-1}$ dan wordt er op 10^{10} moleculen gemiddeld één gedissocieerd per sec. Deze J_{∞} en I_{∞} werden gedefiniëerd aan de rand van de atmosfeer, wanneer de energieflex nog niet verminderd is door absorptie. Nu kunnen we de verandering van de zonneflux nagaan in functie van de afgelegde weg in het absorberend milieu.

Beschouwen we de afgelegde weg ds . Voor een normaal invallende straal is $ds = dz$. Valt de straal echter niet loodrecht in op de atmosfeer maar onder een hoek χ dan is $ds = \sec \chi dz$; dan wordt de betrekking (2.8) (fig. 2)

$$\frac{d\phi}{\phi_{\infty}} = -Kn \sec \chi dz \quad (2.11)$$

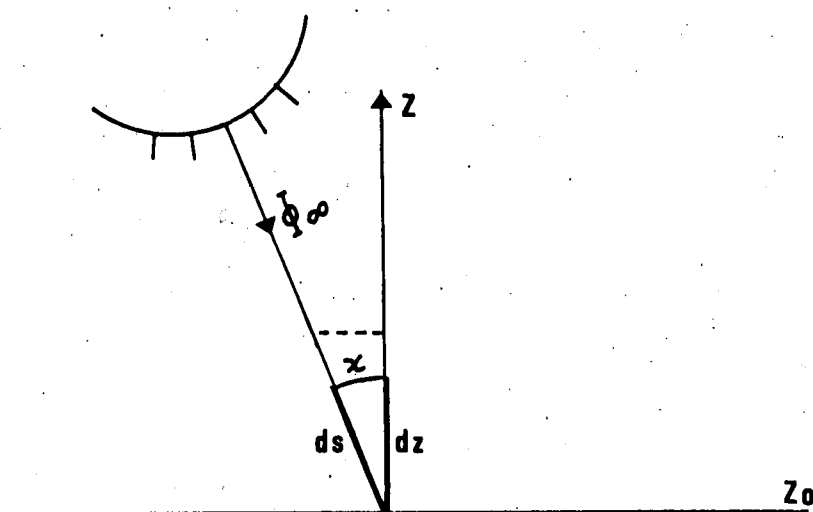


Fig. 2.- Zenithale afstand.

Om nu de energieflex op een hoogte z_0 te kennen moeten we de integraal nemen over al de elementaire absorpties $d\phi$ die boven het vlak z_0 plaatsgrijpen. Dit komt er op neer in het tweede lid de integraal te nemen van z_0 tot ∞ dus

$$\phi(z_0) = \phi_\infty \exp - \int_{z_0}^{\infty} Kn \sec \chi \, dz \quad (2.12)$$

$\int_{z_0}^{\infty} Kn \sec \chi \, dz$ stellen we gelijk aan $\tau(z_0)$ die de optische diepte z_0 voorstelt op een hoogte z_0 voor een zenithale afstand van de invallende straal gelijk aan χ . We definiëren nu als normale optische diepte de uitdrukking $\tau(z_0)_{\text{vert}}$:

$$\tau(z_0)_{\text{vert}} = \frac{\tau(z_0)}{\sec \chi}$$

Hierbij werd geen rekening gehouden met de bolvorm der aarde. -

W. Swider Jr.⁽¹⁴⁾ toont aan dat deze betrekking voldoende nauwkeurig is voor de invalshoeken χ kleiner dan 70° . Is χ groter dan 70° dan moeten correcties ingevoerd worden. De optische diepte $\tau(z_0)$ is dus een maat voor de absorptie die optreedt tussen de rand der atmosfeer en een oppervlak op de hoogte z_0 gelegen. Langs K om is τ afhankelijk van de golflengte. De voorgaande redenering onderstelde impliciet dat er slechts één absorberend bestanddeel in de atmosfeer voorkomt. Aangezien er evenwel verschillende bestanddelen met verschillende werkzame doorsneden, de beschouwde golflengte kunnen absorberen moeten we τ aanzien als een som :

$$\tau(z_0)_{\text{vert}} = \sum_x K_x \int_{z_0}^{\infty} n_x dz \quad (2.13)$$

Deze som slaat op al de atoom- en molecuulsoorten welke de beschouwde golflengte absorberen.

Door het definiëren van de optische diepte kunnen we nu ook de ionisatiecoëfficiënt en de dissociatiecoëfficiënt op een willekeurige hoogte in de atmosfeer bepalen. We kunnen schrijven :

$$J(z_0) = \phi(z_0) \times K \quad (2.14)$$

$$I(z_0) = \phi(z_0) \times \sigma \quad (2.15)$$

of $J(z_0) = \phi_{\infty} K e^{-\tau} \quad (2.16)$

$$I(z_0) = \phi_{\infty} \sigma e^{-\tau} \quad (2.17)$$

en ook $J(z_0) = J_{\infty} e^{-\tau} \quad (2.18)$

$$I(z_0) = I_{\infty} e^{-\tau} \quad (2.19)$$

Met behulp van de dissociatie- en ionisatiecoëfficiënten $J(z)$ en $I(z)$ kunnen we zeer gemakkelijk het aantal gedissociëerde deeltjes berekenen op een hoogte z , voor een gegeven zenithale afstand en een bepaalde golflengte. Het aantal moleculen X_2 dat door fotodissociatie verloren gaat wordt dan

$$L(X_2) = n(X_2) J(X_2) \quad (2.20)$$

waarbij $n(X_2)$ de concentratie van de moleculen X_2 voorstelt.

De werkzame absorptiedoorsnede van de elementen worden in het laboratorium bepaald in functie van de golflengte. Maar aangezien we de concentraties van alle bestanddelen moeten kennen om τ te berekenen daar waar de straling van de zon die concentraties zelf beïnvloedt, blijkt onmiddellijk de grote moeilijkheid de optische diepte in functie van de golflengte te bepalen. Dus zijn we aangewezen op experimenten niet alleen voor het bepalen van de intensiteit van de zon maar ook in vele gevallen voor het bepalen van de optische diepte, dit alles teneinde een maat te hebben voor de energie die op elke plaats wordt geabsorbeerd.

Voor het zichtbare en infrarood gedeelte van het zonnespectrum zijn deze metingen van op de grond mogelijk en beschikt men wel over voldoende gegevens en waarnemingen. Beneden 3000 Å is het licht echter niet meer waarneembaar van op de grond en diende men te wachten op de ontwikkeling van de ruimtevaart om effectieve metingen te kunnen verrichten. Precies omdat al het licht in dat gedeelte van het spectrum door de atmosfeer wordt geabsorbeerd is dit van bijzonder belang voor de aëronomie.

Speciaal bij de studie van de homosfeer, waar het wegens de turbulentie moeilijk is een modelatmosfeer op te stellen, trad het gebrek aan experimentele gegevens op de voorgrond. Een probleem dat aldus moeilijk kon worden opgelost was de studie van de ozonconcentratie in de stratosfeer en de mesosfeer. De ozon die verantwoordelijk is voor de absorptie van het licht tussen 2100 en 3100 Å ontstaat doordat voor de golflengten rond 2000Å het licht dieper in de atmosfeer doordringt. (fig. 3). Dit fenomeen noemt men het natuurlijk optisch venster rond 2000Å en wordt in de volgende paragrafen verklaard.

2.5. Historiek van het optisch venster

Het spectrum van de zon dat van op de aarde waarneembaar is, is aan de zijde der lage golflengten begrensd rond 3000 Å. Reeds in de loop van vorige eeuw wist men dat deze begrenzing te wijten is aan de absorptie van ozon. Immers de absorptie van ozon begint bij 3100 Å, heeft

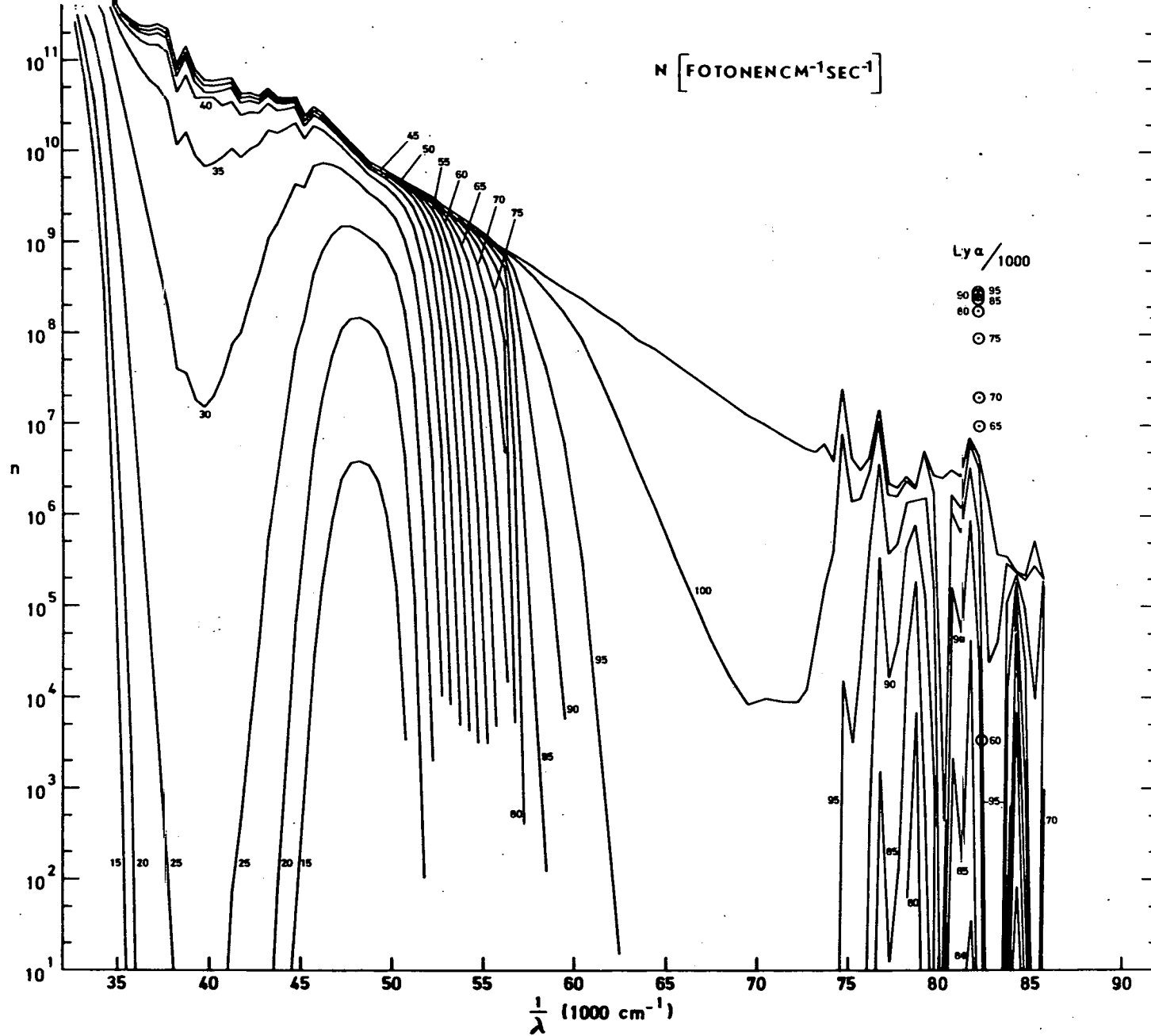


Fig. 3.- Indringing van de ultravioletzonnestraling op verschillende hoogtes in functie van de golflengte, voor een standaardatmosfeer en de zón in het zenith.

een maximum rond 2450 Å en neemt sterk af tot bij 2100 Å. Het atmosferisch bestanddeel dat het zonnelicht van een lagere golflengte absorbeert is moleculaire zuurstof. De absorptie-coëfficiënt is echter zeer laag tussen 2600 Å en 1950 Å. Van 1950 Å stijgt ze zeer snel door de aanwezigheid van de absorptiebanden van Schumann-Runge. Rond 2000 Å is er dus een minimum absorptie in de atmosfeer. Het is dit minimum dat men het optisch venster noemt omdat het toelaat dat het zonnelicht van dit spectraal-gedeelte dieper in de atmosfeer doordringt.

Reeds in 1903 kwam E. Meyer⁽¹⁵⁾ tot het besluit dat dit optisch venster moest bestaan. Hij poogde het dan ook van op de aarde waar te nemen, waarin hij echter niet slaagde. In 1921 toonden Fabry en Buisson aan dat de absorptie van zuurstof, die reeds begint rond 2600 Å hiervan de oorzaak was. In 1934 kon E. Meyer dan toch een spectrum waarnemen tussen 2000 en 2200 Å. Dit deed hij met behulp van een uiterst gevoelige detector van Schein et Stoll⁽¹⁷⁾ en door de meting te verrichten op grote hoogte (Jungfrauoch, 3460 m). Hierdoor vermeed hij immers een gedeelte van de zuurstofabsorptie.

Ook langs theoretische weg werd getracht de indringing van de zon in de atmosfeer voor dit spectraal gedeelte te berekenen, rekening houdend met de in het laboratorium bepaalde werkzame absorptiedoorsneden van moleculaire zuurstof en ozon. Hiervoor beschouwde men de zon, bij deze golflengten, als een zwarte straler met temperatuur begrepen tussen 4000 en 6000°K. Aldus bekwam A. Vassy⁽¹⁸⁾ de relatieve energetische intensiteit voor de verschillende hoogten (fig. 4 en 5).

De eerste succesvolle poging om het zonnenspectrum te meten boven de ozonlaag gebeurde in de Verenigde Staten in 1946 bij middel van een spectrograaf ontworpen door het Naval Research Laboratory. Deze werd geïnstalleerd in de neus van een Duitse V2 raket⁽⁸⁾. Daar deze raket niet gestabiliseerd was had men een speciale opstelling uitgedacht voor de meting (fig. 6). De spectrograaf was gemonteerd met de verticale as van de kegel evenwijdig met de as van de raket. Er waren twee optische ingangen

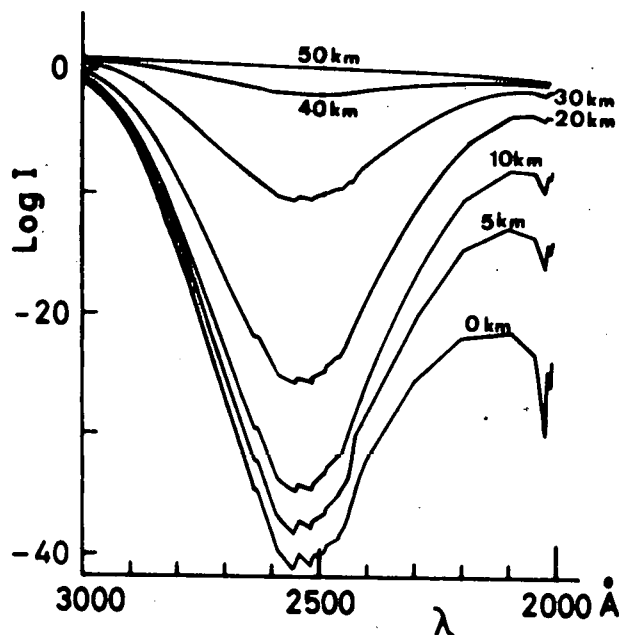


Fig. 4.- Indringdiepte van de zonne-stralen in functie van de golf-lengte. De zon werd beschouwd als een zwarte straler van 4000°K I_x is de intensiteit op een hoogte van x km.

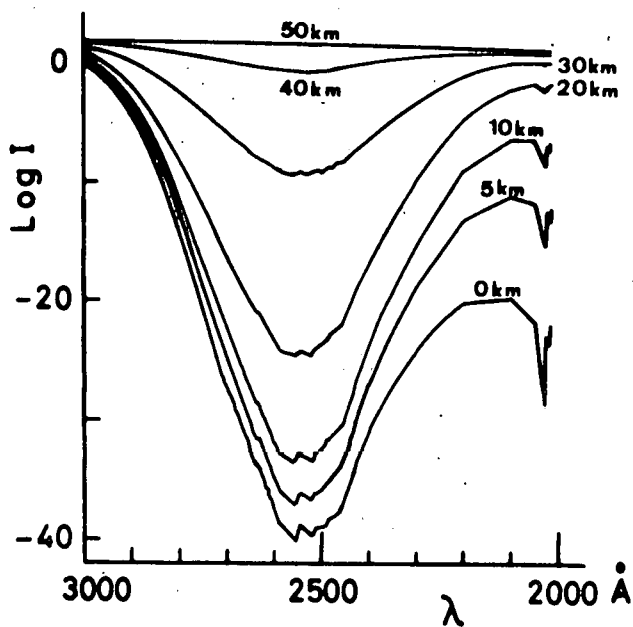
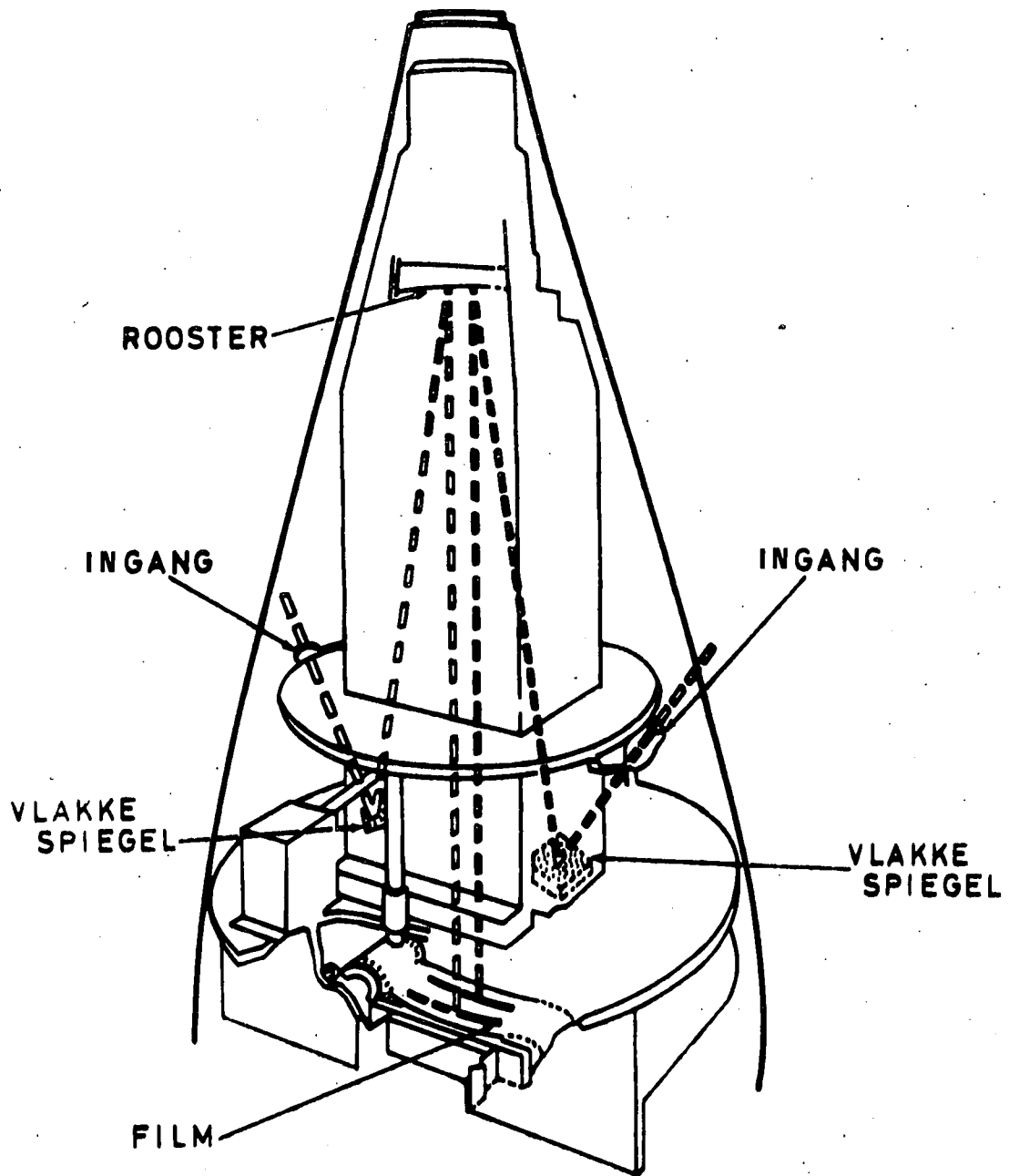


Fig. 5.- Idem. als voor de vorige figuur maar voor een temperatuur van 6000°K .

voorzien die beide een hoek van 45° vormden met het zenith en die diametraal tegenovergesteld lagen op de kegel. Om de nuttige invalshoek te vergroten waren aan de ingang lithium fluoride parels van 2 mm diameter geplaatst. Het beeld van de zon werd gevormd achter die parels die als een kleine opening werkten. Deze opstelling liet toe goede beelden van de zor te vormen zelfs als deze tot 10° van de optische as verwijderd was. Deze straling viel daarna op een spiegel, werd weerkaatst op een concaaf rooster die het spectrum focaliseerde op een 35 mm film gelegen op de cirkel van Rowland. Er werden foto's genomen met belichtingstijd 0,1, 0,6 en 3,0 seconden. Als detector werd een film gebruikt gevoelig voor het ultraviolet (type Eastman 103-0). Alhoewel de desorientatie van de raket moeilijkheden gaf konden toch verschillende spectra genomen worden met hoge resolutie. De laagste golflengte die kon waargenomen worden was rond 2100 \AA , omwille van de gelatine laag van de film. De ontleding



SPECTROGRAF

Fig. 6.- De spectrometer gebruikt bij de eerste raketproeven.

van deze spectra gaf twee typen van resultaten: de structuur van het spectrum en de absolute intensiteit van de straling. De nauwkeurigheid van deze laatste was echter beperkt door het gebrek aan een goede ijkbron in het ultraviolet. Men beschikte alleen over de koolstofboog die verschillende nadelen vertoont. De intensiteit in het ultraviolet is zeer zwak en is daarbij nog slecht gekend. Daarbij veroorzaakt zijn intensiteit in het zichtbaar spectrum grote problemen i.v.m. strooilicht. Bij de spectra opgenomen rond 35 km kon men duidelijk het voorspelde optisch venster waarnemen. De intensiteiten behorend tot het optisch venster waren echter zo zwak dat zij moeilijk voor analyse konden dienstbaar zijn.

De groep van het Naval Research Laboratory die deze metingen had uitgevoerd zette haar onderzoekingen voort en in 1954 publiceerden ze een spectrale kromme gaande tot 2000 \AA ⁽¹⁰⁾, die het resultaat was van zes raketproeven. De intensiteitsschaal is in absolute waarde geijkt. Beneden 2200 \AA waar men over geen metingen met de koolstofboog beschikte steunde men zich op een nogal arbitraire extrapolatie van de ijkcurve. In 1960 publiceert dezelfde groep⁽¹⁹⁾ een nieuwe intensiteitscurve die het gevolg was van een nieuwe reeks raketproeven. Het verschil met de vorige in het gebied beneden 2300 \AA wordt toegeschreven aan de betere kennis van de koolstofboog-intensiteit in dit gebied⁽²⁰⁾. Bij 2200 \AA bedraagt de correctie een factor twee. Deze resultaten werden geregistreerd op Eastman IV-O-UV film en dalen in golflengte af tot 2085 \AA .

Na deze proeven heeft het Naval Research Laboratory zijn studies eerder georiënteerd in de richting van het extreme ultraviolet beneden 2000 \AA ^(21, 22, 23). Het spreidingssysteem en de gevoelige plaat werden geijkt in relatieve waarde in functie van de golflengte. Zij werden daarna in absolute waarde geijkt door tijdens de vlucht de intensiteit van de straal Ly α van waterstof te meten bij middel van een ionisatiekamer gevuld met stikstofoxyde. Dit werk behandelt niet speciaal de straling tussen 2000 en 2200 \AA .

Pas in 1967 werden nieuwe proeven verricht door Blamont en Bonnet^(24, 25, 26) om de absolute intensiteit in het ultraviolet van de zon te meten. Bij deze raketproef (Veronique raket gelanceerd in Hammaguir) bestond de apparatuur uit een telescoop met daarachter een spectrograaf.

Het geheel werd gedurende de proef op de zon gericht bij middel van een door Ball Brothers ontwikkeld systeem met een precisie van 20". Het spectrum werd opgenomen op een fotografische plaat, type 103-a0-UV, gevoelig voor ultravioletlicht en gefabriceerd door Kodak. De bedoeling van de proef was de randverduistering van de zon te bestuderen. Het spectrum dat in aanmerking werd genomen was begrepen tussen 1800 en 2800 Å.

Hier was het zwakke punt opnieuw de film die beneden 2300 Å een anomalie vertoont te wijten aan de absorptie door de gelatinelaag. In dit gebied wordt de nauwkeurigheid van de proef er fel door verminderd.

Het opgenomen spectrum is echter merkwaardig en vertoont een groot verschil met de waarden van Tousey van het NRL vooral in het gebied 2000-2200Å (zie fig. 6). Opvallend is de snelle stijging van de intensiteit tussen 2000 en 2100 Å. Rond 2080 Å kan men werkelijk van een discontinuïteit spreken. Door verschillende auteurs wordt echter ook betreurd dat deze metingen niet herhaald werden.

Tot besluit kunnen we zeggen dat tot op heden zeer weinig absolute metingen in dit gedeelte van het zonnenspectrum werden verricht. Hiervoor zijn verschillende redenen aan te halen. Bij het eerste onderzoek van het zonnenspectrum was men vooral geïnteresseerd in de thermische flux van de zon ; wat er op neer kwam de zonnekonstante te bepalen. Volgens Johnson kan de onnauwkeurigheid van de kennis van het ultraviolet ($\lambda < 3460 \text{ Å}$) op de zonnekonstante geen grotere invloed hebben dan 0,5 %⁽⁹⁾. De bijdrage tot de zonnekonstante van het spectrum tussen 2000 en 2200 Å is van de orde van 0,05%. Het is dus normaal dat met de nauwkeurigheid van de metingen in dit gebied geen rekening diende te worden gehouden.

Een tweede reden is de moeilijkheid een ijking in dit spectraal gebied uit te voeren. Men beschikt er nl. over geen absolute ijkbron. De gewoonlijk gebruikte koolstofboog is in dit gebied te onvoldoende gekend en heeft een te zwakke intensiteit voor degelijke absolute metingen. Verder is het een feit dat de fotografische plaat in dit spectraal gebied ook zeer grote ijkingsmoeilijkheden meebrengt wegens de absorptie van de gelatine⁽²⁵⁾. De fotografisch experimenten leiden daarbij nog niet

tot een direkte bepaling van de integrale straling van de volledige schijf daar steeds op één bepaald punt gemikt wordt.

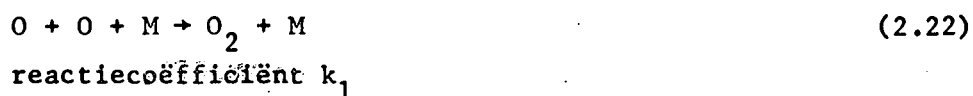
2.6.- Belang van het optisch venster voor de aëronomische fotochemie

Het optisch venster rond 2000 Å is van belang voor de fotochemie van de mesosfeer en de stratosfeer. Deze laatste putten immers hun energie uit aëronomische reacties met minderheidsbestanddelen, bijvoorbeeld absorptie van UV straling door ozon. Voor de fotochemische studie van dit gedeelte van de atmosfeer gaat men als volgt te werk : men beschouwt eerst een uitsluitend zuurstofatmosfeer en pas later maakt men de reacties meer ingewikkeld door er achtereenvolgens de andere bestanddelen aan toe te voegen. Hier gaan we ons hoofdzakelijk beperken tot een uitsluitende zuurstofatmosfeer^{(1,2) (27,28,29)}. De straling van de zon heeft volgende fotochemische dissociatie voor gevolg :

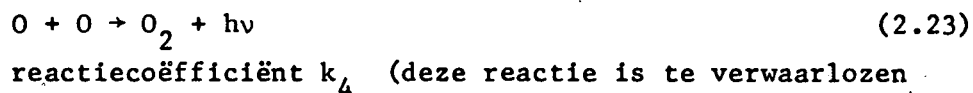


($\lambda < 2424\text{Å}$) dissociatie coëfficiënt J_2

De zuurstofatomen recombineren door botsing met een derde lichaam

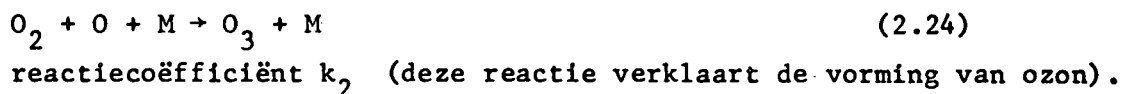


of door onderlinge botsing



in de lagere atmosfeer)

of door volgende zeer belangrijke drie-lichamen-reactie



De ozon verdwijnt door absorptie van UV straling



($\lambda < 3100 \text{ \AA}$) dissociatie-coëfficiënt J_3

of door reactie met atomaire zuurstof



reactiecoëfficiënt k_3

Vooraleer de evenwichten van deze reacties na te gaan kunnen we de werkzame absorptiedoorsnede van moleculaire zuurstof en ozon bespreken die voor de betrekkingen 2.21 en 2.25 in aanmerking komen (fig. 7, 8) (30, 31, 32). Voor moleculaire zuurstof onderscheiden we twee continua : het continuum van Schumann-Runge voor $\lambda < 1750 \text{ \AA}$ en het continuum van Herzberg $\lambda < 2400 \text{ \AA}$. In het continuum van Schumann-Runge is de werkzame absorptiedoorsnede van $5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ tot $1,5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$. Tabel 2, die door M. NICOLET in ref. (1) gegeven wordt, geeft de concentratie en het totaal aantal moleculen per kolom met doorsnede van 1 cm^2 voor een hoogte van 30 tot 100 km. Uit deze gegevens kunnen we afleiden dat de concentratie van O_2 zo groot is dat het licht beneden 1750 \AA volledig geabsorbeerd wordt voor de lagere thermosfeer, dus boven 85 km. In het continuum van Herzberg is de werkzame absorptiedoorsnede tussen 10^{-24} en 10^{-23} cm^2 . De concentraties van tabel 1 tonen aan dat de reactie (2.21) uitermate belangrijk is voor de mesosfeer en de stratosfeer. Deze reactie levert immers de atomaire zuurstof nodig voor de ozonproductie volgens de reactie (2.24). Deze ozon staat in voor de absorptie van de zonnestraling in het spectraal gebied van 3100 tot 2100 \AA volgens reactie (2.25) (fig. 8).

Uit de vgl. (2.21 tot 2.26) kunnen we volgende betrekkingen nopens de concentratieveranderingssnelheden voor de bestanddelen O_2 , O en O_3 afleiden

$$\frac{dn(O_2)}{dt} = -J_2 n(O_2) + k_1 n^2(O) n(M) - k_2 n(O) n(O_2) n(M) + J_3 n(O_3) + 2k_3 n(O_3) n(O) \quad (2.27)$$

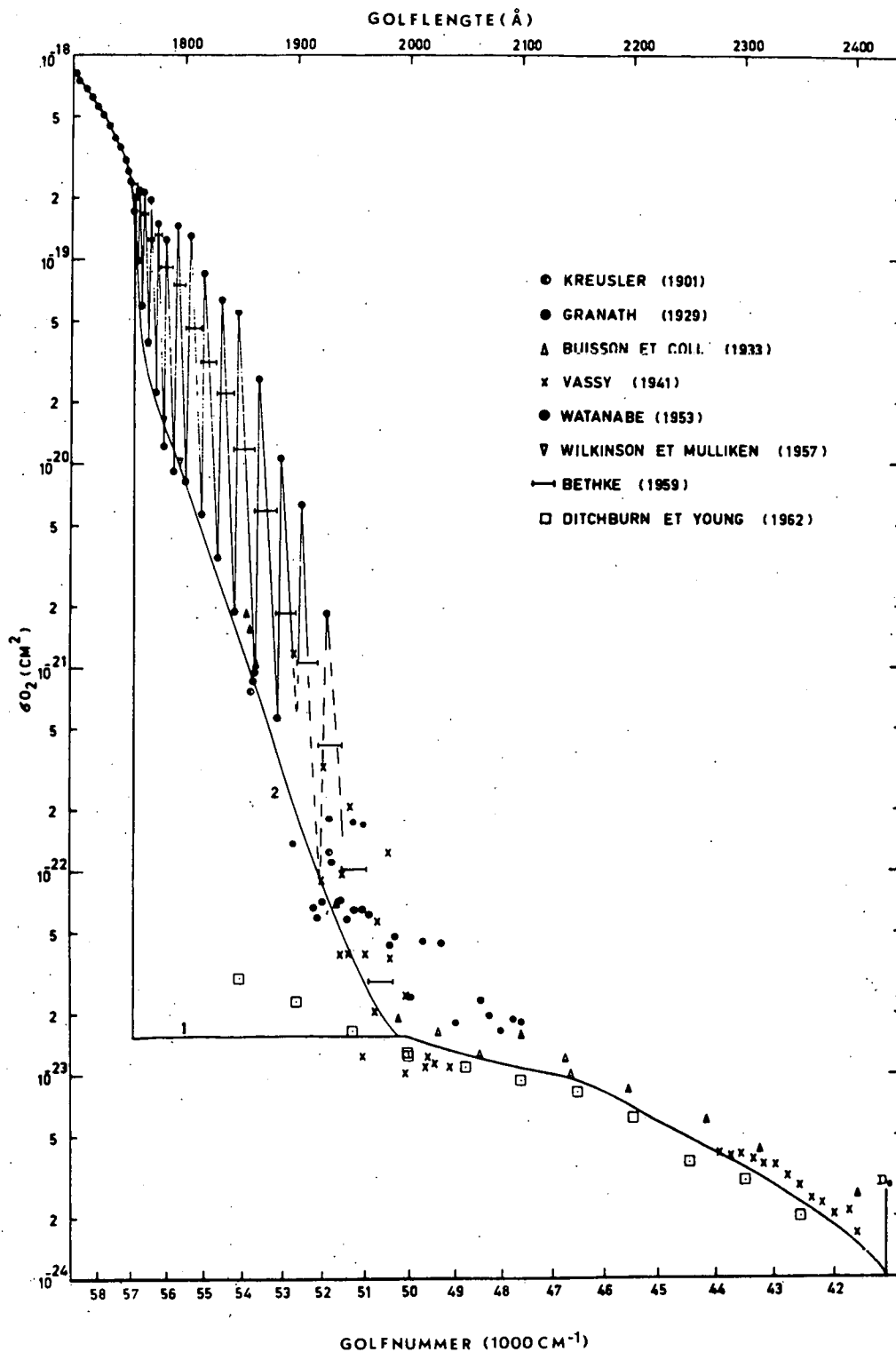


Fig. 7.- De werkzame absorptiedoorsnede van O₂

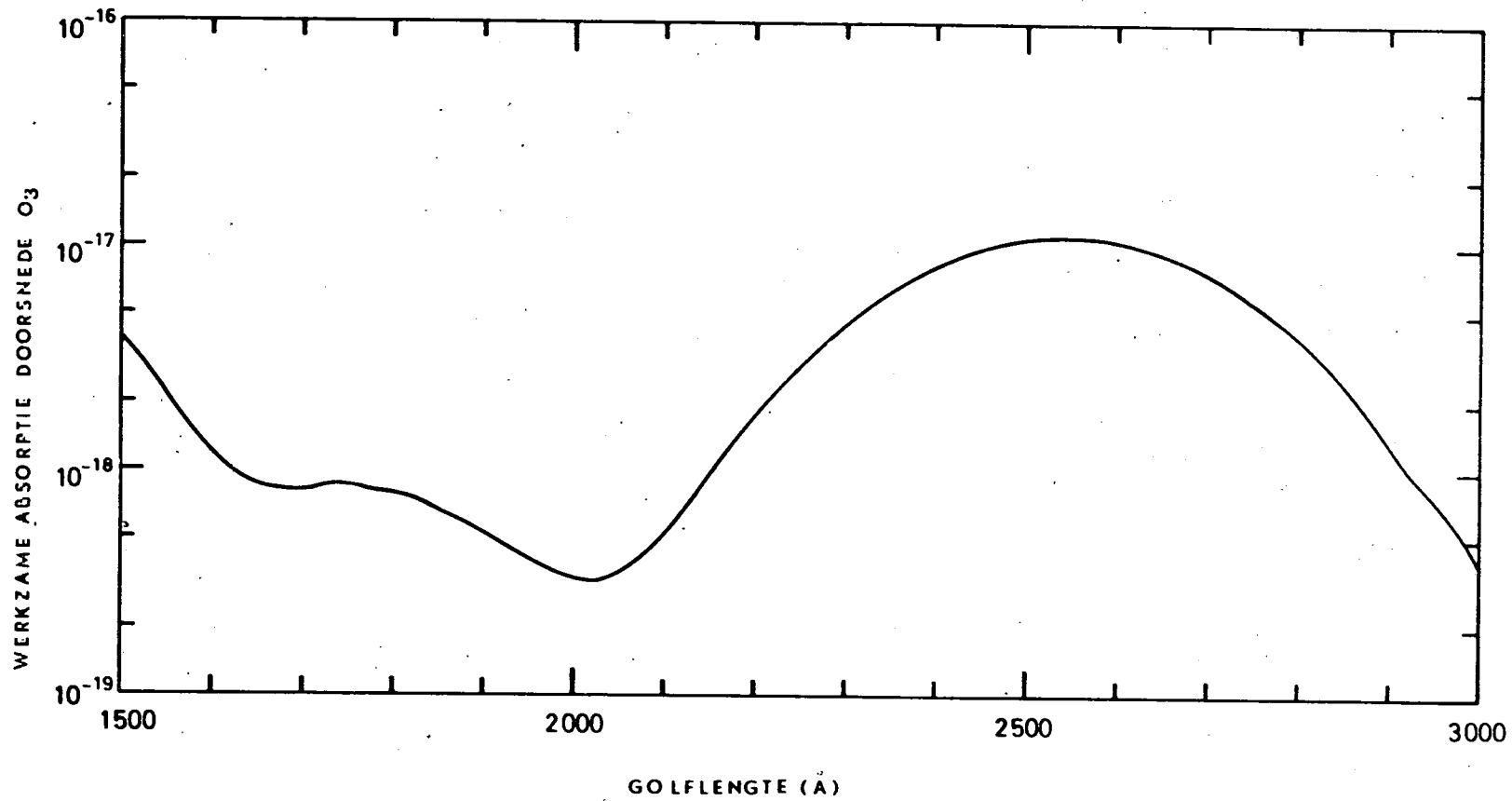


Fig. 8.- De werkzame absorptiedoorsnede van O₃

Tabel 2.-

Hoogte km	Concentratie $n(O_2) \text{ cm}^{-3}$	totaal aantal $n(O_2) \text{ H cm}^{-2}$
30	$7,81 \times 10^{16}$	$5,42 \times 10^{22}$
32,5	$5,29 \times 10^{16}$	$3,81 \times 10^{22}$
35	$3,64 \times 10^{16}$	$2,71 \times 10^{22}$
37,5	$2,54 \times 10^{16}$	$1,95 \times 10^{22}$
40	$1,78 \times 10^{16}$	$1,42 \times 10^{22}$
42,5	$1,29 \times 10^{16}$	$1,04 \times 10^{22}$
45	$9,14 \times 10^{15}$	$7,45 \times 10^{21}$
47,5	$6,72 \times 10^{15}$	$5,48 \times 10^{21}$
50	$4,95 \times 10^{15}$	$4,04 \times 10^{21}$
52,5	$3,65 \times 10^{15}$	$2,97 \times 10^{21}$
55	$2,69 \times 10^{15}$	$2,19 \times 10^{21}$
57,5	$2,04 \times 10^{15}$	$1,60 \times 10^{21}$
60	$1,54 \times 10^{15}$	$1,16 \times 10^{21}$
62,5	$1,14 \times 10^{15}$	$8,26 \times 10^{20}$
65	$8,38 \times 10^{14}$	$5,80 \times 10^{20}$
67,5	$6,06 \times 10^{14}$	$4,02 \times 10^{20}$
70	$4,32 \times 10^{14}$	$2,73 \times 10^{20}$
72,5	$2,95 \times 10^{14}$	$1,83 \times 10^{20}$
75	$2,00 \times 10^{14}$	$1,22 \times 10^{20}$
77,5	$1,34 \times 10^{14}$	$8,09 \times 10^{19}$
80	$8,98 \times 10^{13}$	$5,32 \times 10^{19}$
82,5	$5,96 \times 10^{13}$	$3,47 \times 10^{19}$
85	$3,93 \times 10^{13}$	$2,25 \times 10^{19}$
87,5	$2,50 \times 10^{13}$	$1,46 \times 10^{19}$
90	$1,61 \times 10^{13}$	$9,50 \times 10^{18}$
92,5	$1,04 \times 10^{13}$	$6,25 \times 10^{18}$
95	$6,76 \times 10^{12}$	$4,14 \times 10^{18}$
97,5	$4,43 \times 10^{12}$	$2,76 \times 10^{18}$
100	$2,93 \times 10^{12}$	$1,85 \times 10^{18}$

$$\frac{dn(O)}{dt} = 2J_2 n(O_2) - 2k_1 n^2(O) n(M) - k_2 n(O_2) n(O) n(M) + J_3 n(O_3) - k_3 n(O_3) n(O) \quad (2.28)$$

$$\frac{dn(O_3)}{dt} = k_2 n(O_2) n(O) n(M) - J_3 n(O_3) - k_3 n(O_3) n(O) \quad (2.29)$$

Door in de betrekking (2.29) het tweede lid gelijk aan nul te stellen krijgen we de evenwichtsbetrekking voor ozon

$$\frac{n(O_3)}{n(O)} = \frac{k_2 n(M) n(O_2)}{J_3 + k_3 n(O)} \approx \frac{k_2 n(M) n(O_2)}{J_3} \quad (2.30)$$

De benadering geldt natuurlijk slechts gedurende de dag voor een belichte atmosfeer. Immers $n(O)$ kan dan in de mesosfeer wel 10^{12} cm^{-3} bereiken maar een waarde voor k_3 is (zie ref. (33) van M. NICOLET)

$$k_3 = 2,4 \times 10^{-11} e^{-2350/T} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (2.31)$$

terwijl de temperatuur kleiner is dan 200°K en J_3 zeer groot is (10^{-2} sec^{-1}).

In de mesosfeer is

$$n(O_3) < n(O)$$

De atomaire zuurstof domineert de ozonconcentratie. De betrekking (2.30) dient om de ozonconcentratie te berekenen uit de zuurstofconcentratie. De verandering van de zuurstofconcentratie wordt gegeven door de betrekking die volgt uit 2.28 en 2.30

$$\frac{dn(O)}{dt} + 2n^2(O) \left[k_1 n(M) + \frac{k_3 k_2 n(M) n(O_2)}{J_3} \right] = 2n(O_2) J_2 \quad (2.32)$$

In de stratosfeer is

$$n(O_3) > n(O)$$

wat nu leidt tot de betrekking

$$\frac{dn(O_3)}{dt} + 2 \frac{n^2(O_3) k_3 J_3}{k_2 n(M) n(O_2)} = 2n(O_2) J_2 \quad (2.33)$$

Gedurende de nacht verandert de toestand volledig ($J_3 = 0$ in de noemer van (2.30) zodat k_3 van belang wordt). In de mesosfeer streeft de ozonconcentratie tot een limietwaarde die afhangt van de concentratie van atomaire zuurstof bij zonsondergang.

In de stratosfeer domineert de ozonconcentratie de concentratie atomaire zuurstof. Het is dus de reactie (2.24) die het belangrijkste wordt. Bijgevolg zijn er praktisch geen veranderingen tussen de $n(O_3)$ ozonconcentratie tijdens dag en nacht. Het is daarentegen de atomaire zuurstof die verdwijnt door de reactie (2.24)

Houden we nu rekening met de andere elementen dan moeten hieraan verscheidene chemische reacties worden toegevoegd : in de eerste plaats de reacties waarin waterstof een rol speelt. Deze zijn



Zonder twijfel zijn nog andere reacties van O_3 en O van belang b.v. deze met NO en CH_4 .

Om nu, uitgaande van deze betrekkingen, de samenstelling van de stratosfeer en de mesosfeer te berekenen stuit men op twee moeilijkheden. Enerzijds zijn de reactiecoëfficiënten k_2 en k_3 ⁽³³⁾ niet met voldoende nauwkeurigheid gekend. De onzekerheid op deze coëfficiënten bedraagt een factor 2. Anderzijds is er de gebrekkige kennis van de zonne-

intensiteit rond 2000 Å. Vermits precies deze straling verantwoordelijk is voor de foto-dissociatie van O_2 en O_3 is er een grote nauwkeurigheid vereist in het spectraal gebied 1800 tot 2400Å. Een kleine systematische fout bij de meting of de ijking kan de stralingstemperatuur van de zon doen veranderen over meer dan 100°K. Het gevolg hiervan is dat de dissociatie-coëfficiënt J_2 in functie van de optische diepte, onvoldoende nauwkeurig gekend is voor een juiste berekening van de concentraties.

Wegens de complexiteit van het systeem zijn we aangewezen op experimenten om dit laatste probleem op te lossen. De essentiële reacties, die er een rol in spelen, grijpen plaats tussen een hoogte van 20 en 35 km. Dus hebben we er alle belang bij rechtstreeks ter plaatse de metingen uit te voeren.

2.7. Middelen ter onze beschikking om de lacune rond 2000Å aan te vullen

De metingen van het zonnenspectrum van op de aarde is beperkt aan de lage golflengte zijde tot 3000Å wegens de absorptie van de atmosfeer en meer speciaal van de ozon. We willen toch even de proeven van Dunkelmann en Scolnik⁽³⁴⁾ bekijken die het spectrum maten tot 3030 Å. Deze proeven hadden tot doel de resultaten van de raketproeven van Tousey in het ultraviolet op een absolute schaal te brengen. Deze metingen werden verricht vanop een hoogte van 8025 voet boven de zeespiegel op de Lemmonberg in Arizona in 1951. Dunkelmann en Scolnik gebruikten hiervoor een dubbele kwartsmonochromator met aan de uitgang een fotovermenigvuldiger. De gemeten intensiteiten werden dan terug gebracht naar de intensiteit van de zon volgens de methode van Langley. Hierbij gaat men als volgt te werk. Men gaat uit van de betrekking bij elke golflengte

$$I = I_0 e^{-\tau m} \quad (2.39)$$

I = gemeten intensiteit

I_0 = intensiteit aan de rand van de atmosfeer

τ = de verzwakkingscoëfficiënt die rekening houdt met alle absorpties ;
het is dus de optische diepte

m = de verhouding van de, door de straling afgelegde weg in de atmosfeer tot de afgelegde weg bij normale inval, d.w.z. $\sec \chi$, waarbij χ de hoek is tussen de richting van de zon en de plaatselijke normale.

Nemen we de logaritme van beide leden dan krijgen we de betrekking

$$\log I = \log I_0 - \tau m$$

Dit is een lineaire betrekking tussen I en m . Men meet dus I voor verschillende waarden van m . Tekent men de grafiek van de logaritme I in functie van m dan krijgt men een rechte met richtingscoëfficiënt $-\tau$. Door extrapolatie van de rechte tot een waarde van $m = 0$ verkrijgt men de waarde I_0 .

Dit wordt voor elke golflengte herhaald en aldus bekomt men het spectrum van de zon alsook de optische diepte bij iedere golflengte.

Om deze methode te kunnen toepassen moet men in de eerste plaats over een homogene atmosfeer beschikken tussen de zon en het meettoestel voor de periode van de meting. Om wolken en nevel te vermijden tracht men deze dan ook uit te voeren van op zo hoog mogelijke gelegen plaatsen.

De foutoorzaken die de spreiding tussen de resultaten van de verschillende experimentatoren in dit spectraalgebied kan verklaren zijn bijna allemaal ook geldig voor de metingen in het optisch venster. Deze zijn : - strooilicht dat in de monochromator invalt en dat vooral aan de UV zijde van het spectrum, waar de intensiteit zeer gering is, fouten veroorzaakt.

- de ijking is een zeer moeilijk probleem. Hierop wordt later nog teruggekomen. We kunnen hier wijzen op de noodzakelijkheid van de standaarden die door de verschillende auteurs gebruikt worden te vergelijken.

- de fout door de extrapolatiemethode: alleen in ideale atmosferische omstandigheden liggen alle punten op een rechte. In de praktijk is er altijd een zekere spreiding die zal leiden tot een fout op de stralingsintensiteit.

- de manier waarop we de zon bekijken is ook van bijzonder belang. De zon is geen zwarte straler en is niet uniform over de ganse schijf. We stelden reeds een temperatuurafname vast tussen het centrum en de rand, te wijten aan het verschil in optische diepte van de warme kern. Er is ook nog een onregelmatigheid over de zonneschijf, afhankelijk van de tijd en van de golflengte (zonneactiviteit). Het is dus noodzakelijk goed te definiëren hoe we te werk gaan bij het bestuderen van de zon. Met een telescoop b.v. richten we ons op een bepaald deel van de zon. Om de totale straling te kennen moeten we dan integreren over het oppervlak van de schijf.

De metingen beneden de 3000\AA zijn alleen mogelijk sedert het ontstaan van de ruimtevaarttechnieken. De verschillende middelen die ter beschikking staan zijn satelliet, raket en stratosferische ballons. De meting per satelliet werd verworpen omdat het moeilijk is optische metingen te verrichten beneden de 160 km met een satelliet.

De proeven van het NRL en van Blamont en Bonnet werden met een raket uitgevoerd. Voor het spectraal gedeelte dat men hierbij wilde bekijken moest men tot op een zekere hoogte gaan. Nochtans stelt de raket enorme problemen die zeker hun invloed hebben op de nauwkeurigheid. Men moet beschikken over een monochromator die ondanks het rollen en het slingeren van de raket nog voldoende lichtsterkte geeft. Wegens de grote snelheid van de raket is het alleen mogelijk de resultaten op een fotografische plaat op te nemen en zoals vroeger reeds aangehaald biedt deze steeds moeilijkheden voor de golflengten rond 2000\AA . Verder moet men een zekere belichtingstijd hebben waardoor we het licht steeds integreren over een zekere afstand die gezien de snelheid van de raket niet te verwaarlozen is.

De hoogte die men moet bereiken om metingen te doen in het optische venster rond 2000\AA correspondeert zeer goed met deze die door stratosferische ballons kan bereikt worden. Deze laatste kunnen gemakkelijk een last gaande van 200 kg tot een hoogte van 35 km brengen en er blijven plafonneren gedurende verschillende uren. Dit laat toe een voldoende

aantal spectra van de zon te nemen om met de methode van Langley een goede nauwkeurigheid te bereiken. Uit het voorgaande blijkt dat het aangewezen was de metingen in het optisch venster te verrichten met de stratosferische ballon. Het is het enige middel dat ons toelaat a) precies daar te meten waar de interessante verschijnselen zich voordoen b) een groot aantal metingen te doen in identische omstandigheden en aldus de nauwkeurigheid te verhogen.

Voor wat de uitvoering van de proef betreft hebben we de fotometrische methode boven de fotografische verkozen. Deze keuze is normaal gezien de verschillende nadelen vroeger aangehaald van de fotografische plaat rond 2000 Å.

Een nadeel van de fotometrische methode, nl. het strooilicht, werd vermeden door een oordeelkundige keuze van de fotovermenigvuldiger, Dit was mogelijk gezien het kleine spectraalgebied dat ons interesseerde.

De opstelling die voor de proef werd gebruikt, die later in detail zal besproken worden is de volgende (35, 36, 37, 38) : in het horizontaal gedeelte van een goed uitgeëkilibreerde schuit bevindt zich een diffusor (met kwarts) die het invallende licht verspreidt. Het gedifundeerde licht valt op de ingangsspleet van een monochromator die door middel van een vlak rooster een monochromatisch licht (resolutie 15Å) op de fotometer laat vallen. De uitgangspanning van de fotometer wordt met een elektrometer gemeten en door telemeting naar de aarde gestuurd.

HOOFDSTUK 3.- DE INSTRUMENTATIE

3.1.- Inleiding

Bij de verwezenlijking van een optische meting speelt de instrumentatie een zeer voorname rol. De optische methode die men gebruikt wordt gedetermineerd door de aard van de meting (spectraal gebied, gewenste resolutie en gewenste nauwkeurigheid) maar tevens door de ijkingsmogelijkheden waarover we beschikken. Deze laatste zijn voor onze proeven zelfs van uitzonderlijk belang geweest vermits we er precies op steunen om een hoge nauwkeurigheid te verkrijgen.

Bij de meting van het ultravioletlicht van de zon met een monochromator, werd in de eerste plaats gedacht aan het focaliseren van het zonlicht op de ingangsspleet van de monochromator om aldus een maximale intensiteit te bekomen. Hiervan werd afgezien omdat we geen eenvoudige manier zagen om bij het ijken over een voldoende sterke parallele lichtbundel te beschikken die eveneens op de ingangsspleet zou kunnen gefocaliseerd worden. Vandaar het eerder ongewoon voorkomen van een diffusor voor de monochromator. Daardoor gaat veel licht verloren. Daar tegenover staat echter de vereenvoudiging van de ijking. Immers aldus kunnen we de diffusor, de monochromator en de fotovermenigvuldiger als één geheel beschouwen en welke lichtbron we ook gebruiken, de monochromator ziet steeds het licht dat door het venster gediffundeerd wordt. Eveneens biedt deze methode de mogelijkheid de meting uit te voeren met een niet op de zon gerichte schuit. Zo'n schuit is lichter en gaat dus hoger (tot 3 mb in plaats van 7mb) waardoor metingen zelfs bij de golflengte van de maximale absorptie van ozon nog mogelijk zijn. Tevens wordt bij de bereikte hoogte de optische diepte zo klein (rond 2000Å) dat het zonlicht er praktisch integraal wordt waargenomen.

De schuit bestaat uit een luchtdichte kuip, die horizontaal wordt opgehangen. Deze kuip bevat het elektronisch gedeelte van het meettoestel en de voeding. De kuip wordt gevuld met droge lucht. De monochromator en de fotovermenigvuldiger zijn gemonteerd in een lucht-

dichte bus Deze bus bevat droge stikstof. Voor de ingangsspleet van de monochromator bevindt zich het venster dat bestaat uit mat suprasil glas. De bus is zodanig op het deksel van de kuip gemonteerd dat de fotovermenigvuldiger in de kuip komt. Al de afdichtingen zijn verzekerd door het gebruik van O ringen. De elektronica bestaat hoofdzakelijk uit een elektrometer die dank zij een omschakelsysteem een dynamisch bereik heeft van 10^6 , rekening houdend met de onvolmaaktheid van de telemetrie (fig. 9 en 9bis)

3.2.- De diffusor

Door het gebruik van een diffusor wordt de optica van de meting fel vereenvoudigd. Door een degelijke spreiding van het licht ziet de monochromator steeds een uniform verlicht oppervlak ongeacht de invalshoek van de straling. Het is vooral bij de ijking dat de diffusor bijzonder belangrijk is. Door het belichten van het venster met monochromatisch licht plaatst men zich in dezelfde omstandigheden t.o.v. de monochromator als bij de meting zelf, wat noodzakelijk is voor een absolute meting.

Best zou de diffusor bolvormig zijn. Vooral bij lage invalshoeken biedt de bolvormige diffusor voordeel op een horizontaal venster. Uit proeven in het laboratorium bleek dit voordeel niet op te wegen tegen de eenvoud van de montage en de afdichting van een horizontaal venster. De fotovermenigvuldiger zit immers in een luchtdichte koker, gevuld met droge stikstof zodat, tussen de vermenigvuldiger en het venster, zich alleen een niet absorberend gas bevindt.

Als diffusor werd een venster in mat suprasil glas gebruikt. Deze heeft een goede optische transmissie ⁽²⁾ tussen 1650 \AA en $4,5\mu$. en kon dus gebruikt worden in het spectrumgedeelte dat ons interesseerde (fig. 10). Door het mat te maken kwamen we een zeer goede spreiding van het invallende licht.

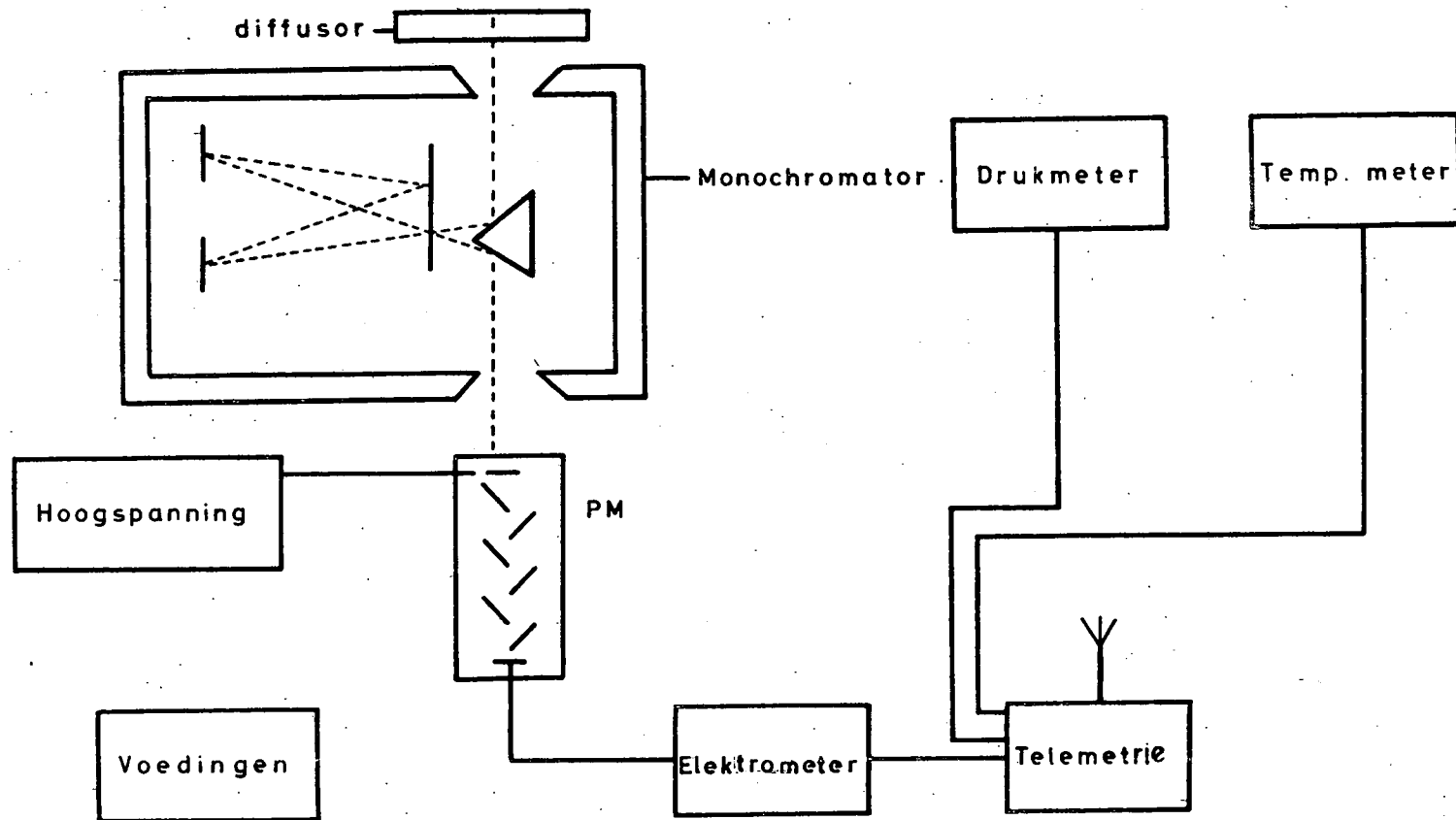


Fig. 9.- Synoptisch diagram.

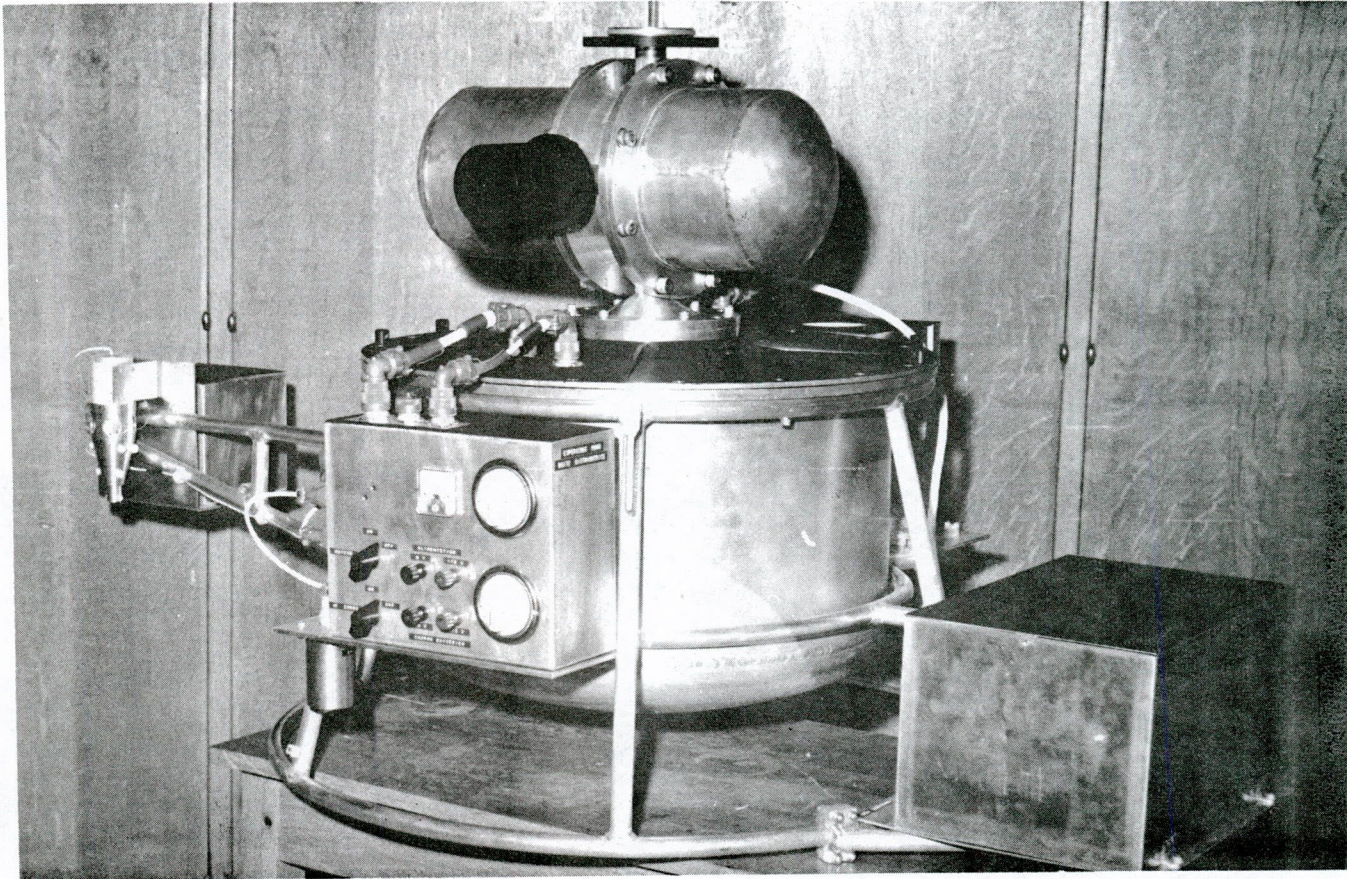


Fig. 9bis.- Foto van de schuit.

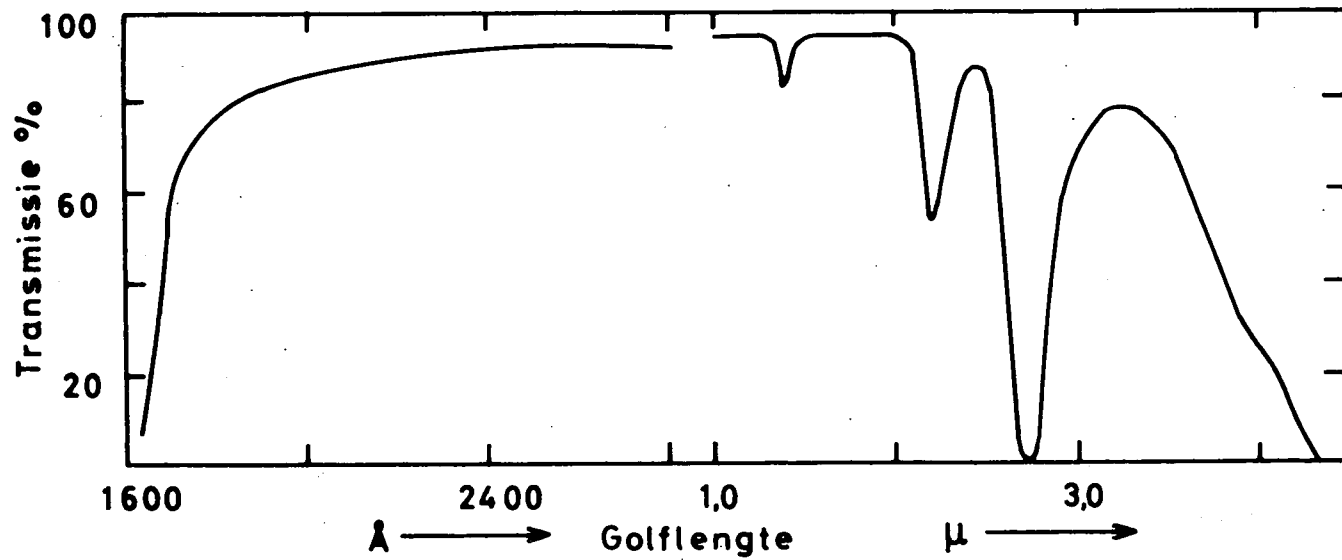


Fig. 10.- Doorlaatvermogen van suprasil.

3.3.- De monochromator (fig. 11)

Om de studie te maken van de spreiding van de energie over de golflengten van het polychromatisch licht van de zon moeten we over een toestel beschikken dat de verschillende golflengten scheidt. Dit kunnen we door middel van een monochromator. De monochromator is een optisch toestel dat we als volgt kunnen beschrijven (fig. 11). Het polychromatisch licht valt op een ingangsspleet. Deze bevindt zich in het brandpunt van een collimator lens of van een parabolische spiegel, die het licht in een evenwijdige bundel op het spreidingselement (een prisma of een rooster) doet terecht komen. De verschillende golflengten verlaten het prisma in evenwijdige bundels maar onder verschillende hoeken of worden op gelijkaardige wijze door het rooster weerkaatst. Deze bundels monochromatisch licht vallen op een lens of spiegel die de verschillende bundels focuseert op zijn focaal vlak. Voor iedere golflengte krijgt men een beeld van de ingangsspleet in het focaal vlak. De grootte van de spleet zal dus zeker een rol spelen in het oplossend vermogen van de monochromator. De detectie kan nu op twee manieren gebeuren. Ofwel kan men in dit focaal vlak een fotografische plaat monteren waarop we dan een beeld van het spectrum te zien krijgen. Men kan ook het prisma of het rooster zodanig bewegen dat de achtereenvolgende golflengten vallen op een vaste uitgangsspleet gelegen in het focaal vlak en waarna het licht door een fotogevoelig element wordt gedetecteerd. Men kan nu verschillende opstellingen uitdenken die buiten deze hoofdelementen nog lenzen en spiegels kunnen bevatten. Hierbij moet men rekening houden dat bij de transmissie doorheen een lens of bij de reflectie op een spiegel steeds een gedeelte van de lichtintensiteit verloren gaat. Bijgevolg moeten we voor elke lens een transmissiecoëfficiënt en voor elke spiegel een reflectiecoëfficiënt definiëren die een maat geeft voor het intensiteitsverlies. Elke monochromator heeft een zeker oplossend vermogen. Dit staat in verband met de mogelijkheid om twee nabije enkelvoudige spectraallijnen te scheiden zodat ze afzonderlijk kunnen worden waargenomen. De resolutie definiëren we als de afstand in golflengte waarop twee spectraallijnen van elkaar moeten verwijderd zijn opdat we ze na de monochromator nog zouden kunnen onderscheiden. De reden waarom de resolutie van een monochromator niet oneindig kan zijn, is dat we een spectraallijn na de monochromator niet als een lijn terug vinden, maar dat de spectraallijn een zekere breedte heeft gekregen.

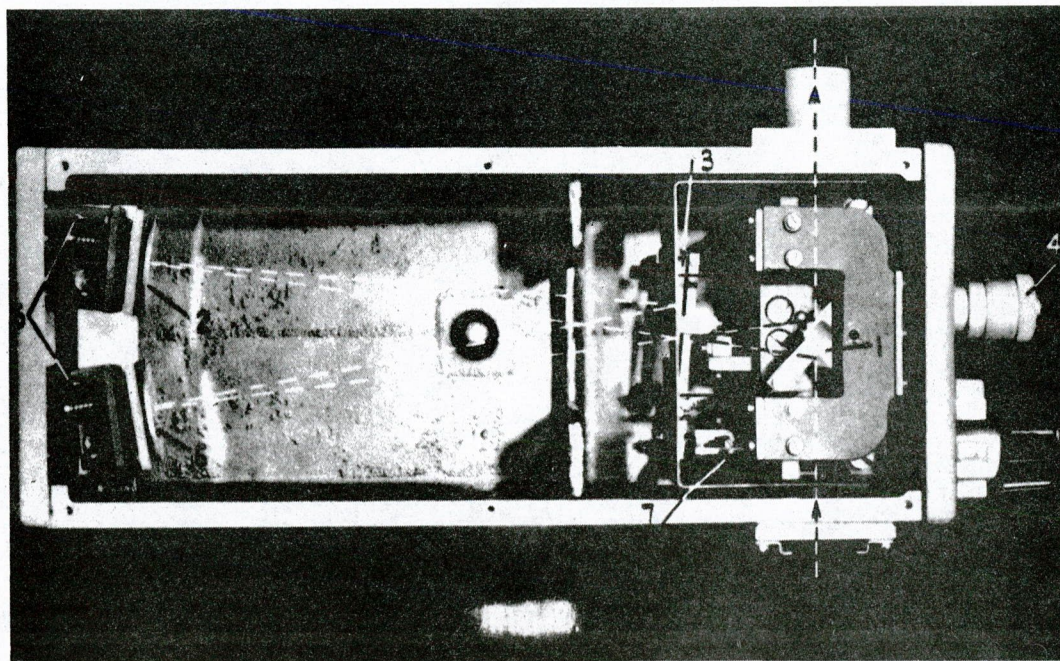


Fig. 11.- De monochromator Hilger.

De resolutie is dus afhankelijk van deze breedte. Vandaar dat als resolutie voor de monochromator genomen wordt de breedte die een enkelvoudige spectraallijn na de monochromator heeft, gemeten op halve hoogte. De resolutie is afhankelijk van de constructie van de monochromator. De factoren die de resolutie beïnvloeden zijn :

- de afmetingen van de ingangsspleet
- de optische weg afgelegd door de straal
- de kwaliteit van het rooster.

De resolutie van het toestel dat wij gebruikt hebben is 15 Å. Dit is voldoende voor het doel van de proef, daar niet de verschillende spectraallijnen maar wel het intensiteitsverloop van belang is.

De gebruikte monochromator van het type Hilger, is een gewijzigde opstelling van een Czerny-Turner type monochromator⁽¹⁶⁾. Hierbij worden als collimator twee verschillende concave spiegels gebruikt. Dit heeft het grote voordeel op het Ebert type, waarbij slechts één concave spiegel wordt gebruikt, dat parasitair licht kan vermeden worden. Immers de uitgangsspleet ziet alleen de spiegel die met het verspreide licht beschenen wordt. De ingangs- en uitgangsspleet bevinden zich in de zijwanden recht tegenover elkaar. Als dispersief element wordt een vlak rooster van Bausch en Lomb gebruikt van 3 x 3 cm met 1200 lijnen per millimeter. De roosterconstante is dus 1/200 mm. Dit rooster is versterkt voor 2000 Å d.w.z. dat de "blaze" hoek zo gekozen is dat het ultraviolet spectrum in de eerste orde weerkaatst wordt in de richting van de uitgangsspleet. Dit wordt verduidelijkt door fig. 12 te beschouwen. Noemen we λ de roosterconstante en α het complement van de hoek gevormd door de invallende straal en het rooster en β het complement van de hoek gevormd door de richting waarin we het rooster bekijken en het rooster. Dan zal de golflengte λ die we zien in de beschouwde richting voldoen aan de betrekking die we verkrijgen door uit te drukken dat voor de kijkrichting het licht in faze

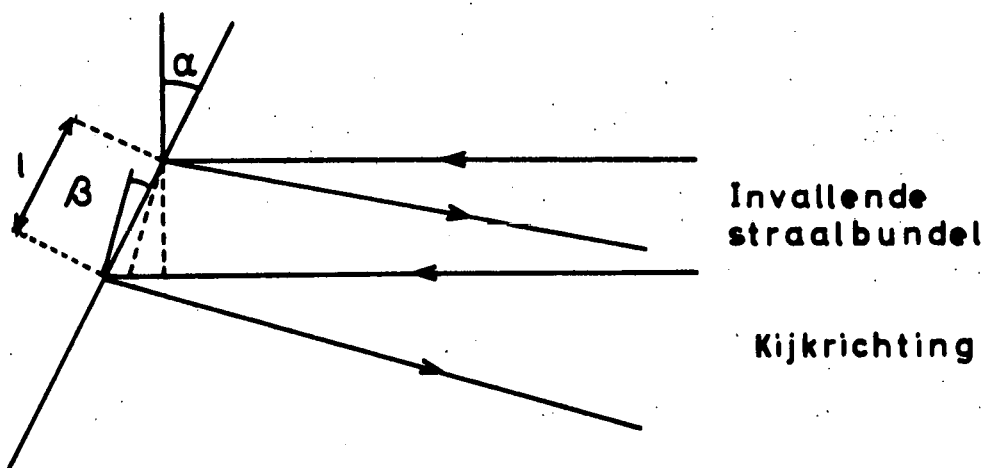


Fig. 12.- Verband tussen invallende en gediffracteerde lichtstraal.

moet zijn. Er komt dus

$$l \sin \alpha + l \sin \beta = n\lambda$$

In de praktijk is $\alpha \approx \beta$ zodat we kunnen schrijven

$$2l \sin \alpha = n\lambda$$

Willen we dat het spectrum van de 1ste orde in de beschouwde richting gezien wordt dan moet

$$2l \sin \alpha = \lambda$$

Voor ons geval, dus voor $\lambda \approx 2000 \text{ \AA}$ en $l = 1/1200 \text{ mm}$ kunnen we α berekenen

$$\alpha = 6,9^\circ$$

Het rooster bestaat uit een in trapvorm geslepen spiegel. Het is onmiddellijk duidelijk dat we nog winnen aan teruggekaatste intensiteit als de slijphoek θ zo gekozen is dat we voor het eerste orde spectrum als het ware totale weerkaatsing hebben, dus als de hoek θ die de "blaze" hoek wordt genoemd gelijk is aan de waarde van α die overeenstemt met de beschouwde golflengte. Dit wordt geschematiseerd in fig. 13.

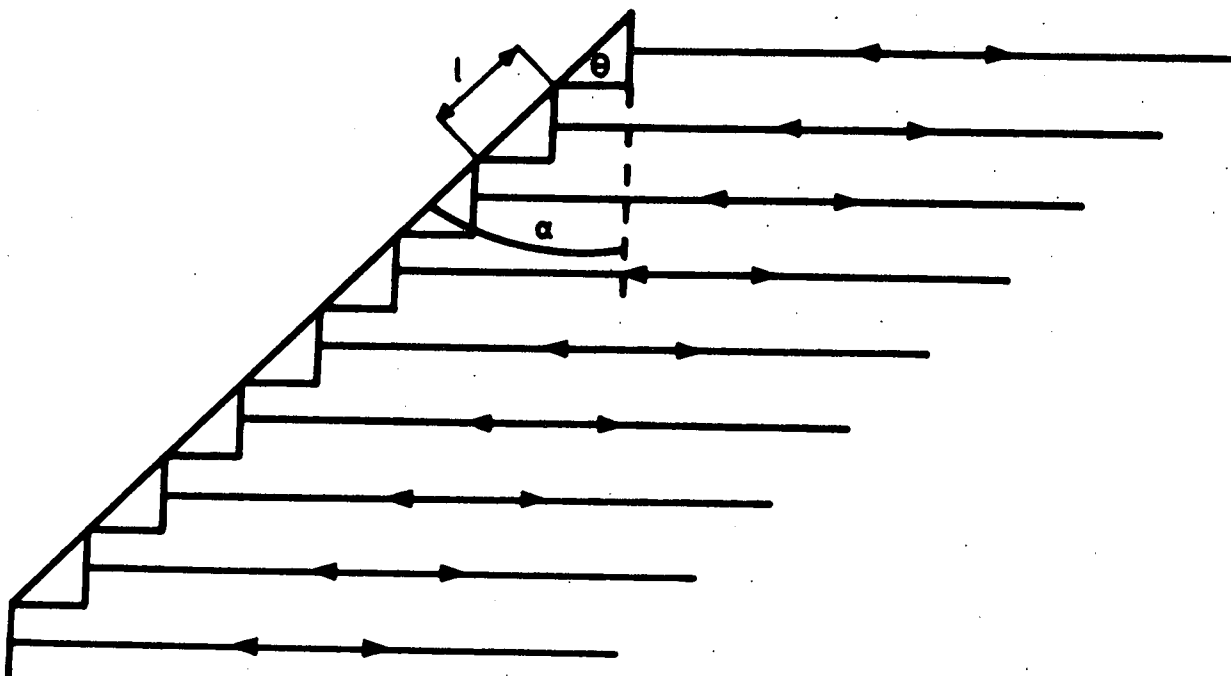


Fig. 13.- Rooster met blaze-hoek

Het rooster wordt bewogen door een tandwielensysteem aangedreven door een gelijkstroommotor. De beweging van het rooster wordt beperkt door kontaktschakelaars (microswitch) zodat het afgezochte spectrum gelegen is tussen 1500 en 3000 Å. Bij het sluiten van een kontaktschakelaar wordt een relais bekrachtigd waardoor de polariteit van de spanning en

meteen de draaizijn van de motor omkeert. Terzelfdertijd wordt een puls gegeven naar het ijkingsstelsel van de elektrometer (door de schakelaar aan de korte-golflengten zijde) of van de telemeting (door de schakelaar aan de lange-golflengten zijde) zodanig dat aan het begin van ieder spectrum een ijking van de elektrometer of van de telemeting voorkomt.

Op één van de assen van het tandwielensysteem is een nok aangebracht die bij elke toer een kontaktschakelaar sluit. Deze kontaktschakelaar geeft dus pulsen af die mechanisch gebonden zijn aan de stand van het rooster en bijgevolg als referentiepunten voor de golflengtes kunnen gebruikt worden. De ligging van de pulsen wordt tijdens de ijking nauwkeurig bepaald door het vergelijken met een referentiespectrum.

3.4.- De fotovermenigvuldiger (fig. 14)

De basis van de fotometrische methode, die voor de uitvoering van de proef werd verkozen, is de fotovermenigvuldiger (PM).

De fotovermenigvuldiger steunt op de fotoëmissie van een kathode bij het invallen van licht van een bepaalde golflengte. Het principe van de fotoëmissie steunt op de kwantumtheorie. Een invallend foton van frekwentie ν heeft een energiekwantum $h\nu$ (h = constante van Planck). Dit foton valt op de kathode en wanneer de frekwentie voldoende hoog is zodat

$$h\nu > e\phi$$

e lading van een electron

ϕ werkfunctie van het kathode materiaal.

dan wordt een elektron losgemaakt. Dit elektron bezit een initiale kinetische energie

$$E = h\nu - e\phi$$

De werkfunctie ϕ en bijgevolg de aard van de kathode bepalen de gevoeligheid van de fotovermenigvuldiger in functie van de golflengte. In de fotovermenigvuldiger hebben we na de kathode verschillende dynodes. Tussen de

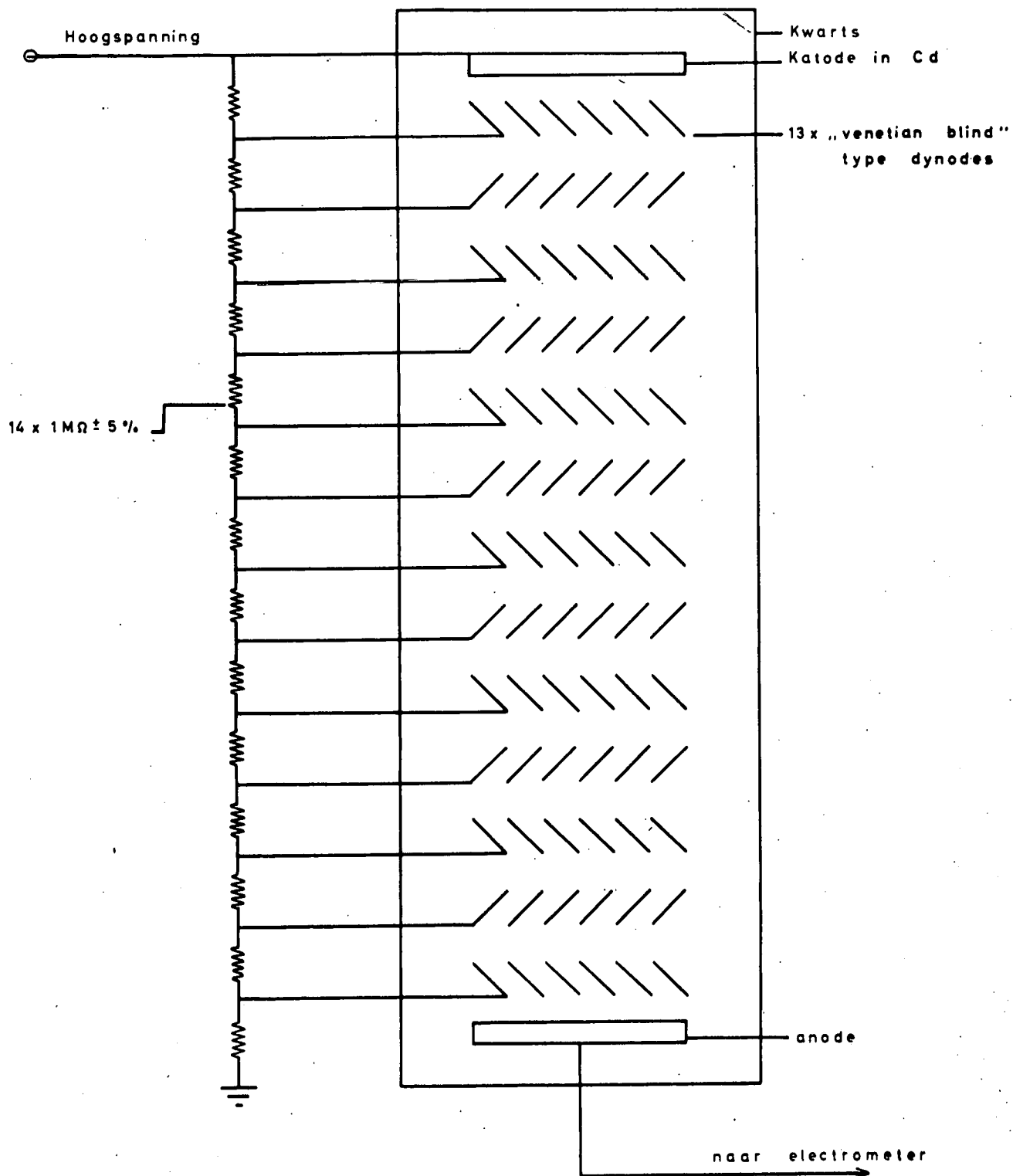


Fig. 14.- De fotovermenigvuldiger.

kathode en de eerste dynode en tussen de achtereenvolgende dynodes is er een potentiaalverschil aangebracht waardoor de elektronen worden versneld. Deze primaire elektronen botsen op de eerste dynode en maken er secundaire elektronen los. Aldus krijgen we vermenigvuldiging en indien er voldoende licht op de kathode valt krijgen we dan de anode een zo groot aantal elektronen dat we niet meer een reeks afzonderlijke pulsen kunnen onderscheiden maar een werkelijke meetbare stroom bekomen. Die stroom is evenredig met de invallende intensiteit, met de vermenigvuldigingsfactor van de PM, en is afhankelijk van de gebruikte kathode en van de golflengte van het invallende licht.

Aan de zijde van de lage golflengten is het waarneembare spectrum afgesneden door het doorlaatvermogen van het gebruikte glas waarin de vermenigvuldiger is ingebouwd. De fotovermenigvuldiger die voor deze proef werd gebruikt heeft een Cd kathode en is ingebouwd in een kwartshuls. Daaruit volgt een gevoeligheid tussen 1700 en 3000Å. De karakteristieken van de gebruikte fotovermenigvuldiger zijn :

fabrikant : EMI (UK)

type nummer : 6255 Cd

kathode : Cd

aantal dynodes : 13 van het type "venetian blind"

gebruikte hoogspanning - 2000 V

gevoeligheid : 30 000 A/L max.

3.5.- De elektrometer (4) (5) (6) (7) (8)

3.5.1. Algemeenheden

Uit de literatuur kenden we de grootte-orde van de intensiteiten die we bij de meting konden verwachten. Tevens kenden we de karakteristieken van de diffusor, de monochromator en de fotovermenigvuldiger die we zouden gebruiken. Met deze gegevens dienden we een hoogspanning en een stroommeter te ontwerpen met het nodige meetbereik en de nodige gevoelig-

heid. De verwezenlijking moest leiden tot een apparaat dat vooral ruimtevaardig was. Dit betekent : licht, klein, weinig vermogen opslorpend, temperatuur onafhankelijk en volkomen betrouwbaar. Het compromis dat werd bereikt leidde tot de ontwikkeling van een elektrometer die stromen meet van 10^{-13} tot 10^{-7} A, met een nauwkeurigheid van 1% en een minimum van 10^{-13} A.

Daarbij moest de hoogspanning regelbaar zijn tussen 1000 en 2100 V om eventuele verschillen in PM of in het optisch systeem bij te regelen.

Een elektrometer is in principe een spanningsmeter of ladingsmeter met een zeer hoge ingangsimpedantie. Meestal wordt de elektrometer gebruikt voor het meten van zeer kleine stromen. Men plaatst een zeer grote weerstand in de stroomkring en men meet de spanning over deze weerstand. Verschillende types worden gebruikt. Men kan ze onderverdelen in drie groepen :

- de ac versterkers : door een mechanische verhakker of door een trillende condensator wordt het signaal (hier de spanning over een grote weerstand gemoduleerd, dan versterkt en gedemoduleerd. Deze oplossing wordt veel gebruikt voor laboratoriumtoestellen maar is niet geschikt voor ruimtetoepassingen omwille van het volume, gewicht en vermogen. Tevens is, wegens de grote tijdsconstante aan de ingang (grote capaciteit en grote ingangs-impedantie) de antwoordtijd te lang.

- de dc versterkers : Dank zij het gebruik van elektrometerbuisen is men er in geslaagd zeer stabiele gelijkstroomversterkers te maken met een zeer hoge ingangsimpedantie. In deze buizen werkt de gloeidraad op zeer lage temperatuur, het stuurrooster is goed geïsoleerd en de plaatspanning is zeer laag om ionisatie van het residuele gas te vermijden. Zo kan men de roosterstroom beperken tot 10^{-15} A. Het grote nadeel van deze versterkers blijft echter de tijdsconstante. Als voorbeeld kunnen we de veelgebruikte buis type CK 5886 aanhalen met roosterstroom 10^{-14} A, ingangsweerstand $10^{14} \Omega$, ingangstroomruis $2 \cdot 10^{-15}$ A, vermogen voor de gloeidraad 12 mw en een plaatspanning die kan dalen tot 10 V.

- de tegengekoppelde elektrometers : met het doel de tijdsconstante te verminderen kwam men er toe een terugvoedingskring in te voeren. Zo kwam men tot elektrometers met een zeer vlugge antwoordtijd en toch met een goede stabiliteit. Aanvankelijk kwamen ook hiervoor alleen versterkers met elektrometerbuizen in aanmerking. Immers, tot voor enkele jaren waren nog geen halfgeleider-elementen op de markt die voldoende stroomstabiliteit hadden en de nodige lage ruis om stromen van de orde van 10^{-13} A te meten. De ontwikkeling van de MOSFET transistor leidde tot een halfgeleider-element dat eigenschappen had ekwivalent aan deze der elektrometerbuizen maar op deze laatste nog allerlei voordelen bood, zoals vermogenwinst, miniaturisatie en het bestand zijn tegen trillingen.

De elektrometer gebruikt bij de UV proeven is van dit laatste type, Hij werd op punt gesteld in het laboratorium van het BIRA door P. VILLE⁽⁴⁾,

3.5.2. Werkingsprincipe van de elektrometer

In principe is een elektrometer een operationele versterker met shunt terugkoppeling. Voor het opstellen van de betrekkingen die het werkingsprincipe moeten verklaren gaan we uit van het schema van fig. 15. Aan de anode van de PM wordt een elektrometer aangeschakeld. De elektrometer beschouwen we als een versterker met ingangsimpedantie Z_1 , versterking A, shunt tegenkoppeling Z_f en nulpuntsverschuiving e_d . De versterking wordt beschouwd als een complexe grootte. Bij uiterst lage frekwenties en in gelijkstroom wordt zij reëel. De ingangsimpedantie Z_1 is samengesteld uit de ingangsweerstand r van de operationele versterker met een parasitaire ingangscapaciteit C_1 in parallel. Bij elektrometers zonder terugkoppeling is die van zeer groot belang omdat die samen met de hoge ingangsweerstand de antwoordtijd opdrijft. Z_f is de terugkoppelweerstand die zeer hoog is en bijgevolgd onvermijdelijk een zekere capaciteit in parallel heeft. De versterker A heeft altijd een nulpuntsverschuiving, d.w.z. dat voor een ingangsstroom $i = 0$ we toch een uitgangsspanning verschillend van 0 krijgen. Om met deze nulpuntsverschuiving rekening te houden voeren we een ekwivalente, naar de ingang terug gebrachte, spanningsbron e_d in. De betrekking tussen ingang en uitgang van de versterker geeft

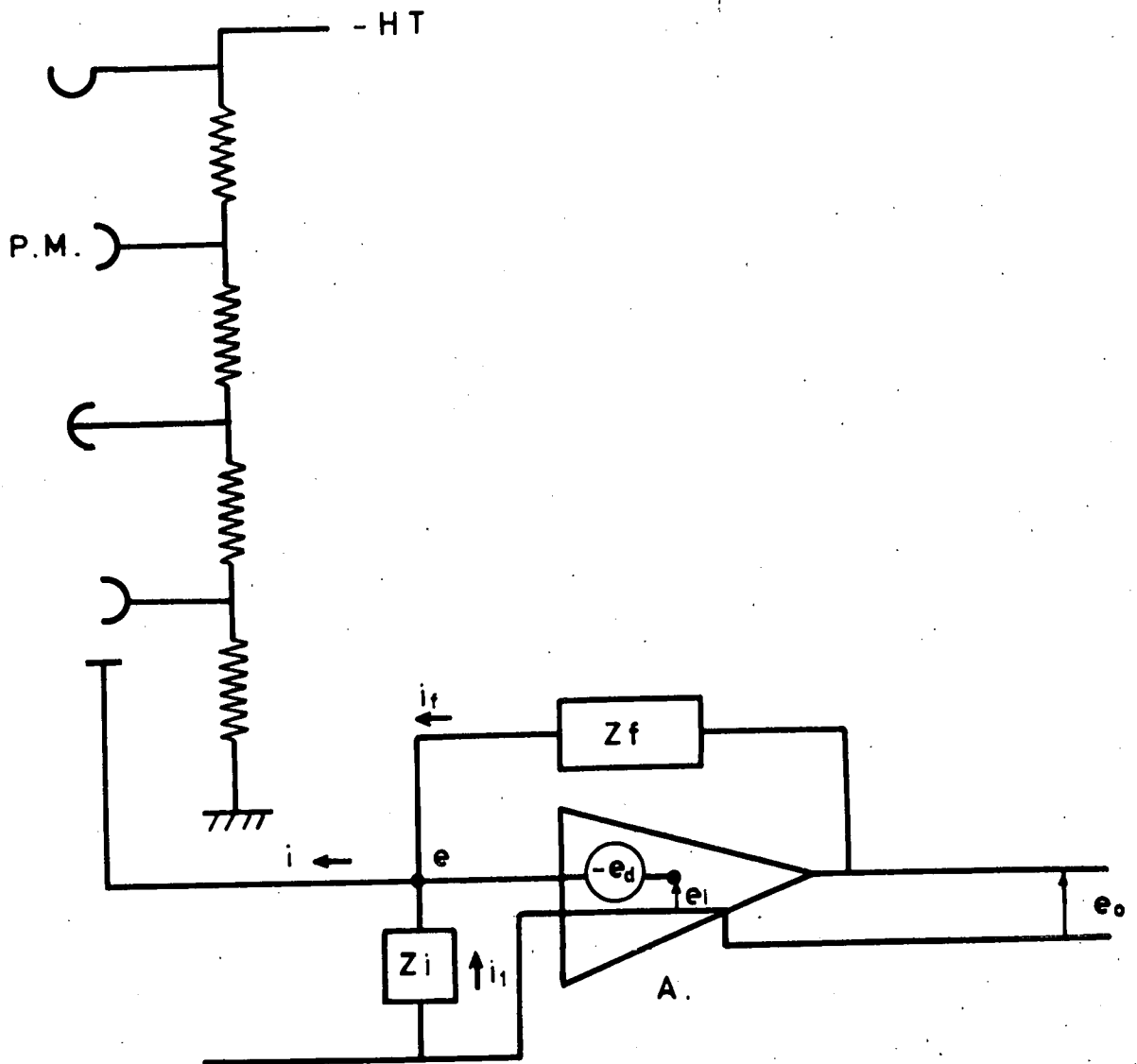


Fig. 15.- Principeschema van de elektrometer.

$$e_o = e_{in} A \quad (3.1)$$

$$e_o = (e - e_d) A \quad (3.2)$$

waaruit

$$e = \frac{e_o}{A} + e_d \quad (3.3)$$

Verder hebben we ook nog de betrekking

$$Z_i \cdot i_1 = -e \quad (3.4)$$

of

$$i_1 = -\frac{e}{Z_i}$$

$$e - e_o = -Z_f i_f$$

of

$$i_f = -\frac{e - e_o}{Z_f} \quad (3.5)$$

De wet van Kirchoff geeft $i_1 + i_f = i$
dus met (3.4) en (3.5)

$$i = -\left(\frac{e}{Z_i} + \frac{e - e_o}{Z_f}\right) \quad (3.6)$$

of met gebruik van de betrekking (3.3)

$$i = -\left[\frac{e_o}{AZ_i} + \frac{e_d}{Z_i} + \frac{e_o}{AZ_f} + \frac{e_d}{Z_f} - \frac{e_o}{Z_f}\right]$$

$$i = -\left[e_o \frac{Z_f + Z_i - AZ_i}{AZ_i \cdot Z_f} + e_d \frac{Z_i + Z_f}{Z_i Z_f}\right] \quad (3.7)$$

waaruit

$$e_o = i \frac{AZ_i Z_f}{AZ_i - Z_i - Z_f} + e_d \frac{AZ_i + Z_f}{AZ_i - Z_f - Z_i} \quad (3.8)$$

Dit is de algemene betrekking tussen ingangsstroom en uitgangsspanning.

a) Nu beschouwen we in het bijzonder de toestand bij uiterst lage frekwenties en in gelijkstroom.

$$\begin{aligned} Z_i &= r \\ Z_f &= R \end{aligned} \quad (3.9)$$

Om zich rekenschap te geven van wat deze vooropstellingen inhouden geven we de grootte-orde van de verschillende parameters aan.

A	heeft een waarde van	$10^4 \text{ à } 10^5$
R	heeft een waarde van	$10^8 \text{ à } 10^{12} \Omega$
r	heeft een waarde van	$10^{12} \text{ à } 10^{15} \Omega$

voor de vereenvoudiging van de betrekking (3,8) kunnen we aannemen dat

$$A \gg 1$$

en $Ar \gg R$

Dan wordt de betrekking $e_o \approx iR + e_d$ (3.10)

Besluit

- Houden we geen rekening met de nulpuntsverschuiving, dan hebben we de betrekking

$$e_o = iR \quad (3.11)$$

De uitgangsspanning is dus onafhankelijk van de versterking. Nemen we aan dat 1mV gemakkelijk detecteerbaar is, wat betekent dat de ruis kleiner moet zijn dan 1mV aan de uitgang, dan kunnen we met een tegenkoppelweerstand $R = 10^{10} \Omega$ een stroom van 10^{-13} A meten. De resolutie is dan 10^{-13} A.

- De bron e_d , welke de nulpuntsverschuiving voorstelt, vinden wij onversterkt aan de uitgang terug. Door afregeling wordt zij teruggebracht tot waarden van de orde van 1 mV en wordt in een der ijkcycli herhaaldelijk bepaald tijdens de proef. In wat volgt zullen wij dan ook de invloed van e_d buiten beschouwing laten.

b) De ingangsimpedantie : $\frac{e}{i}$

Stellen we $e_d = 0$, dan wordt de betrekking (3.6)

$$i = \frac{(A-1) Z_i - Z_f}{Z_i Z_f} e \quad (3.12)$$

en

$$\frac{e}{i} = \frac{Z_i Z_f}{(A-1) Z_i - Z_f} \quad (3.13)$$

of

$$= \frac{rR}{(A-1)r - R} \quad (3.13bis)$$

Wegens $Ar \gg R$ is $\frac{e}{i} = \frac{R}{A-1} \approx \frac{R}{A}$

De ingangsimpedantie wordt dus klein, wat voor gevolg heeft dat de stroombron praktisch niet beïnvloed wordt door het meettoestel. Dit is een vereiste om tot een nauwkeurige meting te komen.

c) de invloed van de parasitaire capaciteit

Bij een elektrometer zonder terugkoppeling speelt de bedradingscapaciteit een voorname rol vanwege haar invloed op de antwoordtijd. We kunnen de invloed van de bedradingscapaciteit nagaan in het geval van een elektrometer met tegenkoppeling. Stellen we de ingangsimpedantie gelijk aan een weerstand met een capaciteit C_1 in parallel (C_1 is typisch van de orde van 1pF)

$$\frac{1}{Z_i} = \frac{1}{r} + j\omega C_1$$

Aangezien de doorlaatband groter is dan 15 Hz, zoals verder wordt aangetoond, zal men bij de berekening van de antwoordtijd de invloed van r naast C_1 kunnen verwaarlozen. Wij stellen dus

$$Z_i \approx \frac{1}{j\omega C_1} \quad (3.14)$$

De terugkoppelimpedantie is eveneens een parallelschakeling van een capaciteit en een weerstand : R en C (C is van de grootte-orde van 1pF)

$$\text{dus } Z_f = \frac{R}{1+j\omega CR} \quad (3.15)$$

De betrekking (7) leidt tot

$$i = - \left(\frac{e_o}{AZ_i} + \frac{e_o}{AZ_f} - \frac{e_o}{Z_f} \right) - \left(\frac{e_d}{Z_i} + \frac{e_d}{Z_f} \right) \quad (3.16)$$

We verwaarlozen opnieuw de nulpuntsverschuiving e_d . In de doorlaatband die ons interesseert mogen we A reëel beschouwen. Met Laplace transformaties hebben we dan

$$I = - \frac{E_o}{A} \left(pC_1 + \frac{1+pCR}{R} \right) + E_o \frac{1+pCR}{R} \quad (3.17)$$

I is de Laplace getransformeerde van i

E_o is de Laplace getransformeerde van e_o

Daaruit volgt :

$$I = - E_o pR \left[\frac{C_1 + (1-A)C}{AR} \right] - E_o \frac{1-A}{AR}$$

en

$$\begin{aligned} E_o &= - I \frac{AR}{pR [C_1 + (1-A)C] + 1-A} \\ &= - I \frac{AR}{1-A} \frac{1}{1 + p \frac{R}{1-A} [C_1 + (1-A)C]} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Leggen we nu een trap functie aan met waarde i_o . De Laplace getransformeerde is

$$I = \frac{i_o}{p} \quad (3.19)$$

en

$$E = - \frac{I_0}{P} \frac{AR}{(1-A) \left\{ 1 + p \frac{R}{1-A} [C_1 + (1-A) C] \right\}} \quad (3.20)$$

Gaan we nu terug over naar het tijdsdomein dan krijgen we

$$e(t) = - \frac{AR}{1-A} i_0 \left[1 - \exp \frac{-t}{R \left(\frac{C_1}{1-A} + C \right)} \right] \quad (3.21)$$

De tijdsconstante die we bekomen, en die de antwoordtijd van de elektrometer bepaalt is dus

$$R \left(\frac{C_1}{1-A} + C \right) \quad (3.22)$$

Besluit

- De ingangscapaciteit wordt gedeeld door $1-A$ waardoor de invloed van de bedrading zeer gering wordt. Waar men bij conventionele elektrometers een uiterste zorg moest besteden bij de bedrading, om C_1 werkelijk zeer laag te houden is dit bij het tegengekoppeld type praktisch zonder belang.
- De invloed van de parasitaire capaciteit van de terugkoppelweerstand blijft bestaan en beperkt de doorlaatband. In het geval het noodzakelijk zou lijken kan door het aanbrengen van een eenvoudige schakeling in het terugkoppelsysteem de invloed van deze capaciteit ook opgeheven worden⁽⁶⁾.

d) Doorlaatband

Het systeem gekenmerkt door (3.18) is van de eerste orde. De ligging van de pool leidt tot de afsnijfrequentie

$$f_1 = \frac{1}{2\pi R \left(\frac{C_1}{1-A} + C \right)} \approx \frac{1}{2\pi RC} \quad (3.23)$$

Nu zijn $R = 10^{10} \Omega$ en $C \approx 1 \text{ pF}$, zodat de doorlaatband f zeker groter is dan 15 Hz.

e) De ruis (fig. 16)

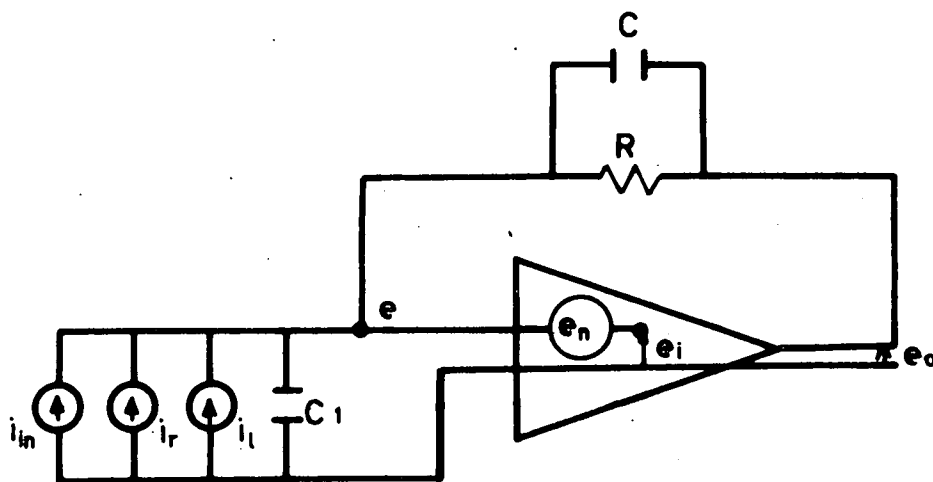


Fig. 16.- Ruisbronnen

We onderscheiden drie ruisbronnen :

- ruis veroorzaakt door de lek aan de ingang. De ingangsweerstand van de mosfet is niet oneindig zoals ondersteld werd in de berekeningen. Deze ruis kan voorgesteld worden als een bijkomende stroomgenerator i_l aan de ingang.
- ruis veroorzaakt in de versterker en die we kunnen gelijkstellen aan een spanningsgenerator e_n aan de ingang van de versterker.
- ruis veroorzaakt door de hoge terugkoppelweerstand. Dit is Johnson ruis die we kunnen voorstellen als een bron met effectieve waarde:

$$i_r = \left(\frac{4kTf}{R_1} \right)^{1/2} \quad (3.24)$$

aan de ingang.

Voor het berekenen van de ruis spanning aan de uitgang moeten we waarden invoeren voor i_1 , i_r en e_n .

- i_1 is de lekstroom (fig.16) Voor de gebruikte transistor Fairchild FI 0049 wordt een lekweerstand van minimum $10^{13} \Omega$ en typisch $10^{15} \Omega$ opgegeven. Bij het werkpunt is $V_D \approx 6V$. Dit geeft een maximum van $6 \cdot 10^{-13} A$ als waarde voor de lekstroom. Gewoonlijk overtreft de lekstroom $10^{-14} A$ niet. De ruiswaarde is nog kleiner. Deze stroom blijft dus in alle geval klein ten opzichte van de ingangsstroom die dient gemeten :

$$i_{in} \approx 10^{-13} A$$

$$i_r = \left(\frac{4kTf}{R_1} \right)^{1/2}$$

$$R_1 = 10^{10} \Omega$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} J/^{\circ}K$$

$$T = 300^{\circ}K$$

$$f = 15 \text{ Hz}$$

$$i_r = 5 \cdot 10^{-15} A.$$

Dit is eveneens te verwaarlozen t.o.v. i_{in} .

- e_n is de ruis spanning van de operationele versterker. De ruis aan de uitgang van de operationele versterker is zeker kleiner dan $1mV$ wat met een ingangsstroom van $10^{-13} A$ overeenkomt dus de ruis spanning aan de ingang is zeker kleiner dan

$$\frac{\text{ruisuitgang}}{\text{winst}} = \frac{10^{-3}}{10^4} = 10^{-7} V.$$

Besluit

Bij het meten van kleine stromen van de grootte van $10^{-13} A$, zoals we ons hadden opgelegd vormt de elektrometer zeker geen beperking omwille van de ruis. De ruis die we van de uitgang zullen meten zal volledig voorkomen van de fotomultiplicator.

3.5.3. Het elektrometrisch systeem

Bij het ontwerp van het elektrometrisch systeem kwam het er op aan een geheel te bouwen dat zich optimaal aanpaste aan de andere schakels van de keten. Immers de keuze van het optisch systeem en de beschikbare telemetrieketen legden bij het ontwerp de voorwaarden vast waaraan we gebonden waren. De factoren waarmee we moesten rekening houden waren :

- de gevoeligheid van de fotovermenigvuldiger. Deze is afhankelijk van het gekozen type en van de gebruikte waarde van de hoogspanning.
- de verwachte hoeveelheid fotonen
- de resolutie van de telemetrie

De karakteristiek van de gebruikte fotovermenigvuldiger deed ons besluiten dat we stromen van 10^{-13} A tot 10^{-7} A moesten kunnen meten ; dus een dynamische gamma van 10^6 . De resolutie van de telemetrie is 200 mV. Uit de berekeningen van de ruis van de elektrometer blijkt dat we een waarde van 1mV als resolutie voor deze laatste mogen aannemen. Om de twee aan te passen moeten we er een versterker van ongeveer 200 tussen plaatsen. Een stroom van 10^{-13} A meten we dan met een terugkoppelweerstand van $10^{10} \Omega$. Met die terugkoppelweerstand is de elektrometer verzadigd voor 10^{-9} A. Om stromen van 10^{-9} tot 10^{-7} A te meten moeten we een tweede terugkoppelweerstand inschakelen met waarde $10^8 \Omega$. Het bleek dus noodzakelijk een dubbel systeem te hebben met 2 verschillende terugkoppelweerstand om 10^6 als dynamische gamma te bekomen. Hadden we gepoogd de volledige dynamische gamma met één weerstand te bestrijken dan hadden we een terugkoppelweerstand van $10^8 \Omega$ moeten gebruiken en tevens moesten wij aan de uitgang van de elektrometer 10μ V detecteren. Dit was niet mogelijk omdat enerzijds 10μ V aan de limiet van de ruis van de elektrometer ligt en anderzijds dit een versterker met versterking 20000 zou vereisen wat een probleem van temperatuurstabilisatie met zich zou medebrengen. Deze oplossing werd bijgevolg verworpen. De oplossing met de twee terugschakelweerstand werd voor de proef weerhouden.

Beschrijving van het systeem (fig. 17, fig. 18)

a) De elektrometer bestaat uit een dubbele mosfet FI 0049 van Fairchild geschakeld als differentiaal versterker, met daarna een operationele versterker. Over het geheel staat de terugkoppelweerstand. Er zijn twee potentiometers. De eerste dient om de nulpuntsverschuiving te regelen en de tweede dient om de thermische drift te compenseren. De elektrometer heeft twee terugkoppelweerstand. De weerstand $R_1 = 10^{10} \Omega$ is continu in de kring geschakeld ; de weerstand $R_2 = 10^8 \Omega$ wordt door middel van een "tongenrelais" met hoge isolatieweerstand in de terugkoppelkring geschakeld (parallel met de $10^{10} \Omega$) van zodra de ingangsstroom groter wordt dan $8 \cdot 10^{-10}$ A. Daardoor wordt de dynamische gamma met een factor 100 uitgebreid.

b) het omschakelen van de terugkoppelweerstand wordt bevolen door het "Feedback resistor switching system". Oorspronkelijk is alleen de weerstand $10^{10} \Omega$ in de terugkoppelkring geschakeld. Wanneer de uitgang van de elektrometer de 8V overschreidt dan wordt de weerstand $10^8 \Omega$ in parallel geschakeld. Deze omschakeling wordt bevolen door de schakelversterker die de uitgangsspanning van de elektrometer "voelt". De schakelversterker moet een grote hysteresis vertonen : wanneer de elektrometerspanning 8V bereikt moet de schakelversterker de weerstand van $10^8 \Omega$ inschakelen en hem ingeschakeld laten terwijl de elektrometerspanning op 80 mV terugvalt. Pas wanneer deze spanning op circa 70 mV terugvalt mag de uitschakeling gebeuren. Dit vereist een zeer nauwkeurige spanningsdiscriminatie.

Om de moeilijkheden inherent aan deze opgave te overwinnen werd een bijkomende versterker met begrenzing aangewend. Deze wordt gestuurd van uit de hulpversterker, die toch vereist was voor de gamma-aanduiding en omschakeling. Door de begrenzing b.m.v. een Zener-diode, wordt een gebroken versterkerkarakteristiek bekomen.

Voor 8V aan de ingang krijgen we 7,5 V aan de uitgang terwijl spanningen van 80mV en 70mV aan de ingang 21 maal versterkt worden en leiden tot 1,680 V en 1,470 V aan de uitgang. Het verschil tussen deze

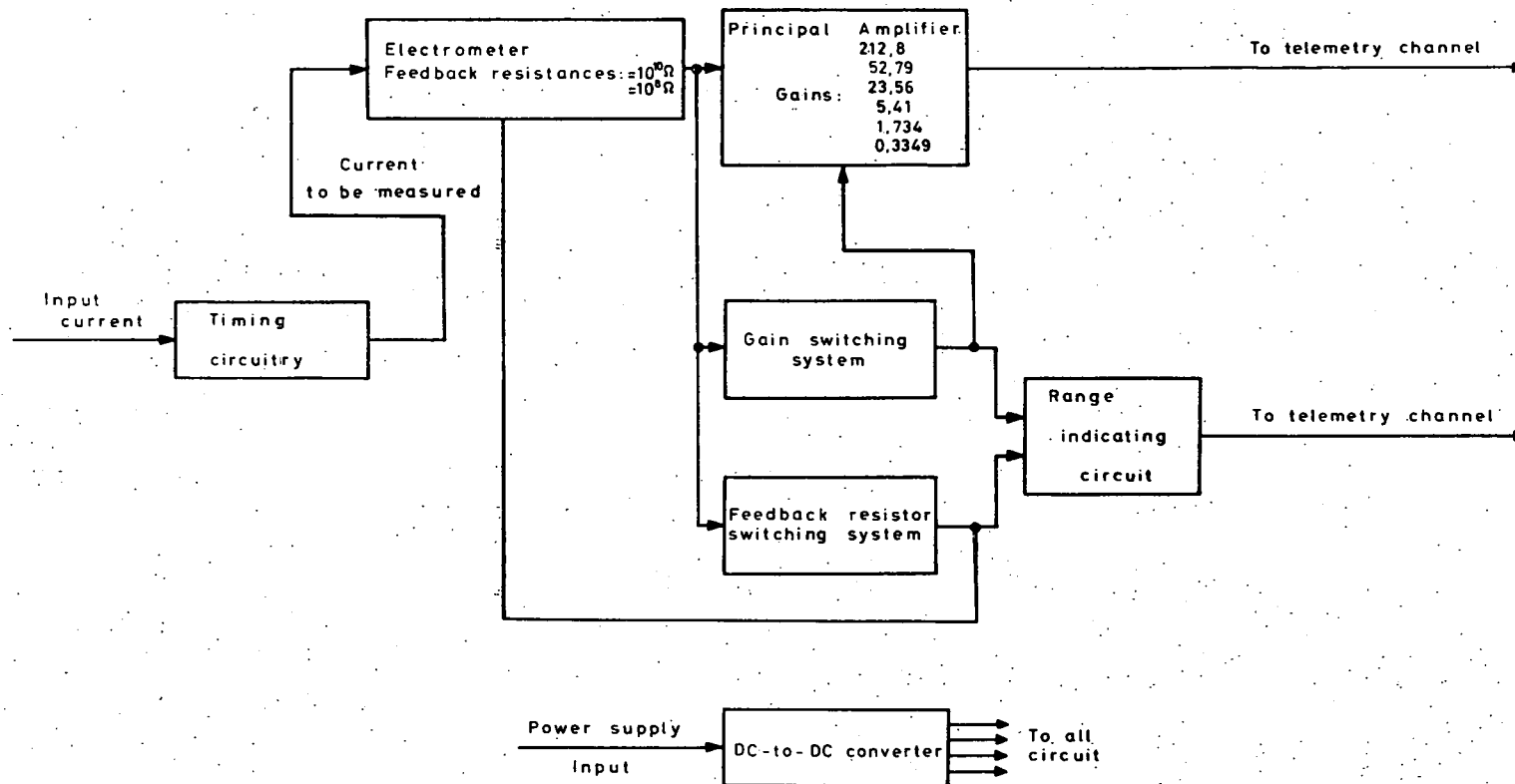


Fig. 17.- Blokdiagram van het elektrometrisch systeem.

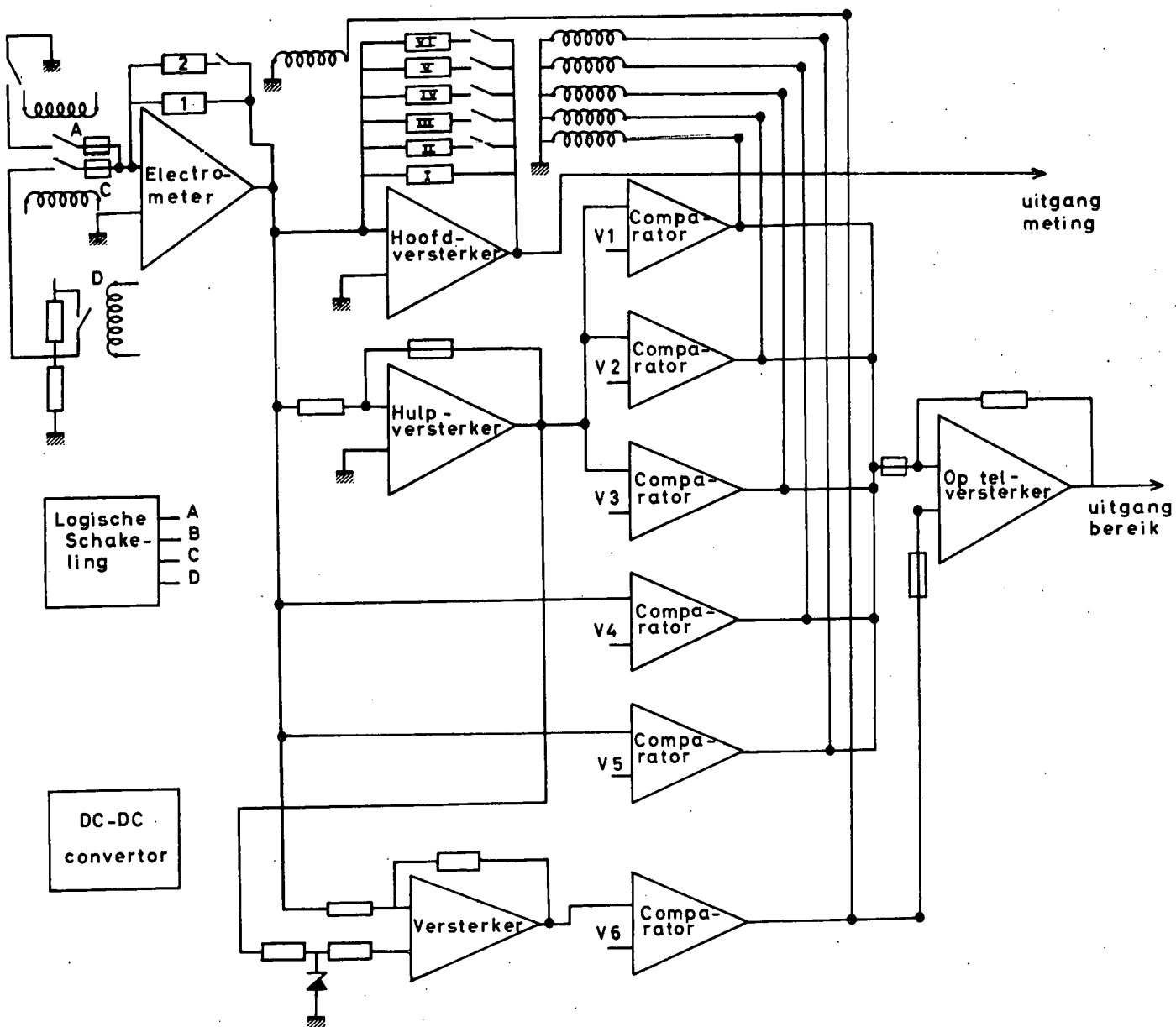


Fig. 18.- Synoptisch diagram van het elektrometrisch systeem.

spanningen is nu gemakkelijk te discrimineren en biedt geen probleem aan de schakelversterker die omkijpt bij een ingang van 7,5 V en eerst terug valt bij een spanning van 1,470 V.

c) De uitgang van de elektrometer wordt versterkt door een hoofdversterker waarvan de terugkoppelweerstand automatisch omgeschakeld worden door een "gain switching system". De hoofdversterker heeft zes verschillende terugkoppelweerstand die achtereenvolgens parallel geschakeld worden. Daardoor krijgen we een uitgangsspanning die naar de telemetrie gaat die steeds gelegen is tussen 0 en - 5V. Samen met de twee terugkoppelweerstand van de elektrometer bekomen we aldus elf gamma's ($2 \times 6 - 1$; immers bij het inschakelen van de elektrometerweerstand $10^8 \Omega$ valt de spanning terug tot 80 mV met een minimum van 70 mV zodat de eerste gamma niet weer kan terug gebruikt worden).

d) Het "gain switching system" bestaat uit vijf operationele versterkers geschakeld in open kring, m.a.w. als spanningscomparatoren. Wanneer het spanningsverschil tussen de twee ingangen van polariteit verandert kippen de uitgangen om van de ene verzadigingstoestand naar de andere. De ingangskringen zijn zo berekend dat dit omkappen voor elke operationele versterker gebeurt bij een bepaalde uitgangsspanning van de elektrometer. Twee van de vijf kringen worden rechtstreeks aan de uitgang van de elektrometer geschakeld. De drie andere krijgen hun signaal via een voorversterker die de uitgang van de elektrometer 25 maal versterkt. Het doel van de versterker is de lage uitgangsspanningen van de elektrometer te versterken om aldus de schakelcircuits gevoeliger te maken. Aan de uitgang van de vijf operationele versterkers zijn emittervolgers geschakeld waarbij de bekrachtigingspoel van de schakelrelais de rol van emitterweerstand spelen.

e) Het "Range indicating circuit" bestaat uit een operationele versterker als opteller geschakeld. De uitgangen van de schakelversterkers (vijf van de terugkoppelweerstand van de hoofdversterker, één van het "feedback resistor commutating system") worden zo geschakeld dat we aan de uitgang tien stappen hebben van elk 450 mV tussen 0 en - 5 volt. Dit stemt overeen met de elf meetbereiken die het systeem heeft. De uitgang gaat rechtstreeks naar de telemetrierketen.

f) Het tijdtelling circuit bestaat uit een logisch systeem en heeft tot doel periodisch de nulpuntsverschuiving van de elektrometer te meten en tevens de goede werking ervan na te gaan, door twee gekende stromen in de kring te sturen. De ijkcyclus duurt ongeveer 30 sec en bestaat uit drie fazen. De

cyclus wordt ingezet door het sluiten van een kontaktschakelaar bevestigd op de motor van de monochromator, bij het beëindigen van de opname van een volledig spectrum (lange golflengte zijde). Hierdoor wordt een logisch circuit aangesproken dat vier tongenrelais beveelt (A, B, C en D). Deze schakelaars hebben de volgende functies : (fig. 19)

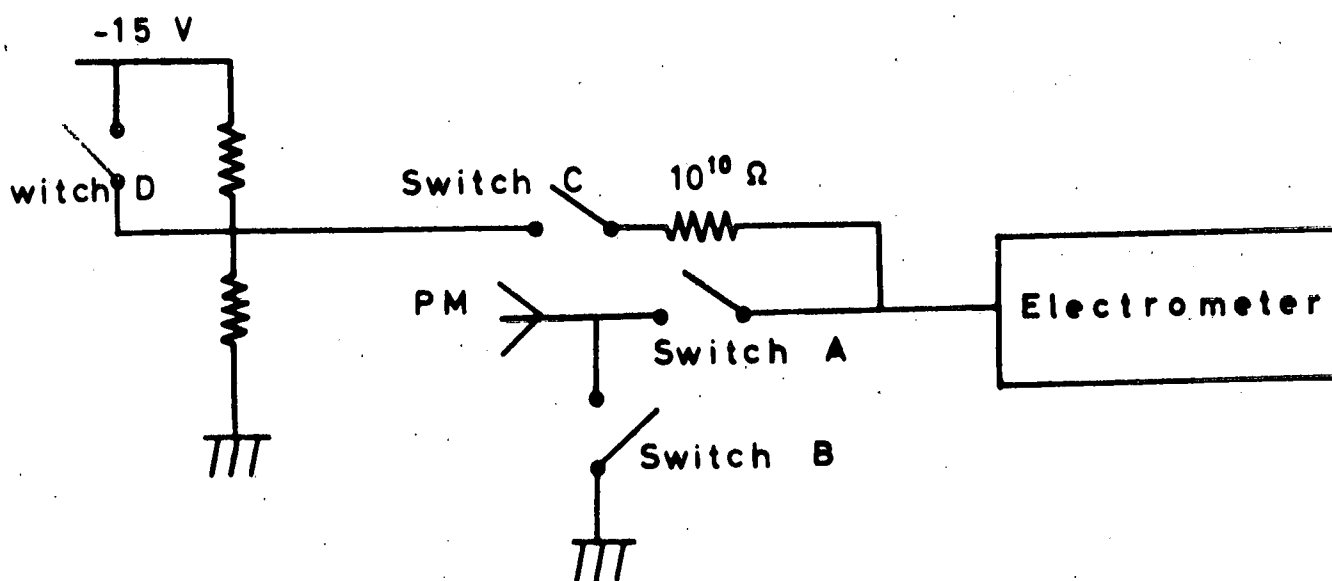


Fig. 19.- Omgeschakelsysteem gebruikt voor de ijking

Schakelaar A : staat in de ingangskring van de elektrometer en maakt bij het openen de elektrometeringang los van de foto-vermenigvuldiger.

Schakelaar B : staat tussen de uitgang van de fotovermenigvuldiger en de massa. Op het ogenblik dat de ingang van de elektrometer wordt afgekoppeld wordt de uitgang van de fotovermenigvuldiger aan de massa gelegd, dit om te vermijden dat er zich ladingen zouden opstapelen die bij het terug aansluiten van de elektrometeringang de MOSFET zouden kunnen beschadigen.

Schakelaar C : is de schakelaar die beide ijkstromen aan de elektrometer aanlegt.

Schakelaar D : dient om over te schakelen van de eerste ijkstroom naar de tweede.

Schakelaar A is normaal gesloten terwijl B, C en D normaal open zijn. Gedurende een eerste periode van ongeveer 10 sec wordt schakelaar A geopend en B gesloten terwijl C en D geopend blijven. Daardoor wordt de ingang van de elektrometer geopend en de uitgang van de PM kort gesloten naar de massa. In deze stand wordt de nulpuntsverschuiving opgemeten. In de tweede fase wordt C gesloten (terwijl A, B en D in hun zelfde toestand blijven). Hier wordt aan de ingang een stroom van $1,05 \cdot 10^{-12}$ A ingevoerd. Dit is de eerste ijking en geeft een punt van de eerste gamma. In de derde fase wordt D gesloten waardoor nu een veel grotere stroom ingevoerd wordt. Dit geeft een tweede ijkpunt nl. bij een stroom van $1,5 \cdot 10^{-9}$ A. De vierde fase bestaat in het sluiten van A en het openen van B, C en D. Nu zijn we terug in de meetstand gekomen.

In het geval de schuit niet van een monochromator voorzien is (voor de meting van de globale lichtintensiteit) wordt de cyclugenerator gestuurd door een astabiele multivibrator. Door het gebruiken van een mosfet schakeling kan men gemakkelijk periodes bekomen tot 15 min, zodat om de 15 min een ijking wordt doorgevoerd. Dit blijkt ruim voldoende te zijn bij het gebruikte systeem.

3.6. De bepaling van de oriëntatie van de schuit

3.6.1. Inleiding

Voor het uitvoeren van de proeven die het meten van de ultraviolet intensiteit van de zon tot doel hadden, werd de volgende opstelling gebruikt. De schuit hangt aan de ballon en de diffusor die het licht verspreidt op de ingangsspleet van de monochromator ligt in een horizontaal vlak. Bij de inleidende proeven waar het globale licht werd gemeten werd na de diffusor onmiddellijk de fotovermenigvuldiger geplaatst. In beide

gevallen was het absoluut noodzakelijk de invalshoek van de zon op de diffusor te kennen. Zeker werd bij de proef zonder monochromator een verandering van de gevoeligheid van de opstelling waargenomen in functie van de azimut van de schuit. Het gevolg was dat hierbij een nauwkeurige bepaling van de positie van de schuit ten opzichte van de zon noodzakelijk bleek. Ten einde zeker te kunnen zijn nopens de nauwkeurigheid van de resultaten bekomen bij de proef met monochromator, was het imperatief ons rekenschap te kunnen geven van de bewegingen van de schuit. Deze orientatiebepalingen leidde ons evenwel tot het gunstig resultaat dat de beweging van de schuit zo miniem was dat zij niet moest in rekening gebracht worden.

Om de ligging en de bewegingen van de schuit ten opzichte van de zon te kunnen reconstrueren, werd gebruik gemaakt van een magnetometer die de orientatie opmeet ten opzichte van het aardmagnetisch veld. De vector van het aardmagnetisch veld mag immers als gekend en als constant beschouwd worden gezien de geringe hoogte welke ballons bereiken en de relatief kleine geografische verplaatsing gedurende de vlucht.

3.6.2. Magnetometer

De magnetometer die we gebruikt hebben was van het type HR31A geconstrueerd door de firma CdC en bestemd voor proeven met raketten. De magnetometer bestaat uit drie staven uit speciaal magnetisch materiaal die onderling loodrecht op elkaar geplaatst zijn. De BH karakteristiek van dit materiaal vertoont een zeer lineair gedeelte met daarna een abrupte overgang naar verzadiging. Op elke staaf zijn twee windingen aangebracht. Een eerste winding dient als excitatie en wekt in de staaf een zeer zuiver sinusoidaal veld op bij ongeveer 20 kHz. De amplitude van dit signaal bestrijkt geheel het rechte stuk van de BH karakteristiek. De tweede spoel dient als opvang. Is in de staaf geen uitwendig veld aanwezig dan krijgen we aan het opvangspoel eveneens een zuiver sinusoidale spanning gezien de rechte BH karakteristiek van het magnetisch materiaal. Is er nu wel een uitwendig veld aanwezig dan krijgen we aan de ontvangerspoel een vervormde spanning welke even harmonischen bevat. Deze zijn te wijten aan de saturatie van het magnetisch materiaal in één richting. De tweede harmonische wordt uitgefilterd

en is maatgevend voor het uitwendig veld. Dit signaal wordt versterkt en synchroon gedetecteerd zodanig dat we aan de uitgang een gelijkspanning bekomen gelegen tussen + 2,5V en 2,5V voor velden variërend tussen + 60 en - 60 tesla (1 tesla = 10 mG). Het verband is zo goed als lineair. De magnetometer meet bijgevolg de drie componenten van het aardmagnetisch veld.

3.6.3. Theoretische benadering van het probleem

Het is duidelijk dat van uit een mathematisch oogpunt, door het meten van de componenten van één vector, de stand van de schuit niet eenduidig kan bepaald worden. Immers bij een rotatie van de schuit rond de beschouwde vector, blijven de componenten dezelfde. We zullen aantonen dat door het onderzoek van de meetresultaten en door rekening te houden met de gebruikte opstelling, we ondanks deze onbepaaldheid, toch tot een oplossing van ons probleem kunnen komen.

We kiezen als referentieassenkruis, het assenkruis XYZ
 waarbij Z gericht is volgens de plaatselijke verticale
 X horizontaal is en gericht is naar het magnetisch noorden
 Y zo gericht is dat X, Y en Z een rechthoekig rechts assenkruis vormen (fig. 20).

De ligging van de schuit is bepaald door de
 de z-as equipollent met de normale op het venster
 de x-as loodrecht op z en gericht volgens de arm die de magnetometer draagt
 de y-as, loodrecht op z en x en zodanig gericht dat x y en z een rechthoekig rechts assenkruis vormen.

De veranderingen van de oriëntatie van de schuit is te wijten aan twee bewegingen, nl.

- Een rotatie van de schuit om een verticale as (spinbeweging) waarbij de x-as een veranderlijke hoek α vormt met de X-as.

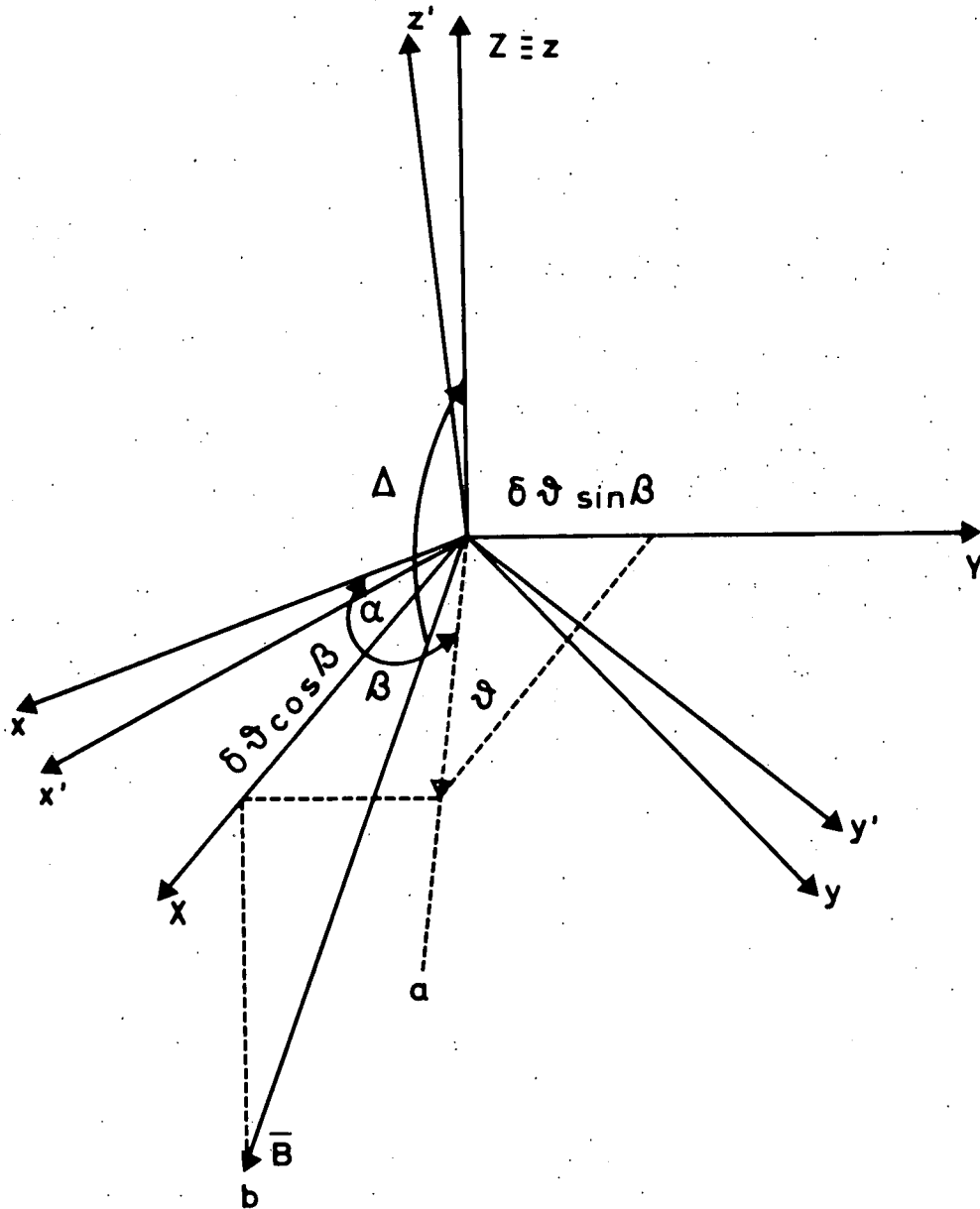


Fig. 20.- Ruimtezicht van de assenkruisen XYZ , xyz en $x'y'z'$.

- Een rotatie om een horizontale as (slingerbeweging). Aangezien het bleek dat deze slingerbeweging steeds een zeer kleine amplitude vertoonde is het verantwoord deze rotatie op te vatten als een elementaire rotatie $\delta\theta$ om een as gelegen in een horizontaal vlak. De hoek van de rotaties t.o.v. de X-as noemen we β .

De combinatie van de twee beschouwde rotaties resulteert in de werkelijke stand ($x'y'z'$) van het assenkruis (xyz) vast aan de schuit. Aangezien de spinbeweging veel trager gebeurt dan het slingeren (zie later) gaan wij uit van een toestand waarbij de x-as over α t.o.v. de X-as verdraaid is. Deze stand van de schuit is bijgevolg volledig bepaald door de hoeken α , β en $\delta\theta$. We proberen nu deze drie hoeken te bepalen uit de meting van de drie componenten $B_{x'}$, $B_{y'}$, $B_{z'}$ van het aardmagneetveld. De rotatie $\delta\theta$ kunnen we ontbinden in een rotatie $\delta\theta \cos \beta$ om de X-as en een rotatie $\delta\theta \sin \beta$ om de Y-as. Zijn de basisvectoren \bar{l}_x , \bar{l}_y , \bar{l}_z bekend, dan kunnen de basisvectoren $\bar{l}_{x'}$, $\bar{l}_{y'}$, en $\bar{l}_{z'}$ berekend worden. (fig. 21).

$$\begin{aligned}\bar{l}_{x'} &= \bar{l}_x + \delta\theta \sin \beta \bar{l}_y \times \bar{l}_x + \delta\theta \cos \beta \bar{l}_x \times \bar{l}_x \\ \bar{l}_{y'} &= \bar{l}_y + \delta\theta \sin \beta \bar{l}_y \times \bar{l}_y + \delta\theta \cos \beta \bar{l}_x \times \bar{l}_y \\ \bar{l}_{z'} &= \bar{l}_z + \delta\theta \sin \beta \bar{l}_y \times \bar{l}_z + \delta\theta \cos \beta \bar{l}_x \times \bar{l}_z\end{aligned}\quad (3.25)$$

De vector van het aardmagnetisch veld \vec{B} is gericht volgens de as b en is bijgevolg gelijk aan $B \cdot \bar{l}_b$. De componenten van \vec{B} die we meten zijn $B_{x'}$, $B_{y'}$ en $B_{z'}$. Deze voldoen aan de betrekking

$$B \bar{l}_b = B_{x'} \bar{l}_{x'} + B_{y'} \bar{l}_{y'} + B_{z'} \bar{l}_{z'} \quad (3.26)$$

De gemeten waarde $B_{x'}$ is de projectie van B op de x' as :

$$B_{x'} = B \bar{l}_b \cdot \bar{l}_{x'} \quad (3.27)$$

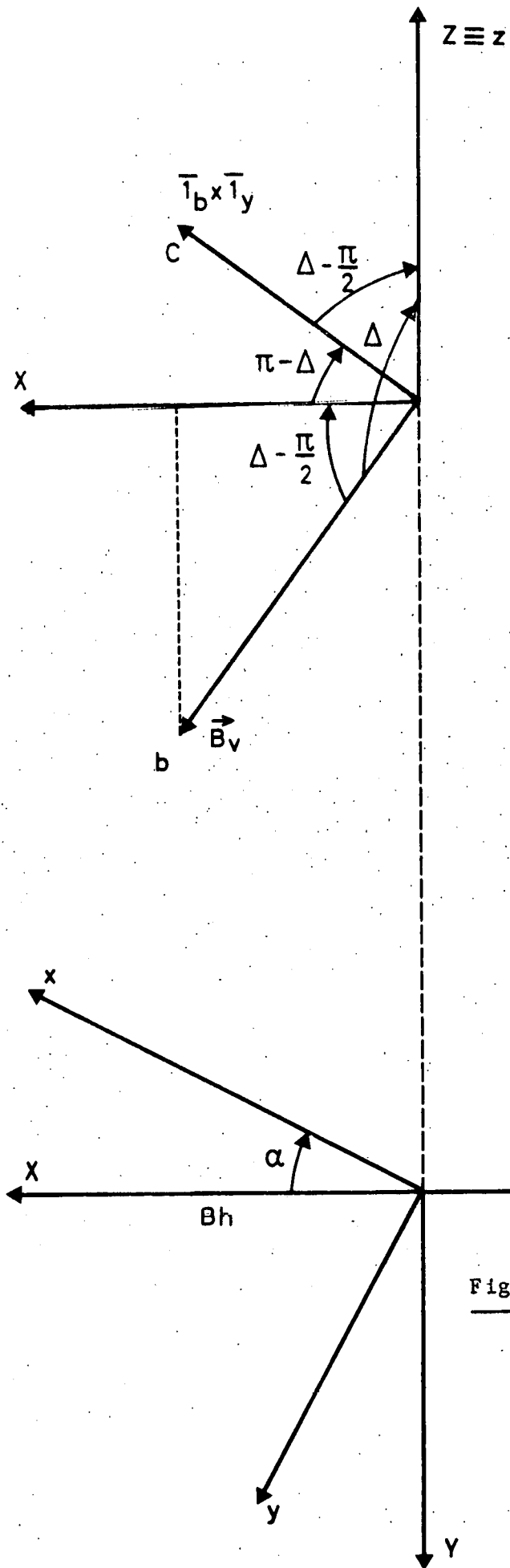


Fig. 21.- Horizontale en vertikale projectie van de assenkruisen XYZ , xyz en de vektor B .

Analoog komt er

$$\begin{aligned} B_{y'} &= B \bar{l}_b \cdot \bar{l}_{y'} \\ B_{z'} &= B \bar{l}_b \cdot \bar{l}_{z'} \end{aligned} \quad (3.28)$$

Uit (3.25) en steunend op de eigenschappen van het gemengd produkt van drie vectoren, komt er achtereenvolgens

$$\begin{aligned} \bar{l}_b \cdot \bar{l}_{x'} &= \bar{l}_b \cdot \bar{l}_x + \delta\theta \sin \beta \bar{l}_b \cdot (\bar{l}_y \times \bar{l}_x) + \delta\theta \cos \beta \bar{l}_b \cdot (\bar{l}_x \times \bar{l}_x) \\ \bar{l}_b \cdot \bar{l}_{y'} &= \bar{l}_b \cdot \bar{l}_y + \delta\theta \sin \beta \bar{l}_b \cdot (\bar{l}_y \times \bar{l}_y) + \delta\theta \cos \beta \bar{l}_b \cdot (\bar{l}_x \times \bar{l}_y) \\ \bar{l}_b \cdot \bar{l}_{z'} &= \bar{l}_b \cdot \bar{l}_z + \delta\theta \sin \beta \bar{l}_b \cdot (\bar{l}_y \times \bar{l}_z) + \delta\theta \cos \beta \bar{l}_b \cdot (\bar{l}_x \times \bar{l}_z) \end{aligned} \quad (3.29)$$

of

$$\begin{aligned} \bar{l}_b \cdot \bar{l}_{x'} &= \bar{l}_b \cdot \bar{l}_x + \delta\theta \sin \beta \bar{l}_x \cdot (\bar{l}_b \times \bar{l}_y) + \delta\theta \cos \beta \bar{l}_x \cdot (\bar{l}_b \times \bar{l}_x) \\ \bar{l}_b \cdot \bar{l}_{y'} &= \bar{l}_b \cdot \bar{l}_y + \delta\theta \sin \beta \bar{l}_y \cdot (\bar{l}_b \times \bar{l}_y) + \delta\theta \cos \beta \bar{l}_y \cdot (\bar{l}_b \times \bar{l}_x) \\ \bar{l}_b \cdot \bar{l}_{z'} &= \bar{l}_b \cdot \bar{l}_z + \delta\theta \sin \beta \bar{l}_z \cdot (\bar{l}_b \times \bar{l}_y) + \delta\theta \cos \beta \bar{l}_z \cdot (\bar{l}_b \times \bar{l}_x) \end{aligned} \quad (3.30)$$

Nu houden we rekening met betrekkingen die onmiddellijk uit de figuur kunnen afgeleid worden.

$$\bar{l}_b \times \bar{l}_y = \bar{l}_c$$

Hierin is c een as gelegen in het vlak XZ, loodrecht op B en zo gericht dat BYc een rechthoekig rechts assenkruis vormen.

$$\begin{aligned} \bar{l}_b \times \bar{l}_x &= \bar{l}_y \sin \left(\Delta - \frac{\pi}{2} \right) \\ &= -\bar{l}_y \cos \Delta \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} \bar{l}_b \cdot \bar{l}_{x'} &= \cos \alpha \cdot \cos \left(\Delta - \frac{\pi}{2} \right) = \cos \alpha \cos \left(\frac{\pi}{2} - \Delta \right) \\ &= \cos \alpha \sin \Delta \end{aligned} \quad (3.32)$$

$$\bar{l}_b \cdot \bar{l}_{y'} = \sin \alpha \cdot \cos \left(\Delta - \frac{\pi}{2} \right) = \sin \alpha \sin \Delta \quad (3.33)$$

$$\bar{I}_b \cdot \bar{I}_z = \cos \Delta \quad (3.34)$$

$$\bar{I}_x \cdot \bar{I}_c = \cos \alpha \cos (\pi - \Delta) = -\cos \alpha \cos \Delta \quad (3.35)$$

$$\bar{I}_y \cdot \bar{I}_c = -\sin \alpha \cos \Delta \quad (3.36)$$

$$\bar{I}_z \cdot \bar{I}_c = \cos \left(\Delta - \frac{\pi}{2} \right) = \cos \left(\frac{\pi}{2} - \Delta \right) = \sin \Delta \quad (3.37)$$

$$\bar{I}_x \cdot \bar{I}_y = \cos \left(\frac{\pi}{2} + \alpha \right) = \sin (-\alpha) = -\sin \alpha \quad (3.38)$$

$$\bar{I}_y \cdot \bar{I}_Y = \cos \alpha \quad (3.39)$$

$$\bar{I}_z \cdot \bar{I}_Y = 0 \quad (3.40)$$

In deze betrekkingen staat Δ voor de magnetische inclinatie (zie fig. 21).
We bekomen dus

$$\begin{aligned} \bar{I}_b \cdot \bar{I}_{x'} &= \bar{I}_b \cdot \bar{I}_x + \delta\theta \sin \beta \bar{I}_x \cdot \bar{I}_c - \delta\theta \cos \beta \cos \Delta \bar{I}_x \cdot \bar{I}_Y \\ \bar{I}_b \cdot \bar{I}_{y'} &= \bar{I}_b \cdot \bar{I}_y + \delta\theta \sin \beta \bar{I}_y \cdot \bar{I}_c - \delta\theta \cos \beta \cos \Delta \bar{I}_y \cdot \bar{I}_Y \\ \bar{I}_b \cdot \bar{I}_{z'} &= \bar{I}_b \cdot \bar{I}_z + \delta\theta \sin \beta \bar{I}_z \cdot \bar{I}_c - \delta\theta \cos \beta \cos \Delta \bar{I}_z \cdot \bar{I}_Y \end{aligned} \quad (3.41)$$

of

$$\begin{aligned} \bar{I}_b \cdot \bar{I}_{x'} &= \cos \alpha \sin \Delta - \delta\theta \sin \beta \cos \alpha \cos \Delta + \delta\theta \cos \beta \cos \Delta \sin \alpha \\ \bar{I}_b \cdot \bar{I}_{y'} &= \sin \alpha \sin \Delta - \delta\theta \sin \beta \sin \alpha \cos \Delta - \delta\theta \cos \beta \cos \Delta \cos \alpha \\ \bar{I}_b \cdot \bar{I}_{z'} &= \cos \Delta + \delta\theta \sin \beta \sin \Delta \end{aligned} \quad (3.42)$$

Voor de gemeten componenten $B_{x'}$, $B_{y'}$, en $B_{z'}$, kunnen we dus schrijven

$$\begin{aligned} B_{x'} &= B \cos \alpha \sin \Delta + B \delta\theta \cos \Delta (\sin \alpha \cos \beta - \cos \alpha \sin \beta) \\ B_{y'} &= B \sin \alpha \sin \Delta - B \delta\theta \cos \Delta (\cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta) \\ B_{z'} &= B \cos \Delta + B \delta\theta \sin \beta \sin \Delta \end{aligned} \quad (3.43)$$

of

$$\begin{aligned} B_{x'} &= B \cos \alpha \sin \Delta + B \delta\theta \cos \Delta \sin (\alpha - \beta) \\ B_{y'} &= B \sin \alpha \sin \Delta - B \delta\theta \cos \Delta \cos (\alpha - \beta) \\ B_{z'} &= B \cos \Delta + B \delta\theta \sin \beta \sin \Delta \end{aligned} \quad (3.44)$$

Stellen we

$$\begin{aligned} B \cos \Delta &= B_Z \\ B \sin \Delta &= B_X \end{aligned} \quad (3.45)$$

dan is

$$\begin{aligned} B_{x'} &= B_X \cdot \cos \alpha + B_Z \delta\theta \sin (\alpha - \beta) \\ B_{y'} &= B_X \cdot \sin \alpha - B_Z \delta\theta \cos (\alpha - \beta) \\ B_{z'} &= B_Z \quad + B_X \delta\theta \sin \beta \end{aligned} \quad (3.46)$$

De eerste termen stellen de componenten voor van \vec{B} in de gemiddelde stand. Ze bepalen aldus de stand van de schuit bij afwezigheid van slingerbeweging ($\delta\theta = 0$). De tweede term is dan de korrektie te wijten aan de slingerbeweging. Bij de ontleding van de metingen van de drie componenten stelden wij vast dat ook experimenteel de invloed van beide bewegingen goed van elkaar te onderscheiden waren. De slingerbeweging heeft immers een periode die alleen afhankelijk is van de dimensies van het geheel ballon-schuit en van de massaverdeling. Deze periode kunnen we bij benadering berekenen. De onnauwkeurigheid komt hierbij voort van het feit dat we niet de juiste plaats van het zwaartepunt en het ophangpunt kennen. De benaderde periode is

$$\begin{aligned} T &= 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \\ l &\approx 100 \text{ m} \\ T &= 2\pi \sqrt{\frac{100}{9,81}} \approx 20 \text{ sec} \end{aligned}$$

De amplitude van deze slingerbeweging is zoals bij de berekeningen ook werd ondersteld zeer klein. De rotatie gebeurt veel langzamer, zodat we in de meetresultaten duidelijk een oscillatie onderscheiden te wijten aan de rotatie. Naarmate de ballon stijgt wordt de amplitude van de slingerbeweging minder groot en de rotatie geschiedt trager en trager. Uit deze beschouwingen kunnen we afleiden hoe we de gemiddelde stand van de schuit kunnen terugvinden. Daar de slingerbeweging een beweging is die zeer

weinig gedempt is kunnen we de waarden van de componenten $B_{x'}$, $B_{y'}$ en $B_{z'}$ op elk ogenblik bij benadering omrekenen tot de waarden die zij zouden hebben moest er geen slingerbeweging optreden en moest de z-as dus volgens de plaatselijke vertikale liggen. Dit gebeurt door de gemiddelde waarden te nemen over de duur van één schommeling. Deze waarden noemen wij $\bar{B}_{x'}$, $\bar{B}_{y'}$ en $\bar{B}_{z'}$. Zij zijn gegeven door

$$\begin{aligned}\bar{B}_{x'} &= B_X \cos \alpha \\ \bar{B}_{y'} &= B_X \sin \alpha \\ \bar{B}_{z'} &= B_Z\end{aligned}\tag{3.47}$$

De gemiddelde orientatie van de schuit is dus bepaald door de hoek α , te berekenen uit

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\bar{B}_{y'}}{\bar{B}_{x'}}\tag{3.48}$$

Willen we nu de kenmerken van de slingerbeweging berekenen dan schrijven we

$$\begin{aligned}\bar{B}_{x'} - B_{x'} &= B_Z \delta\theta \sin(\alpha - \beta) \\ \bar{B}_{y'} - B_{y'} &= -B_Z \delta\theta \cos(\alpha - \beta) \\ \bar{B}_{z'} - B_{z'} &= B_X \delta\theta \sin \beta\end{aligned}\tag{3.49}$$

Deze betrekkingen bepalen bijgevolg β en $\delta\theta$ en dus ook de slingerbeweging.

3.6.4. Besluit

Bij de inleidende proeven, nl. de meting van het globale licht, werd een nauwkeurige restitutie van de orientatie van de schuit ten opzichte van de zon uitgevoerd, steunend op de voorgaande redenering. Daaruit bleek dat eenmaal de ballon zijn hoogste punt bereikt heeft en zich op ongeveer konstante hoogte verplaatst met praktisch dezelfde snelheid als de omgevende luchtmasa, de slingerbeweging verwaarloosbaar klein wordt. Er weze nogmaals opgemerkt dat het de slingerbeweging is die een sterke invloed uitoefent op de meetresultaten, gezien de steile karakteristiek van de gevoeligheid t.o.v.

de invalshoek van het licht op het venster. Dit feit rechtvaardigde het weglaten van de magnetometer bij de proef met de monochromator wat een belangrijke winst aan gewicht betekende.

3.7.- Hoogtemeting

In werkelijkheid is het niet de absolute hoogte die bij de aëronomie als parameter van belang is maar wel de totale druk die op elk ogenblik heerst op de plaats van de meting. Steunend op een atmosfeermodel beschikken we over een relatie tussen de hoogte en de druk, zodat we conventioneel over de hoogte spreken waar we in werkelijkheid een drukmeting uitvoeren.

Voor het drukgebied dat ons interesseert en wegens de grote temperatuurvariatiën zijn er zeer weinig manometers die geschikt zijn om bij ballonexperimenten gebruikt te worden. Door verschillende experimentatoren werden drukmeetsystemen uitgedacht en getest, maar elk systeem heeft zijn specifieke tekortkomingen. We kunnen de volgende systemen aanhalen die reeds bij ballonproeven werden gebruikt.

- aneroïde drukmeters
- hypsometers
- radioactieve dichtheidsmeters
- thermistors en thermokoppels
- gasontladingshoogtemeters
- membraanhoogtemeters met rekstrookjes
- drukmeters die steunen op de voortplanting van het geluid.

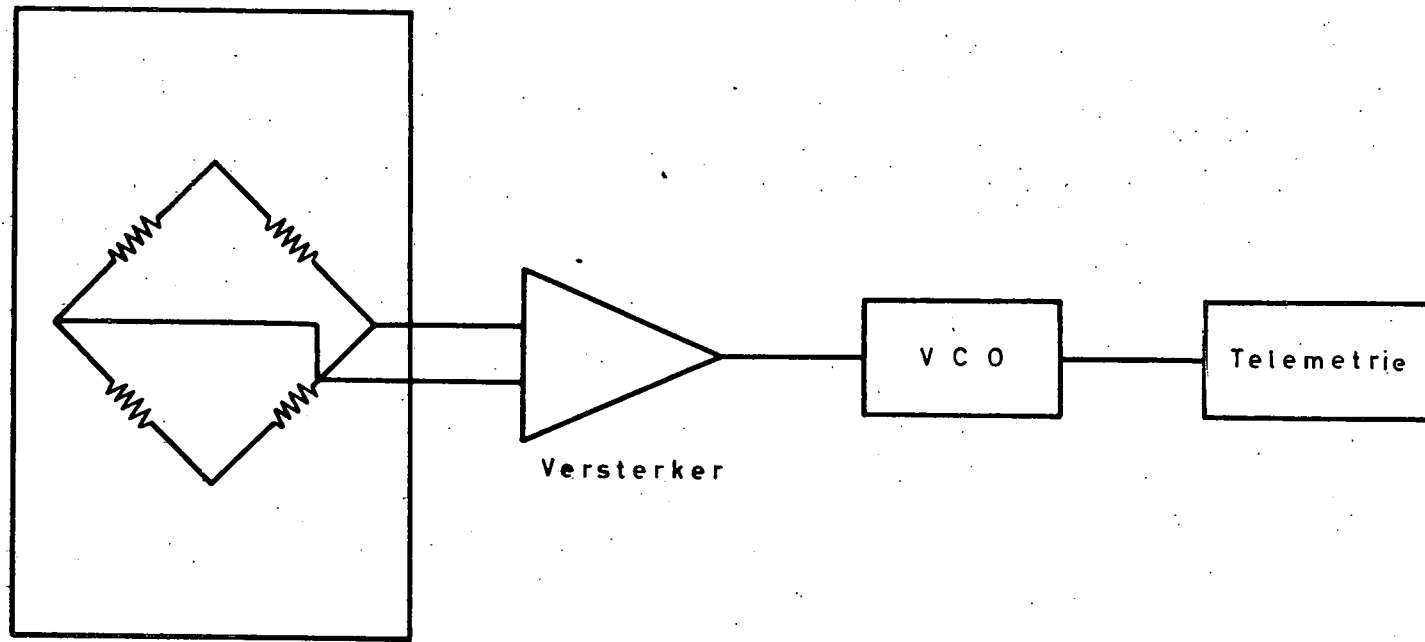
De eisen die wij aan een goede hoogtemeter stelden waren :

- grote nauwkeurigheid en grote resolutie voor lage drukken (tussen 0 en 10 mmHg)
- lichtheid van constructie zodat de invloed op het totale gewicht gering is
- grote temperatuurstabiliteit, zowel van de mechanische als van de elektronische gedeelten

- goede aanpasbaarheid aan het telemetrie-circuit, vooral i.v.m. de nauwkeurigheid en de stabiliteit van de telemetrie-inrichting waarover we beschikken
- het systeem mag de omgeving van de hoogtemeter niet besmetten door ionisatie of productie van gassen die de absorptie-coëfficiënten van het milieu kunnen beïnvloeden.

Uiteindelijk werd bij de proef de druk bepaald met behulp met twee drukmeters : één van het anerofide type en een tweede met membraan en rekstrookjes. Bij elke vlucht met een stratosferische ballon wordt door de CNES een drukmeter afkomstig van weerkundige radiosondes ter beschikking gesteld van de experimentatoren. Het is een drukmeter van het anerofide type die een goede nauwkeurigheid heeft voor drukken hoger dan 10 mmHg. Hij bestaat uit twee capsules, één voor drukken hoger dan 200 mb en één voor lagere drukken. Iedere capsule verplaatst via een hefboom een naald die contact maakt op een draaiende trommel. Op deze laatste bevinden zich een opeenvolging van elektrisch geleidende en isolerende banen van verschillende lengte. Door een spanning aan te leggen tussen de naald en de trommel, krijgt men bij elke omwenteling van de trommel een zekere code die de plaats van de naald op de trommel weergeeft en bijgevolg de plaatselijke druk. In dezelfde drukmeter is er een bimetaalelement aanwezig die op analoge manier de temperatuur van het geheel aangeeft. Bij elke drukmeter hoort een ijktafel waarop we door rekening te houden met de afgelezen codegetallen van druk en temperatuur de werkelijke druk kunnen bepalen. Aangezien de drukverschillen bij zeer lage drukken zeer kleine verplaatsingen van het membraan voor gevolg hebben, en mede door de temperatuursinvloed en de hysteresis van de anerofide, is deze drukmeter niet meer voldoende nauwkeurig voor drukken beneden de 10 mmHg. Vandaar de noodzaak over een tweede drukmeter te beschikken.

In het laboratorium werden verschillende types van hoogtemeters ontworpen en getest⁽¹¹⁾. Tenslotte is de keuze gevallen op een drukmeter in de industrie vervaardigd door de firma CEC, nl. het type nr 4-353. Deze bestaat uit een membraan waarop rekstrookjes bevestigd zijn wier weerstand dan ook verandert in functie van de druk (fig. 22). Door de brugschakeling van vier rekstrookjes en een bijkomende compensatie krijgen we een goede



Drukopvanger CEC 4 - 353

Fig. 22.- Precisiemanometer.

temperatuurstabiliteit, eigenschap welke bij ballonproeven uiterst nuttig is. Deze manometer is gevoelig en lineair voor drukken van 0 tot 25 mmHg. Bij hogere drukken wordt het membraan mechanisch geblokkeerd ten einde beschadiging te vermijden. De uitgangsspanning is op laag niveau (tussen 0 en 20 mV). In het laboratorium werd dan een aangepast elektronisch systeem ontworpen om dit signaal aan de telemetrieketen aan te passen. Hierbij werd vooral rekening gehouden met de mogelijkheid van de telemetrie die bij deze proeven diende gebruikt te worden, waarvan de nauwkeurigheid slechts 4% bedraagt. Deze stabiliteit en de nauwkeurigheid laten niet toe dat de meetwaarde direct aan de telemetrie aangelegd werd. Daarom werd besloten tussen meetwaarde en telemetrie een frekwentieomvormer in te schakelen. Deze werd door ons gebouwd en heeft een grote stabiliteit. Hierdoor kon de druk met een nauwkeurigheid van 0,1 mmHg gemeten worden. Deze elektronica bestaat uit een differentiaalversterker die het signaal met een factor 200 versterkt. Het basiselement van de frekwentieomvormer is een RC kring waarbij de capaciteit over een kleine weerstand wordt opgeladen van uit de uitgangsspanning van de versterker. Daarna wordt deze ontladen over de weerstand R. Een operationele versterker, in open kring geschakeld, zorgt voor een vlugge omschakeling die de capaciteit terug oplaadt van zodra de ontlading een zekere referentiespanning heeft bereikt. Deze omzetter heeft een logaritmisch verloop van de frekwentie t.o.v. de ingangsspanning. Aangezien de uitgangsspanning van de manometer lineair is met de druk en de druk logaritmisch verloopt met de hoogte, bekomen we een zeer gunstige toestand : hoe lager de druk, hoe groter de resolutie. Ondanks alle voorzorgen had het systeem toch een zekere temperatuursafhankelijkheid. Bij de ijking werden dan ook verschillende krommen opgenomen in functie van de temperatuur. Een basiskromme liet toe de druk te bepalen op 0,3 mmHg nauwkeurig. Mits een bijkomende temperatuursmeting, kon de juiste druk op 0,1 mmHg na nauwkeurig worden bepaald.

3.8.- Temperatuurmeting

Het meten van de buitentemperatuur moet ons toelaten het juiste atmosfeermodel te bepalen dat zal gebruikt worden bij het afleiden van de concentratie en de optische diepte van moleculaire zuurstof op de hoogte van de meting.

De temperatuurmeting in de kuip is een louter technische meting die alleen een rol speelt bij het ontleden van de gegevens van de hoogtemeter. Verder geeft ze een idee van de efficiëntie van de thermische isolatie. Deze meting was wel noodzakelijk gezien bij de vorige proeven zeer grote thermische schommelingen in de kuip werden vastgesteld die oorzaak kunnen zijn van onnauwkeurigheden of onregelmatigheden. De nieuwe thermische isolatie met poly-urethaan scheen degelijker te zijn naar de temperatuurmeting te oordelen.

De temperatuurmetingen gebeurden door middel van een thermistor, geschakeld in de roosterkring van een blokkeer-oscillator. De verandering van de weerstand van de thermistor in functie van de temperatuur heeft een verandering van de frekwentie van de blokkeer-oscillator voor gevolg. Het geheel thermistor met blokkeer-oscillator werd bij voorbaat geijkt, zodat uit de frekwentie onmiddellijk de temperatuur kan worden afgeleid. De verschillende temperaturen werden gelezen op één kanaal van de telemeting via een kommutator die één cyclus volbrengt om de 20 sec. De commutator bevatte 7 kontakten en kon dus per cyclus 7 informaties doorsturen. Voor het meten van de buitentemperatuur werd de thermistor opgesteld in de luchtstroom van een turbine die er voor zorgt dat bij verlaagde luchtdruk nog voldoende warmteuitwisseling tussen de thermistor en de omgeving plaats vindt⁽¹⁴⁾. Daardoor kon gedurende het stijgen van de ballon een zeer nauwkeurig temperatuurprofiel in functie van de hoogte worden opgesteld. Voor de binnentemperatuur gebruiken we een gewone thermistor die binnen in de kuip bevestigd is.

3.9.- De telemetrie⁽¹⁵⁾

De verschillende parameters die bij een ruimteproef gemeten worden kunnen ofwel in de schuit bewaard worden ofwel via een radioverbinding rechtstreeks naar de aarde verzonden worden.

Van het bewaren in de schuit wordt meer en meer afgezien om volgende redenen :

- de registratietoestellen zijn meestal omvangrijk en zwaar en vragen veel vermogen
- recuperatie van de schuit wordt imperatief
- gedurende de vlucht heeft men geen inlichting over het goed verloop van de metingen.

Daar meestal de gemeten parameters gemakkelijk in een elektrische spanning kunnen worden omgezet en daar, om dienstredenen, als localisatie en drukmeting steeds een telemetrie wordt medegestuurd door de CNES, is het gebruik van een radioverbinding aangewezen. Door een Amerikaanse werkgroep IRIG (Inter range instrumentation Group) werden verschillende standaardsystemen uitgewerkt die tegenwoordig vrijwel over geheel de wereld worden aangenomen. Deze standaarden normaliseren tevens de toestellen die bij het ontleden en registreren van de parameters dienen te worden gebruikt. Er zijn verschillende systemen genormaliseerd. De voornaamste zijn :

- FM - FM : frekwentie modulatie - frekwentie modulatie
- PDM : pulse duration modulation
- PCM : pulse code modulation
- AM - FM : amplitude modulatie - frekwentie modulatie.

Het lanceercentrum van Aire-sur-l'Adour kon ons een telemetrie ter beschikking stellen van het type FM - FM. Dit systeem is zeer eenvoudig en zoals reeds vroeger gemeld werd gans het elektronisch systeem gebouwd in functie van de karakteristieken van deze telemetrieketen. In dit systeem beschikt men over 29 onderdraaggolven die elk door een parameter in frekwentie kunnen gemoduleerd worden. Bij iedere onderdraaggolf is een frekwentieband gereserveerd die proportioneel is aan de frekwentie van de onderdraaggolf zelf. Aldus bekomt men een reeks kanalen in het frekwentiegebied tussen 0 en 200 000 Hz. Elk kanaal is van de nabije kanalen gescheiden door een niet gebruikte frekwentiezone, ten einde overspraak te vermijden. Met hetzelfde doel wordt in ieder kanaal de maximale frekwentie van het over te brengen signaal beperkt tot slechts 1/10 van de bandbreedte van het kanaal. Aldus verkrijgt men een geheel systeem van kanalen met elk

zijn gepaste doorlaatband. Nu worden de te meten parameters zo over de kanalen verdeeld dat de maximum te meten frekwentie de doorlaatband van het kanaal niet overtreft. Voor ieder kanaal beschikt men over een modulator die een onderdraaggolf afgeeft in frekwentie gemoduleerd door de te meten parameter. Al deze onderdraaggolven worden gemengd en met het bekomen multiplex signaal wordt de draaggolf van de zender in frekwentie gemoduleerd. Op de grond gebeurt na ontvangst een eerste detektie waardoor we terug het multiplex signaal krijgen. Dit wordt in een reeks discriminatoren gestuurd die elk afgestemd zijn op één van de gebruikte kanalen. Deze filteren eerst de gewenste band uit het multiplexsignaal, demoduleren de onderdraaggolf en aldus bekomt men de juiste weergave van de in de schuit gemeten parameter. Dit wordt dan op magnetische band bewaard en tevens op papier aanschouwelijk gemaakt (fig. 23 en 24).

3.10.- Voedingen

3.10.1. De hoogspanning ⁽¹²⁾ (fig. 25)

De voeding van de fotovermenigvuldiger bestaat uit een gestabiliseerde hoogspanning die wat betreft stabiliteit aan zeer strenge eisen moet voldoen. Verder moet deze hoogspanning gemakkelijk regelbaar zijn tussen 1000 en 2100 V teneinde de dispersie tussen de karakteristieken van verschillende fotovermenigvuldigers te compenseren. Het geheel van de hoogspanningsvoeding kunnen we als volgt beschrijven : een oscillator waarvan de voedingsspanning geregeld is, levert een wisselspanning af met zeer grote amplitude. Deze wisselspanning wordt aangelegd aan een spanningsverdubbelende gelijkrichter gevolgd door een filter. De bekomen gelijkspanning voedt de fotovermenigvuldiger. Aan de uitgang vindt men tevens een spanningsdeler bestaande uit weerstanden. Deze vormt een voldoende lage spanning welke met een referentiespanning kan vergeleken worden. Het verschil tussen deze twee spanningen wordt versterkt en dient om de voedingspanning van de oscillator te regelen.

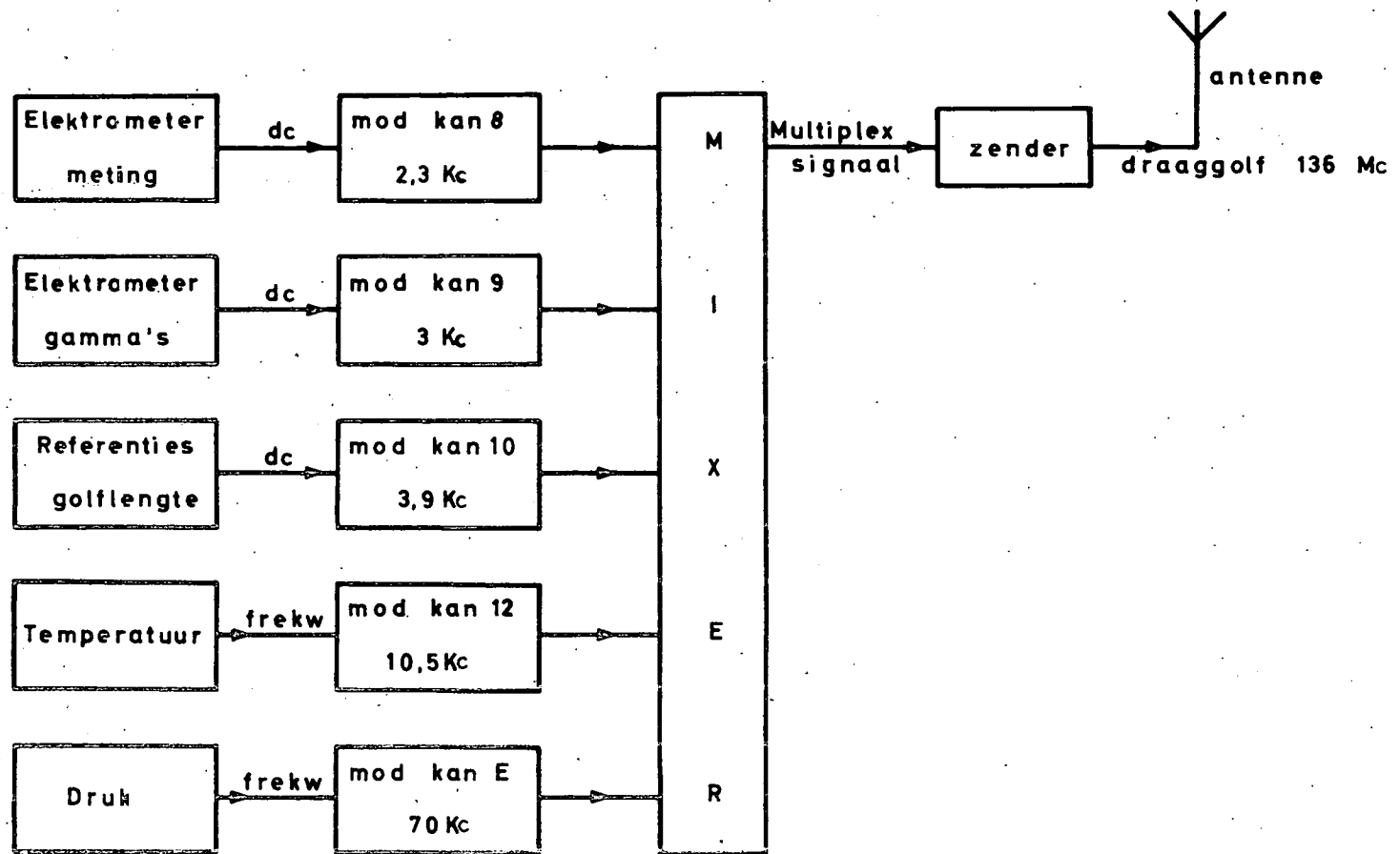


Fig. 23.- Telemetrie : zendergedeelte

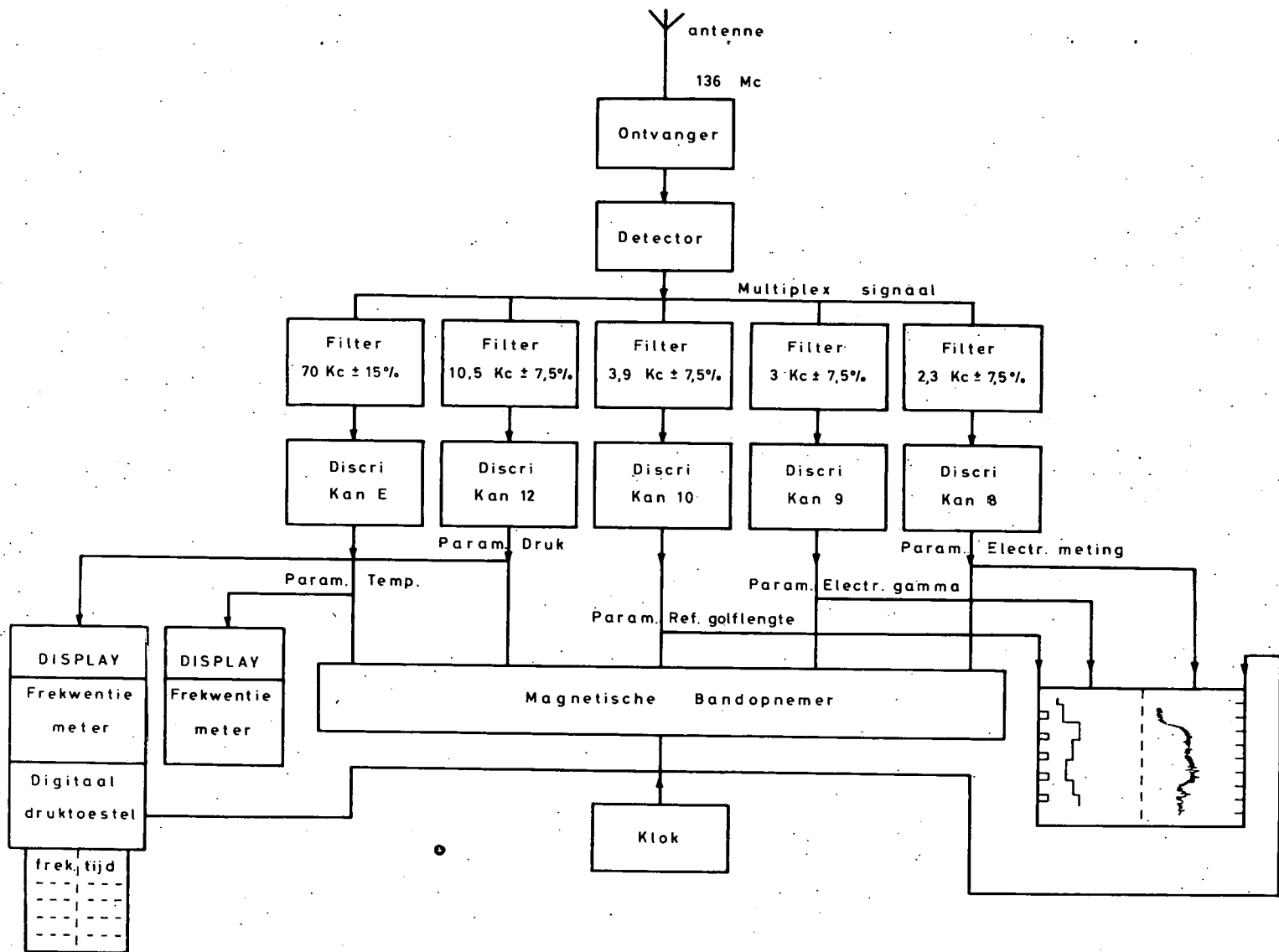


Fig. 24.- Telemetrie : ontvangergedeelte

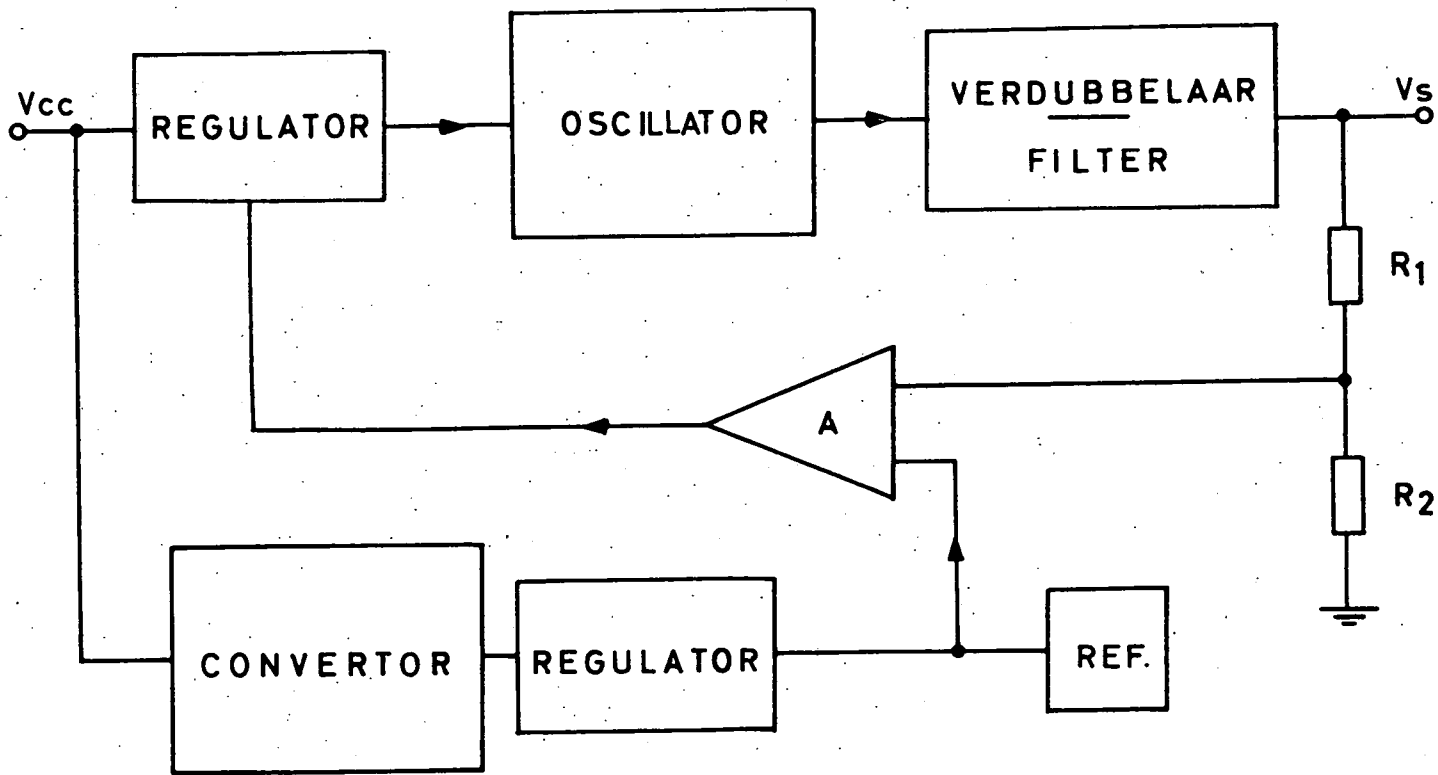


Fig. 25.- Blokschema van de hoogspanning.

Daar de stabiliteit van de hoogspanning voor de fotovermenigvuldiger van zeer groot belang is willen we hier even de karakteristieken aanhalen van de hoogspanning die in het laboratorium van het IAS voor deze proef werd ontworpen.

We beschouwen de stabiliteit van de uitgangsspanning ten opzichte van de temperatuur, de ingangsspanning en de uitgangsstroom.

Noemen we C_T de temperatuurcoëfficiënt, gedefiniëerd als

$$C_T = \frac{\Delta V_s}{\Delta T} \quad \text{met } I_S \text{ en } V_e \text{ konstant} \quad (3.50)$$

ΔV_s is de max. verandering van de uitgangsspanning

ΔT is het verschil tussen de uiterste testtemperaturen

I_S is de uitgangsstroom

V_e de ingangsspanning.

De spanningscoëfficiënt C_F is als volgt gedefiniëerd :

$$C_F = \frac{\Delta V_s}{\Delta V_e} \quad \text{met } I_S \text{ en } T \text{ konstant} \quad (3.51)$$

ΔV_e is de max. verandering van de ingangsspanning.

De dynamische uitgangsweerstand R_O is als volgt gedefiniëerd :

$$R_O = \frac{\Delta V_s}{\Delta I_S} \quad \text{met } T \text{ en } V_e \text{ konstant} \quad (3.52)$$

Men heeft dus

$$\Delta V_s \text{ tot} = C_F \cdot \Delta V_e + R_O \Delta I_S + C_T \Delta T \quad (3.53)$$

Voor de gebruikte montage bekwamen we :

$$C_T = 0,018V/^{\circ}C$$

$$C_F = 0,012$$

en $R_O < 300 \Omega$

Buiten deze drie coëfficiënten moet nog rekening gehouden worden met de stabiliteit in functie van de tijd. Deze was hier 0,02%/48h. Tenslotte moet de residuele rimpel na het filteren zeer klein zijn. In de gebruikte montage (prototype) was deze 22mV voor een uitgangsspanning van 1293V.

Voor het bekomen van deze karakteristieken diende beroep te worden gedaan op uitgezochte componenten, vooral wat de temperatuur-coëfficiënt betreft en tenslotte dienden de circuits met een hoogohmige silicone te worden bedekt ten einde vooral de invloed van de vochtigheid te vermijden.

3.10.2. De laagspanningsvoedingen

Uitgaande van een batterijspanning van + 12V werden alle verschillende circuits gevoed. Nochtans werd de voeding van ieder onder-systeem door een gelijkspanning-gelijkspanning convertor van de bron gescheiden. Dit gebeurde om verschillende redenen. Daar voor de verschillende onderdelen verschillende spanningen vereist waren zou een afzonderlijke voeding voor elke spanning niet rendabel geweest zijn en moeilijkheden meegebracht hebben voor het op- en ontladen van de verschillende stellingen batterijen. Door het systeem met convertors bleven de verschillende systemen tevens onderling gescheiden m.b.t. parasieten. Verder kon aan elk systeem de noodzakelijke regeling toegevoegd worden. Hiervoor werd meestal gebruik gemaakt van in de industrie beschikbare regulatiemodulen (Burr Brown 1515) waarvan de karakteristieken voldoende goed waren voor onze toepassingen.

3.10.3. De batterijen

Omwille van hun uitstekende verhouding gewicht/vermogen werden zilver-zink batterijen verkozen voor deze proef. Het grote nadeel is dat ze wel delikaat zijn en dat bij het op- en het ontladen zekere voorzorgen dienden genomen. De individuele spanning per element is 1,86 V bij volledige oplading. Bij het ontladen daalt deze spanning vlug tot een

nominale waarde van 1,5 V en dit bij een ontladingsstroom gelijk aan $1/10$ van de capaciteit (vb voor 25AH capaciteit : ontladingsstroom van 2,5 A). Deze nominale waarde blijft zeer konstant gedurende het ontladen. Bij de proef werd een batterij bestaande uit 8 elementen gebruikt zodat de maximum spanning 14,88V en de nominale spanning 12 V bedroeg. Het goed gedrag bij lage temperatuur en lage druk wordt ook gewaarborgd. Nochtans hebben wij moeilijkheden ondervonden wanneer men lage druk en lage temperatuur samen toepast op de accu. Immers stelden we vast dat de nominale spanning daalde en de capaciteit lager werd. Daarom werd besloten de voeding in de luchtdichte kuip te monteren. Door de thermische isolatie met de omgeving en wegens het gedissipeerd vermogen van de elektronische circuits wordt een nagenoeg constante en homogene temperatuur bekomen. Omwille van het ontgassen van de accu mogen deze echter slechts op het laatste ogenblik in de schuit gemonteerd worden.

HOOFDSTUK IV.- DE IJKING

4.1. Inleiding

Absolute metingen in het zichtbare gedeelte van het spectrum zijn heden zeer gebruikelijk. Gewoonlijk wordt hierbij gebruik gemaakt van een, thermozuil geijkt b.m.v. een standaardlamp. Deze zuil doet dan dienst als secundaire standaard.

Wat absolute metingen in het ultraviolet gebied zo moeilijk maakt is, dat men over geen stabiele bron beschikt die in dit spectraal gebied nog voldoende intensiteit heeft om een nauwkeurige meting toe te laten. Dit is de reden waarom veel metingen van de zon in dit spectraal gebied, gebeuren met slecht gecalibreerde detectoren ⁽¹⁾. De meest gebruikte bron is de koolstofboog. Alhoewel we de spectrale stralingsintensiteit van deze bron als gekend mogen beschouwen ⁽²⁾, toch treden er bij het gebruik zeer grote nadelen naar voor. In zijn artikel haalt F. Johnson al de omstandigheden aan onder dewelke zijn meting gebeurd is. Hieruit blijkt reeds de moeilijkheid om zich bij een ijking in identische voorwaarden te plaatsen. Verder is er nog het probleem van de geringe intensiteit in het ultraviolet tegenover de grote intensiteit in het zichtbare spectrum, hetgeen onvermijdelijk een hoog percentage strooilicht met zich medebrengt. Het feit over geen andere ijkbron dan de koolstofboog te beschikken was zeker mede verantwoordelijk voor het feit dat het UV spectrum van de zon zolang onvoldoend nauwkeurig bepaald bleef.

De methode die bij ons in het BIRA op punt werd gesteld om een monochromator in het UV in absolute waarde te ijken, vangt aan met een ijking van het toestel in relatieve waarde en dit b.m.v. een bron die geen continu spectrum vertoont, maar wel een over het spectrum verdeelde reeks van relatief intense, stabiele spectraallijnen. Eens we over de relatieve kromme beschikken wordt deze op absolute schaal omgerekend door de ijking in één punt van de kromme (bij 2537 Å) met behulp van een kwiklamp. Dit gebeurt volgens de klassieke methode met een thermozuil als tweede standaard.

4.2.- Ijking in relatieve waarde

4.2.1. Bron

De methode van de ijking van de monochromator steunt in eerste plaats op het feit dat we over een degelijke bron beschikken die in het spectraalgebied van 1700 tot 3000 Å voldoende stabiele spectraallijnen bezit. Deze zijn tevens zeer scherp, zodat de golflengte met grote nauwkeurigheid gekend is.

Bij de studie van de electronische structuur van elementen met gemiddelde of zware massa werd tot voor enkele jaren gebruik gemaakt van de elektrische boog met al de nadelen eraan verbonden : grote stromen zijn noodzakelijk, de spectraallijnen zijn zeer breed en hun juiste golflengte kan moeilijk bepaald worden. Pas in 1950 stelden Meggers en Wedfall ⁽³⁾ een nieuw type bron voor nl., de ontladingsbuis bij zeer lage druk en zonder electrode, waarbij de excitatie verkregen wordt b.m.v. een microgolf generator. Deze methode had het grote voordeel zeer scherpe, fijne spectraallijnen te geven. Hiervan werd gebruik gemaakt bij de studie van de absorptie van moleculaire zuurstof door F. Biaumé ⁽⁴⁾ in het laboratorium van het BIRA, waarvoor een bron met zeer fijne en goed gedefinieerde spectraallijnen noodzakelijk was. Het element dat hierbij de aandacht trok omwille van het groot aantal lijnen in het onderzochte spectraaldomein, was Silicium. Gezien de te kleine dampspanning van Silicium, zelfs bij hoge temperaturen, werd gezocht naar een vluchtige halogeenverbinding die gemengd met een zeldzaam gas in de lamp kon worden aangebracht. De halogeen verbinding die hiervoor in aanmerking kwam was SiCl_4 waarvan de dampspanning bij -80°C , 0,1 mm Hg bedraagt.

Terwijl de proeven voor het op punt stellen van die bron in het BIRA aan gang waren, publiceerden L. Radzienski en K. Andrew ⁽⁵⁾ een artikel. Hieruit bleek dat zij, uitgaande van dezelfde halogeenverbinding, een analoge lamp hadden vervaardigd waarmede ze met grote nauwkeurigheid het spectrum van Si hadden bepaald. Aldus konden we beschikken over een bron waarvan we tevens zeer nauwkeurig de golflengte der spectraallijnen kenden.

Deze lamp (fig. 26) zoals beschreven in ref. 4, bestaat uit een kwartsbuis met aan één uiteinde een venster in suprasil dat het licht doorlaat tot 1600 Å. Aan de andere zijde is een pyrexbuis aangelast die dient als condensatiekolom waarin de halogeenverbinding in het luchtledige wordt gesublimeerd. Voordat de lamp dicht gesmolten wordt, wordt nog het draaggas ingebracht, hier Helium onder een druk van 0,5 Torr. Tijdens het gebruik wordt de condensatiebuis, die de hoeveelheid SiCl_4 bevat, in een mengsel van aceton en CO_2 -sneeuw gedompeld waardoor we een temperatuur van -80°C bekomen. Deze lamp wordt dan geëxciteerd door een microgolfgenerator "Raytheon microtherm" op een frekwentie van 2450 MHz met een maximum vermogen van 125 Watt. De lamp wordt aangebracht in een resonerende caviteit^(6,7). Deze bestaat uit twee coaxiale buizen waarvan de binnenste de kwartsbuis nauwkeurig omsluit. Fig. 27 geeft de doorsnede van de caviteit aan. Het gebruik van hyperfrekwenties laat toe een compacte resonator te gebruiken die de ontlading zeer goed lokaliseert en het hoogfrequent vermogen met een grote doelmatigheid aan het gas overdraagt. De aldus bekomen lamp gaf zeer veel spectraallijnen waarvan er tusschen 18 weerhouden werden voor de ijking van de monochromator, dit omwille van hun stabiliteit in functie van de tijd. Deze worden weergegeven in tabel 1 met hun relatieve intensiteiten. De methode aangewend om deze tabel op te stellen wordt hierna besproken.

4.2.2. Monochromator McPherson (fig. 28)

Met het doel de verschillende spectraallijnen af te zonderen dienen we over een tweede monochromator te beschikken die een goede resolutie bezit. Daarvoor hebben we een monochromator McPherson model 218 gebruikt met een focaal-afstand van 30 cm en een vlak rooster van 50 x 50 mm met 1200 lijnen per mm. Het rooster wordt bewogen door een motor via een raderwerk. Door het kiezen van verschillende combinaties van tandwielen verkrijgt men verschillende snelheden. Een teller is mechanisch met het systeem verbonden en geeft een aanduiding van de golflengte. Deze waarde is meer als een indicatie dan als een meting te beschouwen. Zij is slechts nauwkeurig op de speling van het raderwerk na. Voor fijne afregeling kan de verplaatsing manueel gebeuren. Gans de optiek van deze

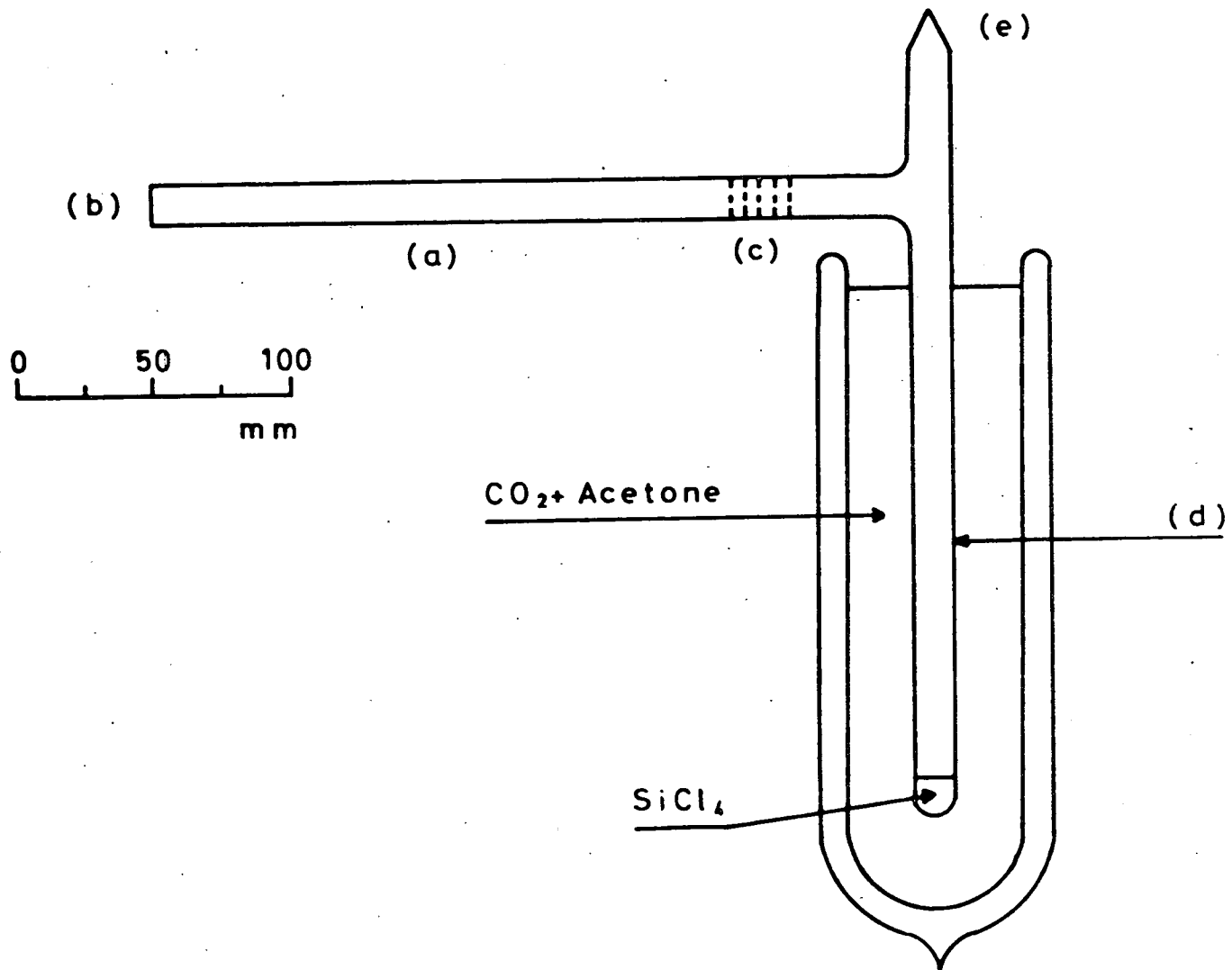


Fig. 26.- Si-lamp.

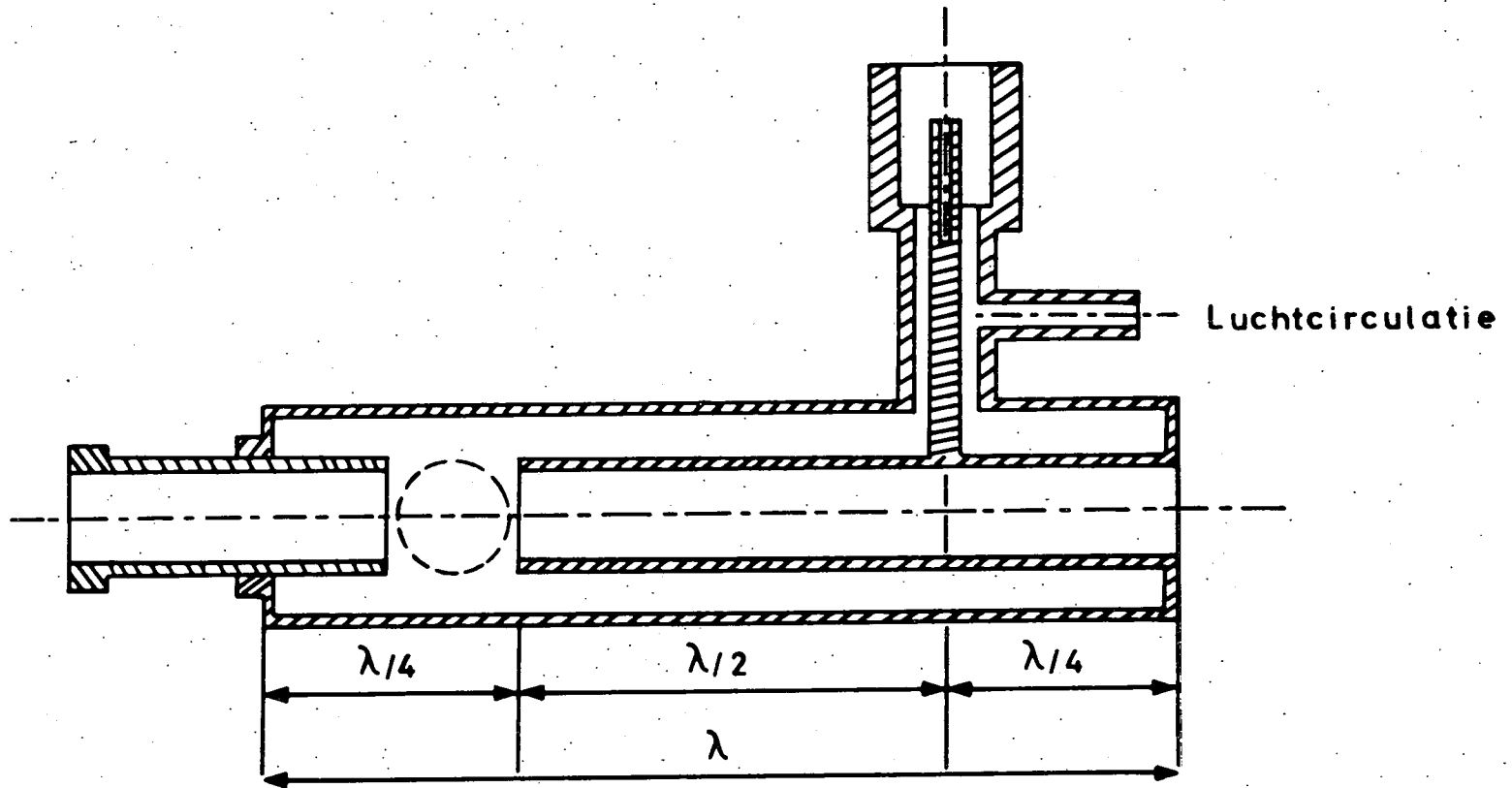


Fig. 27.- De resonantiecaviteit.

TABEL 1.-

$\lambda(\text{\AA})$	Relatieve intensiteit (int 2435 \AA = 100%)
1776,8	1,7
1837	2,7
1850,7	3,0
1881,9	0,7
1901	4,3
1984	7,3
1987	7,8
1989	11,2
2058	6,2
2124	11,7
2207	34,4
2435	100
2506	38
2528	37
2631	12,6
2881	82
2970	5,3
2987	10

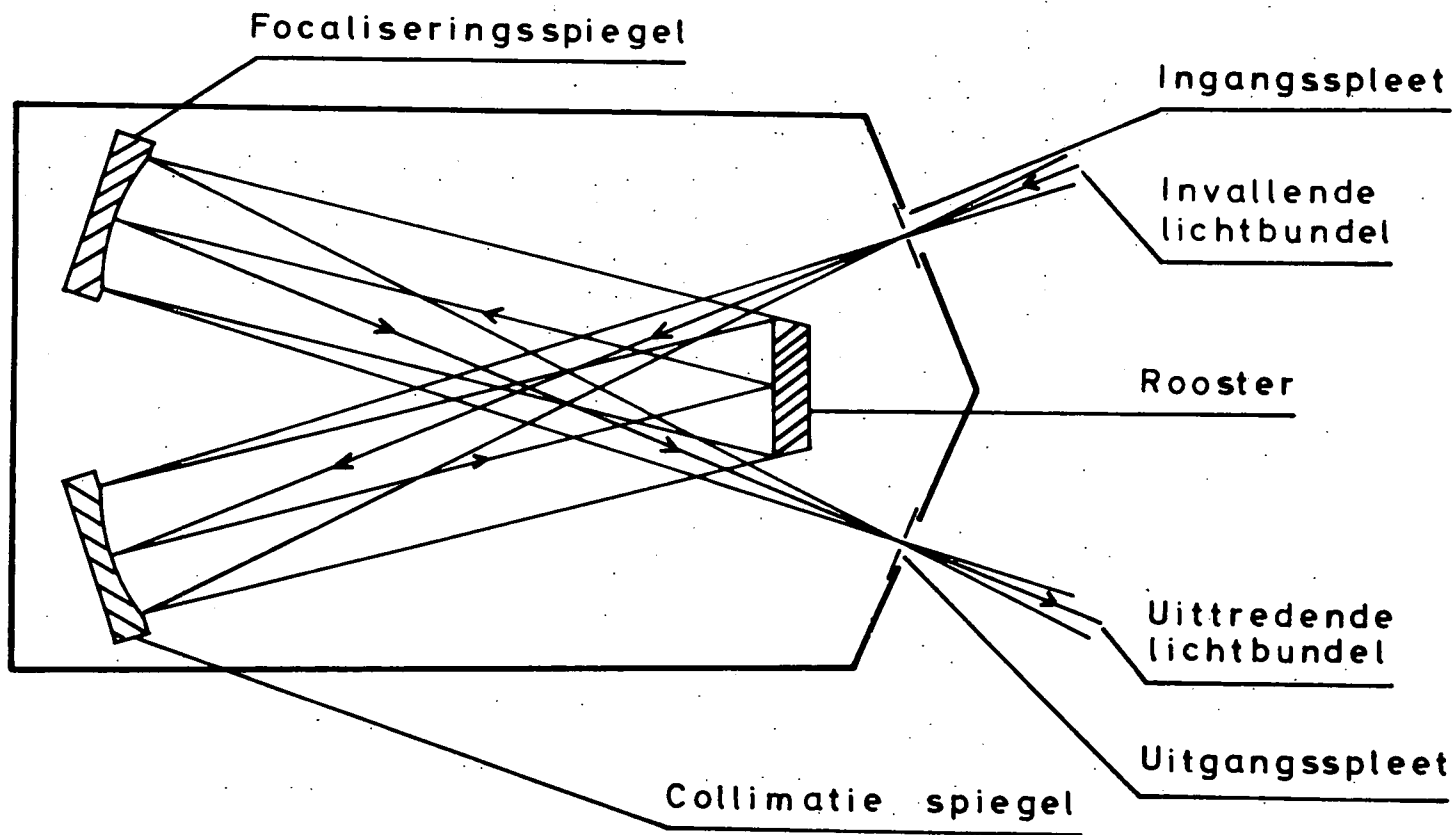


Fig. 28.- De monochromator McPherson.

monochromator is bedekt met MgF_2 en voorzien voor het verre ultraviolet. De ingangs- en uitgangsspleten zijn regelbaar. De monochromator dient onder luchtledige te werken. Voor de ingangsspleet wordt de bron opgesteld, goed afgedicht ten opzichte van de omgeving. Voor de uitgangsspleet wordt de fotovermenigvuldiger aangebracht die zich in een luchtdichte buis bevindt welke b.m.v. afdichting met O-ring tegen de monochromator wordt aangesloten. Daarna wordt de monochromator luchtledig gemaakt, eerst b.m.v. een rotatiepomp en daarna b.m.v. een diffusiepompe.

4.2.3. De fotovermenigvuldiger met natriumsalicylaatplaatje

Om nu de relatieve antwoordkromme van de fotovermenigvuldiger te kunnen opstellen moeten we beschikken over een geijkte ontvanger waarvan de responsiekurve gekend is. Hiervoor wordt zoals thans voor vele ultraviolet ijkings, een fotovermenigvuldiger gebruikt die geplaatst is achter een glasplaat bedekt met natriumsalicylaat. Natriumsalicylaat is een fluorescerende stof die een konstante kwantumefficiëntie heeft, zeer dicht bij 1 gelegen, in het golflengte gebied $3600 \text{ \AA} - 600 \text{ \AA}$ ⁽⁸⁾. Daarbij heeft de spectraaldistributie van de fluorescente straling een maximum bij 4430 \AA wat in een gebied ligt dat met menig fotovermenigvuldiger zeer goed detecteerbaar is. In ons laboratorium werd op een glasplaat een laag natriumsalicylaat aangebracht, volgens de methode beschreven door Allison ⁽⁸⁾. Daarna werd de fluorescerende kwantumefficiëntie gecontroleerd zodat we met zekerheid over een detector beschikten die een constante antwoordkromme in het beschouwde spectraalgebied heeft. De fotovermenigvuldiger die gebruikt werd is een EMI type 6255 S met kathode in SbCs. Met deze opstelling kan de relatieve intensiteit van de spectraallijnen van onze bron gemeten worden. De resultaten worden gegeven in de tabel I die reeds vroeger vermeld werd.

4.2.4. De relatieve ijking

De relatieve ijking bestaat er in, het verloop van de antwoordkromme van het geheel diffusor-monochromator en fotovermenigvuldiger op te meten in functie van de golflengte. De verschillende elementen die hierbij nodig zijn werden hoger beschreven : de Si-bron, een tweede monochromator

en een detector met gekende antwoordkromme. De opstelling die we hierbij gebruiken, en weergegeven in fig. 29, beschrijven we thans in het kort.

De bron waarvan het SiCl_4 op constante temperatuur gehouden wordt door afkoeling in een dewar gevuld met een mengsel aceton en CO_2 -sneeuw (temperatuur - 80°C) wordt opgesteld voor de ingangsspleet van de monochromator. De excitatie gebeurt met de hoog-frekwentgenerator waarvan de caviteit met lucht gekoeld is. De monochromator wordt eerst luchtledig gemaakt door middel van een rotatiepomp en daarna door een diffusiepompe met een val met vloeibare stikstof. De fotovermenigvuldiger wordt gevoed bij een hoogspanning van 2000V, gemeten met grote nauwkeurigheid. De uitgang wordt gemeten met een electrometer Cary type 32, vibrating reed electrometer, waar een registreerapparaat aangeschakeld is. De relatieve ijking gebeurt door substitutie. Eerst wordt de fotovermenigvuldiger met het natriumsalicilaatplaatje aan de uitgang van de monochromator geplaatst. Nadat een voldoende luchtledige in het toestel bekomen is, wordt de lamp aangezet en men laat deze zich stabilizeren gedurende ongeveer een uur. Op dat ogenblik wordt een eerste referentiespectrum van de lamp opgenomen. Daarna wordt de fotovermenigvuldiger met het natriumsalicilaat plaatje vervangen door het te ijken geheel. Voor de uitgezochte reeks van stabiele spectraallijnen wordt de uitgangsspanning geregistreerd. Dit gebeurt op de volgende manier. De monochromator bezit een golflengteschaal die mechanisch verbonden is met het rooster. Op deze schaal hebben we de waarden voor de maxima van de gebruikte spectraallijnen van Silicium opgetekend. Voor elke van de uitgekozen spectraallijnen zetten we eerst de waarde in op de monochromator McPherson. Daarna zoeken we met de te ijken monochromator het spectrum af en houden we het rooster stil op het maximum van de ontvangen spectraallijn. Daarna wordt opnieuw met de McPherson bijgesteld om precies op het maximum van de spectraallijn te komen. Dan wordt weer bijgesteld op de te ijken monochromator. Dit wordt herhaald tot we zeker zijn het maximum maximorum bereikt te hebben. Hierna lezen wij de waarde van de ontvangen intensiteit af. Eens dit gedaan is voor al de uitgekozen spectraallijnen wordt de meting met de fotovermenigvuldiger met het salicilaatplaatje nog eens herhaald.

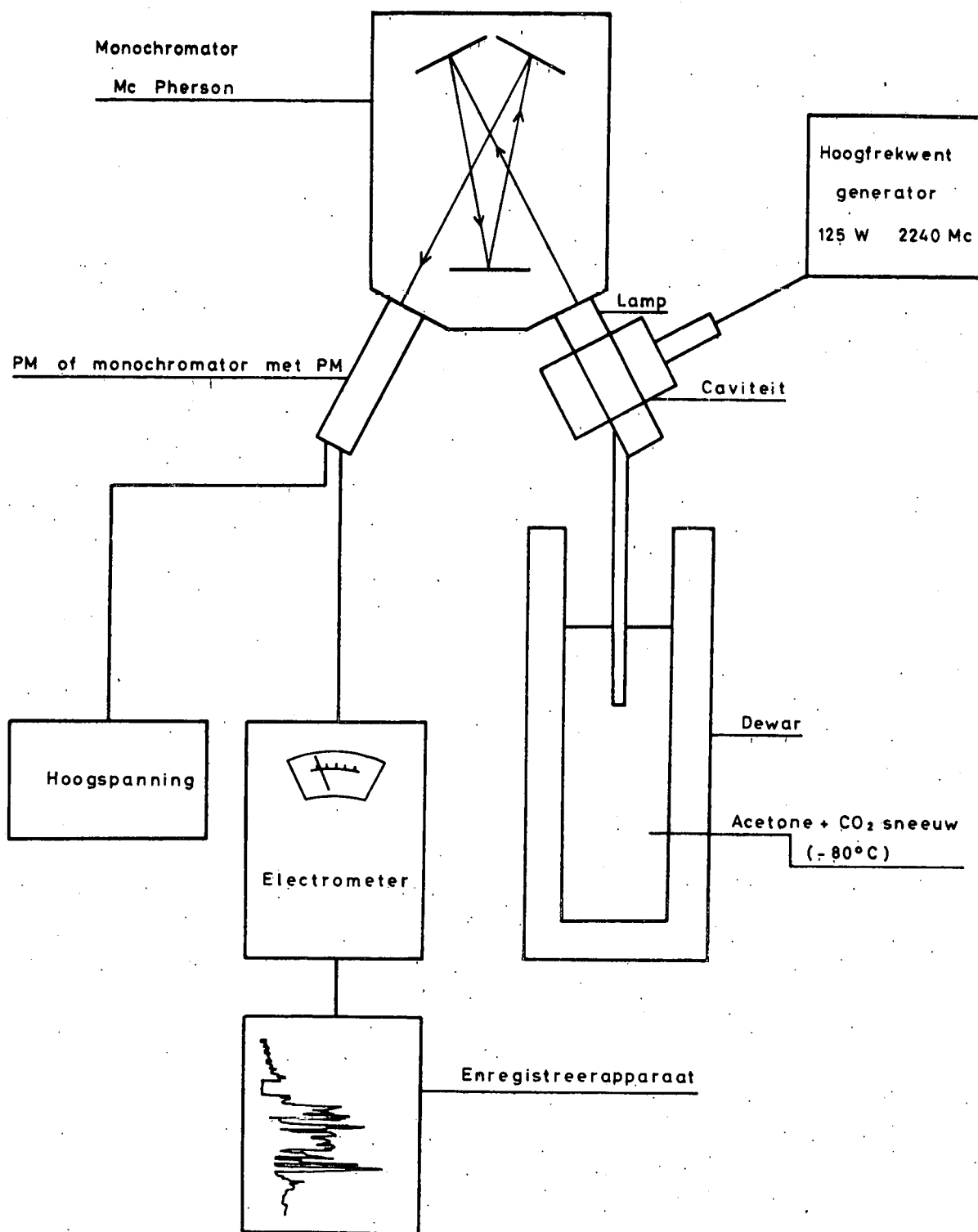


Fig. 29.- Opstelling gebruikt bij de ijking in relatieve waarde

TABEL 2.-

$\lambda(\text{\AA})$	(1) V	(2) V	$\frac{(2)}{(1)} 10^3$
1776	0,415	15	36
1837	0,560	36	64,3
1850,7	0,935	61	65,3
1901	0,830	58	70
1984	1,560	142,5	91,2
1987	1,705	156	91,5
1989	2,48	246	99,2
2058	1,305	130,5	100
2124	2,180	205,5	94
2207	6,825	625	91
2435	17,10	1125	65,8
2506	5,825	310	53,2
2528	6,05	315	52,1
2631	2,18	75	34,4
2881	12,08	106	8,8
2987	2,34	7,35	3,1

(1) intensiteit gemeten met fotovermenigvuldiger met salicilaatplaatje
Hoogspanning 700 V, weerstand electrometer $10^8 \Omega$

(2) intensiteit gemeten met fotovermenigvuldiger Emi kathode Cd
Na de monochromator Hilger. Hoogspanning 2000 V, weerstand electr. $10^{10} \Omega$

TABEL 3.- Relatieve gevoeligheid C_2 van de monochromator in functie van de golflengte en genormaliseerd voor 2537 Å

$\lambda(\text{Å})$	C_2	$\lambda(\text{Å})$	C_2	$\lambda(\text{Å})$	C_2
1700	0,50	2000	2,08	2300	1,69
10	0,54	10	2,09	10	1,67
20	0,58	20	2,095	20	1,64
30	0,615	30	2,095	30	1,61
40	0,68	40	2,10	40	1,58
50	0,74	50	2,10	50	1,56
60	0,79	60	2,10	60	1,53
70	0,85	70	2,095	70	1,51
80	0,91	80	2,09	80	1,48
90	0,98	90	2,08	90	1,42
1800	1,05	2100	2,075	2400	1,40
10	1,10	10	2,07	10	1,37
20	1,20	20,	2,06	20	1,33
30	1,27	30	2,05	30	1,32
40	1,35	40	2,03	40	1,31
50	1,41	50	2,01	50	1,28
60	1,50	60	2,00	60	1,24
70	1,57	70	1,99	70	1,22
80	1,62	80	1,97	80	1,19
90	1,68	90	1,95	90	1,15
1900	1,72	2200	1,92	2500	1,11
10	1,78	10	1,90	10	1,09
20	1,83	20	1,88	20	1,06
30	1,90	30	1,85	30	1,02
40	1,94	40	1,82	40	1,00
50	1,98	50	4,80	50	0,96
60	2,01	60	1,79	60	0,93
70	2,03	70	1,76	70	0,90
80	2,045	80	1,73	80	0,80
90	2,065	90	1,71	90	0,83

TABEL 3.- Relatieve gevoeligheid C_2 van de monochromator in functie van de golflengte en genormaliseerd voor 2537 Å

$\lambda(\text{Å})$	C_2	$\lambda(\text{Å})$	C_2
2600	0,80	2800	0,28
10	0,76	10	0,26
20	0,73	20	0,25
30	0,70	30	0,23
40	0,66	40	0,22
50	0,63	50	0,21
60	0,61	60	0,195
70	0,58	70	0,18
80	0,55	80	0,17
90	0,52	90	0,16
2700	0,50	2900	0,15
10	0,47	10	0,14
20	0,45	20	0,13
30	0,43	30	0,12
40	0,40	40	0,11
50	0,38	50	0,10
60	0,36	60	0,09
70	0,34	70	0,08
80	0,32	80	0,07
90	0,30	90	0,06
		3000	0,05

De waarde van de verschillende intensiteiten wordt dus nogmaals gemeten. Als ijkwaarde nemen we dan het rekenkundig gemiddelde van de metingen voor en na de eigenlijke ijking. De verhouding van de gemeten intensiteiten van het referentiespectrum en van het spectrum gemeten met het te ijken ensemble wordt uitgezet in functie van de golflengte en geeft de gezochte relatieve ijkkromme. Tijdens deze ijking wordt voortdurend gecontroleerd of de temperatuur van de bron, het vermogen van de generator en de hoogspanning constant blijven. De resultaten worden gegeven in tabel 2. Zij zijn grafisch voorgesteld in fig. 30. De waarde van de relatieve gevoeligheid in functie van de golflengte en genormaliseerd bij 2537 Å (golflengte waarbij de absolute ijking zal gebeuren) is gegeven in tabel 3. Het is deze tabel die gebruikt wordt bij de ontleding der gegevens van de ballonproef.

4.3. De ijking in absolute waarde

De ijking in relatieve waarde geeft een ijkkromme die op een onbekende factor na, de gevoeligheid ($\text{amp/foton cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$) van de monochromator en de fotovermenigvuldiger in functie van de golflengte weergeeft. Voor de ijking in absolute waarde volstaat het nu bij één bepaalde golflengte de evenredigheidsfactor tussen het invallend aantal fotonen per seconde en per cm^2 en de gemeten stroom van de PM in A vast te leggen. Met behulp van deze evenredigheidsfactor kan de volledige relatieve ijkkromme naar een absolute schaal worden omgerekend.

De golflengte die we kiezen voor onze ijking in absolute waarde is 2537 Å. Aldus kunnen we een zeer intense spectraallijn van de kwiklamp als bron gebruiken. Deze golflengte heeft daarbij nog het voordeel in een gebied te liggen waar er geen absorptie door zuurstof gebeurt, zodat het niet noodzakelijk is de ijking in het luchtledige door te voeren.

Als bron voor deze ijking gebruiken we de kwiklamp-standaard van het type UV (2537) OSRAM. Om de stabiliteit van de lamp te verhogen werd een speciale houder ontworpen die met water gekoeld is. Door een regeling van het waterdebiet wordt de temperatuur van de lamp gestabiliseerd op

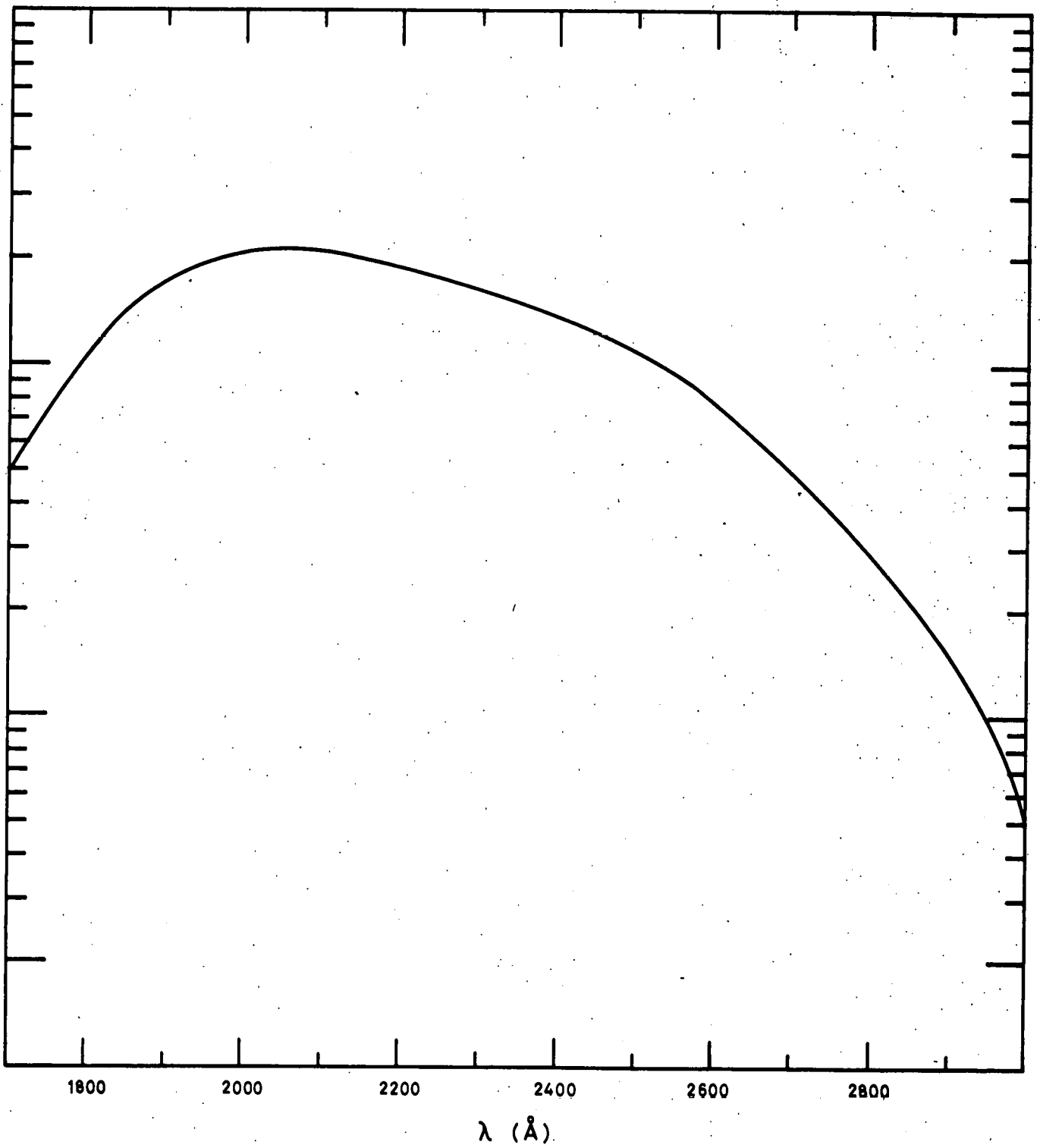


Fig. 30.- De relatieve ijk-kromme.

19 \pm 0,1°C. Vóór de lamp werd een UV filter aangebracht die het zichtbare licht weert. Dit filter laat echter naast het UV licht ook nog het IR licht van de lamp door. Het UV licht van de lamp werd speciaal in het laboratorium van het BIRA bestudeerd. Aldus weten we dat 20,4% van het UV licht afkomstig is van andere spectraallijnen dan de beschouwde lijn bij 2537 Å.

Het IR gedeelte van de straling kan bij de ijking geëlimineerd worden door het gebruik van een IR filter type RG₂. Dit filter heeft een doorlaatband die precies overeenstemt met de IR doorlaatband van het UV-filter. De transmissiecoëfficiënt is 0,89. De bepaling in absolute waarde van de intensiteit bij 2537 Å van de kwiklamp gebeurt b.m.v. de thermozuil Reeber waarover we in ons instituut beschikken. Deze werd vooraf geïjkt door vergelijking met de secundaire stralingsstandaard van het Koninklijk Meteorologisch Instituut. Aldus weten wij dat de thermozuil 1µV aan de uitgang geeft voor een stralingsintensiteit van 9,406µW. De temperatuur gestabiliseerde lamp en de thermozuil bevinden zich op verschillende temperaturen zodat zij warmtestraling onder elkaar zouden uitwisselen. Hieraan wordt verholpen door een venster in gesmolten silex (Vitreosil) voor de lamp te plaatsen. Dit venster heeft een transmissiecoëfficiënt van 0,93 voor het UV en het zichtbare gedeelte van het spectrum. Dit Silex-venster is op kamertemperatuur en dus ook op dezelfde temperatuur als de thermozuil. Voor de uitvoering van de ijking maken we gebruik van een optische bank (zie fig. 31). Aan de ene zijde plaatsen we de kwiklamp. De stabiliteit van de lamp wordt gedurende de ganse proef gecontroleerd b.m.v. een eenvoudige fotometer, bestaande uit een lichtgevoelige cel die in de houder van de lamp is aangebracht. Op een afstand L_1 van de lamp plaatsen we de thermozuil. Deze is verbonden met de aangepaste microvoltmeter die de meting weergeeft op een registreertoestel. Een ingebouwde calibratie geeft ons onmiddellijk de gevoeligheid van het meet- en registreertoestel : 1 verdeling op het papier komt overeen met 0,00231 75µV . Op een afstand L_2 ($L_2 > L_1$) en op dezelfde optische as, plaatsen we het te ijken geheel (monochromator en PM). Het rooster van de monochromator werd vooraf ingesteld voor de te meten golflengte van 2537 Å. Als bron beschouwen we dus het geheel kwiklamp, UV filter en silex venster. We meten dan achtereenvolgens met de thermozuil;

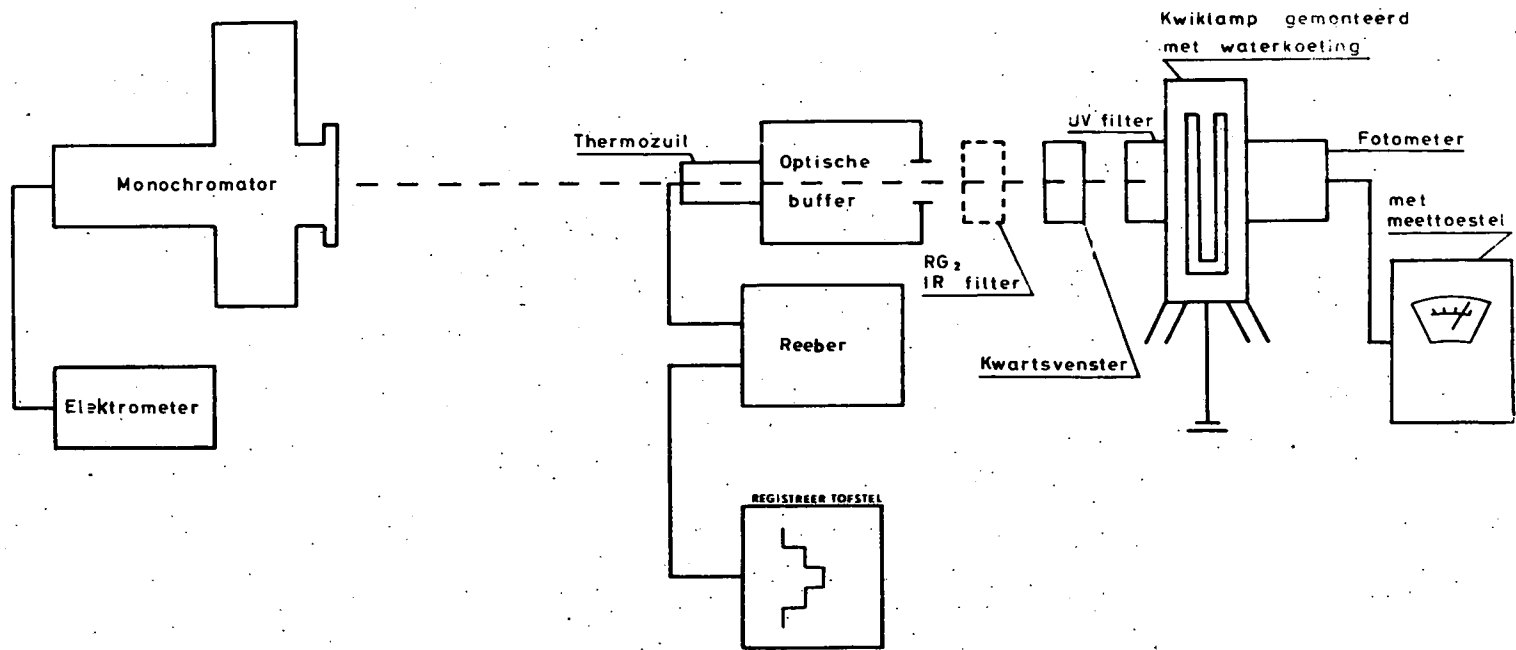


Fig. 31. - Opstelling gebruikt bij de ijking in absolute waarde

- de intensiteit van de bron, dit is $I_{UV} + I_{2537} + I_{IR}$.

I_{UV} : intensiteit van de UV straling van de lamp, de spectraallijn bij 2537 Å niet medegerekend.

I_{2537} : intensiteit van de spectraallijn bij 2537 Å.

I_{IR} : intensiteit van de straling in het IR gedeelte.

Deze meting gaf 51,4 schaaldelen op het registreerpapier, zodat

$$I_{UV} + I_{2537} + I_{IR} \sim 51,4 \text{ schaaldelen}$$

- I_{IR} : deze wordt bekomen door in de vorige opstelling het IR filter bij te voegen.

Deze meting gaf (rekening houdend met de transmissiecoëfficiënt) $0,89 I_{IR} \sim 16,9$ schaaldelen. Hieruit volgt :

$$I_{2537} + I_{UV} \sim 51,4 - \frac{16,9}{0,89} = 33,4 \text{ schaaldelen}$$

of $I_{2537} + I_{UV} \sim 0,077 \mu V$

of $I_{2537} + I_{UV} \sim 0,725 \mu W \text{ cm}^{-2}$

Om I_{2537} te bekomen moeten wij de bijdrage (20,4%) van I_{UV} aftrekken

$$I_{2537} = \frac{79,6}{100} 0,725 \mu W \text{ cm}^{-2} = 0,5624 \mu W \text{ cm}^{-2}.$$

Deze intensiteit is deze welke optreedt ter hoogte van de thermozuil, d.i. op een afstand L_1 van de bron. Door de thermozuil weg te nemen, meten we onmiddellijk de intensiteit van de spectraallijn bij 2537Å met de monochromator. Rekening houdend met het verschil in afstand tussen monochromator en thermozuil vinden wij dat

$\left(\frac{L_1}{L_2}\right)^2 I_{2537}$ overeenkomt met $3,92 \cdot 10^{-10} A$ aan de PM. Hierbij werd de lamp als puntbron beschouwd. Het bekomen resultaat leidt tot de vaststelling dat 392 pA overeenkomen met $0,9047 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Aangezien bij de beschouwde golflengte één foton overeenkomt met $7,8293 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$ is de gezochte ijkfactor $3,39 \cdot 10^{-21} A/\text{foton cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$.

Merken we op dat deze gevoeligheidsfactor slechts geldt bij één

waarde van de hoogspanning (2000V) en bij $\lambda = 2537 \text{ \AA}$. Om de gevoeligheden te bepalen bij andere golflengten of andere spanningen moet men rekening houden van de resp. relatieve ijkcurven.

4.4.- Ijking in functie van de hoogspanning

De vorige ijking in absolute waarde gebeurde bij een bepaalde waarde van de hoogspanning van de PM. Thans is het noodzakelijk de relatieve gevoeligheidsverandering bij verandering van de hoogspanning te bepalen. Aangezien deze gevoeligheidswijzigingen onafhankelijk zijn van de golflengte, is de opstelling die wij hiervoor gebruiken vrij eenvoudig. We belichten het venster met de kwiklamp en laten de hoogspanning verschillende waarden aannemen. De verhouding van de gemeten intensiteiten geeft de relatieve gevoeligheidskromme ten opzichte van de hoogspanning. Bij de ballonproef zal men de gebruikte hoogspanning met grote nauwkeurigheid meten en een correctie aanbrengen voor het verschil met de hoogspanning bij de ijking. De afhankelijkheid van de hoogspanning wordt weergegeven in fig. 32 en tabel 4. De gebruikte hoogspanning bij de ballonproef was 2058 V. De verhoging van de gevoeligheid t.o.v. 2000 V volgt uit de grafiek. Zij bedraagt $\frac{4,15}{3,15} = 1,32$ zodat één hv bij 2537 \AA overeenkomt met $3,39 \times 1,32 \times 10^{-21} \text{ A}$ of $4,46 \times 10^{-21} \text{ A}$.

4.5. Ijking in functie van de invalshoek (fig. 33)

Bij al de vorige ijkings maakte men gebruik van een bron, normaal gelegen ten opzichte van het venster. Daar de invalshoek van de zon voortdurend verandert gedurende de proef moet rekening gehouden worden met de afhankelijkheid van de gemeten intensiteit t.o.v. de invalshoek van het licht. Om twee redenen verandert de gevoeligheid met de invalshoek van de bron. De eerste reden is dat de diffusor onmogelijk perfect kan zijn en dat er dus steeds een gedeelte van het licht weerkaatst wordt. De tweede reden is dat door het verkleinen van de invalshoek de schijnbare oppervlakte van het venster t.o.v. de bron verkleint. De ijktable 5 toont tevens aan hoeveel aan intensiteit verloren gaat door de schuif niet op de zon te richten. Indien een grotere resolutie vereist ware, zou de schuif zeker

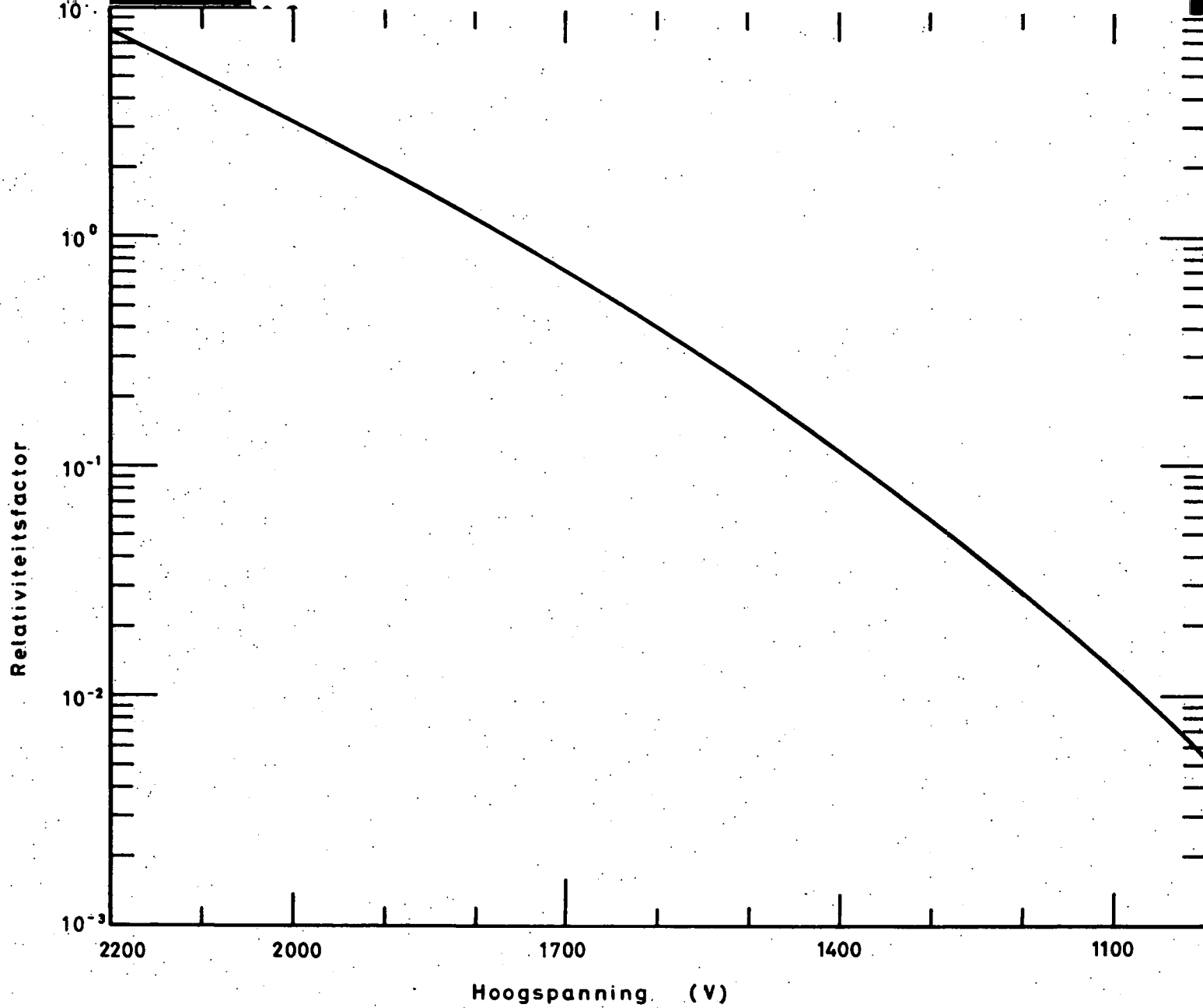


Fig. 32.- Ijkkromme die de gevoeligheid in functie van de hoogspanning weergeeft.

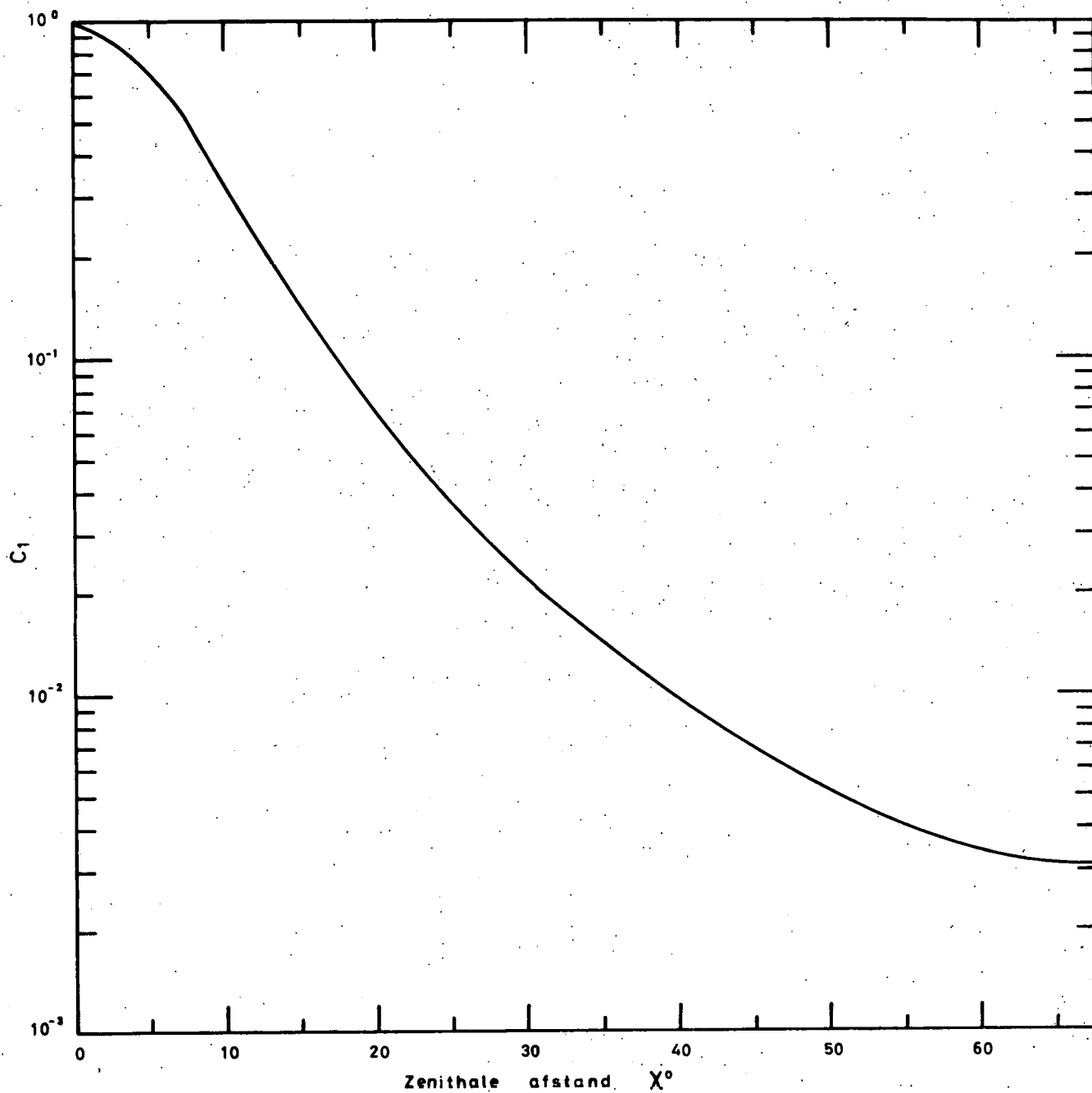


Fig. 33.- Ijkkromme die de gevoeligheid in functie van de invalshoek weergeeft.

TABEL. 4.- Ijking in functie van de hoogspanning

Hoogspanning	relativiteitsfactor
2200	7,65
2100	5,1
2000	3,15
1900	1,98
1800	1,215
1700	0,72
1600	0,405
1500	0,221
1400	0,115
1300	0,0585
1200	0,029
1100	0,0127
1000	0,0054

TABEL 5.- Relatieve gevoeligheid C_1 in functie van de invalshoek of
zenithale afstand

Zenithale afstand χ	C_1
0°	1
2,5°	0,89
5°	0,70
7,5°	0,49
10°	0,33°
12,5°	0,22
15°	0,15
17,5°	0,094
20°	0,066
22,5°	0,0500
25°	0,0370
27,5°	0,0285
30°	0,0220
32,5°	0,0170
35°	0,0140
37,5°	0,0115
40°	0,0095
42,5°	0,0080
45°	0,0069
47,5°	0,0058
50°	0,0050
52,5°	0,0045
55°	0,0041
57,5°	0,0037
60°	0,0034
62,5°	0,0033
65°	0,0032
67,5°	0,0031

op de zon moeten gericht blijven gedurende de proef om nog voldoende intensiteit te bekomen. De afhankelijkheid van de invalshoek wordt aangegeven in de fig. 33 en in de tabel 5 welke de coëfficiënt C_1 aangeeft. Hierbij is C_1 gedefiniëerd door de betrekking $I_1 = \frac{I}{C_1^x}$. Hierin zijn

- I_1 de intensiteit bij normale inval der stralingen,
- I_x de gemeten intensiteit bij een invalshoek of zenithale afstand χ .

4.6.- Ijking in golflengte

Met behulp van de siliciumlamp wordt de monochromator ook in golflengte geijkt. Dit komt er op neer de juiste golflengte te bepalen waarbij de referentiepulsen optreden. Het optreden dezer pulsen gebeurt immers bij mechanisch goed gedefiniëerde standen van het rooster. We steunen hiervoor op het feit dat het spectrum van silicium met grote nauwkeurigheid gekend is. We gebruiken de volgende opstelling (fig. 34) : de siliciumlamp wordt gemonteerd vóór het venster van de monochromator. Tussen de lamp en het venster wordt voortdurend stikstof geblazen om de absorptie door de zuurstof van de atmosfeer te vermijden. Ondertussen laten we de motor die het rooster aandrijft, draaien en registreren terzelfdertijd het spectrum en de referentiepulsen. Dit wordt gedaan voor beide draaizinnen van de motor. Nadat we de voornaamste spectraallijnen van Si geïdentificeerd hebben, wordt door interpolatie de plaats van de referentiepunten vastgelegd. Tabel 6 geeft de lijst van deze golflengtes. Op te merken valt dat de bekomen golflengten niet dezelfde zijn voor de twee draaizinnen. Dit is te verklaren doordat de referentiepulsen mechanisch vergrendeld zijn met het rooster, via een raderwerk dat onvermijdelijk een zekere speling vertoont. Bij het omkeren van de draaizin wordt dan de speling eerst opgeheven vooraleer het rooster terug in beweging komt. De referentiepunten worden gebruikt om de bekomen spectra in golflengte te ijken. We beschikken voor elke draaizin over zes referentiepunten. Tussen twee referentiepunten wordt lineair geïnterpolleerd. Het is noodzakelijk om zes referentiepunten te hebben alhoewel de beweging van het rooster in een lineair verband staat t.o.v. de bekomen golflengte. De snelheid van de motor is immers niet

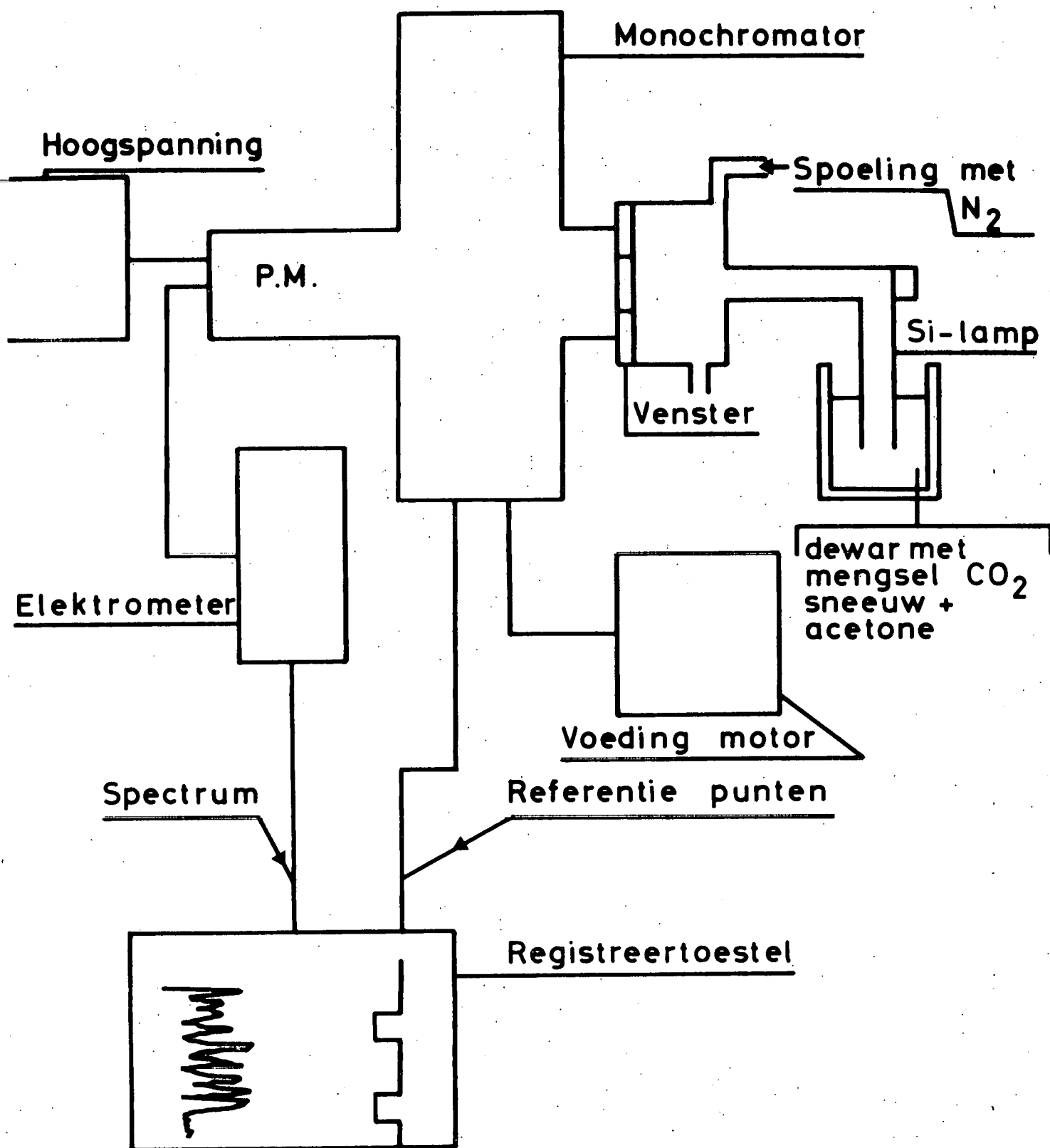


Fig. 34.- Opstelling gebruikt bij de ijking in golflengte.

steeds constant en dit om verschillende redenen. Na het omkeren moet de motor eerst aanlopen eer hij zijn regimesnelheid bereikt. Verder is ook deze regimesnelheid niet steeds dezelfde, aangezien, door de veranderingen in temperatuur, de spanning der batterijen en de weerstand van de motor zich lichtjes wijzigen. Bij het omkeren van de draaizin wordt ook nog een relais bekrachtigd zodat het stroomverbruik bij beide draaizinnen verschillend is. Dit brengt opnieuw een licht verschil in spanning en dus in snelheid mede, aangezien de voedingsbron niet gestabiliseerd is. Door over zes referentiepunten te beschikken die op ongeveer 240 Å van elkaar verwijderd liggen kunnen we evenwel aannemen dat tussen deze punten lineair mag geïnterpoleerd worden.

4.7.- Bepalen van de resolutie van de monochromator

Als definitie voor de resolutie aanvaarden wij de breedte op halve intensiteit van een enkelvoudige spectraallijn. Voor de verschillende spectraallijnen, opgenomen zoals beschreven in de vorige paragraaf, wordt de breedte op halve hoogte gemeten en de gemiddelde waarde wordt als de resolutie aangenomen. Tabel 7 geeft de gemeten spectraallijnen en de gevonden waarden aan. De gemiddelde waarde is 14,7 Å. Deze resolutie is voldoende voor het aëronomisch probleem dat we wensten op te lossen.

4.8.- Ijking van de elektrometer

Alhoewel bij de bouw van de elektrometer precise elementen gebruikt werden zodat het ontwerp met voldoende nauwkeurigheid kon worden doorgevoerd, toch werd de elektrometer en het elektrometrisch systeem aan een ijking onderworpen. Vooraleer de ijking uit te voeren dienen eerst de twee potentiometers die in de elektrometer zijn ingebouwd, correct ingesteld te worden. (fig. 35). De eerste, P_1 , die zich aan de differentiale ingang bevindt dient om de temperatuursinvloed minimaal te maken. De procedure die gevolgd wordt bij het afregelen is de volgende. De potentiometer wordt volledig in tegenwijzer-

TABEL 6.- Golflengtes van de referentiepunten

	Golflengte Å
Inversie	1501
referentiepunt 1	1723
2	1963
3	2202
4	2442
5	2681
6	2921
Inversie	
7	2926
8	2686
9	2447
10	2207
11	1968
12	1728
Inversie	1506

TABEL 7.- Bepalen van de resolutie

golflengte	breedte op halve hoogte van de spectraallijn in Å	
2124	14,3	} ene draaizin
2435	15,1	
2124	14,7	} andere draaizin
2435	14,3	
2881	14,7	

gemiddelde waarde $14,7 \text{ Å} \pm 0,4 \text{ Å}$

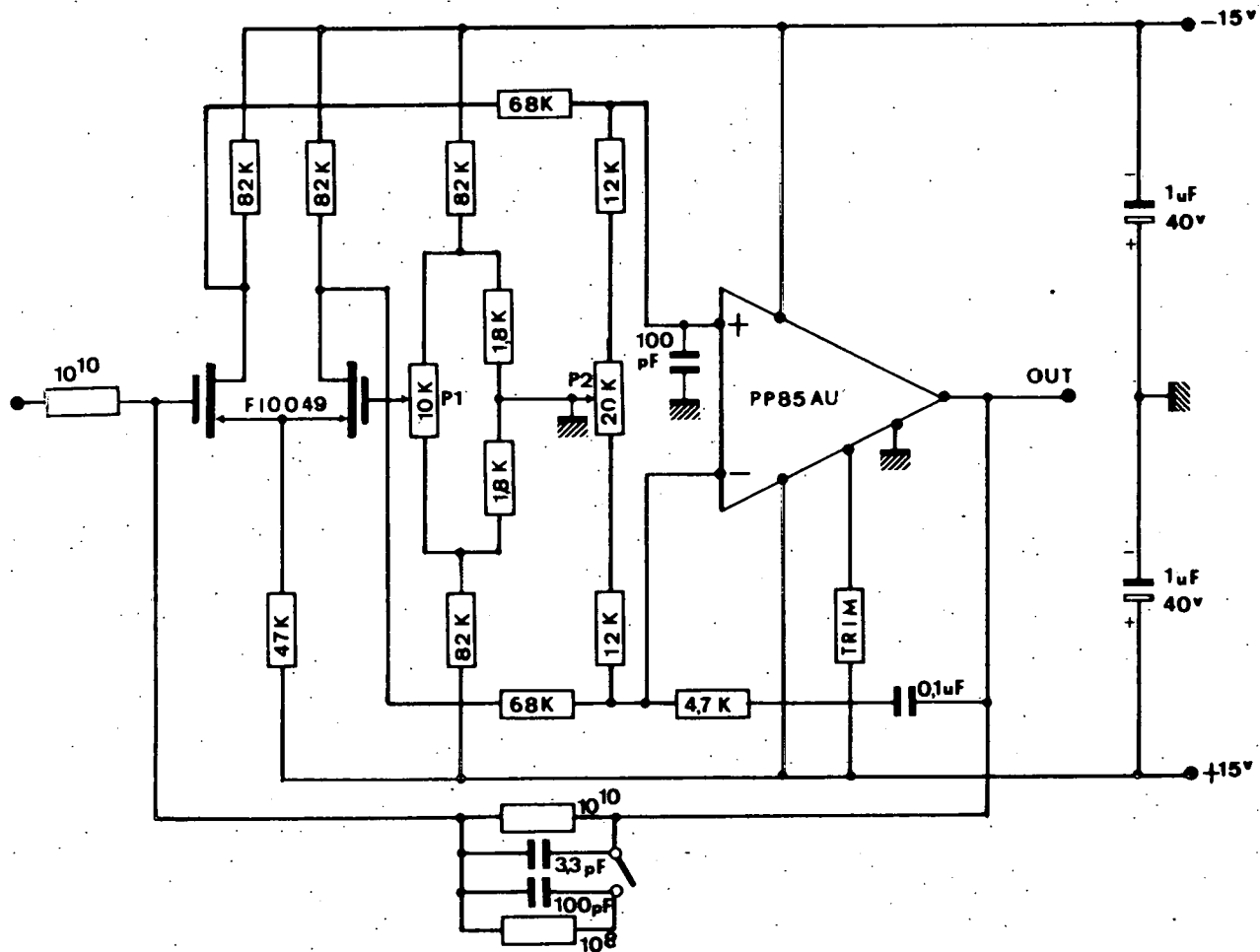


Fig. 35.- Schema van de elektrometer.

zin gedraaid. Bij open ingang, dus met een ingangsstroom gelijk aan nul wordt de elektrometer in de simulatiekamer tot -30° afgekoeld. We zien dat het nulpunt afwijkt in een bepaalde zin. Daarna wordt de potentiometer in de wijzerzin gedraaid en bij een analoge proef zien wij nu het nulpunt afwijken in de tegengestelde zin. Daaruit volgt dat door de bijregeling van de potentiometer een bepaalde instelling kan gevonden worden waar de afwijking minimaal is bij het afkoelen tot -30°C . Door achtereenvolgens bijregelen van de potentiometer kan de correcte afregeling experimenteel gevonden worden. De verklaring hiervoor is de volgende. Onderzoek van de karakteristieken van een mosfet-transistor tonen aan dat de temperatuurscoëfficiënt α_T van de gate-spanning bij konstante drainstroom, praktisch lineair afhankelijk is van de gate-spanning^(9, 10). Hierbij is α_T gedefiniëerd door

$$\alpha_T = \left. \frac{\Delta V_G}{\Delta T} \right|_{I_D, V_D}$$

De transfer karakteristiek in het normale werkingsgebied is bij een mosfet gegeven door

$$I_D = \psi \mu (V_G - V_p)^2$$

met

μ = mobiliteit

I_D = drainstroom

ψ = een parameter die afhangt van de geometrie en van de di-elektrische eigenschappen van de oxydelaag

V_p = Pinchoff spanning, dit is de Gate spanning die I_D gelijk aan nul maakt.

Uit (4.2) volgt

$$\alpha_T = \frac{\partial \left(\sqrt{\frac{I_D}{\mu \psi}} + V_p \right)}{\partial T} \quad (4.3)$$

$$= \frac{\partial V_p}{\partial T} - \left(\frac{\partial \mu}{2\mu \partial T} + \frac{\partial \psi}{2\psi \partial T} \right) (V_G - V_p) \quad (4.4)$$

in eerste benadering mag $\frac{\partial \psi}{2\psi \partial T}$ verwaarloosd worden ten opzichte van $\frac{\partial \mu}{2\mu \partial T}$

Aldus krijgen we

$$\alpha_T = \frac{\partial V_p}{\partial T} - \frac{\partial \mu}{2\mu \partial T} (V_G - V_p) \quad (4.5)$$

De electrometer heeft een differentiaal ingang met twee mosfets. De temperatuurscoëfficiënten zijn α_{T1} en α_{T2} en de temperatuurscoëfficiënt voor de nulpuntsverschuiving voor de versterker is $\alpha_{T1} - \alpha_{T2} = \alpha_T$

$$\alpha_T = \frac{\partial V_{p1}}{\partial T} - \frac{\partial \mu_1}{2\mu_1 \partial T} (V_{G1} - V_{p1}) \quad (4.6)$$

$$- \frac{\partial V_{p2}}{\partial T} + \frac{\partial \mu_2}{2\mu_2 \partial T} (V_{G2} - V_{p2}) \quad (4.7)$$

We voeren volgende grootheden in :

$$\begin{aligned} V_G &= 1/2 (V_{G1} + V_{G2}) \\ \Delta V_G &= V_{G1} - V_{G2} \\ V_p &= 1/2 (V_{p1} + V_{p2}) \\ \Delta V_p &= V_{p1} - V_{p2} \end{aligned} \quad (4.8)$$

zodat

$$\begin{aligned} \alpha_T &= \left(\frac{\partial V_{p1}}{\partial T} - \frac{\partial V_{p2}}{\partial T} \right) \\ &- \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mu_1}{\mu_1 \partial T} - \frac{\partial \mu_2}{\mu_2 \partial T} \right) (V_G - V_p) \\ &- \frac{1}{4} \left(\frac{\partial \mu_1}{\mu_1 \partial T} + \frac{\partial \mu_2}{\mu_2 \partial T} \right) (\Delta V_G - \Delta V_p) \end{aligned} \quad (4.9)$$

De voorwaarde voor compensatie verkrijgen we door $\alpha_T = 0$ te stellen. Dit geeft ons een waarde voor ΔV_G . Wegens de negatieve feedback wordt de ingang van de electrometer en bijgevolg V_{G1} op nul gehouden. Dus is V_{G1} nul en $\Delta V_G = -V_{G2}$. Moest blijken dat nog andere elementen zouden

verantwoordelijk zijn voor de temperatuursafhankelijkheid van het nulpunt dan kunnen deze gecompenseerd worden door V_{G2} zó in te stellen dat niet α_T , maar de globale temperatuurscoëfficiënt nul wordt.

Uit het voorgaande volgt dat we een temperatuurcompensatie kunnen doorvoeren door de instelling van de tweede transistor op een waarde V_{G2} gegeven uit de betrekking (4.9). Deze instelling wordt geregeld b.m.v. de potentiometer P_1 . De instelling gebeurt experimenteel omdat aldus tevens de temperatuursafhankelijkheid te wijten aan andere elementen gekompenseerd kan worden. Zonder veel moeilijkheden kan de temperatuursinvloed zó klein gemaakt worden dat hij te verwaarlozen is.

Een tweede regeling betreft de nulpuntsverschuiving zelf. Dank zij de potentiometer P_2 (fig. 35) kan deze bijgesteld worden. Gedurende de vlucht kan zij evenwel verlopen in functie van de tijd. Alhoewel het bijregelen gedurende de vlucht mogelijk is, werd, om het systeem eenvoudig te houden, verkozen geen automatische bijregeling van de nulpuntsverschuiving in te voeren. Wij verkozen de afwijking periodisch te meten bij iedere ijkcyclus. Daar de verandering van de nulpuntsverschuiving zeer langzaam en continu verloopt is deze periodische meting meer dan voldoende om ermede rekening te kunnen houden. De nulpuntsafwijking wordt niet op nul geregeld maar wordt ingesteld zodat ongeveer + 600 mV aan de uitgang van de versterker wordt bekomen, wat overeenkomt met + 3mV aan de uitgang van de electrometer. De bedoeling is, ook licht negatieve veranderingen in de afwijking te kunnen waarnemen en meten, niettegenstaande de telemetrie alleen positieve spanningen tussen 0 en + 5V aanvaardt.

De uiteindelijke ijking van de electrometer gebeurt met behulp van een pico-ampèrebron. Deze bestaat uit een spanningsbron, een potentiometer en een reeks zeer hoge weerstanden. Met de potentiometer kan de bron op zeer nauwkeurige waarde worden ingesteld tussen 0 tot 10 volt en dit met een resolutie van 10 mV. De waarde van de hoge weerstanden is zeer nauwkeurig gekend. Het toestel werkt bij 20°C en wordt regelmatig vergeleken met een stroomstandaard. Aldus kan men welgekende, zeer kleine stromen in de elektrometer sturen.

Achtereenvolgens worden verschillende stromen in de elektrometer gestuurd zodat voor elke gamma de juiste versterking kan gemeten worden. In de tabel 8 worden de resultaten van de meting weergegeven en wel zo, dat in elk bereik de verandering aan de ingang wordt aangegeven, welke aanleiding geeft tot een verandering van 1 volt aan de uitgang. Voor het eerste bereik werd de nulpuntsafwijking gemeten. Voor de 2e, 3e en 4e gamma werd de ekwivalente afwijking berekend. Vanaf het vierde bereik is de onbalans zo klein dat er geen rekening mee dient te worden gehouden.

4.9.- Ijking van de hoogtemeter CEC

De ijking gebeurt door rechtstreeks de uitgangsfrekwentie op te tekenen verkregen bij verschillende drukken die op hun beurt gemeten worden b.m.v. een ijktoestel. In het laboratorium beschikken we over nauwkeurige drukmeters "Wallace en Tiernan" die op hun beurt geijkt worden door vergelijking met een kwikkolom afgelezen met kathetometer.

De metingen gebeuren statisch. Dit wil zeggen dat een bepaalde druk wordt ingesteld waarna de frekwentie en de druk gemeten worden. Om eventuele hysteresisfouten van de kuip, de druk en de frekwentie voortdurend worden gemeten. Zoals vermeld bij de bespreking van de hoogtemeters werden deze metingen uitgevoerd bij verschillende temperaturen van de frekwentieomvormer. Door de goede thermische afscherming van de kuip kon de temperatuur bij de ballonproef binnen zulke grenzen gehouden worden dat deze correctie praktisch niet nodig was. De ijkkromme wordt weergegeven in fig. 36.

4.10.- Ijking van de thermometer

De ijking van de thermometer bestaat in het opnemen van de karakteristiek die de ekwivalente frekwentie geeft in functie van de temperatuur van de thermistor. Hoewel we het weerstandsverloop van de thermistor in functie van de temperatuur kennen wordt toch een rechtstreekse ijking verkozen boven de berekening omdat er heel wat factoren zijn die bij de omrekening moeilijk in aanmerking kunnen genomen worden. Bij

TABEL 8.-

Bereik	nulpuntsverschuiving	
1	0,9 V	1 V geeft $0,49 \cdot 10^{-13}$ A.
2	0,23 V	1 V geeft $1,98 \cdot 10^{-13}$ A..
3	0,102 V	1 V geeft $0,44 \cdot 10^{-12}$ A.
4	0,024 V	1 V geeft $1,85 \cdot 10^{-12}$ A.
5		1 V geeft $0,59 \cdot 10^{-11}$ A.
6		1 V geeft $3,07 \cdot 10^{-11}$ A.
7		1 V geeft $1,88 \cdot 10^{-11}$ A.
8		1 V geeft $0,46 \cdot 10^{-10}$ A.
9		1 V geeft $1,98 \cdot 10^{-10}$ A.
10		1 V geeft $0,34 \cdot 10^{-9}$ A.
11		1 V geeft $0,335 \cdot 10^{-8}$ A.

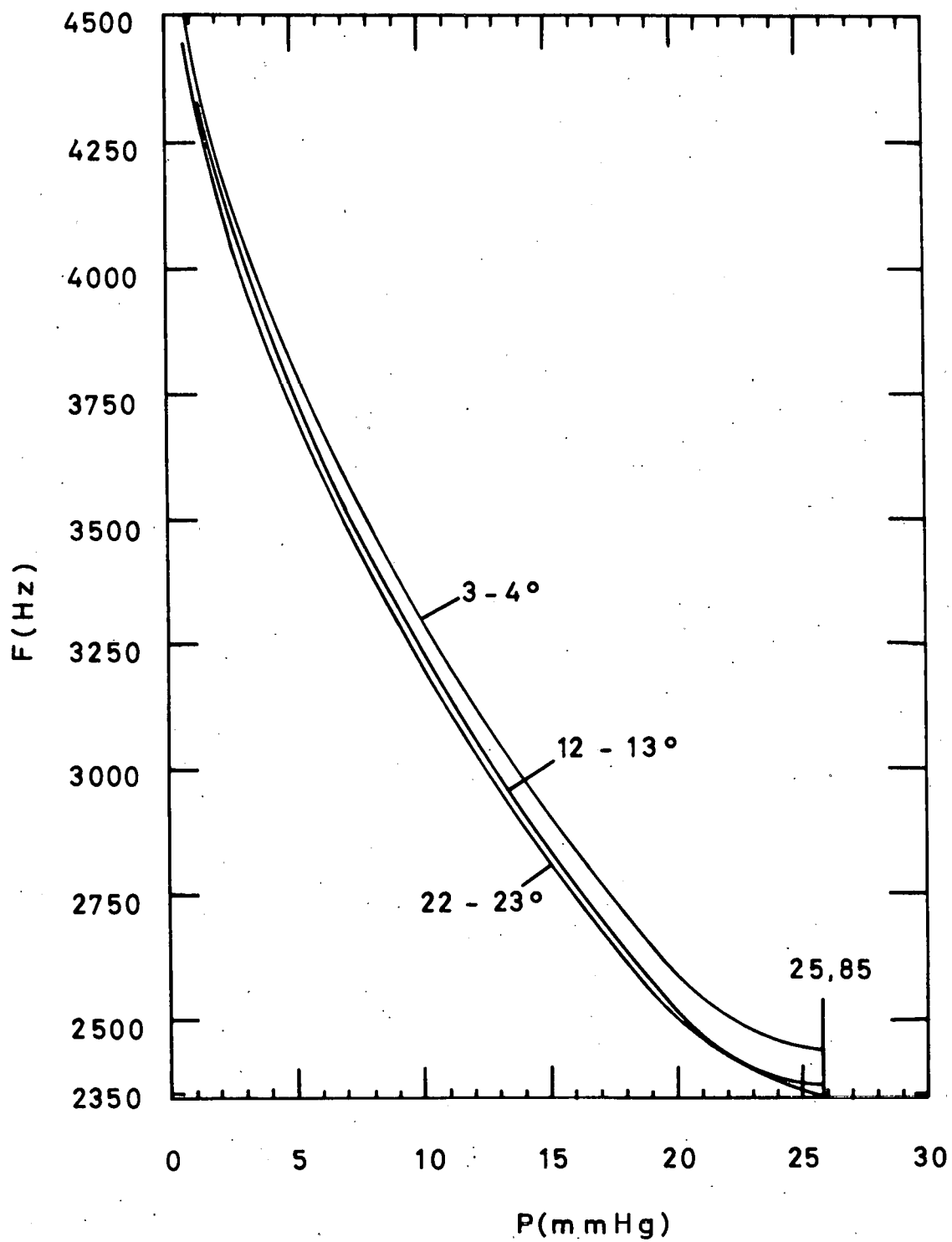


Fig. 36.- Ijking van de hoogtemeter CEC.

een ijking in de simulatiekamer kan de temperatuur op bepaalde waarden ingesteld worden hetgeen de meting nauwkeuriger en gemakkelijker maakt. Het verloop wordt weergegeven in de karakteristiek (fig. 37 en tabel 9).

TABEL 9.-

<u>°C</u>	<u>Hz</u>
40°	94
35°	93,5
30°	93
25°	92
20°	91
15°	90
10°	89
5°	87
0°	85
- 5°	82
- 10°	79
- 15°	75
- 20°	70
- 25°	64
- 30°	57,5
- 35°	50
- 40°	43
- 45°	35
- 50°	28
- 55°	21
- 60°	15
- 65°	11
- 70°	8

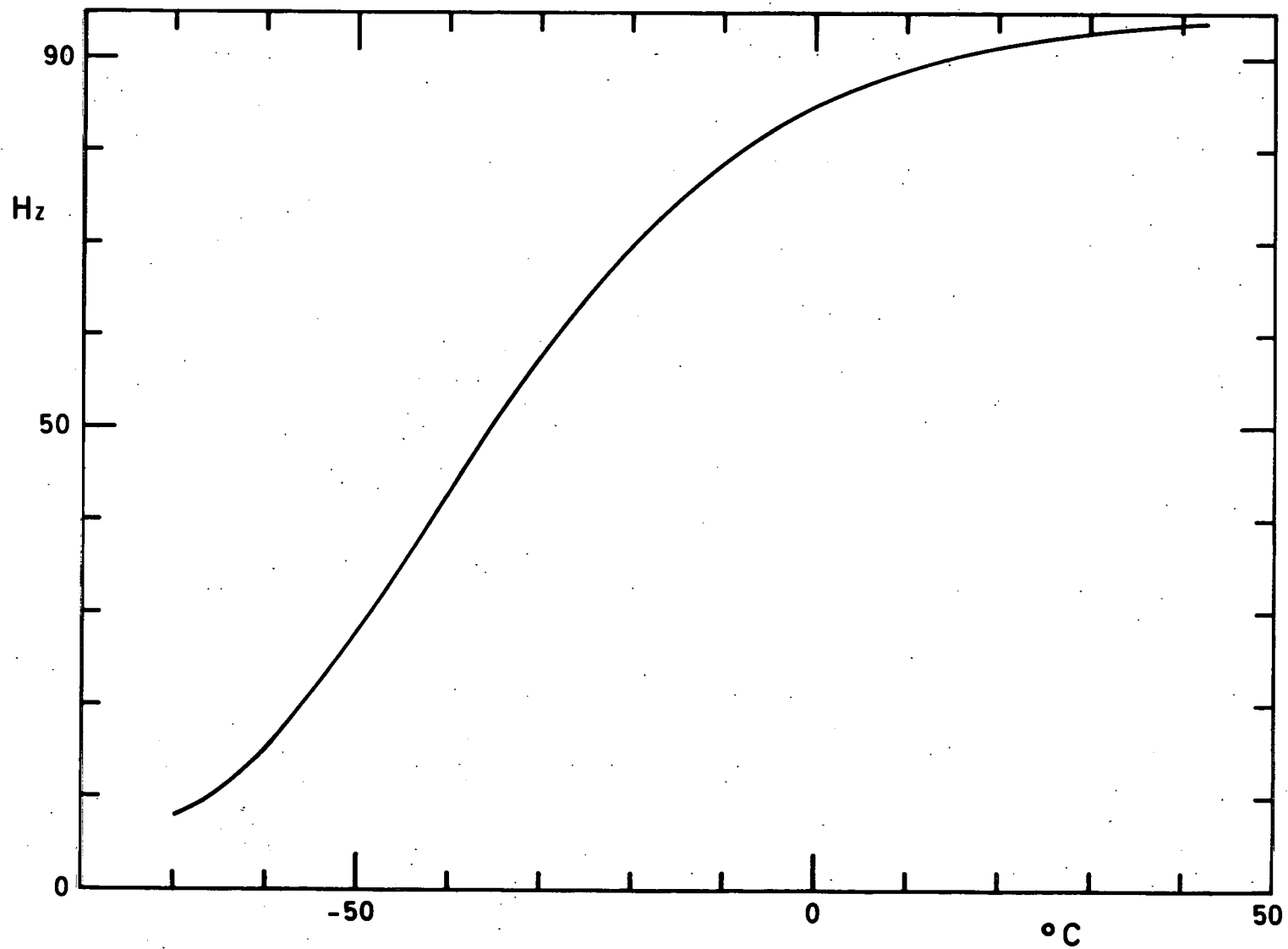


Fig. 37.- Ijking van de thermometer.

HOOFDSTUK 5.- TECHNOLOGIE VAN DE PROEF

5.1.- Inleiding (1)

De technologie gebruikt bij de ballonproeven is een volwaardige ruimtetechnologie zoals die door de Amerikanen werd ontwikkeld voor hun ruimteprogramma's. Hierbij is het uitkiezen van elk element, het samenstellen van elk geheel geleid door de eis van betrouwbaarheid. De metingen in de ruimte worden uitgevoerd in omstandigheden die zoveel verschillen van deze in een laboratorium en die wat de omgeving betreft meestal veel ongunstiger zijn. Alleen volledig betrouwbaar materiaal kan dan ook een waarborg zijn voor de resultaten van één proef en zeker voor de resultaten van een programma dat uit verschillende proeven bestaat. De betrouwbaarheid van het geheel vereist in de eerste plaats de betrouwbaarheid van elk onderdeel, vandaar de noodzakelijkheid alleen eerste kwaliteitselementen te gebruiken die voldoen aan een reeks vooropgestelde normen. Bijgevolg is het noodzakelijk geselectioneerde onderdelen te gebruiken voor het samenstellen van de circuits. Elk circuit wordt aan grondige omgevingstesten onderworpen die zo getrouw mogelijk de omstandigheden nabootsen waarin het geheel zal moeten werken. Bij de integratie van het geheel worden de cohabitatie problemen opgelost. Aldus bekomt men een geheel dat alle waarborgen biedt om gedurende de duur van de vlucht in de omstandigheden van de ruimte uitstekende metingen te verrichten.

Naast de eis van betrouwbaarheid is er nog de vereiste van volume en gewicht. Deze vereisten zijn niet primordiaal maar hebben invloed op de prestaties van de ballon en bijgevolg op de kwaliteit van het resultaat gezien het gewicht de hoogte bepaalt welke kan bereikt worden.

Het grote verschil met satelliet- en raketproeven is dat bij ballonproeven de instrumentatie niet aan trillingen is onderworpen. Alhoewel de voorzorgen noodzakelijk om aan de trillingen te weerstaan

tegenwoordig gekende technieken zijn, stellen de vibraties toch nog steeds grote integratieproblemen vooral wanneer verschillende onderdelen tot één geheel moeten samengebracht worden. Bij de ballonproeven hebben we alleen rekening te houden met een lichte schok bij het vertrek die met de huidige lanceertechniek nooit 2 à 3g overtreft. Bij het neerkomen is er een grotere schok maar daar de proef op dat ogenblik beëindigd is, is deze alleen van belang in zoverre we de instrumenten intact willen terugvinden.

Het grote probleem dat zich bij ballonproeven stelt en dat we bij raketproeven niet, en bij satellietproeven onder een totaal ander aspect terugvinden is dat van de temperatuurvariatiës. Uit het temperatuurprofiel in functie van de hoogte blijkt dat bij het stijgen van de ballon de schuit aan zeer grote temperatuurvariatiës onderworpen is. In de tropopause daalt de temperatuur immers tot -70°C . Gelukkig spelen de volgende factoren hierbij een gunstige rol : de schuit trekt doorheen dit koude gebied aan een snelheid van 20 km per uur ; tevens is de druk reeds gevoelig gedaald zodat de warmteuitwisseling door conductie en convection zeer verzwakt is. Toch hebben we vastgesteld dat voor een schuit die maar matig beschermd is, de temperatuur binnen in een luchtdichte kuip tot -30°C kan dalen. Een goede bescherming houdt de temperatuur binnenin boven het nulpunt.

Eens het plafond bereikt komen we in omstandigheden vergelijkbaar met die van satellieten. De schuit bevindt zich gedurende de dag in een midden waarvan de temperatuur ongeveer rond het nulpunt ligt, maar onder zeer verminderde druk. De zon warmt het geheel op zodat de temperatuur, binnen in de kuip, zonder een goede bescherming, tot $+50^{\circ}\text{C}$ kan oplopen. Gedurende de nacht daalt de temperatuur zeer vlug tot -50°C à -60°C daar de schuit in thermisch evenwicht komt met de achtergrond van de hemel.

Proeven die overdag moeten gelanceerd worden, moeten vooral tegen de zon beschermd worden opdat geen oververhitting zou optreden.

Dit probleem stelde zich zeer accuut voor de in deze tekst beschreven proef. Immers gezien we de meting verrichten langs een horizontaal gelegen venster, moesten we het bovenoppervlak bedekken met een verf die zwart is in het ultraviolet, dit ten einde alle reflecties op het ballonscherm te vermijden die eventueel parasitair licht zouden kunnen veroorzaken in de monochromator. Deze verf is ook absorberend voor andere golflengten en absorbeert bijgevolg de warmte van de zon. De praktijk heeft ons geleerd, dat de beste bescherming er in bestaat de kuip te bedekken met een voldoende dikke laag goed isolerend materiaal, zoals polyurethaan en bedekt met een dunne aluminium plaat die zwart geschilderd is. Deze bescherming is voldoende zowel tegen de koude als tegen de warmte. Aldus krijgen we een geheel dat, rekening houdend met de in de schuit ontstaande warmte, een binnentemperatuur waarborgt die gedurende de vlucht de grenzen 0°C en 30°C niet te buiten gaat.

5.2.- Technologie van het elektronisch gedeelte

Het elektronisch gedeelte bevat twee delen : het gedeelte bestaande uit de elektrometrische keten en het gedeelte dat de hoogspanning, de drukmeting en de temperatuurmeting bevat. Samen zijn ze ondergebracht in een luchtdichte kuip die zich onder atmosferische druk bevindt. Hierdoor bekomt men door goede interne warmteuitwisseling een homogene temperatuur die, mits voldoende bescherming tegen de uitwendige invloeden binnen bepaalde grenzen kan worden gehouden. In de kuip is tevens een bus bevestigd, gevuld met silicagel die de vochtigheid van de lucht opslorpt, dit ter bescherming van de kringen met hoge impedantie.

De realisatie van de elektrometrische keten werd aan de industrie toevertrouwd omdat voor de uitvoering ervan technieken vereist waren die in het laboratorium niet kunnen aangewend worden, zoals b.v. het maken van een gedrukte plaat met meerdere lagen en het solderen van geïntegreerde schakelingen van het type "flatpack" Het prototype werd in het laboratorium van het BIRA verwezenlijkt. Het realisatieprogramma werd geschreven door P. VILLE⁽²⁾.

De elektrometrische keten is opgebouwd uit zeven platen met gedrukte schakelingen waarvan de functies zijn :

- Plaat 1 : bevat de elektrometer en de afgeschermdde tongenschakelaars A, B, C en G.
- plaat 2 : bevat de hoofdversterker en de tongenschakelaars die dienen voor de automatische omschakeling van de gevoeligheid alsook de spanningsregelaars voor de gestabiliseerde spanningen + 15V en - 15V. en tenslotte nog de uitgangsversterker voor de gamma aanduiding.
- plaat 3 : bevat de vijf versterkers die dienen om de gevoeligheidsomschakeling te verwezenlijken
- plaat 4 : bevat de hulp-precisieversterker en het automatisch omschakelsysteem van de weerstanden $10^{10} \Omega$ en $10^8 \Omega$ van de elektrometer
- plaat 5 : bevat de logische schakeling die de ijkcycli regelt (bekrachtigen van de schakelaars A, B, C en D) alsook de spanningsdelers die de gewenste referentiestromen leveren voor de ijking
- plaat 6 : bevat het logisch systeem dat de ijking van de telemetrie beveelt en de ijksekwentie levert.
- plaat C : bevat de gelijkstroom-gelijkstroom omvormers.

De tweede doos bevat zes platen met volgende functies :

- plaat 1 : bevat de hoogspanningsconvector
- plaat 2 : bevat de regulator voor de hoogspanning die zorgt voor de vereiste stabiliteit
- plaat 3 : bevat een weerstandsgecontroleerde oscillator die bevolen wordt door een thermistor en die een frekwentie afgeeft, functie van de temperatuur van deze thermistor
- plaat 4 : bevat de convector die de voeding van plaat 3 verzorgt
- plaat 5 : bevat een spanningsgecontroleerde omvormer die de uitgang van de drukmeter in een frekwentie transcodeert
- plaat 6 : bevat de convector en de regulator die de voeding levert voor de drukmeter.⁰

De vermelde schakelingen zijn gerealiseerd op platen van epoxyhars type n° G 10 - FF 91 - 1F - 1,6 - 35 dat veel voor ruimte-toepassingen gebruikt wordt. De afmetingen der platen is 120 x 120 mm. Op elke plaat wordt een mannelijke connector vast gesoldeerd zodat de circuits in de doos verbonden zijn via een connector-connector verbinding die veel meer betrouwbaar is dan een eenvoudige connector gedrukte schakeling verbinding en waarbij toch het voordeel van een eenvoudige montage bewaard blijft.

De volledige beschrijving van de twee schuiven met de schema's en de onderlinge verbindingen, alsook de beschrijving van de gebruikte elementen wordt gegeven in de referenties 2 en 3.

In het kort kunnen we hier de voornaamste bijzonderheden aanhalen. De elektrometer zelf is gemonteerd in een aluminiumdoosje dat dienst doet als afscherming en dat aan de massa verbonden is. Speciale zorg moet besteed worden bij het solderen van de dubbele mosfet aan de ingang van de elektrometer. Immers omwille van de zeer hoge ingangsimpedantie kan het aanraken van de "gate" verbinding voldoende zijn om er een spanning aan te leggen die er de isolatie van doet doorslaan. In serie met de ingang is een weerstand van $1M\Omega$ geplaatst die wel een zekere bescherming biedt tegen spanningspieken. De hoog-ohmige gedeelten van de elektrometer zijn gemonteerd op teflonsteunen ten einde de nodige isolatieweerstand te bekomen.

De ingang van de elektrometer, komende van de fotovermenigvuldiger geschiedt langs een afgeschermd coaxiale kabel die onder zijn afscherming nog een koolstoflaag bevat en speciaal voor elektrometrische toepassingen bestemd is. De verbinding met de fotovermenigvuldiger gebeurt met de plug van het type MHV voorzien voor zeer hoge spanningen en die ook goede isolerende eigenschappen heeft.

Ook de omschakelaars A, B, C en G die gebruikt worden voor de ijking van de elektrometer en bijgevolg rechtstreeks aan de ingang verbonden zijn, bevinden zich in aluminiumafschermingen. Deze schakelaars zijn ingebouwd onder glas en bevinden zich in een inerte atmosfeer. Ze zijn van een type waarvan de hoge isolatieweerstand gewaarborgd is. De hoogohmige terugkoppelweerstand zijn eveneens in glas ingebouwd.

De elektrometer is zeer gevoelig aan vochtigheid die zich kan neerzetten op de glazen hulzen van de weerstanden en van de tongen relais en waarbij de meting vervalst wordt. Daarom is het noodzakelijk de droge atmosfeer te verwezenlijken door middel van silicagelkorrels die de vochtigheid opslorpen. De logische schakelingen die de ijking regelen zijn van het type "flat-pack" (militaire versie met temperatuurbereik - 55°C + 85°C) en zijn gemonteerd op een multilagerplaatje dat op de plaat 5 van het elektrometrisch systeem is bevestigd.

De hoofdversterker, waarvan een zeer hoge stabiliteit vereist werd, is een hakker-versterker in modulevorm. Ook de regulatoren + 15, - 15V zijn modulen die in de handel werden gekocht.

De schakelversterkers zijn eveneens modulaire versterkers van een zeer courant type. Al de gebruikte transistoren zijn 2N type transistoren die aan de militaire normen voldoen en bijgevolg gewaarborgd zijn voor temperatuurvariaties van - 55°C tot + 85°C.

De precisie der weerstanden van de versterkers werd zo gekozen dat deze zeker geen invloed kan hebben op de nauwkeurigheid van de gehele keten. De totale nauwkeurigheid is bijgevolg bepaald door de hoog-ohmige terugkoppelweerstand van de elektrometer en door de eigenschappen van de Mosfet.

De capaciteiten gebruikt in de elektrometer zijn polystyreen capaciteiten opnieuw omwille van de zeer goede diëlectrische eigenschappen ervan.

In de tweede schuif verdient vooral de hoogspanning met zijn regulator de aandacht. Deze stelt eveneens hoge eisen van isolatie en is eveneens zeer gevoelig aan vochtigheid. Daarom werd bij het wikkelen van de hoogspanningstransformator overvloedig gebruik gemaakt van anticorona-erf. In de regulator wordt voor de spanningsdeler twee weerstanden gebruikt met dezelfde temperatuurscoëfficiënt en die zo dicht mogelijk bij elkaar gemonteerd worden zodat ze praktisch dezelfde

temperatuurinvloed ondergaan. Het regulatiegedeelte is ingegoten in een epoxyhars die dit gedeelte tegen de vochtigheid beschermt. De uitgang voor de hoogspanning bevindt zich vooraan op de schuif met een MHV connector, terwijl al de andere verbindingen achter aan de schuif op een rack connector toekomen. Voor de andere componenten zijn geen speciale opmerkingen te maken, behalve dat ze allen speciaal uitgezocht werden ten einde een grote betrouwbaarheid en een zo klein mogelijke temperatuurafhankelijkheid te bekomen.

Achteraan op de tweede doos zijn tevens zekeringen geplaatst. Er zijn vier zekeringen die korresponderen aan volgende circuits :

- het elektrometrisch systeem
- de hoogspanning
- de drukmeting
- de temperatuurmeting

Ieder systeem is aldus beveiligd en bij een eventuele kortsluiting wordt het betrokken circuit uitgeschakeld. Buiten de twee schuiven is er nog een eenvoudige elektronische schakeling die achteraf werd toegevoegd. Het is een reeks van invertors met versterking 1. Deze waren noodzakelijk daar bij het vastleggen van het ontwerp de telemetrie waarover de CNES beschikte negatieve ingangsspanning moest hebben terwijl een latere, verbeterde versie alleen op positieve ingangsspanningen reageerde. De voeding van deze operationele versterkers werd afgenomen van de convertor van de drukmeter.

5.3. De cablage van de schuit

Bij de cablage van de schuit werd vooral aandacht besteed aan het probleem van de massa's en de afschermingen. Voor alle ruimteproeven is het kiezen van de massapunten een zeer delicaat probleem dat met de meeste aandacht moet behandeld worden. Immers moet er altijd voor gewaakt worden dat afschermingen en structuur die wel aan de massa verbonden moeten worden, geen stromen voeren ten einde potentiaalver-

schillen en inducties te vermijden. Voor de schuit werd één centraal massapunt gekozen dat dicht bij de negatieve aansluitklem van de batterijen is gelegen. Al de afschermingen van de draden zijn aan dat punt verbonden. De verbinding met de massa van de schuit gebeurde ook via dit punt.

Al de draden die analoge signalen voeren zijn afgeschermd. Dit bleek noodzakelijk gezien de aanwezigheid van een d.c. motor die het rooster van de monochromator doet bewegen. De vonken aan de borstels geven hoogfrequentie storingen die, indien niet de nodige voorzorgen worden genomen, in alle analoge kringen geïnduceerd worden en bijgevolg een zeer nefaste invloed hebben op de signaal-ruisverhouding en dus ook op de resolutie van de meting.

Alle verbindingen naar buiten, geschieden langs drie hermetische connectors. De eerste dient voor de voeding van de monochromator, de referentiepunten der golflengtes alsook de kontakten die de ijkingen bevelen. De twee andere pluggen worden verbonden met de zogenaamde verdeeldoos. Eén kabel bevat de verschillende signalen voor de telemetrie. Deze zijn in de verdeeldoos alleen maar doorverbonden naar de eigenlijke aansluiting van de telemetrie via een tussenverbinding. Dit laat toe de verschillende signalen in parallel op de telemetrie te controleren. De tweede verbinding tussen kuip en verdeeldoos bevat alle signalen die van buiten komen zoals de temperatuurmeting, de drukmeting en de voedingen die hiervoor nodig zijn. Ook de hoofdvoeding is naar buiten gebracht om de proef gemakkelijk aan en af te kunnen schakelen alsook om de batterijen op te laden. Het aanschakelen gebeurt b.m.v. een tijdschakelaar die voor de veiligheid ontdubbeld is. Deze schakelt de proef tevens af na het gewenste aantal uren. Door juist in te stellen kunnen we aldus bekomen dat de schuit niet meer onder spanning staat als ze de grond bereikt. De schok is dan minder gevaarlijk onder meer voor de fotovermenigvuldiger. Op de doos is er tevens een kleine meter aangebracht die een indicatie geeft van de verbruikte stroom. Deze is een zeer goede aanwijzing voor de goede werking van het geheel.

Voor het testen van de schuit werd een testopstelling gebouwd die twee oscilloscopen en de nodige voltmeters bevat om de goede werking te kunnen nagaan zelfs tot op de lanceerbasis. Dank zij de verdeeldoos kan deze opstelling in parallel op de telemetrie geschakeld worden. Zij wordt slechts afgeschakeld nadat het algemeen OK voor de vlucht gegeven wordt.

De kabels die dienen voor de verbindingen binnen en buiten de kuip zijn teflon kabels met meerdere geleiders. Zij bevatten afgeschermde draden voor de analoge signalen, dunne teflondraden voor logische signalen en draden van een dikkere norm voor de voedingen. Dit geheel is omgeven door een aditionele afscherming en een teflongaine. De connectors die gebruikt worden zijn van het bajonettype, zodat de verbindingen vlug en degelijk kunnen gemaakt worden.

5.4.- De energiebron (4)

De keuze van de spanningsbron voor een op afstand werkend instrument wordt bepaald door de omstandigheden waarin dit instrument moet werken. De eerste vereisten waaraan de energiebron voor ruimteproeven moet voldoen zijn dan ook dat ze moet betrouwbaar, licht en compact zijn. Uiteraard komen hiervoor alleen elektrochemische cellen in aanmerking. In sommige gevallen, bijvoorbeeld bij satellieten die lang rond de aarde cirkelen, leveren zonnecellen de energie die dan toch weer opgestapeld wordt in een elektrochemische accumulator ten einde ten gepaste tijde van de opgestapelde energie gebruik te kunnen maken. Bij de elektrochemische batterijen onderscheiden we twee types : de primaire cellen waar de chemische reactie niet omkeerbaar is en de secundaire cellen naar herladen mogelijk is. Voor ballonproeven worden hoofdzakelijk secundaire cellen gebruikt, alhoewel voor sommige toepassingen en omwille van haar zeer goede eigenschappen een primaire kwikcel ook in aanmerking kan komen.

De meeste gebruikte secundaire cellen zijn de nikkel-Cadmium cel en de zilver-zinkcel.

De nikkel-cadmium cel (Cd/KOH/NiO_2) is zeker het meest gebruikte type accumulator. De voornaamste eigenschappen zijn het buitengewoon hoog aantal keren dat ze kan heropgeladen worden, haar hoge betrouwbaarheid, haar robuustheid, haar goede eigenschappen bij lage temperaturen en de mogelijkheid ze hermetisch af te sluiten aangezien bij de ontlading geen gas ontwikkeld wordt. Het grote nadeel ten opzichte van de zilver-zink batterij is het gewicht : bij hetzelfde vermogen weegt de nikkel-cadmium cel driemaal meer dan deze laatste. De zilver-zinkcel (Zn/KOH/AgO) heeft als voornaamste eigenschappen de hoge energiehoud per eenheid gewicht en volume, en de mogelijkheid grote stromen te leveren. Bij het laden zowel als bij het stockeren vereisen ze evenwel veel meer zorgen en het heropladen kan veel minder keren gebeuren (van 10 tot 400 maal naargelang de omstandigheden). Ook de temperatuurskarakteristieken zijn minder goed terwijl ze niet hermetisch kunnen afgesloten worden, wegens de ontgassing gedurende het ontladen.

Bij onze proef hebben we toch zilver-zink batterijen verkozen omwille van de verhouding gewicht-energie. Voor het laden en ontladen werd steeds de meeste zorg besteed zodat toch een degelijke leeftijd van de cellen bekomen wordt. De nominale spanning van de batterijen is 1,5V ; de maximale spanning, volledig opgeladen, is 1,86V. De batterijen bestaan uit acht cellen met elk een vermogen van 25Ah. Zo kon gerust een autonome werking gedurende minimum tien uren bekomen worden. De batterij wordt opgeladen bij een konstante stroom gelijk aan de capaciteit in Ah gedeeld door twintig. Bij deze oplading zijn alle cellen in serie geplaatst. De oplading duurt 20 uur en de e.m.k. van het laadtoestel wordt beperkt tot 2V per element. Bij het herladen worden de cellen eerst volledig ontladen en daarna volgens hetzelfde procedée opgeladen. Zo zijn we steeds zeker van de opgestapelde energie en voorkomen we tevens het overladen waaraan dit type van cel zeer gevoelig is. De temperatuursinvloed van de zilver-zink accu stelt ook een probleem en uit praktische proeven werd afgeleid dat hij bij lage drukken nog toeneemt. Daarom werden de accumulatoren in de hermetische kuip geplaatst waar ze tevens beschermd zijn tegen al te grote temperatuurschommelingen.

5.5.- Het mechanisch gedeelte (3) (fig. 38)

De technologie van het mechanisch gedeelte van de proef wordt volledig beschreven in referentie 5 door E. Van Ransbeeck. In het kort kunnen we hier de voornaamste punten samenvatten. We onderscheiden vijf grote delen :

- de luchtdichte kuip
- de structuur met hoogtemeter, drukmeter en verdeeldoos
- de luchtdichte bus van de monochromator en de fotovermenigvuldiger
- de ophanging
- de bescherming tegen koude en warmte.

De luchtdichte kuip, vervaardigd uit aluminium AG3, bestaat uit twee delen : de kom en het deksel. Aan het deksel is een structuur bevestigd die de twee schuiven met de elektronische apparatuur vastklemt. Op het onderste vlak is de plaats voorzien voor de batterijen. In het deksel is een centrale opening voorzien, voor het plaatsen van de bus met de fotovermenigvuldiger. Op het deksel zijn de drie hermetische connectoren bevestigd die de elektrische verbindingen mogelijk maken. De kom en het deksel worden met een afdichting met O-ring op elkaar bevestigd. De monochromator en de fotovermenigvuldiger zijn eveneens ondergebracht in een luchtdichte bus uit Aluminium AG 3. Bovenaan is het venster in een speciale montage vastgeklemd en met O ringen afgedicht. Onderaan zijn twee covaraansluitingen die de verbindingen doorlaten voor de hoogspanning en de uitgang van de PM. Via een kraan wordt deze bus eerst gedurende een minimum van 48 uren ontgast vooraleer gevuld te worden met zeer zuivere stikstof. Hierdoor wordt vooral zuurstof en waterdamp vermeden die absorberen in het te meten spectraalgebied. Deze bus wordt met een afdichting met O-ring op het deksel bevestigd.

De structuur rond de kuip bestaat uit aluminiumbuizen en heeft als voornaamste functie, als schokdemper dienst te doen bij het neerkomen aan de schuit. Hierbij absorberen de aluminiumbuizen de vrijkomende energie

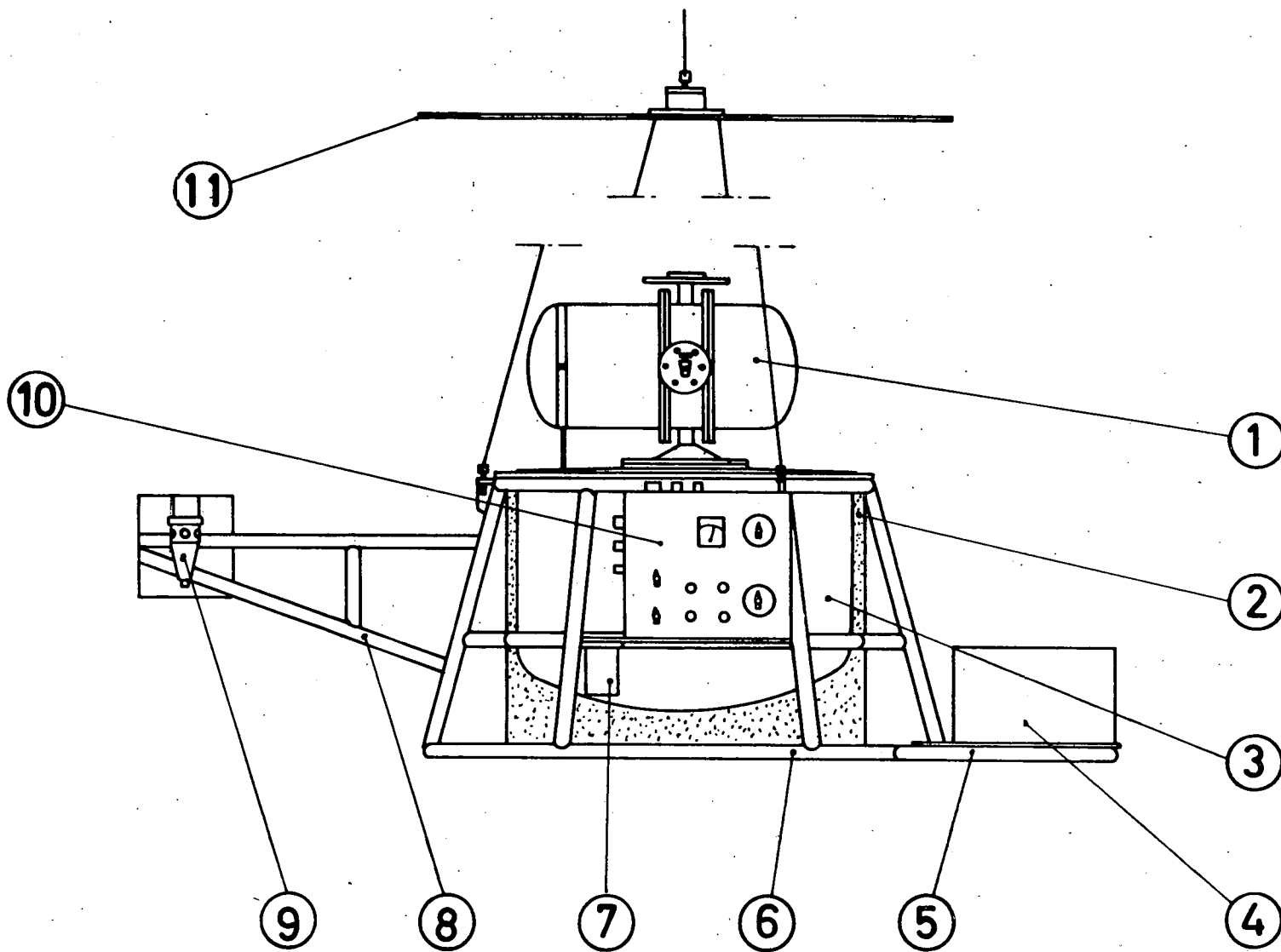


Fig. 38.- Mechanische structuur van de schuit : 1=monochromator, 2=isolatie, 3=kuip, 4=kommutator, 5=steun voor kommutator, 6=structuur, 7=hoogtemeter, 8=arm, 9=thermometer, 10=verdeeldoos, 11-ballonscherm.

en plooiën. Bij elke proef dient de structuur vervangen te worden. De kuip zelf blijft echter beschermd. Op deze structuur zijn aan de ene zijde de verdeeldoos en de hoogtemeter bevestigd, aan de andere zijde, de thermometer.

De ophanging geschied b.m.v. drie stalen kabels die op hoekafstanden van 120° aan de structuur verbonden zijn. Aan de verbindingspunten zijn er regelingen die het mogelijk maken de schuit perfect horizontaal te ekwibreren. Op ongeveer een meter boven de schuit bevindt zich een aluminiumplaat die de ballon moet afschermen voor het ingangsvenster. De diameter van dit scherm is berekend voor een ballon van $83\ 000\text{m}^3$ en bij een afstand tussen de ballon en de schuit van minimum 50 meter. De ophanging aan de ballon geschiedt met een haak. Deze heeft een vast doel dat aan de ballon wordt bevestigd en een scharnierend deel dat tot doel heeft de schuit zoveel mogelijk te ontkoppelen ten opzichte van de bewegingen van de ballon.

Dank zij het gebruik van lichte metalen en van een compacte structuur bekomen we een schuit die relatief licht weegt, namelijk 70 kg. Dit heeft een zeer gunstige invloed op de ballon die aldus zijn maximum hoogte kan bereiken. Verder verkleint het risico voor ontploffen bij ballons die niet onderworpen zijn aan te hoge belastingen.

5.6.- De ballons (6) (7)

Het vervoermiddel dat we verkozen hebben voor onze ruimteproef is de ballon. Het is hoogst merkwaardig dat de ballon heeft moeten wachten tot het tijdperk van de satellieten en de ruimtetuigen om zijn herwaardering te krijgen als transportmiddel voor wetenschappelijke instrumenten.

De ballon heeft zijn eerste ontwikkeling op het einde van de 18e eeuw te danken aan de mogelijkheden die de wetenschapsmensen van die tijd zoals Mongolfier, Pilatre de Rosier, Charles, Gay Lussac, erin zagen. Later werd hij lang over het hoofd gezien als instrument voor het proefondervindelijk onderzoek. De hervatting van het gebruik van de ballon bij het wetenschappelijk

onderzoek kwam pas in recente tijden door het invoeren van de radiosondages. Maar de nieuwe impuls bij de ontwikkeling van de ballons die tot dan toe specifiek Europees was, kwam van de Verenigde Staten door nieuwe materialen zoals polyethyleen en mylar aan te wenden.

De recente ontwikkeling van de ballons heeft voor de wetenschapsmensen mogelijkheden geopend die in zekere zin de tekortkomingen van de satelliet en de raket aanvullen. Immers, waar de satelliet niet lager komt dan 130 km is, wegens haar grote snelheid, de nuttige tijd van een raket zo gering en zijn de meetvoorwaarden zo snel veranderd, dat men ~~teruggekomen is~~ tot de stratosferische ballon als transportmiddel van wetenschappelijke toestellen. Hierbij bekomt men trouwens indrukwekkende performaties. Tegenwoordig heeft men met een ballon reeds een hoogte bereik van 55 km en kunnen lasten van verschillende ton tot op een hoogte van 40 km gebracht worden. Op deze hoogte ligt meer dan 99,8% van de atmosfeer-massa onder de ballon. De omstandigheden zijn er dus zeer gelijkaardig aan die in de ruimte. Daarbij komt nog dat eenmaal het plafond bereikt is de ballon voor een zeer lange periode zeer stabiel is.

De opwaartse kracht van de ballon steunt op de wet van Archimedes en de ballon dient alleen als wand tussen het lichtere gas in de ballon en de lucht erbuiten. De ballon zelf is dus reeds een deel van de last die naar omhoog moet getrokken worden. Om meerdere redenen is het aan te raden de ballon zijn meest natuurlijke vorm te geven, d.i. de peervorm. Dit is de vorm die een gasbel aanneemt bij het opstijgen in een zwaarder milieu. Bij deze vorm bekomt men de beste verhouding gewicht tot volume en tevens is het de beste vorm voor wat de krachtenverdeling over de ballon betreft. Deze vorm wordt soms benaderd door repen uit mylar of uit polyethyleen te snijden en deze dan aan elkaar te lassen, Dit vormt een ingewikkelde en kostelijke bewerking. Aldus worden ballons gemaakt wier volume varieert tussen 1 en $2 \cdot 10^6 \text{ m}^3$.

Op Europees vlak werd vooral door de CNES in Frankrijk een grote inspanning gedaan om een operationele basis ter beschikking te stellen, tot het lanceren van ballons geschikt om minder grote lasten (tot 300 kgr) tot op een grote hoogte te brengen. Men gebruikt er polyethyleenballons die de vorm hebben van een tetraëder. Dit biedt voordeel van een eenvoudige

en goedkope fabricatie. Door een vernuftige werkwijze kan bekomen worden dat de tetraëder wordt samengesteld b.m.v. één enkele, continue reep polyethyleen. Door de elasticiteit van het polyethyleen neemt de ballon in vlucht toch min of meer de peervorm aan.

Bij het vervaardigen van de ballons wordt een polyethyleen van bijzonder homogene kwaliteit gebruikt met een dikte van 25μ . Deze bevindt zich op rollen van twee meter breedte en 1000 meter lengte. De ballon wordt slecht voor ongeveer 1% van zijn volume opgeblazen en het is pas op grote hoogte dat hij zijn volledig volume inneemt. In Europa wordt waterstof als gas gebruikt, in de Verenigde Staten uitsluitend helium. Onderaan de ballon zijn grote evacuatiepijpen bevestigd die de eventuele overdruk laten ontsnappen en dus beletten dat de ballon ontploft. Door dit verlies, alsmede door de invloed van de zon kan de ballon na enkele uren lichtjes hoogte beginnen te verliezen. Dit is praktisch maar merkbaar bij zonsondergang, wanneer er een plotse afkoeling van het gas optreedt. De ballon die bij onze proef gebruikt werd had een volume van 83000 m^3 . De nuttige last was bevestigd op een afstand van ongeveer 50 meter onder de ballon. Tussen de ballon en de instrumentenschuit bevinden zich de verschillende dienstuitrustingen. Onder de ballon hebben we eerst de explosieve haak ("squib" genaamd) die door een tijdschakelaar of door een afstandsbevel kan tot springen gebracht worden. Deze heeft tot doel, eenmaal de proef beëindigd is, de schuit los van de ballon te maken. Wanneer er gevaar is de instrumenten te verliezen of bij slecht functioneren kan dit op ieder ogenblik b.m.w. een afstandsbevel bekomen worden. Hieronder vinden we het valscherp waarmee de nuttige last afgeremd wordt zodat ze met een snelheid van ongeveer 4m/sec de grond bereikt. Ten slotte zijn er nog een bakenzender die toelaat de schuit radiogoniometrisch terug te vinden, en een radarreflector. De lanceertechniek is er op ingesteld om zelfs bij ongunstige omstandigheden de proef een zachte start te geven. De limietvoorwaarde voor het lanceren is een wind van 7 à 8 knopen op de grond. Bij regen wordt niet gelanceerd daar dit nadelig is voor de ballon die aan gewicht wint. Altijd wordt gebruik gemaakt van een hulpballon die de last optilt zodat deze zonder schok de grond verlaat. Bij het

stijgen wordt de last dan progressief overgenomen door de hoofdballon en bij een druk van 750 mb wordt de hulpballon b.m.v. een drukschakelaar van de hoofdballon losgemaakt. De ballon stijgt dan met een ongeveer konstante snelheid van 20 km per uur en bereikt na twee uur zijn plafond. Na een kleine "overshoot" blijft de ballon dan voor lange tijd op constante hoogte die bepaald is door het volume van de ballon, het soortelijk gewicht van het gebruikte gas en de last die naar omhoog getrokken wordt. Dank zij de radarreflector kan de ballon gedurende zijn vlucht gevolgd worden. Bij de recuperatie, na de vlucht, maakt men gebruik van de baken die uitzendt gedurende een minimum van 48 uren.

HOOFDSTUK 6.- DE RESULTATEN

6.1. De proeven

Het eerste ontwerp van de proef stamt reeds van in 1966. Enkele inleidende proeven toonden aan dat het meetprincipe geldig was. In 1967 werd de realisatie aangevat van drie schuiten die beantwoorden aan de beschrijving die in deze tekst wordt aangegeven. Op de schuiten UV1 en UV2 was echter geen monochromator aangebracht, maar vóór de fotovermenigvuldiger en na de diffusor was een filter geplaatst met een doorlaatband van 2000-2200Å. Deze schuiten werden gelanceerd in mei en oktober 1968. Daarmede werd dus het globaal licht gemeten behorend tot het bereik 2000-2200Å. Het doel van deze proeven was in de eerste plaats technologisch. De goede werking van de instrumentatie werd ermede nagegaan. Aldus kon de stabiliteit van de instrumenten in functie van de tijd bepaald worden. Dit gebeurde door de zon te observeren rond het middaguur wanneer de zenithale afstand weinig verandert. Ook kon de gemeten stroom, omgerekend tot het geval bij normale inval uitgezet worden in functie van de secans van de zenithale afstand. Hieruit bleek dat het bekomen diagram nagenoeg rechtlijnig was (methode van Langley). Uit deze constata~~tie~~ bleek de grote stabiliteit van de instrumenten, de betrouwbaarheid en de reproduceerbaarheid van de ijkingen. Aangezien we over twee schuiten beschikten konden we tevens de opgemeten intensiteiten, in absolute waarde met elkaar vergelijken. Gedurende deze proeven werd tevens de invloed nagegaan van het parasitaire licht dat door de achtergrond van de hemel uitgestraald wordt. Dit licht valt ook op het venster in, maar komt niet rechtstreeks van de zon. Het werd bepaald door gebruik te maken van het scherm dat de ballon verbergt voor het venster. De afmetingen van dit scherm werden zo berekend dat wanneer de zon boven een zekere hoogte komt, het venster volledig in de schaduw van het scherm terecht komt. Het licht dat dan nog opgemeten wordt is het parasitair licht uitgestraald door de hemel. Op de hoogte van 36 km (hoogte bereikt door de ballon bij deze proef) bekwamen we een intensiteit lager dan 2% van deze bij rechtstreekse waarneming van de zon. Bijgevolg kon voor verdere metingen verwaarloosd worden, vooral daar de metingen met de monochromator op nog grotere hoogte gebeurden.

Tevens werd gedurende deze voorbereidende metingen de stabiliteit van de schuit nagegaan met behulp van een magnetometer. Zoals vroeger aangetoond, werd aldus de orientatie ten opzichte van het aardmagnetisch veld gemeten. Deze metingen waren van groot belang om te weten of we ons mochten betrouwen op de horizontaliteit van de schuit en of er een correlatie bestond tussen de fluctuaties van de gemeten intensiteit en de beweging van de ballon. Zoals aangetoond in ref. 1 is er gedurende het stijgen van de ballon een zeer duidelijke invloed van de beweging van de schuit op de meting waar te nemen. Eens het plafond evenwel bereikt, was de stabiliteit van de schuit dusdanig dat geen invloed van de bewegingen op de meting kon aangetoond worden. Tevens kan geen schommeling meer waargenomen worden, zodat, gezien de nauwkeurigheid van de meting, zij slechts 1 à 2 graden kon bedragen. De derde schuit MONO I bevatte een monochromator in de plaats van het filter. Steunend op de ondervinding opgedaan met UV1 en UV2 werd geen magnetometer meer gebruikt. De eerste proef met MONO I gebeurde in mei 1968, en dit was maar een inleidende proef in die zin dat bij MONO II, gelanceerd in april 1969 en waarvan de resultaten hier besproken worden, volgende verbeteringen werden aangebracht :

- Er werden referentiesignalen voor de golflengte ingevoerd, mechanisch verbonden aan de stand van het rooster van de monochromator. Daardoor kon de golflengte met een veel grotere nauwkeurigheid bepaald worden.
- De snelheid van de motor werd opgevoerd zodat meer spectra werden genomen.
- De duur van de waarnemingen werd verlengd. Daardoor kregen we resultaten die korrespondeerden aan een grotere verandering van de zenithale afstand. Dit had een grotere nauwkeurigheid van de einduitslagen voor gevolg.
- Er werd een betere isolatie aangebracht rond de monochromator zodat de temperatuurschommelingen in de schuit kleiner werden.
- De gevoeligheid werd verhoogd door het gebruik van een grotere hoogspanning.
- De ijkings van de telemetrieketen en van de elektrometer werden gesynchroniseerd met de beweging van het rooster. De ijkings gebeurden aldus nooit tijdens de opname van één spectrum aangezien zij ingeschakeld werden bij het omkeren van de draaizin van de motor. Bij de inversie aan de zijde der korte golflengte voerden we de ijking van de elektrometer in ; bij de inversie aan de zijde der lange golflengten had een ijking van de telemetrie plaats.

De vlucht van Mono II gebeurde op 19 april 1969 vanop de lanceerbasis van Aire sur l'Adour. De meteorologische voorwaarden voor het lanceren waren ideaal. Een heldere open hemel, met een wind op de grond praktisch gelijk aan nul. De ballon gebruikt voor de proef was van het type 25P7 met een volume van 87000m^3 en een dikte van het polyethyleen van 25μ . Het gewicht van de schuit was 80 kg. De ballon werd gelanceerd in de voormiddag en verliet de grond om 9h 06 TU. Hij bereikte het plafond van 2,8 mb volgens de barometer van de CNES (3,2 mb volgens onze barometer) na 1h 53' vlucht. dus om 10h 59'. De ballon bleef 5h 08' op het plafond vooraleer de scheiding tussen ballon en schuit plaats had.

In verband met de drukmeting moet een ongelukkig incident vermeld worden. Daar waar de drukmeter van de CNES alleen nauwkeurig was bij drukken hoger dan 10 mb, getuige de aflezing van 2,8 mb waar de preciese drukmeter CEC 3,2 mb aangaf, moesten wij de resultaten van deze laatste derven. Kort na het bereiken van de grootste hoogte is de modulator van de preciese drukmeter uitgevallen. Pas bij het einde van de vlucht is de uitgevallen modulator opnieuw begonnen te werken. Daarom hebben wij moeten steunen op de andere drukmeter wier aanduidingen wij slechts als relatieve waarden hebben beschouwd. Aldus vonden wij dat de ballonstijging een zekere overslag vertoonde. Na het bereiken van zijn grootste hoogte is hij vlug enigszins gedaald tot op de hoogte waarop hij gedurende vele uren is blijven hangen.

Het plafond werd bereikt op een twintig kilometer ten zuidwesten van Auch. Daarna hebben de radartoestellen die de ballon volgden, deze uit het oog verloren wegens de grote hoogte (39 km). Bij de separatie werd hij terug onderschept door de radar op een twintig km ten Zuid Oosten van Le Puy. Wij mogen praktisch aannemen na discussie met de meteorologische diensten van de lanceerbasis dat de beweging van de ballon bij het plafonneren praktisch rechtlijnig en uniform was. Dit is van belang voor het berekenen van de zonnetijd voor de ballon.

De telemetrie die door de CNES geleverd werd bevatte de zes modulatoren voor zes kanalen van het IRIG systeem met evenredige bandbreedte. Deze zes kanalen waren :

centrale frekwentie

kanaal 6	1,7 kc	barometer CNES
kanaal 7	2,3 kc	elektrometer meting
kanaal 8	3 kc	elektrometer range
kanaal 9	3,9 kc	referentiepunten in golflengte
kanaal 12	10,5 kc	thermometer
kanaal E	70 kc	nauwkeurige drukmeter.

Deze zes onderdraaggolven worden gesommeerd en deze som moduleert de draaggolf op 139 Mc in frekwentie. De zender met een vermogen van 350 mW kon gedurende gans de vlucht zeer goed ontvangen worden. De waarneming van de druk b.m.v. de barometer CNES laat ons toe te zien hoe de ballon zijn grootste hoogte bereikt, dan vlug iets daalt en blijft plafonneren tot het einde van de vlucht, waarbij de drukvariatie ten hoogste over 0,4 mb varieerde. We kunnen dus voor de berekeningen aannemen dat het plafonneren op constante hoogte is gebeurd. Op de grond hadden we na de ontvanger en de modulatoren een instrumentale bandopnemer die de vijf nuttige signalen (kanalen 7, 8, 9, 12 en E) in parallel kon opnemen. Op een zesde kanaal werd het nodige kommentaar en de universele tijd bijgevoegd. Terzelfdertijd werden de uitgangen van de elektrometer op een potentiometrische schrijver gevisualiseerd zodat we het goed functioneren van het instrument konden nagaan.

6.2. De resultaten

Het feit dat de ballon gelanceerd werd rond half april was ons zeer gunstig aangezien de zon op dit tijdstip reeds een grote hoogte bereikt (positieve declinatie van $11^{\circ}02'$). Deze factor samen met de hoogte door de ballon bereikt maakten dat rond het middaguur er nog een meting van het zonnelicht mogelijk was in het gebied waar ozon maximaal absorbeert (nl. rond 2600 Å).

Gedurende de vlucht werden 94 spectra van de zon genomen. De eerste spectra zijn alleen te wijten aan het parasitair licht. Vanaf spectrum 15, dit is na ongeveer 1 uur vlucht en dus op een hoogte van 20 km, werd de eerste intensiteit in het optisch venster rond 2000Å

waargenomen. De intensiteit van dit spectrum steeg dan voortdurend alsook de intensiteit gemeten bij 3000Å. De ballon bereikte het plafond om 10h 59' dit is bij spectrum 25. De bruikbare metingen beginnen dus eigenlijk pas bij spectrum 26 en gaan door tot bij spectrum 94. Wij bekwamen dus 68 nuttige spectra. Om de vroeger aangehaalde reden van de overslag en omdat de zenithale afstand toch niet veel varieert gedurende het middaguur wanneer de zon op haar maximumhoogte is, werd voor de berekeningen van de optische diepte en voor de bepaling van de intensiteit alleen gebruikt gemaakt van de spectra vanaf 41. Ook werden de spectra na 90 niet gebruikt voor de interpretatie gezien bij deze de ballon zeker al iets gedaald was als gevolg van de ondergaande zon, die de ballon niet meer zoveel opwarmt.

De spectra die gedurende de vlucht geregistreerd werden op magnetische band werden in het laboratorium terug op papier gezet. Door de ijking van de telemetrie werden de schalen vastgelegd. De ijkcyclus van de elektrometer lieten toe de stabiliteit van het elektrometrisch systeem na te gaan. Met behulp van het dubbele potentiometrisch registreer-toestel waarover we beschikken werd aldus een weergave verkregen van enerzijds de meting, anderszijds de gamma-aanduiding. Met behulp van twee markeerpennen kon op de linkerrand een merkteken om de twee Å aangebracht worden. Dit laatste gebeurde als volgt : eerst werd de band afgespeeld op een bepaalde snelheid. De afstand tussen twee referentiepunten werd gemeten. Daarna werd de band nog eens afgespeeld op dezelfde snelheid terwijl we op de rechterrand merktekens aanbrachten b.m.v. een frekwentie-generator. Door rekening te houden met de afstand tussen de referenties (240 Å) en de snelheid van het papier kon juist om de twee Å een puls genoteerd worden. Hierdoor werd dus een lineaire interpolatie tussen de referentiepunten gerealiseerd. De afspeelsnelheid was 50 cm per minuut. Een spectrum bestrijkt bijgevolg ongeveer 2,5 meter papier, wat voor de 68 spectra ongeveer 175 meter geeft. Op deze banden werd nu om de 2 Å een meetpunt afgelezen. Al deze waarden werden onmiddellijk op IBM kaarten gestockeerd zodat alle verdere berekeningen met de ordinator konden gebeuren. Bij het opmeten van de punten werden volgende regels in acht genomen :

- gezien het groot aantal, werden alleen de punten afgelezen waar men zeker was zowel van de gamma als van de intensiteit. Gezien het grote aantal bereiken, bekomen wij inderdaad veel gammaveranderingen en wegens de kleine doorlaatband van de telemetrie treedt er bij de gamma-overgangen soms een onbepaaldheid op. Bij het aflezen werden dan ook alleen deze punten in acht genomen die voldoende ver van de overgangen lagen.

- Uit de kennis van de doorlaatband van de monochromator en de absorptie van de zuurstof konden we afleiden dat geen licht kon waargenomen worden lager dan bij 1850 Å golflengte. De aflezingen om de 2 Å gebeurden dan ook maar van daar af. Uit de metingen lager dan 1850 Å werd een gemiddelde waarde afgeleid, die een maat is voor het licht (van alle andere golflengten) dat door de monochromator doorgelaten wordt. Deze intensiteit moet onmiddellijk van alle opgenomen waarden afgetrokken worden.

- Aangezien dit storend licht zich reeds in het 3de of 4de bereik bevindt moest geen rekening gehouden worden met de nulpuntsafwijking van de elektrometer.

Eens alle aflezingen gedaan werd een programma opgesteld voor de volgende bewerkingen .

1° Berekenen van de stromen gemeten door de elektrometer door gebruik te maken van de gevoeligheden volgens de verschillende gamma's. De uitslag bekomen we in Ampère.

2° Van de bekomen resultaten wordt eerst de stroom overeenkomstig met het storend licht afgetrokken. We bekomen aldus een lijst die ons om de 2Å tussen 1850 en 3000 Å de gemeten stroom geeft, en dit voor ieder spectrum.

3° Uitgaande van de meetpunten om de 2Å opgenomen werd nu het aantal uiteindelijk gebruiktwaarden met een factor vijf gereduceerd, door slecht alle 10 Å één punt te bewaren. Hierbij werd, bij ieder golflengte veelvoud van 10 Å, het gemiddelde gemaakt tussen de 5 oorspronkelijke meetpunten welke in de onmiddellijke omgeving van het beschouwde punt liggen. Dit verhoogde de nauwkeurigheid, door uitmiddeling der toevallige meetfouten en was toelaatbaar aangezien de resolutie van het spectrografisch systeem toch maar 14,5 Å bedroeg.

4° Aan ieder spectrum laten we een tijd corresponderen in uren en minuten, die kan gelden als de gemiddelde zonnetijd voor het beschouwde spectrum. Hiervoor gaan we uit van de universele tijd waarbij de golflengtes 2100 tot 2400 Å opgenomen werden. Dit gebied ligt halfweg in het spectrum en vormt tevens het meest interessante deel. Daarna wordt een correctie aangebracht die rekening houdt met de verplaatsing van de ballon. We weten dat een verplaatsing van 1° in lengteligging overeenkomt met een verschil van 4 min in zonnetijd. De ballon bereikte zijn plafonneerhoogte ten zuiden van Auch dus bij 31' oosterlengte. Hij verplaatste zich tot bij le Puy met nagenoeg constante snelheid volgens een rechte weg. Deze verplaatsing correspondeert met een verschil van 3°36' in lengteligging, of 14,4 min in tijd. Met deze gegevens werd de volgende formule opgesteld die de werkelijke zonnetijd van de ballon geeft, uitgaande van de universele tijd.

$$T_{\text{ballon}} = TU + \frac{31}{60} \frac{4}{60} + \frac{\frac{14,4}{60} (TU - 10 \frac{59}{60})}{5 \frac{7}{60}}$$

De eerste twee termen stellen de zonnetijd van de ballon voor, bij het bereiken van de plafonneerhoogte. De derde term is de correctie wegens de verplaatsing van de ballon, bekomen door lineaire interpolatie

T_{ballon} : zonnetijd van de ballon in uren

TU : universele tijd van de opname, omgerekend in uren

$\frac{31}{60} \frac{4}{60}$: de ballon bereikte zijn plafonneerhoogte ten zuiden van Auch (31° oosterlengte dus $\frac{31}{60} \frac{4}{60}$ uren later t.o.v.

T.U.

5° Nu we de tijd kennen, kennen we de hoogte van de zon en dus de zenithale afstand. Daarom corrigeren we de bekomen stromen voor normale inval van de zon d.w.z. we berekenen de stromen I_1 die we zouden bekomen indien de schuit voortdurend op de zon zou gericht worden. Dit gebeurt door de stroom I te delen door de coëfficiënt C_1 , gegeven in hoofdstuk 4

6° We houden nu rekening met de gevoeligheid van de fotovermenigvuldiger en de monochromator die gegeven is door de ijkcoëfficiënt C_2 . (hoofdstuk 4). We maken tevens gebruik van de ijkking in absolute waarde waardoor we het resultaat in fotonen krijgen.

We hebben dus :

$$I_f = \frac{I}{4.47 \cdot 10^{-21} \cdot C_2 C_1} \quad \text{hv cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

Dit is de flux van de zon die bij een bepaalde golflengte op de plaats van de meting aanwezig is.

6.3. Berekenen van τ en I_0

Van de bekomen gegevens beschouwen we de spectra bij dewelke de hoogte van de ballon praktisch constant is gebleven. Dit zijn de spectra van 41 tot 90. Voor deze kunnen we de wet van Beer toepassen.

$$I_f = I_0 e^{-\tau \sec \chi}$$

Hierin is I_f de gemeten intensiteit op de plaats van de ballon in fotonen $\text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, I_0 is de intensiteit van de zon buiten de atmosfeer op een afstand van de zon gelijk aan de afstand zon aarde, τ is de optische diepte en χ is de zenithale afstand.

Men heeft dus

$$\ln \frac{I_0}{I_f} = \tau \sec \chi$$

$$\ln I_f = -\tau \sec \chi + \ln I_0$$

Zetten wij de opgemeten waarden uit in een assenkruis $\ln I_f$, $\sec \chi$ dan bekomen wij een rechte met $-\tau$ als richtingscoëfficiënt en $\ln I_0$ als snijpunt met de ordinaat. Om dus τ_0 en I_0 te reconstitueren zetten we de gevonden waarden van I_f uit in functie van $\sec \chi$ in een semi-logaritmisch diagram, en dit bij iedere golflengte. Dit gebeurt met de dataplotter van de ordinator.

Statistisch gezien kunnen we zeggen dat we hier een twee di-mensionale puntendistributie bekomen waarbij $\ln I_f$ als afhankelijk van $\sec \chi$ kan beschouwd worden. Verder kunnen we aannemen dat de waarden van $\sec \chi$ geen meetfouten vertonen. Gezien de nauwkeurigheid waarmede we de tijd kennen is deze onderstelling volledig gerechtvaardigd. Het probleem komt er dan op neer de lineaire regressie van $\ln I_f$ ten opzichte van $\sec \chi$ te berekenen, wat er op neerkomt de best passende rechte te vinden ter voorstelling van de gegevens.

Bij nader beschouwen van de resultaten zien we enkele systematische onregelmatigheden optreden. In de eerste plaats zien we het systematisch hoger liggen van de waarden die behoren tot de eerste spectra. Zoals reeds vroeger gezegd kan dit verklaard worden door de opslinging van de ballon bij het bereiken van het plafond. Daarom nemen we alleen de spectra in aanmerking tussen 41 en 90 waarbij we met grote zekerheid kunnen zeggen dat de druk konstant is gebleven. Verder zien we dat, ondanks de genomen voorzorgen bij het aflezen, toch nog meer fouten optreden bij gamma veranderingen dan wanneer de metingen op eenzelfde bereik gebeuren. Dit is, in de eerste plaats te wijten aan afleesfouten aangezien de gamma-aanduiding niet altijd gemakkelijk af te lezen is. Dit is zeker ook te wijten aan het feit dat bij de laagste waarden in een bepaald bereik de relatieve fout bij het aflezen groter wordt. Daarom hebben we bij iedere golflengte getracht, door een aantal punten te verwerpen, een minimum aantal gammaveranderingen over te houden. Voor de golflengten die in de nabijheid van de inversie aan de zijde der hoge golflengten liggen, merken we een verschuiving op bij de on-even spectra ten opzichte van de even spectra. Dit is te verklaren doordat op het einde van een even spectrum de motor die het rooster aandrijft van zin verandert. Bijgevolg heeft hij een zekere tijd nodig om terug zijn nominale snelheid te bereiken in de andere zin. Dus is de lineaire interpolatie die gebruikt werd om de golflengten aan te duiden niet verrechtvaardigd in deze gevallen en veroorzaakt zij er een systematische fout. Voor deze golflengten hebben we bijgevolg alleen de even spectra in aanmerking genomen.

Aldus bekomen we een lijst die ons aangeeft voor elke golflengte welke spectra in aanmerking genomen werden voor de berekening. Door aldus de metingen behept met systematische fouten te verwerpen kunnen we zeggen dat al de gebruikte meetresultaten gelijkwaardig zijn. De best passende rechte door deze punten wordt dan gegeven door de kwadratische afwijking ten opzichte van een rechte met vgl. $\ln I_f = A + B \sec \chi$ minimaal te maken. De waarde van A en B zijn dan gegeven door de betrekkingen (2)

$$A = \frac{\bar{y} \sum x_i^2 - \bar{x} \sum x_i y_i}{\sum (x_i - \bar{x})^2}$$

$$B = \frac{\sum x_i y_i - n \bar{x} \bar{y}}{\sum (x_i - \bar{x})^2}$$

waarin y_i en x_i de gemeten waarden van $\ln I_f$ en de corresponderende $\sec \chi$ voorstellen, en waarin i de nummers van de voor elke golflengte beschouwde spectra zijn. De gemiddelde waarde stellen we voor door \bar{x} der x_i , dus $\bar{x} = \sum x_i / n$ en n het aantal waarden van i die voor de bepaalde golflengte beschouwd werden. Analogewijze is $\bar{y} = \sum y_i / n$.

Bij onze meting is het niet alleen nodig de beste schatting der parameters A en B te bepalen. Het is ook zeer belangrijk een idee te hebben betreffende hun nauwkeurigheid. Dit gebeurt door berekening van de dispersie of middelbare fout op de bepaalde parameters, die trouwens $\ln I_0$ en $-\tau$ voorstellen. Men heeft

$$\sigma \{A\} = \sigma \sqrt{A_x} \quad \text{en} \quad \sigma \{B\} = \sigma \sqrt{B_y}$$

met

$$A_x = \frac{\sum x_i^2}{n \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2}$$

$$B_y = \frac{n}{n \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2}$$

en

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum y_i^2 - A \sum y_i - B \sum x_i y_i}{n - 2}}$$

Men mag aannemen dat de waarschijnlijkheid dat de werkelijke fouten op A en B resp. kleiner zijn dan $\sigma \{A\}$ en $\sigma \{B\}$, 68% bedraagt.

6.4.- De temperatuursmeting

Dank zij het systeem met turbine kunnen we aannemen dat wij werkelijk de temperatuur van de lucht meten. Dit geldt natuurlijk alleen zolang er voldoende lucht aanwezig is om een luchtstroom te veroorzaken. Eens aan het plafond gekomen, is de lucht zo ijl geworden dat de temperatuur van de meetthermistor begint af te wijken van de luchttemperatuur als gevolg van stralingsuitwisseling met de omgeving. Met ons systeem kunnen we dus alleen één profiel van de temperatuur in functie van de hoogte opnemen. In feite bepalen we de juiste plaats en de temperatuur van de tropopause, waaruit we kunnen zien welk atmosfeermodel we eventueel kunnen gebruiken voor de interpretatie. De temperatuurmeting is niet onmisbaar voor de interpretatie aangezien ze door de wet der ideale gassen aan de druk verbonden is. Echter liet de kennis van de temperatuur ons toe interessante verificaties uit te voeren en tevens de schaalhoogte H te bepalen op de hoogte van de schuit. Fig. 39 geeft het bekomen temperatuurprofiel in functie van de druk aan.

6.5.- De drukmeting

Zoals gezegd beschikken we over twee drukmeters. De drukmeter geleverd door de CNES is alleen betrouwbaar voor drukken hoger dan 10 mb. Deze barometer geeft ons dus een profiel van de druk waaruit we de hoogte van de ballon afleiden. De druk aangeduid bij het plafonneren van de ballon was 2,8 mb. We hechten echter meer waarde aan de meting van de precisie drukmeter CEC die een waarde van 3,2 mb. aanduidde. Jammerlijk is juist na het bereiken van de hoogste waarde de modulator van de drukmeter uitgevallen en hebben we geen informatie nopens de verdere evolutie van de druk. De meting van de drukmeter van de CNES mag beschouwd worden als goede aanduidingen in relatieve waarde. Daaruit kunnen we afleiden dat de druk tamelijk vlug gestegen is tot 3,5 mb. Bij het einde van de vlucht is de modulator van de drukmeter weer beginnen te werken en meten we een druk van 3,9 mb. We kunnen dus aannemen dat de druk gedurende gans de vlucht $3,7 \text{ mb} \pm 0,2 \text{ mb}$ is geweest wat voldoende nauwkeurig is voor de interpretatie.

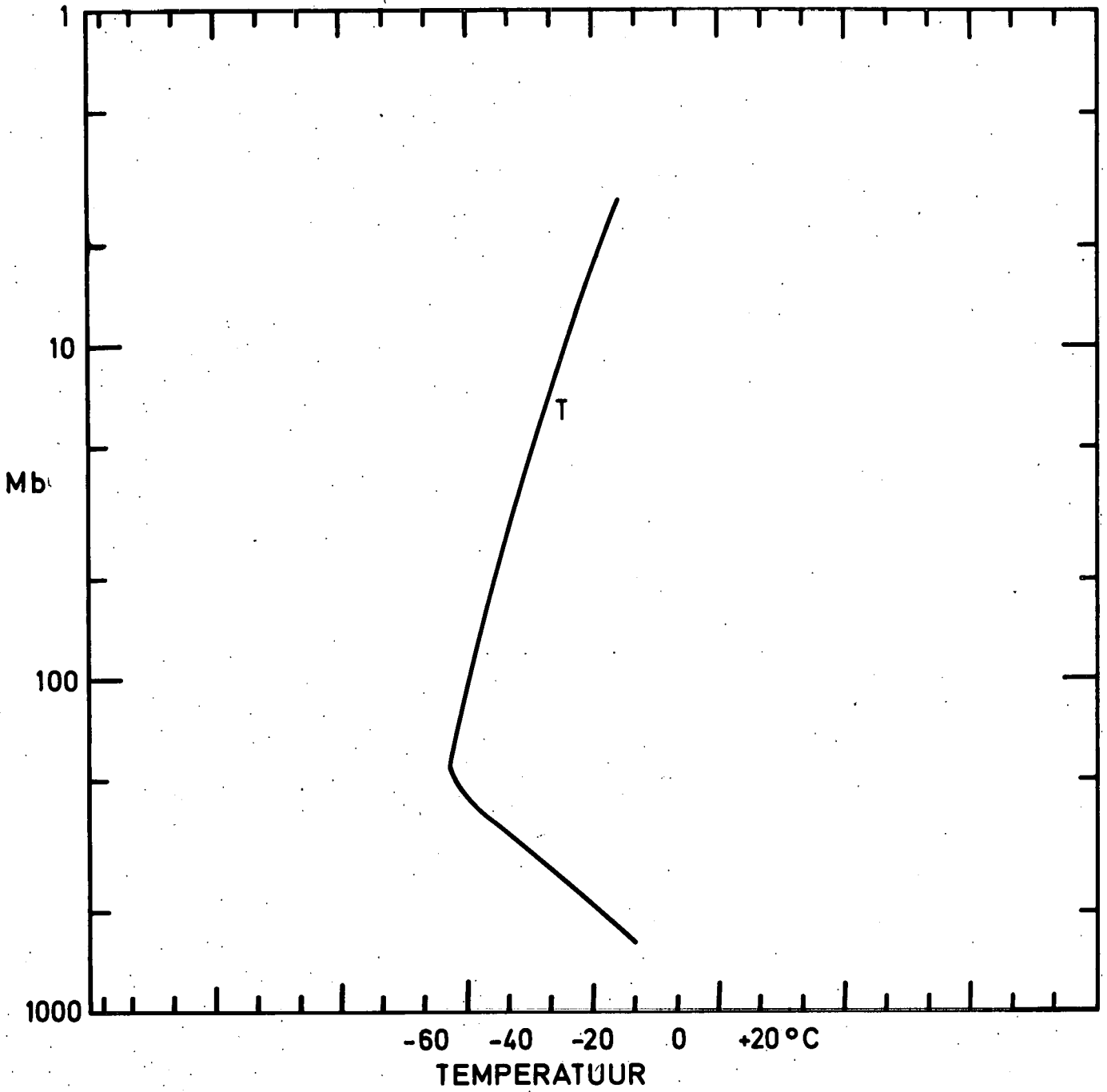


Fig. 39.- Temperatuurprofiel.

6.6.- Tabellen en grafieken met de resultaten

In deze paragraaf werden de grafieken en tabellen samengebracht die het eigenlijk resultaat van de meting vormen. Het is natuurlijk onmogelijk alle grafieken en tabellen hier weer te geven. Daarom werd getracht door enkele karakteristieke grafische voorstellingen samen met de noodzakelijke tabellen een overzicht te geven van de in dit hoofdstuk besproken resultaten. Grafiek 1 en 2 (fig. 40a en 40 b) zijn registraties zoals die opgenomen werden door een potentiometrisch registreertoestel uitgaande van de bandopname. De gevoeligheid is zo geregeld, dat de volle schaal met 5 Volt aan de ingang van de telemetrie overeenkomt. Op de grafiek zien we onderaan de aflezing van de elektrometer en bovenaan de gamma-aanduiding. De twee opnamen gebeuren volledig synchroon zodat voor elk punt onmiddellijk de corresponderende gamma kan worden afgelezen. Het is op deze grafieken dat de aflezing om de twee Å gebeurd is. Onderaan zien we nog de referentiepunten. Bovenaan zien we ook de verdeling in Angström die achteraf in het laboratorium werd aangebracht. Fig. 40a is het gedeelte van het spectrum 49 tussen 1980 en 2200 Å. Op de grafiek 2 (fig. 40b) die behoort tot het spectrum 51 zien we een ijking van de elektrometer, bij de inversie aan de zijde der lange golflengten. De opname is gebeurd van rechts naar links. We zien eerst de nulpuntsverschuiving van de elektrometer die zich instelt met een zekere tijdsconstante. Daarna zien we de twee ijkstromen die in de elektrometer worden gestuurd. Deze ijking geeft ook een idee van de ruis die voorkomt van de elektrometer t.o.v. de ruis die voorkomt van de fotovermenigvuldiger. Fig. 41 en 42 stellen de resultaten van de meting voor, na omrekening naar fotonfluxen. Deze figuur geeft dus het spectrum van de zon zoals het kan waargenomen worden op 3,7 mb. hoogte en dit bij zes verschillende zenithale afstanden. Het zijn de spectra met nummering 40, 50, 60, 70, 80 en 90. Op fig. 41 werden zij afgebeeld voor de golflengten tussen 1900 en 2400 Å ; op de fig. 42 tussen 2700 en 3000 Å. Hierbij werden de waarden om de 10 Å uitgezet en de ordinator interpolleert lineair tussen de meetpunten. Tabel 1 geeft de omgerekende fotonfluxen aan voor het spectrum nr 43 . We zien dat op deze tabellen ook de secans van de zenithale afstand voorkomt. Bij iedere opname van het spectrum hoort een dergelijke tabel.

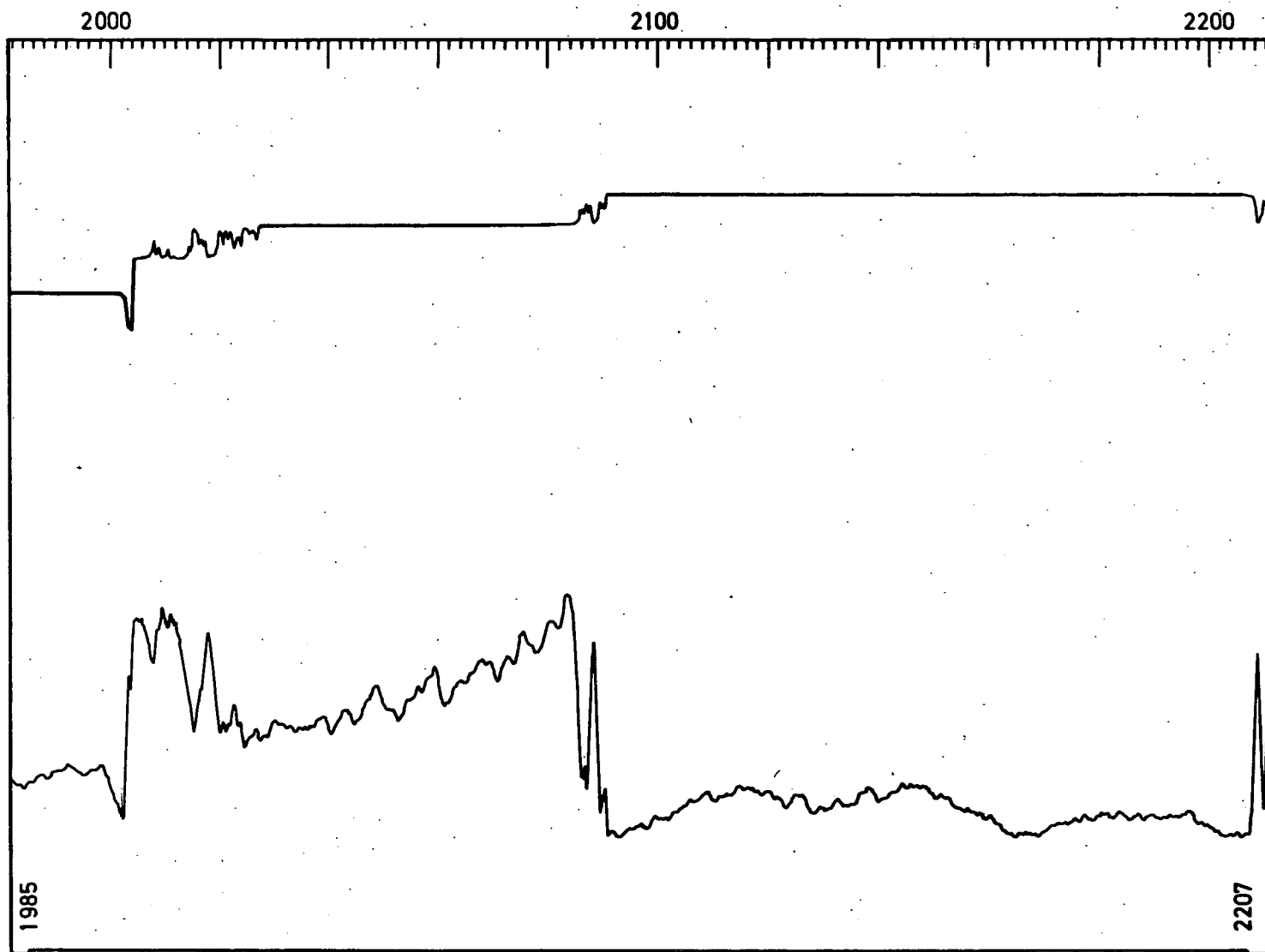


Fig. 40a. ← Opname van een gedeelte van het spectrum nr 49.

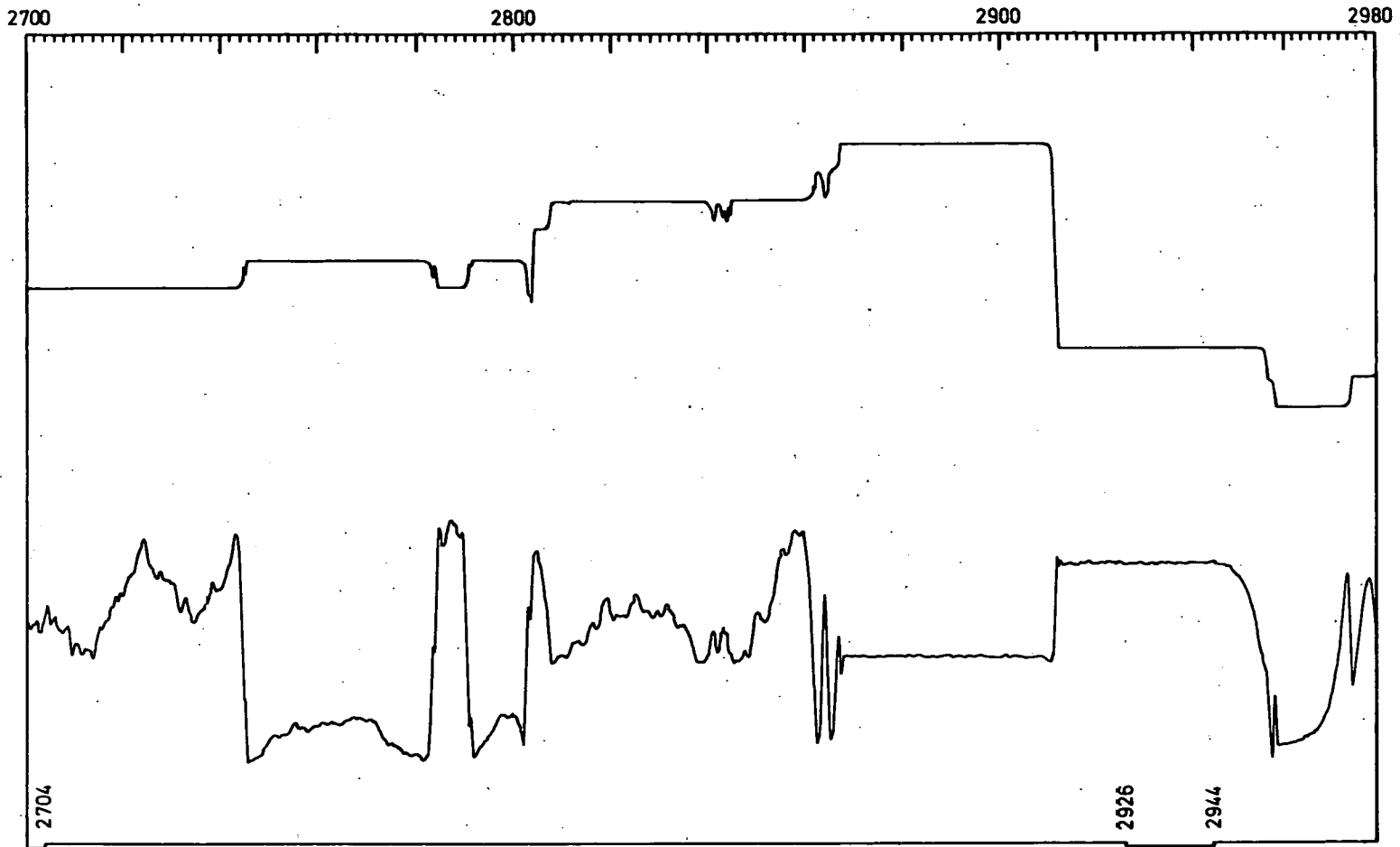


Fig. 40b.- Opname van een gedeelte van het spectrum nr 51 met een ijking van de elektro-
meter.

NUMERO D EXPERIENCE 4692 SPECTRES 40 A 90 ,AVEC PAS DE 10

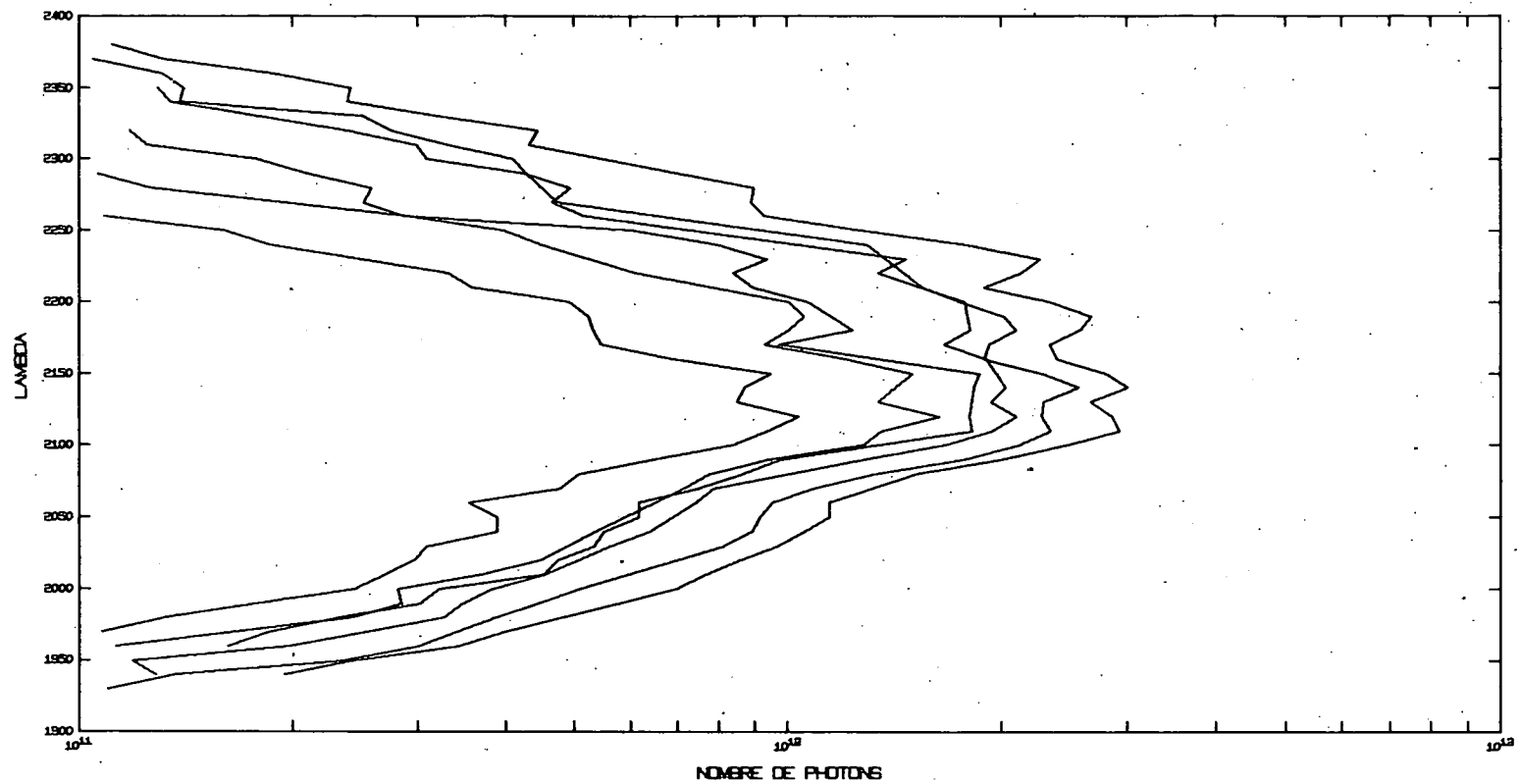


Fig. 41.- Spectra nr 40, 50, 60, 70, 80 en 90 na omrekening naar fotonfluxen voor de golflengten van 1900 tot 2400 Å.

NUMERO D EXPERIENCE 4692 SPECTRES 40 A 90 ,AVEC PAS DE 10

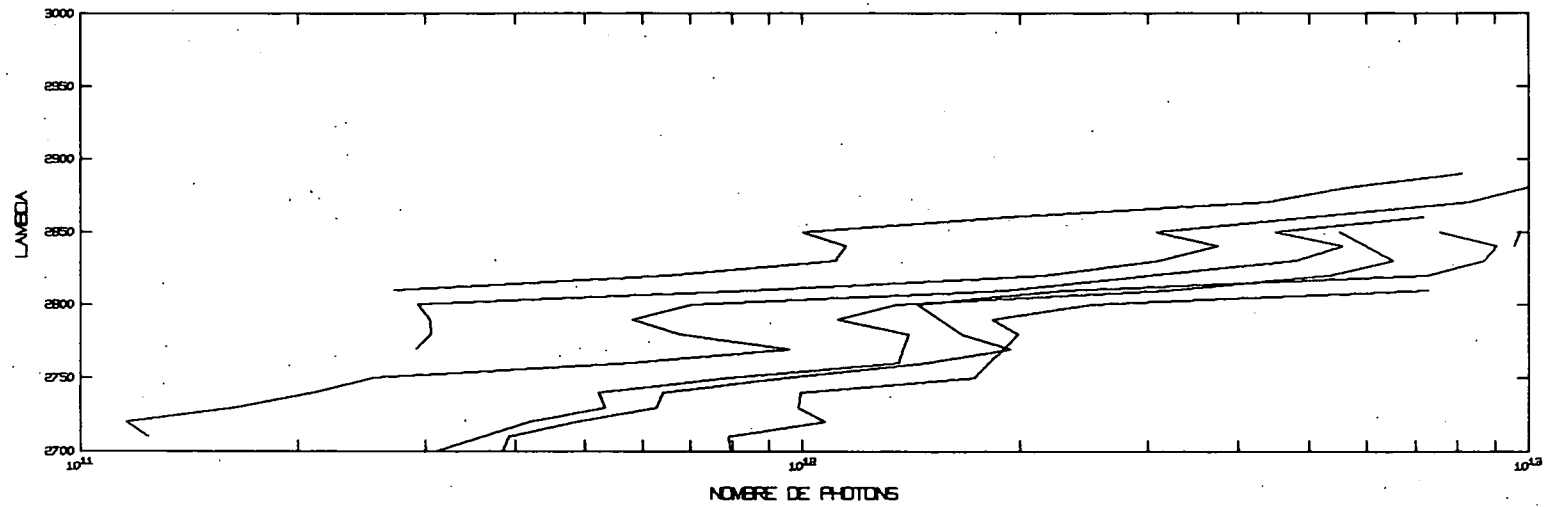


Fig. 42.- Spectra nr 40, 50, 60, 70, 80 en 90 na omrekenen naar fotonfluxen voor de golflengten van 2700 tot 3000 Å.

Uit deze tabellen leidt men dan een reeks tabellen II af die, nu, telkens bij één golflengte de fotonflux aangeeft in funktie van de corresponderende sec χ .

Deze laatste tabellen worden dan tot semilogaritmische grafieken omgezet. Daarvan geven we vijf voorbeelden nl. voor 1990 Å, 2000 Å; 2010 Å, 2080 Å, 2220 Å (fig. 43, 44, 45, 46 en 47). Op deze grafieken is ook telkens de rechte der kleinste kwadratische afwijking getekend.

Tabel III en IV geven de eigenlijke resultaten van de proef weer. In tabel III staan de resultaten voor de golflengten tussen 1900 en 2400 Å in tabel IV van 2700 tot 3000 Å. Deze tabellen bevatten negen kolommen. De eerste kolom geeft de golflengte aan. De tweede kolom het aantal punten dat voor de berekening van I_0 en τ in aanmerking werd genomen. Kolom 3 en 4 bevat I_0 en τ . Kolom 5 geeft de dispersie aan die op de rechten der kleinste kwadraten voorkomt. Kolom 6 en 7 geven de maximum en minimum waarden aan waartussen I_0 met een waarschijnlijkheid van 68% (middelbare fout) ligt. Kolom 8 geeft de waarde aan van de middelbare fout op τ . In de laatste kolom geeft men de nummers aan van de spectra die voor de berekeningen in aanmerking werden genomen. De waarden van I_p en τ werden in grafiek gezet in funktie van de golflengte in fig. 48, 49, 50 en 51. Deze resultaten worden in het volgend hoofdstuk besproken. In fig. 52 vindt men het verloop van de druk in funktie van de tijd en de temperatuur in funktie van de druk. Hier hebben we dus het drukprofiel en het temperatuurprofiel dat gedurende de stijging van de ballon werd opgenomen.

TABEL 1.- Gemeten stromen voor spectrum 43

SPECTRE 43		PRESSION=3.50		NUMERO D'EXPERIENCE 4692		TU BALLON 12H 26MIN		HAUTEUR 56D 56MIN		SEC CHI 1.193	
LAMBDA	PHOTONS	LAMBDA	PHOTONS	LAMBDA	PHOTONS	LAMBDA	PHOTONS	LAMBDA	PHOTONS	LAMBDA	PHOTONS
1830		2070	1.11E 12	2310	3.37E 11	2550	1.03E 10	2790	1.71E 12		
1840	7.32E 09	2080	1.16E 12	2320	2.43E 11	2560	3.14E 10	2800			
1850		2090	1.57E 12	2330	1.51E 11	2570	2.01E 10	2810	7.51E 12		
1860	3.29E 09	2100	2.09E 12	2340	1.52E 11	2580	1.67E 10	2820	9.53E 12		
1870	7.60E 09	2110	2.43E 12	2350	1.26E 11	2590	1.54E 10	2830	1.01E 13		
1880	1.85E 10	2120	2.55E 12	2360	1.13E 11	2600	1.29E 10	2840	7.48E 12		
1890	3.58E 10	2130	2.26E 12	2370	1.03E 11	2610	1.73E 10	2850	9.50E 12		
1900	3.01E 10	2140	2.50E 12	2380	7.59E 10	2620	3.16E 10	2860	1.64E 13		
1910	6.71E 10	2150	2.48E 12	2390	5.84E 10	2630	5.00E 10	2870	1.89E 13		
1920	6.31E 10	2160	2.08E 12	2400	4.06E 10	2640	1.07E 11	2880	2.26E 13		
1930	8.47E 10	2170	1.84E 12	2410	3.47E 10	2650	1.53E 11	2890	3.28E 13		
1940		2180	2.09E 12	2420	3.06E 10	2660	1.65E 11	2900			
1950	2.01E 11	2190	2.08E 12	2430	3.00E 10	2670	2.57E 11	2910			
1960	3.20E 11	2200	2.05E 12	2440	2.10E 10	2680	3.07E 11	2920			
1970	3.37E 11	2210	1.61E 12	2450	1.13E 10	2690	3.93E 11	2930			
1980	4.14E 11	2220	1.60E 12	2460	9.96E 09	2700	5.37E 11	2940			
1990	3.92E 11	2230	1.24E 12	2470	9.78E 09	2710	5.60E 11	2950			
2000		2240		2480	7.61E 09	2720	6.37E 11	2960			
2010	6.70E 11	2250	1.09E 12	2490	1.11E 10	2730		2970			
2020	7.01E 11	2260		2500	1.00E 10	2740		2980			
2030	7.84E 11	2270		2510		2750		2990			
2040	9.11E 11	2280		2520		2760	2.19E 12	3000			
2050	9.50E 11	2290	4.76E 11	2530	4.84E 09	2770	1.86E 12				
2060	1.00E 12	2300	3.97E 11	2540	4.94E 09	2780	1.50E 12				

TABEL 2.- Gemeten stromen bij $\lambda = 2040 \text{ \AA}$

Spectrum	I foton	Sec. Chi
41	1.02E 12	1.19E 00
42	9.90E 11	1.19E 00
43	9.11E 11	1.19E 00
44	9.59E 11	1.20E 00
45	9.99E 11	1.20E 00
46	9.66E 11	1.20E 00
47	9.53E 11	1.21E 00
48	9.01E 11	1.21E 00
49	8.46E 11	1.22E 00
50	8.91E 11	1.22E 00
51	8.09E 11	1.23E 00
52	8.16E 11	1.23E 00
53		
54		
55		
56	6.32E 11	1.26E 00
57		
58	6.42E 11	1.28E 00
59	6.83E 11	1.29E 00
60	6.39E 11	1.30E 00
61	7.20E 11	1.31E 00
62	6.33E 11	1.33E 00
63	6.89E 11	1.34E 00
64	6.16E 11	1.35E 00
65	6.00E 11	1.37E 00
66	6.22E 11	1.38E 00
67	4.28E 11	1.40E 00
68	5.83E 11	1.41E 00
69	6.55E 11	1.43E 00
70	5.50E 11	1.45E 00
71	6.07E 11	1.47E 00
72	6.36E 11	1.48E 00
73	6.14E 11	1.51E 00
74	6.03E 11	1.53E 00
75	6.03E 11	1.55E 00
76	6.42E 11	1.58E 00
77	5.70E 11	1.61E 00
78	5.12E 11	1.62E 00
79		
80	5.34E 11	1.68E 00
81	5.39E 11	1.72E 00
82	4.86E 11	1.75E 00
83	5.63E 11	1.80E 00
84	4.76E 11	1.82E 00
85	4.96E 11	1.87E 00
86		
87	4.92E 11	1.96E 00
88	4.47E 11	2.00E 00
89	3.82E 11	2.06E 00
90	3.89E 11	2.11E 00

TABEL 3.- Resultaten voor het spectraal gedeelte van 1900 tot 2400 Å

LAMBDA	N	IO	TAU	NUMERO D EXPERIENCE			04692			LIM. SPEC. VARIABLES						
				SIGMA	I MAX	I MIN	ERREUR	TAU	SPECTRES							
		1.47			1.47	1.4700										
1900	19	0.250E	12	0.196E	01	0.190E	00	0.776E	12	0.810E	11	0.887E	00	46	A 65	, 1
1910	18	0.982E	13	0.452E	01	0.303E	00	0.645E	14	0.149E	13	0.147E	01	47	A 65	, 1
1920	18	0.120E	12	0.991E	00	0.182E	00	0.374E	12	0.387E	11	0.889E	00	47	A 65	, 1
1930	22	0.835E	11	0.749E	00	0.150E	00	0.128E	12	0.541E	11	0.308E	00	54	A 77	, 1
1940	27	0.273E	13	0.275E	01	0.165E	00	0.399E	13	0.187E	13	0.275E	00	50	A 77	, 1
1950	32	0.709E	12	0.154E	01	0.137E	00	0.875E	12	0.575E	12	0.145E	00	51	A 83	, 1
1960	28	0.748E	12	0.125E	01	0.114E	00	0.916E	12	0.611E	12	0.139E	00	54	A 83	, 1
1970	45	0.769E	12	0.107E	01	0.140E	00	0.867E	12	0.683E	12	0.811E	-01	41	A 90	, 1
1980	32	0.742E	12	0.959E	00	0.103E	00	0.881E	12	0.624E	12	0.122E	00	49	A 81	, 1
1990	36	0.753E	12	0.851E	00	0.956E	-01	0.861E	12	0.658E	12	0.939E	-01	48	A 83	, 1
2000	36	0.760E	12	0.770E	00	0.860E	-01	0.858E	12	0.674E	12	0.846E	-01	48	A 83	, 1
2010	38	0.771E	12	0.657E	00	0.655E	-01	0.822E	12	0.722E	12	0.421E	-01	51	A 90	, 1
2020	35	0.845E	12	0.648E	00	0.744E	-01	0.912E	12	0.782E	12	0.497E	-01	53	A 90	, 1
2030	35	0.837E	12	0.588E	00	0.112E	00	0.944E	12	0.743E	12	0.767E	-01	54	A 90	, 1
2040	32	0.891E	12	0.539E	00	0.981E	-01	0.998E	12	0.796E	12	0.714E	-01	56	A 90	, 1
2050	31	0.106E	13	0.589E	00	0.757E	-01	0.116E	13	0.972E	12	0.566E	-01	58	A 90	, 1
2060	28	0.119E	13	0.650E	00	0.840E	-01	0.132E	13	0.107E	13	0.662E	-01	59	A 90	, 1
2070	27	0.136E	13	0.671E	00	0.699E	-01	0.150E	13	0.124E	13	0.583E	-01	62	A 90	, 1
2080	19	0.180E	13	0.756E	00	0.769E	-01	0.208E	13	0.155E	13	0.850E	-01	69	A 90	, 1
2090	37	0.272E	13	0.879E	00	0.992E	-01	0.297E	13	0.250E	13	0.537E	-01	51	A 93	, 1
2100	23	0.390E	13	0.934E	00	0.102E	00	0.469E	13	0.324E	13	0.124E	00	56	A 83	, 1
2110	26	0.423E	13	0.863E	00	0.519E	-01	0.456E	13	0.393E	13	0.498E	-01	51	A 85	, 1
2120	30	0.424E	13	0.815E	00	0.804E	-01	0.475E	13	0.378E	13	0.772E	-01	52	A 85	, 1
2130	23	0.405E	13	0.849E	00	0.617E	-01	0.446E	13	0.367E	13	0.647E	-01	54	A 85	, 1
2140	28	0.525E	13	0.100E	01	0.602E	-01	0.570E	13	0.483E	13	0.563E	-01	51	A 85	, 1
2150	20	0.656E	13	0.112E	01	0.604E	-01	0.735E	13	0.585E	13	0.737E	-01	61	A 85	, 1
2160	23	0.577E	13	0.116E	01	0.737E	-01	0.651E	13	0.511E	13	0.790E	-01	57	A 85	, 1
2170	29	0.530E	13	0.123E	01	0.932E	-01	0.607E	13	0.462E	13	0.912E	-01	54	A 85	, 1
2180	29	0.739E	13	0.140E	01	0.762E	-01	0.826E	13	0.661E	13	0.739E	-01	51	A 85	, 1
2190	30	0.808E	13	0.145E	01	0.783E	-01	0.902E	13	0.724E	13	0.740E	-01	51	A 85	, 1
2200	32	0.832E	13	0.152E	01	0.966E	-01	0.950E	13	0.729E	13	0.912E	-01	48	A 85	, 1
2210	36	0.916E	13	0.180E	01	0.134E	00	0.107E	14	0.777E	13	0.116E	00	41	A 85	, 1
2220	31	0.107E	14	0.193E	01	0.919E	-01	0.121E	14	0.945E	13	0.870E	-01	51	A 85	, 1
2230	32	0.165E	14	0.220E	01	0.933E	-01	0.187E	14	0.145E	14	0.868E	-01	51	A 85	, 1
2240	34	0.110E	14	0.205E	01	0.103E	00	0.126E	14	0.967E	13	0.903E	-01	48	A 85	, 1
2250	23	0.106E	14	0.224E	01	0.114E	00	0.136E	14	0.823E	13	0.167E	00	61	A 83	, 1
2260	35	0.759E	13	0.237E	01	0.157E	00	0.936E	13	0.616E	13	0.142E	00	51	A 85	, 1
2270	25	0.150E	14	0.297E	01	0.149E	00	0.192E	14	0.117E	14	0.165E	00	57	A 85	, 1
2280	37	0.224E	14	0.330E	01	0.129E	00	0.264E	14	0.190E	14	0.111E	00	48	A 85	, 1
2290	33	0.262E	14	0.362E	01	0.176E	00	0.378E	14	0.181E	14	0.276E	00	43	A 76	, 1
2300	39	0.225E	14	0.363E	01	0.192E	00	0.292E	14	0.174E	14	0.166E	00	43	A 82	, 1
2310	37	0.390E	14	0.419E	01	0.157E	00	0.505E	14	0.302E	14	0.189E	00	43	A 79	, 1
2320	34	0.335E	14	0.426E	01	0.181E	00	0.483E	14	0.232E	14	0.274E	00	43	A 76	, 1
2330	30	0.210E	14	0.415E	01	0.236E	00	0.400E	14	0.111E	14	0.492E	00	43	A 72	, 1
2340	30	0.335E	14	0.474E	01	0.189E	00	0.561E	14	0.200E	14	0.395E	00	43	A 72	, 1
2350	28	0.151E	14	0.419E	01	0.185E	00	0.255E	14	0.897E	13	0.402E	00	43	A 72	, 1
2360	27	0.355E	14	0.502E	01	0.197E	00	0.668E	14	0.189E	14	0.489E	00	43	A 70	, 1
2370	26	0.979E	13	0.420E	01	0.233E	00	0.236E	14	0.405E	13	0.691E	00	43	A 68	, 1
2380	23	0.213E	15	0.687E	01	0.285E	00	0.609E	15	0.750E	14	0.808E	00	43	A 70	, 1
2390	21	0.682E	12	0.254E	01	0.264E	00	0.252E	13	0.184E	12	0.102E	01	43	A 66	, 1
2400	22	0.128E	13	0.317E	01	0.260E	00	0.492E	13	0.336E	12	0.106E	01	43	A 65	, 1

TABEL 4.- Resultaten voor het spectraal gedeelte van 2700 tot 3000 Å

											PAGE				
											1				
LAMDA	N	IO		TAU	NUMERO D EXPERIENCE			04692	LIM. SPEC. VARIABLES						
		1.47			SIGMA	I MAX	I MIN	ERREUR	TAU	SPECTRES					
						1.47	1.4700								
2700	0	0.680E	00	0.000E	00	0.493E	02	0.884E	08	0.535E-08	0.000E	00	52 A 66 , 2		
2710	0	0.680E	00	0.000E	00	0.556E	02	0.812E	08	0.569E-08	0.000E	00	52 A 72 , 2		
2720	11	0.494E	15	0.589E	01	0.166E	00	0.966E	15	0.253E	15	0.503E	00	48 A 74 , 2	
2730	0	0.680E	00	0.000E	00	0.569E	02	0.122E	09	0.379E-08	0.000E	00	50 A 68 , 2		
2740	12	0.115E	15	0.454E	01	0.177E	00	0.233E	15	0.567E	14	0.523E	00	50 A 74 , 2	
2750	16	0.277E	15	0.484E	01	0.188E	00	0.471E	15	0.163E	15	0.393E	00	44 A 76 , 2	
2760	12	0.105E	15	0.375E	01	0.128E	00	0.175E	15	0.631E	14	0.377E	00	50 A 74 , 2	
2770	12	0.121E	15	0.367E	01	0.808E-01	0.173E	15	0.846E	14	0.276E	00	44 A 70 , 2		
2780	14	0.172E	15	0.401E	01	0.104E	00	0.236E	15	0.126E	15	0.233E	00	44 A 76 , 2	
2790	16	0.722E	14	0.355E	01	0.122E	00	0.948E	14	0.549E	14	0.196E	00	44 A 80 , 2	
2800	17	0.350E	15	0.455E	01	0.287E	00	0.595E	15	0.206E	15	0.359E	00	50 A 86 , 2	
2810	22	0.108E	15	0.302E	01	0.249E	00	0.148E	15	0.786E	14	0.217E	00	42 A 88 , 2	
2820	20	0.185E	15	0.297E	01	0.130E	00	0.235E	15	0.146E	15	0.170E	00	42 A 82 , 2	
2830	23	0.107E	15	0.236E	01	0.977E-01	0.121E	15	0.949E	14	0.845E-01	0.000E	00	42 A 88 , 2	
2840	21	0.875E	14	0.215E	01	0.959E-01	0.984E	14	0.778E	14	0.763E-01	0.000E	00	42 A 90 , 2	
2850	13	0.420E	14	0.180E	01	0.736E-01	0.509E	14	0.346E	14	0.126E	00	60 A 84 , 2		
2860	18	0.894E	14	0.193E	01	0.150E	00	0.113E	15	0.705E	14	0.154E	00	52 A 88 , 2	
2870	22	0.793E	14	0.155E	01	0.852E-01	0.876E	14	0.717E	14	0.660E-01	0.000E	00	42 A 90 , 2	
2880	15	0.620E	14	0.130E	01	0.725E-01	0.701E	14	0.548E	14	0.800E-01	0.000E	00	52 A 88 , 2	
2890	14	0.126E	15	0.144E	01	0.111E	00	0.162E	15	0.986E	14	0.159E	00	60 A 86 , 2	
2900	22	0.114E	15	0.112E	01	0.108E	00	0.129E	15	0.101E	15	0.832E-01	0.000E	00	42 A 90 , 2
2910	21	0.917E	14	0.886E	00	0.815E-01	0.100E	15	0.833E	14	0.642E-01	0.000E	00	42 A 90 , 2	
2920	20	0.867E	14	0.830E	00	0.843E-01	0.957E	14	0.785E	14	0.667E-01	0.000E	00	42 A 90 , 2	
2930	21	0.886E	14	0.788E	00	0.856E-01	0.980E	14	0.802E	14	0.674E-01	0.000E	00	42 A 90 , 2	
2940	21	0.727E	14	0.591E	00	0.722E-01	0.792E	14	0.668E	14	0.570E-01	0.000E	00	42 A 90 , 2	
2950	21	0.742E	14	0.521E	00	0.877E-01	0.825E	14	0.668E	14	0.710E-01	0.000E	00	42 A 90 , 2	
2960	20	0.617E	14	0.367E	00	0.100E	00	0.698E	14	0.546E	14	0.833E-01	0.000E	00	42 A 90 , 2
2970	18	0.702E	14	0.417E	00	0.787E-01	0.773E	14	0.637E	14	0.664E-01	0.000E	00	42 A 90 , 2	
2980	17	0.668E	14	0.344E	00	0.817E-01	0.740E	14	0.603E	14	0.696E-01	0.000E	00	42 A 90 , 2	
2990	0	0.680E	00	0.000E	00	0.000E	00	0.680E	00	0.680E	00	0.000E	00	42 A 90 , 2	
3000	0	0.680E	00	0.000E	00	0.000E	00	0.680E	00	0.680E	00	0.000E	00	42 A 90 , 2	

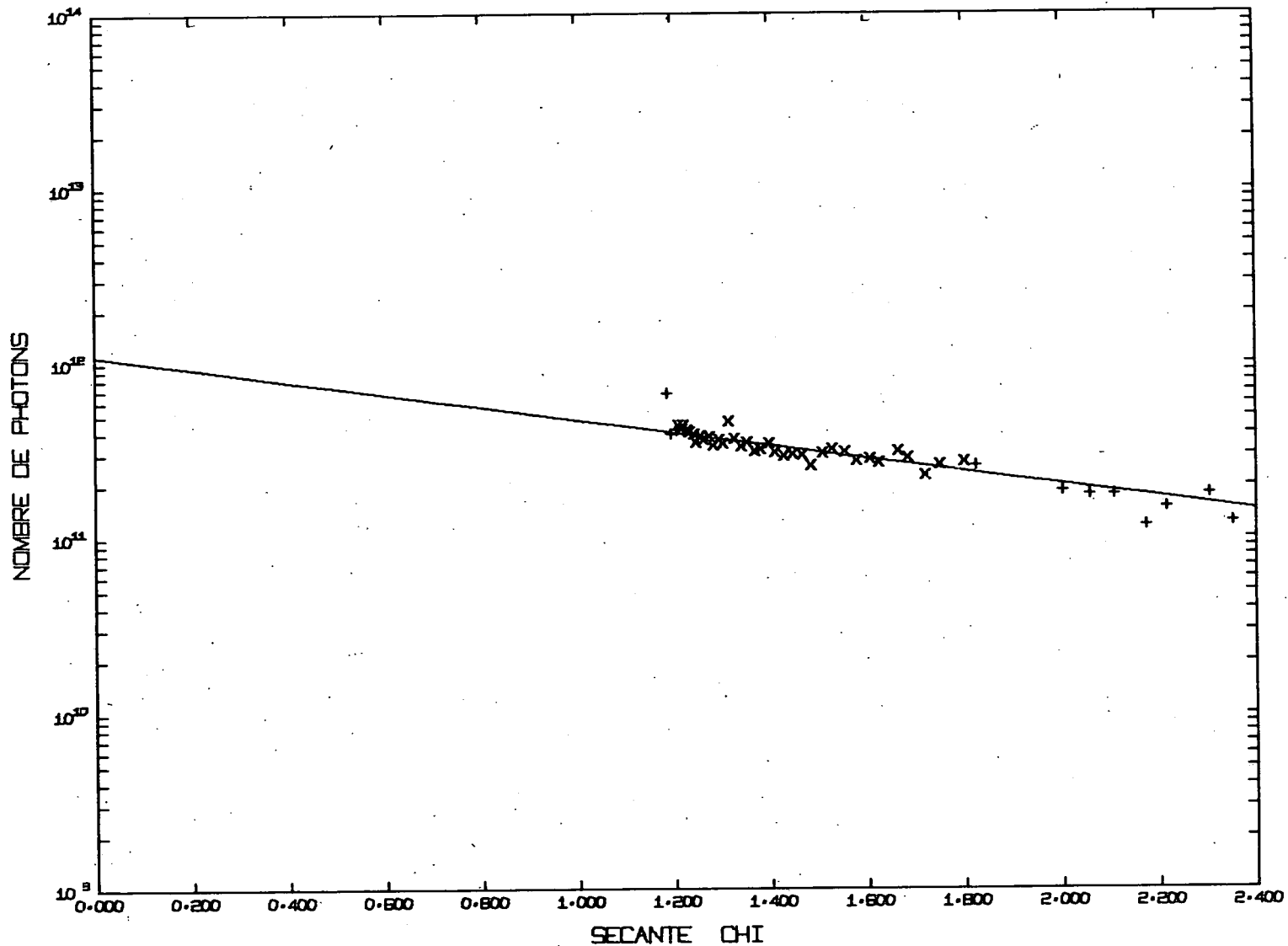


Fig. 43.- Gemeten intensiteiten in functie van secans χ bij 1990 Å

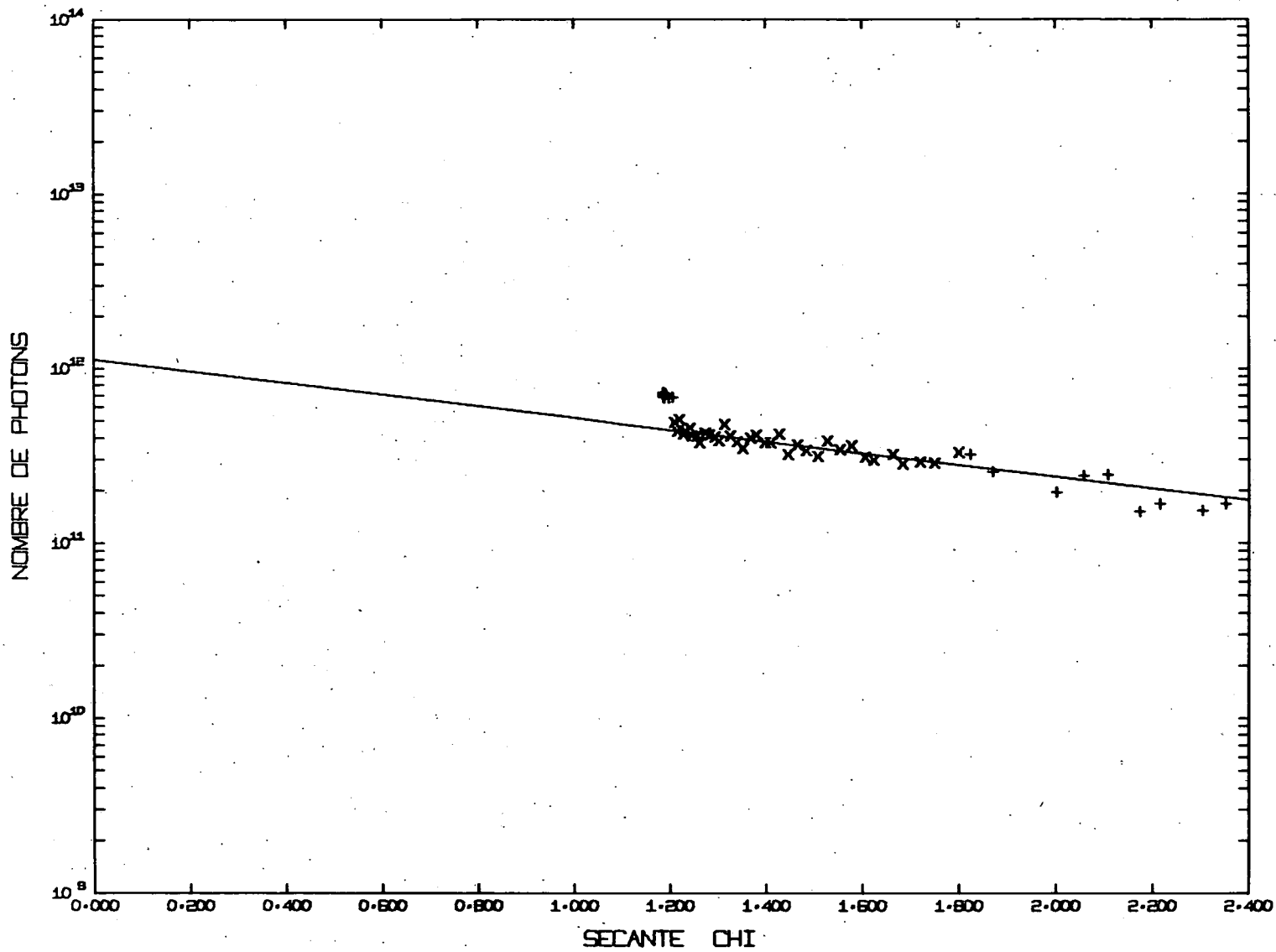


Fig. 44.- Gemeten intensiteiten in functie van secans χ bij 2000 Å.

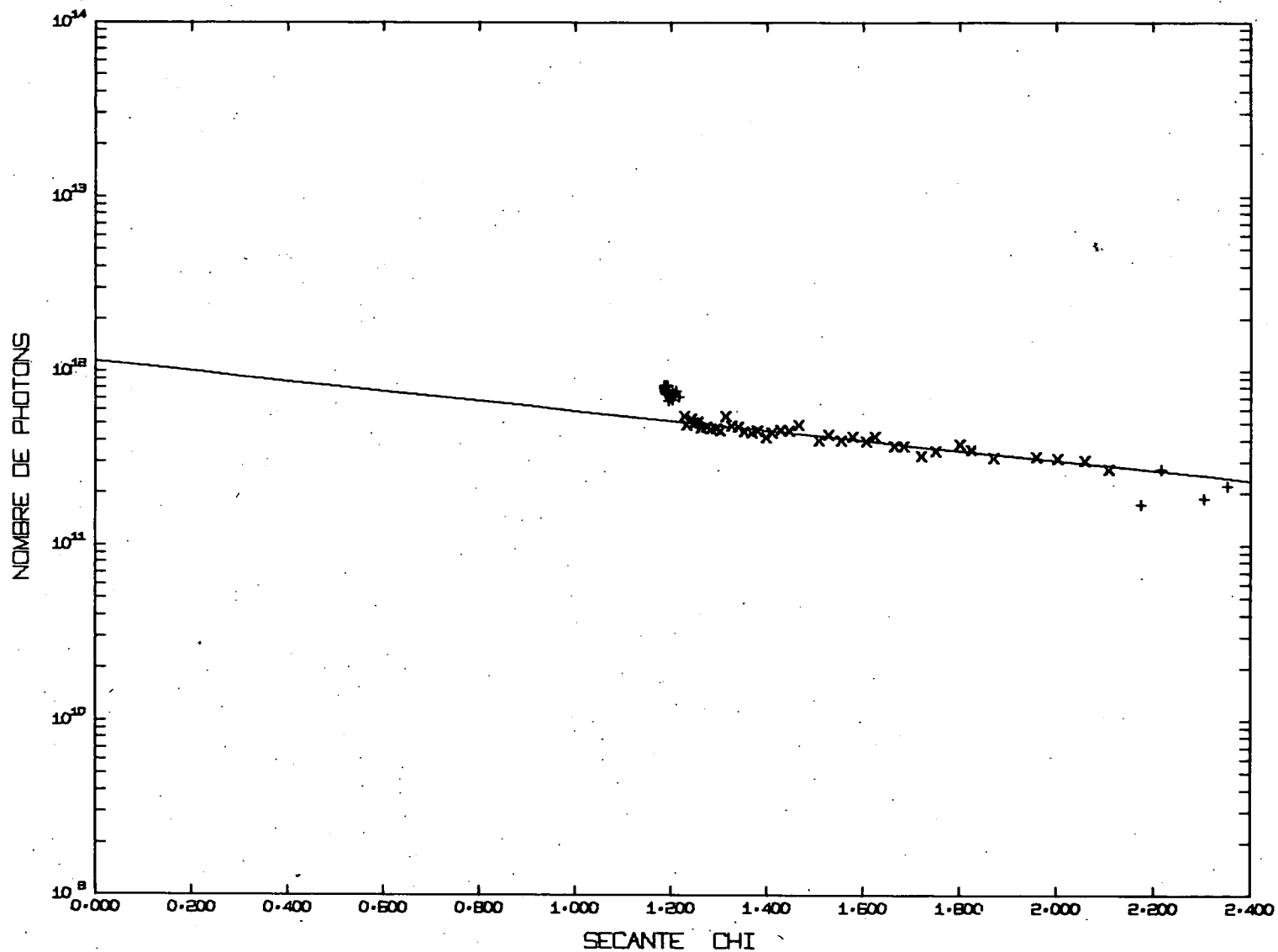


Fig. 45.- Intensiteiten in functie van secans χ bij 2010 Å

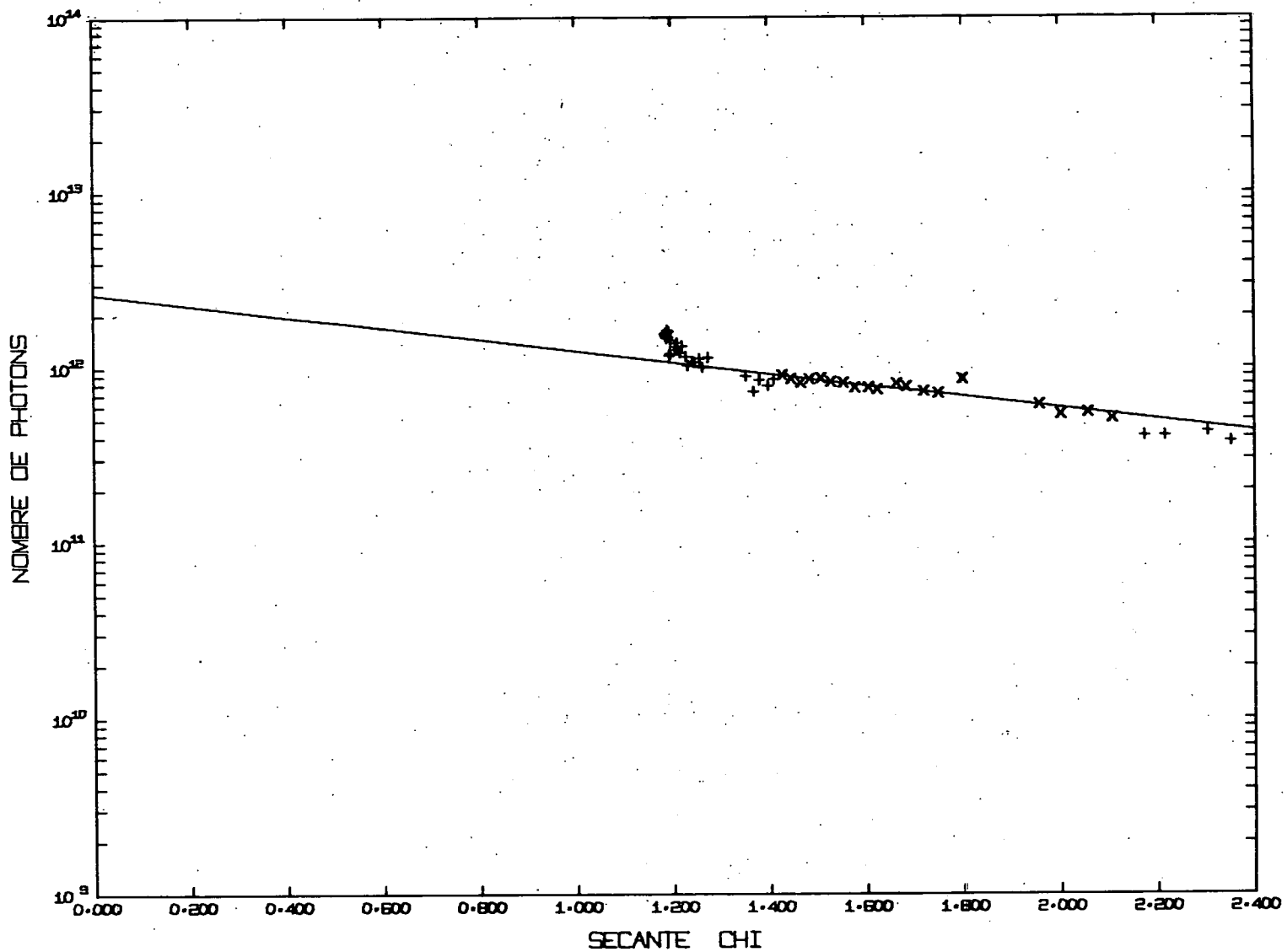


Fig. 46.- Gemeten intensiteiten in functie van secans χ bij 2080 Å.

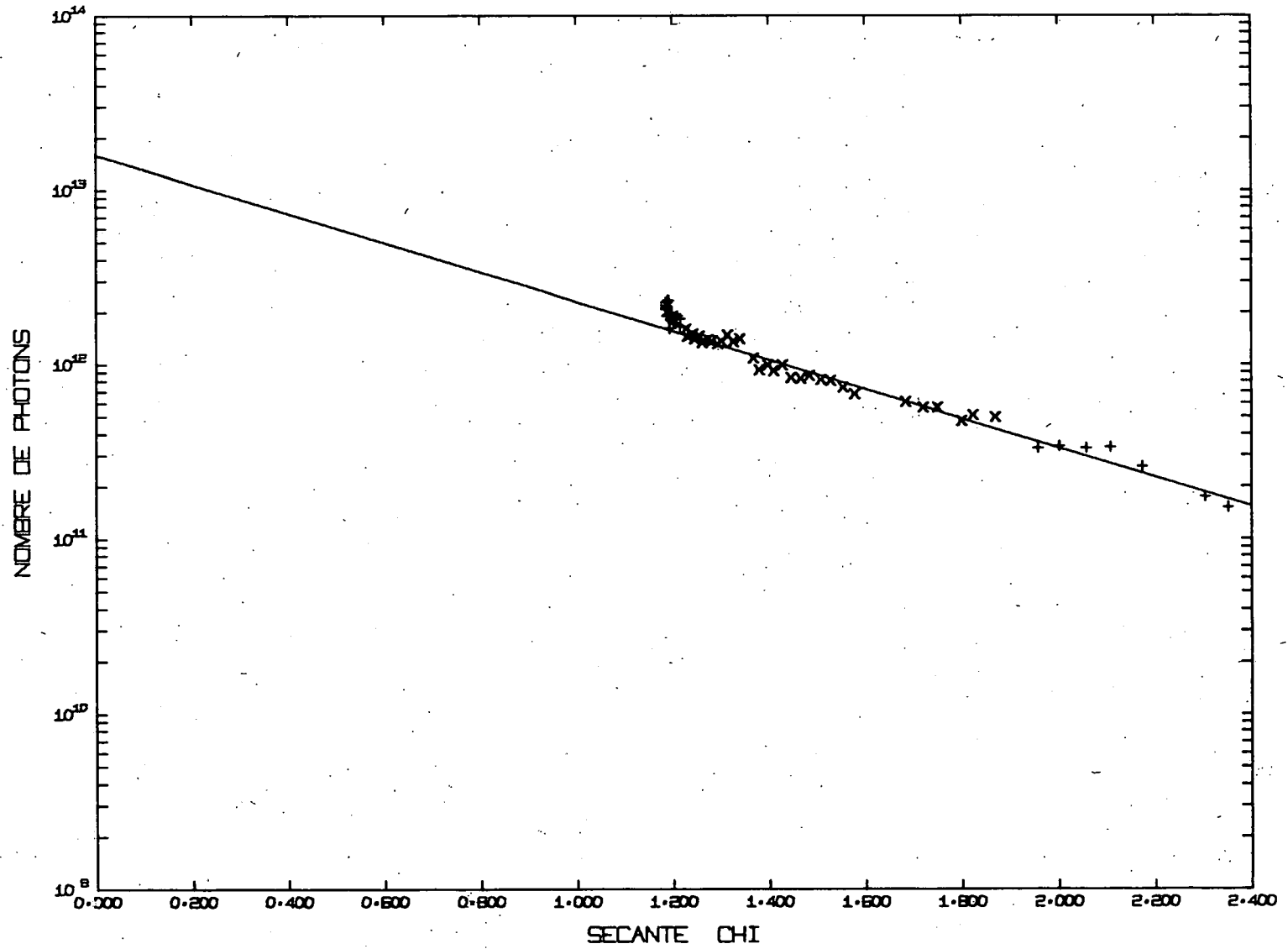


Fig. 47.- Gemeten intensiteiten in functie van secans χ bij 2220 Å.

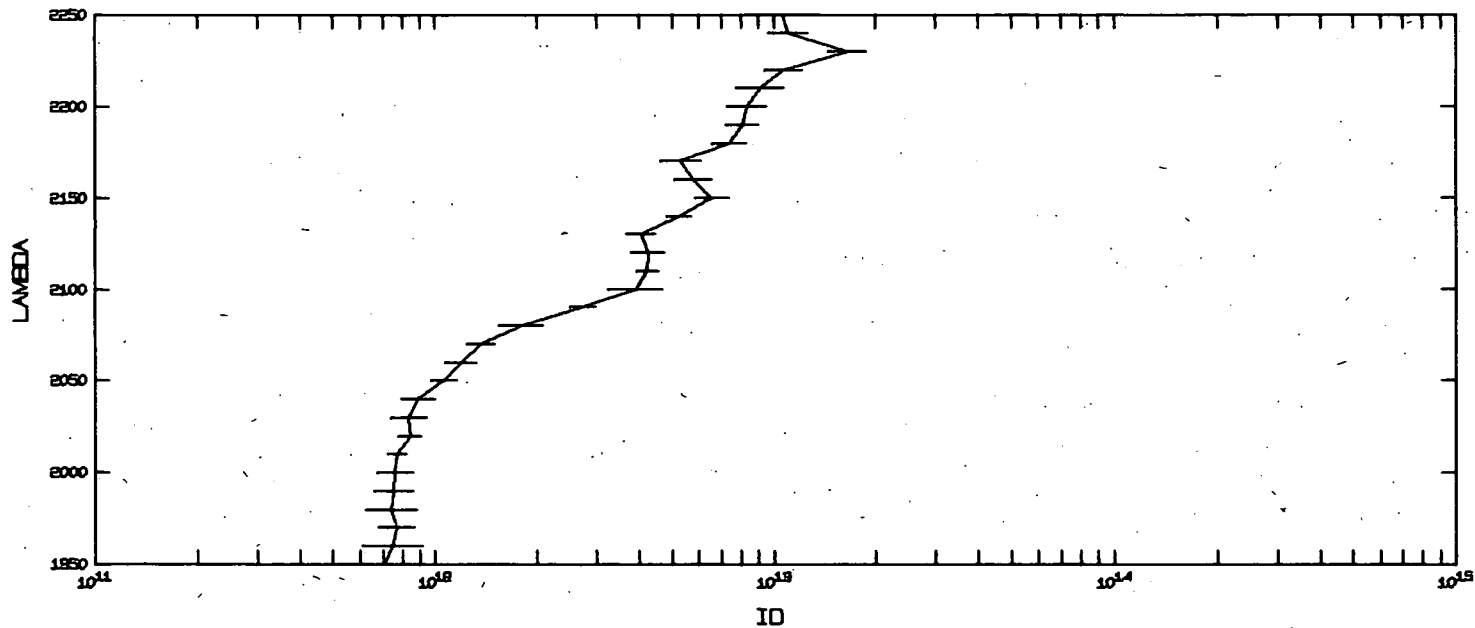


Fig. 48. - I_0 voor golflengten van 1950 tot 2250 Å.

NUMERO D EXPERIENCE 04692

LIM. SPEC. VARIABLES

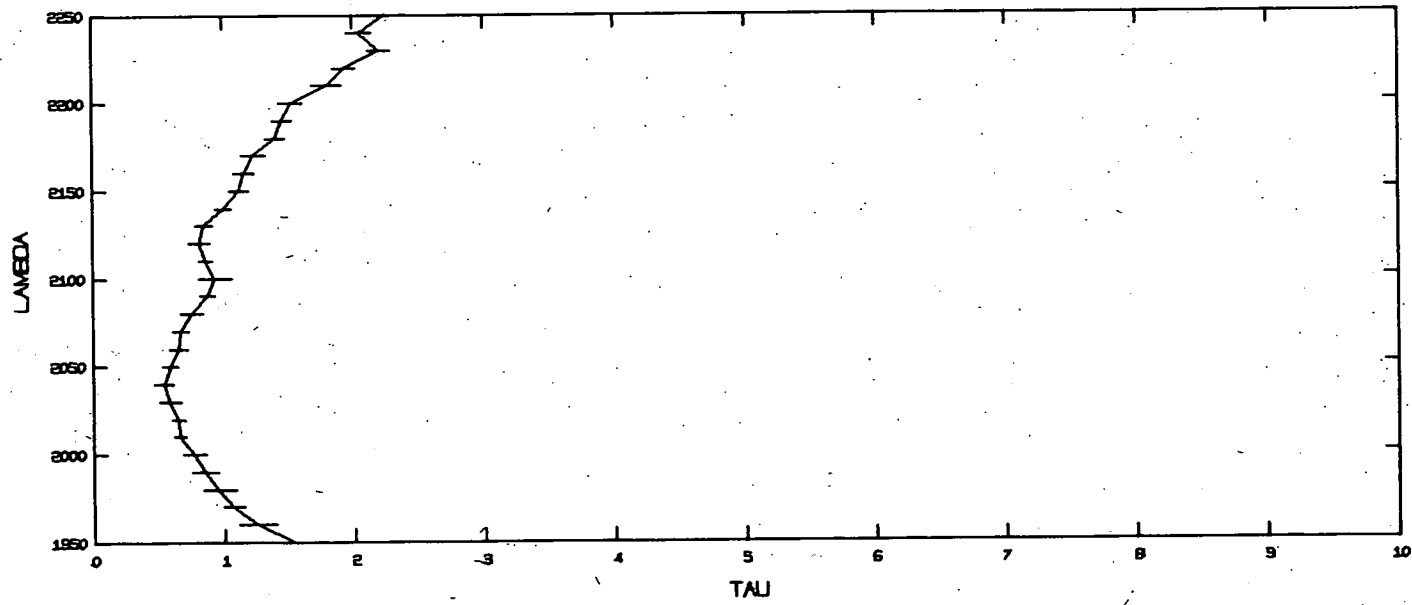


Fig. 49. - τ voor golflengten van 1950 tot 2250 Å.

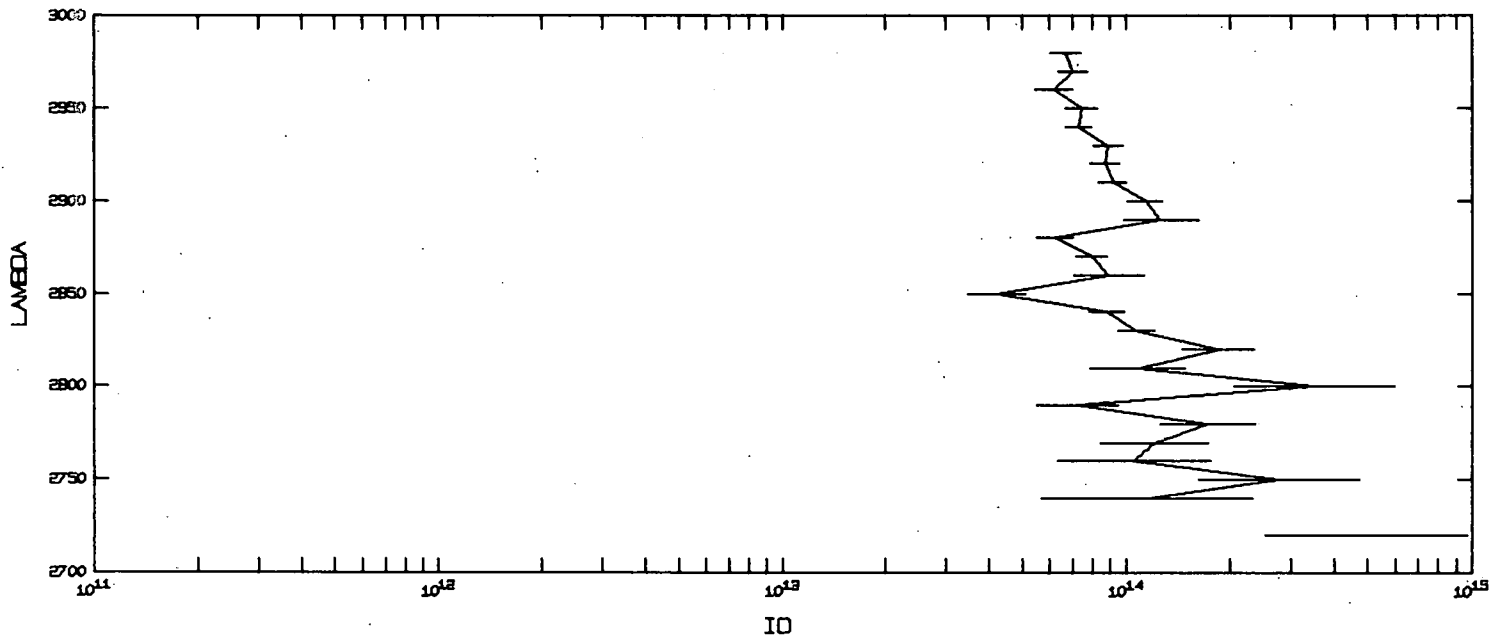


Fig. 50.- I_0 voor golflengten van 2700 tot 3000 Å.

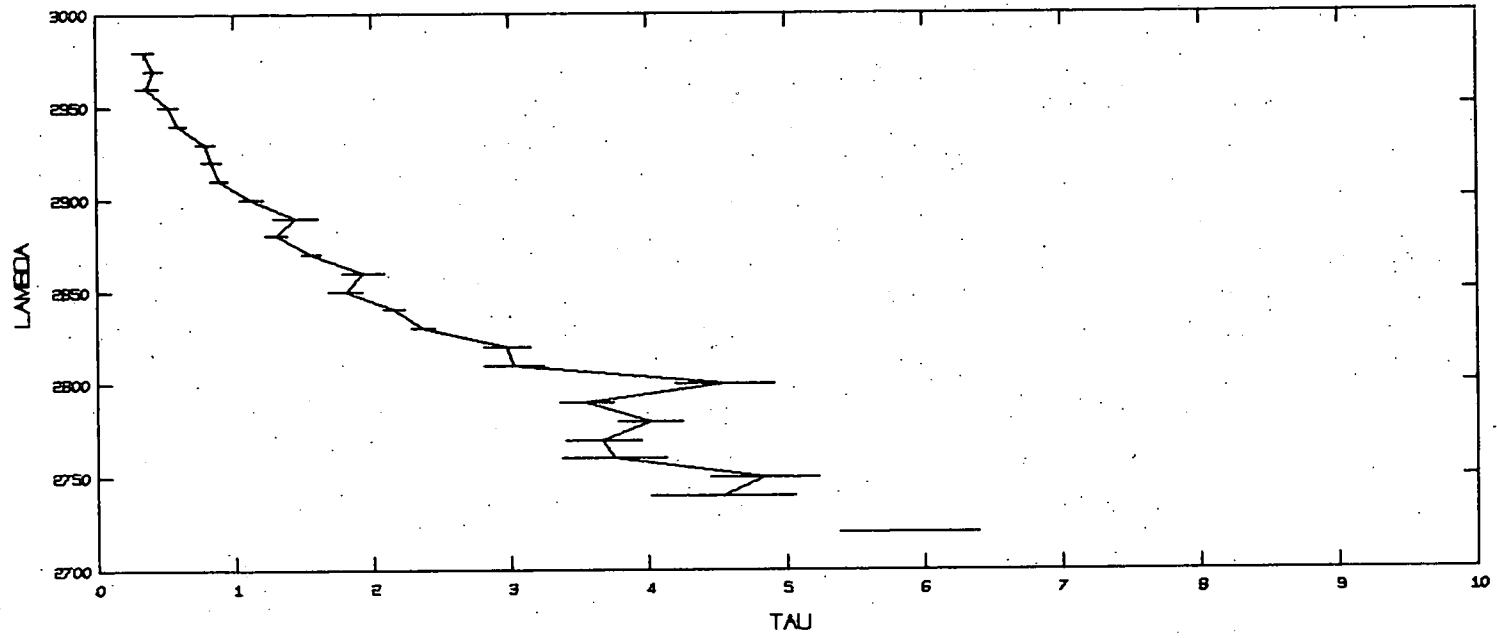


Fig. 51.- τ voor golflengten van 2700 tot 3000 Å.

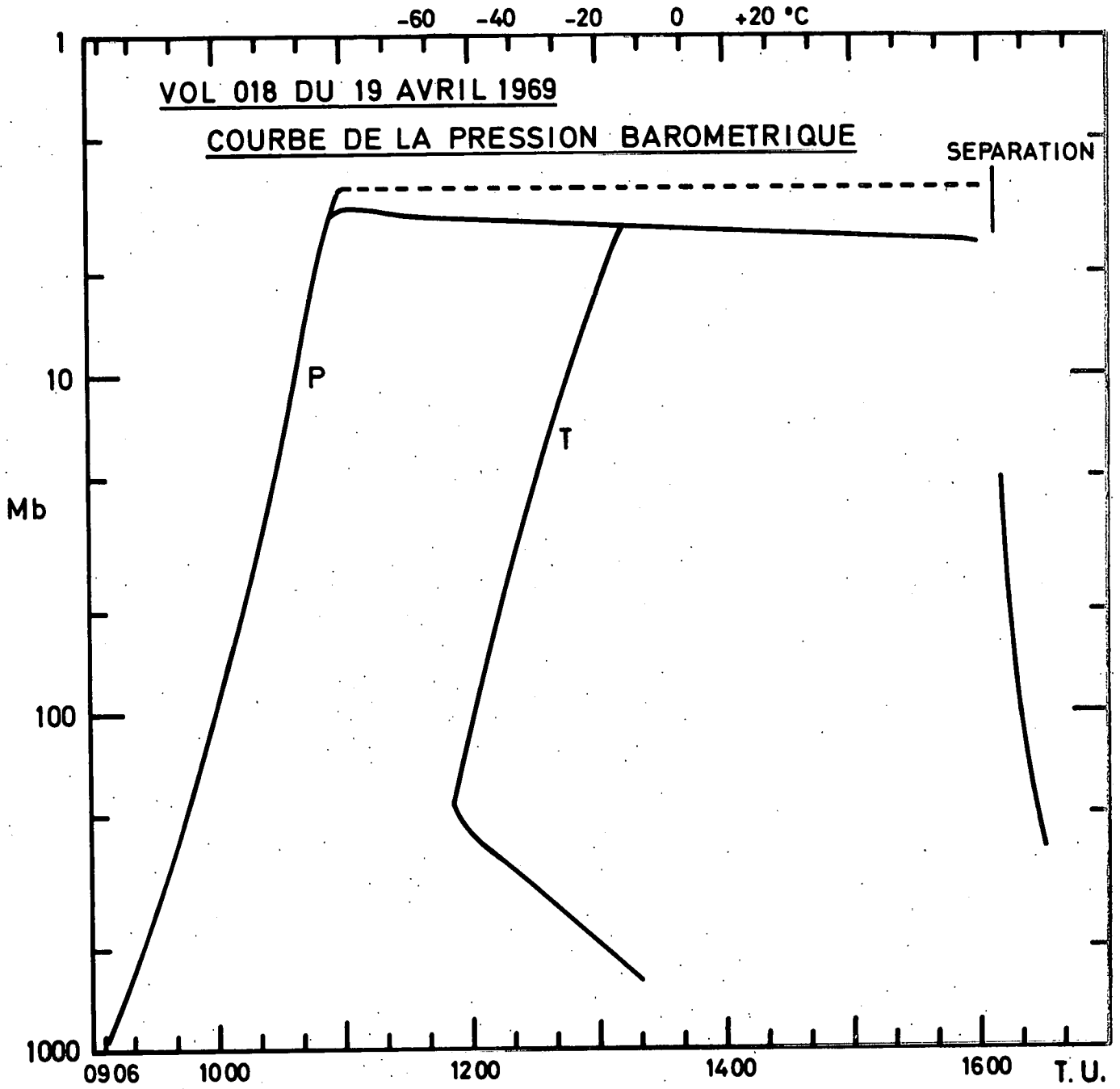


Fig. 52.- Druk en temperatuurprofiel.

HOOFDSTUK VII.- DE INTERPRETATIE

7.1.- Absolute waarde van de zonneintensiteit

We beschikken over twee reeksen metingen die de zonneintensiteit tussen 1000 en 3000 Å aangeven in absolute waarde. Zoals in een vorig hoofdstuk aangehaald hebben experimentatoren van het Naval Research Laboratory reeds van in 1949 metingen gedaan in dit spectraal gebied met behulp van raketten⁽¹⁾. Hun laatste resultaten stammen uit 1961⁽²⁾. Zij werden door M. ACKERMAN⁽³⁾ omgerekend naar de door ons gebruikte eenheden: nl. fotonen.cm⁻² sec⁻¹ Å⁻¹. Deze resultaten worden gegeven om de 10 Å tussen 2200 en 3000 Å. Voor waarden beneden de 2200 Å vinden we in de publicaties van het NRL alleen waarden geïntegreerd over 50 Å. De tweede reeks waarden waarover we beschikken is deze van Blamont-Bonnet. Deze waarden werden overgenomen uit ref. 4 en een private communicatie van Bonnet aan M. Ackerman en werden door deze laatste weer omgerekend naar de door ons gebruikte eenheden. Bonnet geeft een reeks discrete waarden aan die verdeeld liggen over het spectrum tussen 1984 en 2839 Å. Ten einde deze resultaten en ook de onze onderling te vergelijken hebben wij deze spektra in ieder punt geïntegreerd over 10 Å en ze uitgezet om de 10 Å. Tabel I geeft de waarden weer van het NRL naast de door ons gemeten waarden. Tabel II geeft de waarden van Bonnet aan. Deze waarden zijn uitgezet in figuren 53 en 54. De figuur 1 geeft de data voor golflengten tussen 1900 en 2400 Å, de figuur 2 deze voor golflengten tussen 2700 en 3000 Å.

Beschouwen we eerst de waarden tussen 2700 en 3000 Å (fig. 54). We zien dat er een goede overeenkomst is in absolute waarde van 2850 tot 2980 Å. Beneden 2850 Å is de overeenkomst minder goed alhoewel er goede overeenkomst is tussen het verloop van ons spectrum met dat van NRL. In absolute waarde zijn onze metingen hoger dan de vroeger gemeten waarden. Aan het verschil beneden 2850Å kunnen we moeilijk een interpretatie geven gezien we bij de ijking in relatieve waarde van de monochromator geen enkel meetpunt in dit spectraal gebied hadden. Onze ijkcurve is in dit gebied dus een interpolatie tussen twee nogal ver van elkaar verwijderde punten. Bij 2880 Å hadden we bij de ijking een zeer intense spectraallijn zodat we

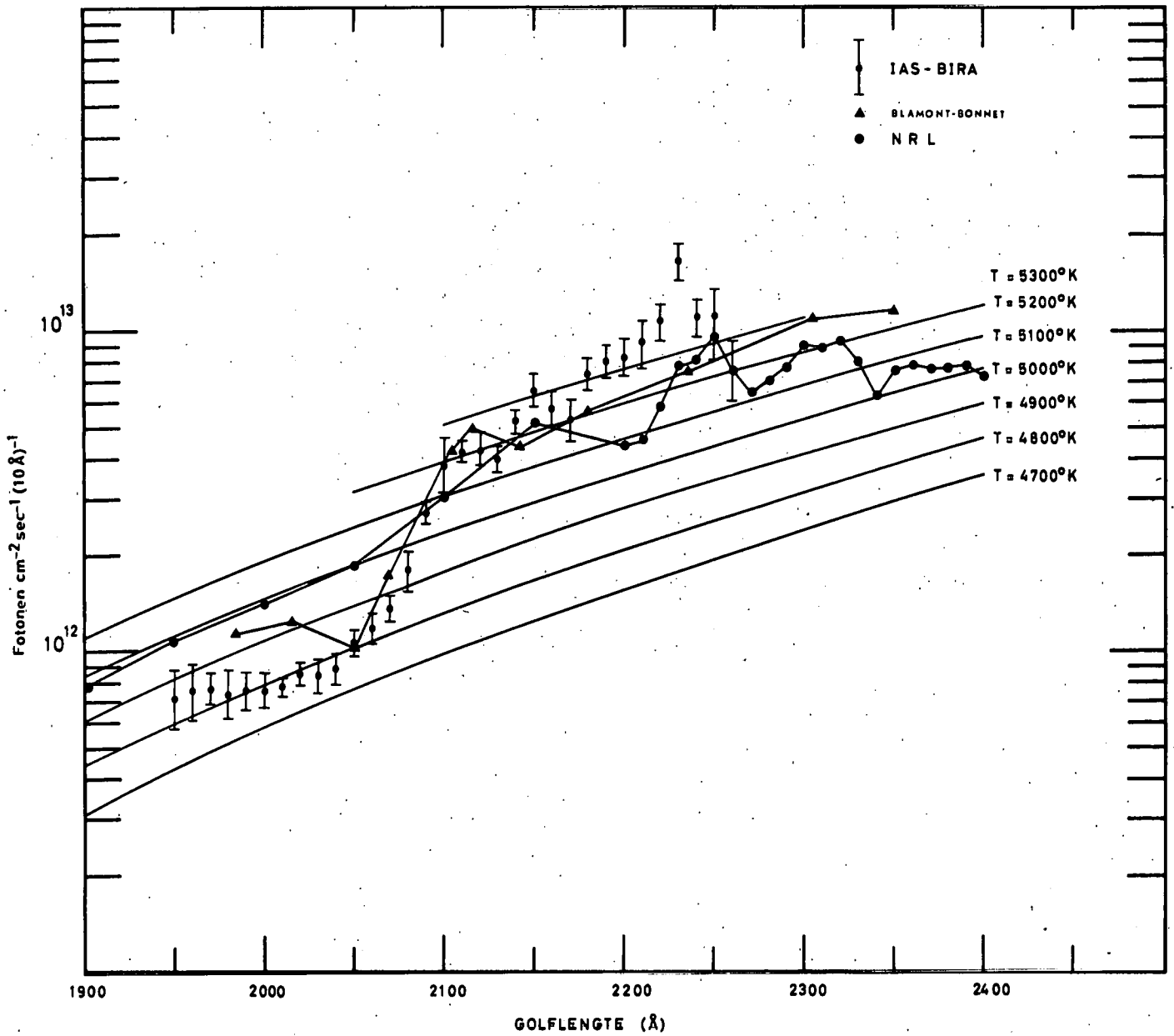


Fig. 53.- Spectrum van de zon tussen 1900 en 2400 \AA .

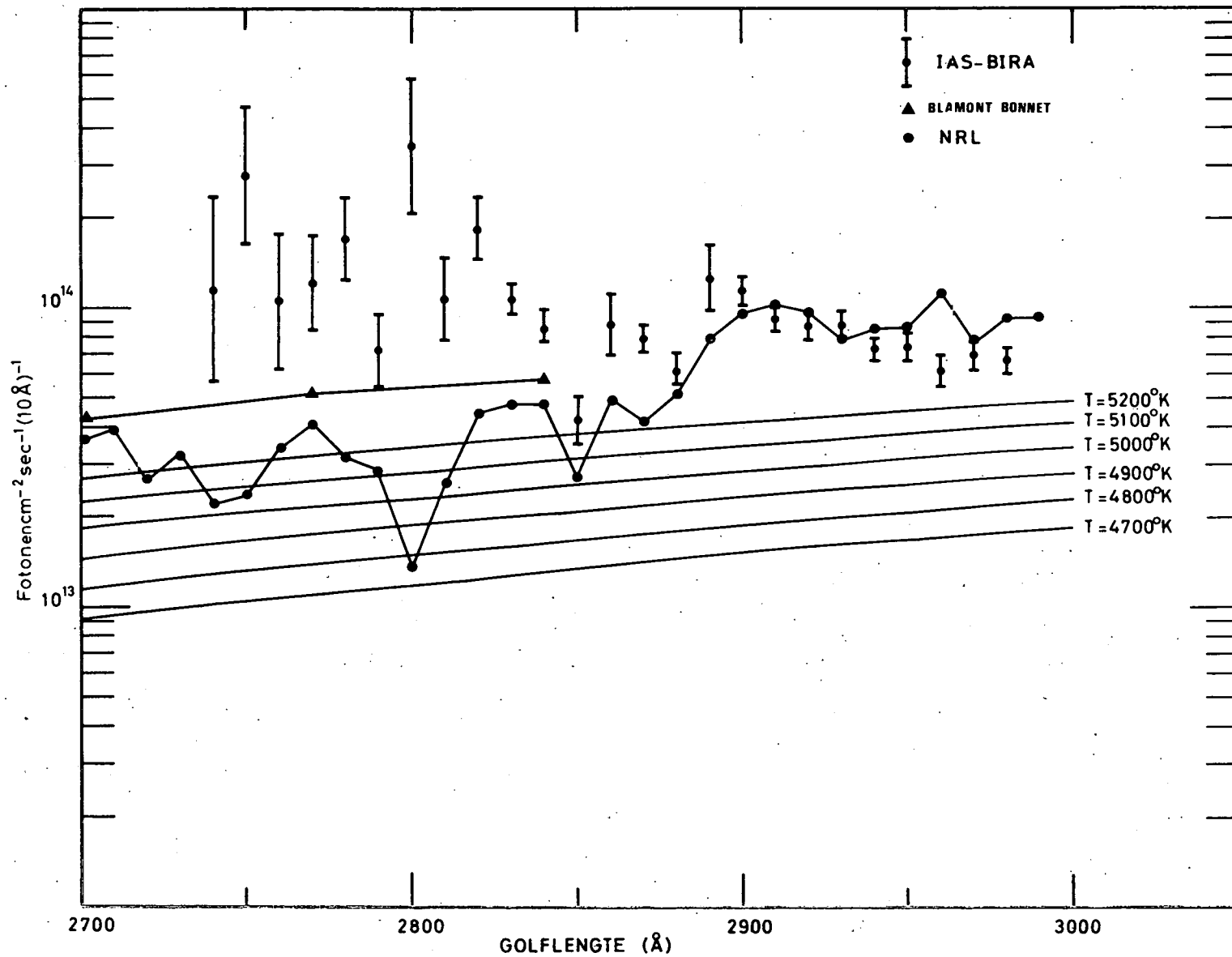


Fig. 54.- Spectrum van de zon tussen 2700 en 3000Å.

TABEL I.-

(Å)	waarden van het NRL fot.cm ⁻² sec ⁻¹ (50Å) ⁻¹	fot.cm ⁻² sec ⁻¹ Å ⁻¹	NRL fot.cm ⁻² sec ⁻¹ (10Å) ⁻¹	BIRA fot.cm ⁻² sec ⁻¹ (10Å) ⁻¹
300	3,92 10 ¹²		7,84 10 ¹¹	
10				
20				
30				
40				
50	5,40 10 ¹²		1,08 10 ¹²	7,07 10 ¹¹
60				7,48 10 ¹¹
70				7,69 10 ¹¹
80				7,41 10 ¹¹
90				7,48 10 ¹¹
300	7,05 10 ¹²		1,41 10 ¹²	7,55 10 ¹¹
10				7,68 10 ¹¹
20				8,43 10 ¹¹
30				8,37 10 ¹¹
40				8,91 10 ¹¹
50	9,29 10 ¹²		1,86 10 ¹²	1,06 10 ¹²
60				1,19 10 ¹²
70				1,36 10 ¹²
80				1,80 10 ¹²
90				2,73 10 ¹²
300	1,53 10 ¹³		3,06 10 ¹²	3,90 10 ¹²
10				4,23 10 ¹²
20				4,24 10 ¹²
30				4,05 10 ¹²
40				5,24 10 ¹²
50	2,6 10 ¹³		5,2 10 ¹²	6,56 10 ¹²
60				5,77 10 ¹²
70				5,30 10 ¹²
80				7,35 10 ¹²
90				8,03 10 ¹²

TABEL I.- (vervolg 1)

(Å)	waarden van het NRL $\text{fot.cm}^{-2}\text{sec}^{-1}(50\text{Å})^{-1}$	NRL $\text{fot.cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{Å}^{-1}$	BIRA $\text{fot.cm}^{-2}\text{sec}^{-1}(10\text{Å})^{-1}$	
00	$3,43 \cdot 10^{13}$	$4,4 \cdot 10^{11}$	$4,4 \cdot 10^{12}$	$8,30 \cdot 10^{12}$
10		$4,55 \cdot 10^{11}$	$4,55 \cdot 10^{12}$	$9,12 \cdot 10^{12}$
20		$5,8 \cdot 10^{11}$	$5,8 \cdot 10^{12}$	$1,33 \cdot 10^{13}$
30		$7,8 \cdot 10^{11}$	$7,8 \cdot 10^{12}$	$1,85 \cdot 10^{13}$
40		$8,1 \cdot 10^{11}$	$8,1 \cdot 10^{12}$	$1,10 \cdot 10^{13}$
50		$9,7 \cdot 10^{11}$	$9,7 \cdot 10^{12}$	$1,05 \cdot 10^{13}$
60		$7,6 \cdot 10^{11}$	$7,6 \cdot 10^{12}$	
70		$5,4 \cdot 10^{11}$	$5,4 \cdot 10^{12}$	
80		$7,15 \cdot 10^{11}$	$7,15 \cdot 10^{12}$	
90		$7,75 \cdot 10^{11}$	$7,75 \cdot 10^{12}$	
00		$9,05 \cdot 10^{11}$	$9,05 \cdot 10^{12}$	
10		$8,90 \cdot 10^{11}$	$8,90 \cdot 10^{12}$	
20		$9,40 \cdot 10^{11}$	$9,40 \cdot 10^{12}$	
30		$8,15 \cdot 10^{11}$	$8,15 \cdot 10^{12}$	
40		$6,3 \cdot 10^{11}$	$6,3 \cdot 10^{12}$	
50		$7,65 \cdot 10^{11}$	$7,65 \cdot 10^{12}$	
60		$7,95 \cdot 10^{11}$	$7,95 \cdot 10^{12}$	
70		$7,7 \cdot 10^{11}$	$7,7 \cdot 10^{12}$	
80		$7,7 \cdot 10^{11}$	$7,7 \cdot 10^{12}$	
90		$7,9 \cdot 10^{11}$	$7,9 \cdot 10^{12}$	
00		$7,3 \cdot 10^{11}$	$7,3 \cdot 10^{12}$	
00		$3,6 \cdot 10^{12}$	$3,6 \cdot 10^{13}$	
10		$3,95 \cdot 10^{12}$	$3,95 \cdot 10^{13}$	
20		$2,65 \cdot 10^{12}$	$2,65 \cdot 10^{13}$	$4,95 \cdot 10^{13}$
30		$3,3 \cdot 10^{12}$	$3,3 \cdot 10^{13}$	
40		$2,22 \cdot 10^{12}$	$2,22 \cdot 10^{13}$	$1,15 \cdot 10^{14}$
50		$2,35 \cdot 10^{12}$	$2,35 \cdot 10^{13}$	$2,78 \cdot 10^{13}$
60		$3,42 \cdot 10^{12}$	$3,42 \cdot 10^{13}$	$1,05 \cdot 10^{14}$
70		$4,1 \cdot 10^{12}$	$4,1 \cdot 10^{13}$	$1,21 \cdot 10^{14}$
80		$3,15 \cdot 10^{12}$	$3,15 \cdot 10^{13}$	$1,73 \cdot 10^{14}$
90		$2,85 \cdot 10^{12}$	$2,85 \cdot 10^{13}$	$7,21 \cdot 10^{13}$

TABEL I.- (vervolg 2)

(Å)	waarden van het NRL $\text{fot.cm}^{-2}\text{sec}^{-1}(50\text{Å})^{-1}$	NRL $\text{fot.cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{Å}^{-1}$	BIRA $\text{fot.cm}^{-2}\text{sec}^{-1}(10\text{Å})^{-1}$
300	$1,35 \cdot 10^{12}$	$1,35 \cdot 10^{13}$	$3,50 \cdot 10^{14}$
10	$2,6 \cdot 10^{12}$	$2,6 \cdot 10^{13}$	$1,07 \cdot 10^{14}$
20	$4,45 \cdot 10^{12}$	$4,45 \cdot 10^{13}$	$1,85 \cdot 10^{14}$
30	$4,8 \cdot 10^{12}$	$4,8 \cdot 10^{13}$	$1,07 \cdot 10^{14}$
40	$4,75 \cdot 10^{12}$	$4,75 \cdot 10^{13}$	$8,71 \cdot 10^{13}$
50	$2,7 \cdot 10^{12}$	$2,7 \cdot 10^{13}$	$4,20 \cdot 10^{13}$
60	$5,05 \cdot 10^{12}$	$5,05 \cdot 10^{13}$	$8,91 \cdot 10^{13}$
70	$4,15 \cdot 10^{12}$	$4,15 \cdot 10^{13}$	$7,89 \cdot 10^{13}$
80	$5,25 \cdot 10^{12}$	$5,25 \cdot 10^{13}$	$6,20 \cdot 10^{13}$
90	$7,95 \cdot 10^{12}$	$7,95 \cdot 10^{13}$	$1,26 \cdot 10^{14}$
100	$9,60 \cdot 10^{12}$	$9,60 \cdot 10^{13}$	$1,14 \cdot 10^{14}$
10	$1,035 \cdot 10^{13}$	$1,035 \cdot 10^{14}$	$9,12 \cdot 10^{13}$
20	$9,7 \cdot 10^{12}$	$9,7 \cdot 10^{13}$	$8,64 \cdot 10^{13}$
30	$7,9 \cdot 10^{12}$	$7,9 \cdot 10^{13}$	$8,84 \cdot 10^{13}$
40	$8,5 \cdot 10^{12}$	$8,5 \cdot 10^{13}$	$7,21 \cdot 10^{13}$
50	$8,6 \cdot 10^{12}$	$8,6 \cdot 10^{13}$	$7,41 \cdot 10^{13}$
60	$1,12 \cdot 10^{13}$	$1,12 \cdot 10^{14}$	$6,17 \cdot 10^{13}$
70	$7,7 \cdot 10^{12}$	$7,7 \cdot 10^{13}$	$7,01 \cdot 10^{13}$
80	$9,35 \cdot 10^{12}$	$9,35 \cdot 10^{13}$	$6,69 \cdot 10^{13}$
90	$9,25 \cdot 10^{12}$	$9,25 \cdot 10^{13}$	
100			

TABEL II.-

Waarden gemeten door Blamont en Bonnet

(Å)	fot.cm ⁻² sec ⁻¹ Å ⁻¹	fot.cm ⁻² sec ⁻¹ (10Å) ⁻¹
1984	1,15 10 ¹¹	1,15 10 ¹²
2015	1,23 10 ¹¹	1,23 10 ¹²
2048	1,04 10 ¹¹	1,04 10 ¹²
2070	1,76 10 ¹¹	1,76 10 ¹²
2105	4,28 10 ¹¹	4,28 10 ¹²
2116	4,95 10 ¹¹	4,95 10 ¹²
2142	4,37 10 ¹¹	4,37 10 ¹²
2181	5,60 10 ¹¹	5,60 10 ¹²
2235	7,60 10 ¹¹	7,60 10 ¹²
2306	1,10 10 ¹²	1,10 10 ¹³
2353	1,16 10 ¹²	1,16 10 ¹³
2420	1,10 10 ¹²	1,10 10 ¹³
2495	8,48 10 ¹¹	8,48 10 ¹²
2570	1,48 10 ¹²	1,48 10 ¹³
2654	2,88 10 ¹²	2,88 10 ¹³
2684	3,56 10 ¹²	3,56 10 ¹³
2706	4,13 10 ¹²	4,13 10 ¹³
2770	5,08 10 ¹²	5,08 10 ¹³
2839	5,79 10 ¹²	5,79 10 ¹³

een zeer groot vertrouwen mogen hebben in de relatieve ijking rond deze golflengte. De goede overeenstemming, in dit spectraal gedeelte van onze absolute waarden met deze van het NRL en van Blamont-Bonnet bevestigt de nauwkeurigheid van onze absolute ijking.

Beschouwen we nu het spectrum in het optisch venster rond 2000 Å wat het eigenlijke doel van onze proef was. In fig. 53 zijn deze waarden weergegeven naast de waarden van Blamont-Bonnet en de waarden van het NRL. De ekwivalente emissie van een zwart lichaam op verschillende temperaturen is ook aangegeven. We kunnen volgende opmerkingen maken. Eerst en vooral is de ekwivalente temperatuur van de zon als zwart lichaam beschouwd, voor 2000 Å, 150 à 200°K lager dan de waarden aangegeven door het NRL en door het Blamont-Bonnet. Onze resultaten tonen aan dat er voldoende reden bestaat om de algemeen aanvaarde intensiteit van het zonnenspectrum beneden de 1950 Å te corrigeren. Deze correctie zou leiden tot een ekwivalente temperatuur welke zeker 100°K lager ligt dan deze afgeleid uit de NRL-metingen. Dit resultaat is van groot belang bij de studie van de thermosfeer en wordt bevestigd door een meting bij 1500 Å gedaan door Sandlin en Widing⁽⁵⁾.

Een tweede belangrijk punt is dat de discontinuïteit van Al, die door Blamont en Bonnet reeds werd aangetoond, nu nog duidelijker in het licht wordt gesteld. Metéén is het verwijt gemaakt door Labs en Neckel⁽⁶⁾ i.v.m. de ontdekking van de vorige auteurs, nl. dat de proef niet herhaald werd, volledig weerlegd. Zowel in relatieve als in absolute waarde is er bijzonder goede overeenkomst in dit spectraalgebied, met de waarden van Blamont en Bonnet.

Een derde, voor onze studie minder belangrijke opmerking, is dat wij rond 2200 Å een ekwivalente temperatuur bekomen welke zeker 200°K hoger ligt dan aangegeven door NRL.

We kunnen algemeen besluiten dat we in het gebied van 2000 tot 2200 Å meer meetwaarden bekomen hebben dan de andere experimentatoren en dat de overeenkomst in absolute waarde rond 3000 Å een garantie biedt voor onze ijking en dus voor de bekomen resultaten. Gezien de andere metingen beide gebeurd zijn b.m.v. de fotografische plaat, in een gebied waar door absorptie van de gelatinelag ijkingsproblemen voorkomen, is de nauwkeurigheid in dat spectraal-gedeelte zeker kleiner dan bij onze metingen het geval was.

7.2.- Optische diepte

Het is duidelijk dat een belangrijke opgave van de ruimte-aëronomie er in bestaat te bepalen welke moleculaire constituenten in de atmosfeer aanwezig zijn. De aanwezigheid van dergelijke constituenten kan aangetoond worden uit de meting van de absorptieparameter τ , de zgn. optische diepte. In wat volgt zullen we aantonen dat de gemeten waarden van τ niet verklaard kunnen worden door de aanwezigheid van ozon en moleculaire zuurstof alleen, alhoewel dit de enige constituenten zijn welke tot nog toe beschouwd werden als absorberend in dit spectraalgebied.

Uit onze metingen van τ rond 3000 Å zullen wij het werkzaam aantal ozon-moleculen bepalen. Uit de drukmeting bepalen wij het aantal zuurstof moleculen. Uit deze twee resultaten kan dan de kromme van τ in functie van de golflengte berekend worden en vergeleken met de opgemeten waarden.

Rond 3000 Å kunnen we aannemen dat het enige absorberend bestanddeel van de atmosfeer de ozon is. Bijgevolg kunnen we uit de meting van de optische diepte en uit de kennis van de werkzame absorptiedoorsnede van O_3 gegeven door Inn en Tanaka⁽⁷⁾, het aantal moleculen in een verticale kolom met doorsnede 1 cm^2 berekenen. Immers, hebben we :

$$\tau = \sigma N \quad \text{of} \quad N = \tau / \sigma$$

Hierin is σ de werkzame absorptiedoorsnede en $N = \int_0^{\infty} n dz$ is het totaal aantal moleculen per vertikale kolom met 1 cm^2 doorsnede. Voor deze berekening gebruiken we de waarde van τ afgeleid uit de metingen waarbij de beste overeenkomst bestond tussen onze waarden van de zonneintensiteit en deze van NRL en van Blamont-Bonnet. De waarden en berekeningen zijn gegeven in tabel III (fig. 55).

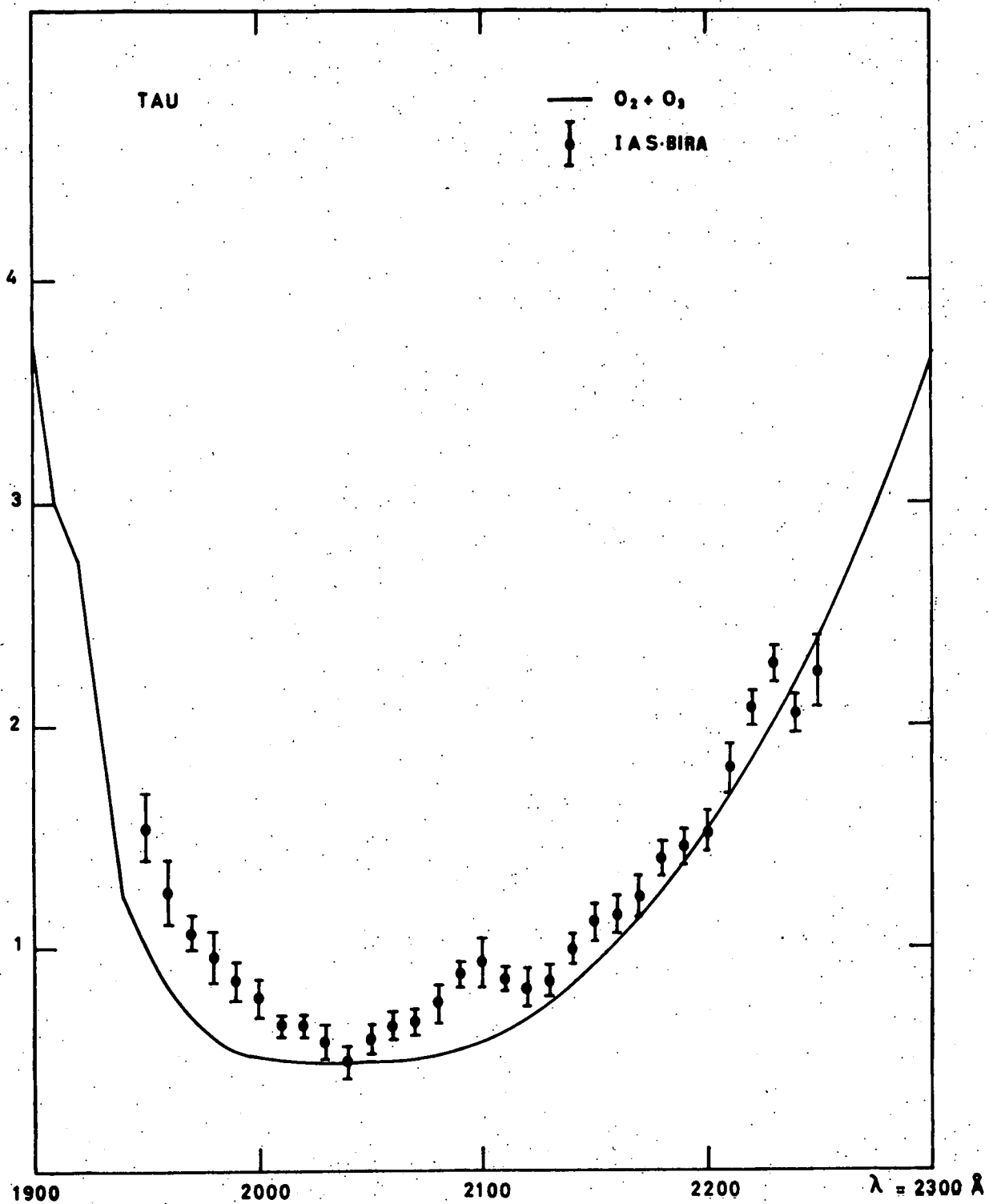


Fig. 55.- Optische diepte tussen 1900 en 2300 Å.

TABEL III.-

λ	$\sigma(O_3)$	$\tau(O_3)$	$N(O_3)$
2840	$2,73 \cdot 10^{-18}$	2,05	7,50
2850	$2,56 \cdot 10^{-18}$	2,11	8,24
2870	$2,05 \cdot 10^{-18}$	1,55	7,56
2880	$1,8 \cdot 10^{-18}$	1,41	7,83
2910	$1,31 \cdot 10^{-18}$	0,886	6,76
2920	$1,17 \cdot 10^{-18}$	0,830	7,09
2930	$9,83 \cdot 10^{-19}$	0,788	8,01

Van deze resultaten nemen we de gemiddelde waarde.

$$N(O_3) = \int_{z_0}^{\infty} n(O_3) dz = 7,57 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$$

De dispersie bedraagt $0,22 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$

Ook de concentratie van O_2 kan berekend worden, maar dan uit de drukmeting. Daar het hier om een hoofdconstituent gaat in de homosfeer kennen we de mengverhouding van O_2 . We weten dat de zuurstofconcentratie er 20,946% in volume bedraagt. Aangezien zowel de druk als de atmosfeerdichtheid praktisch op nul gevallen zijn aan de bovenrand van de homosfeer mogen wij aannemen dat alle absorptie van licht in de homosfeer optreedt. Het werkzaam aantal zuurstofmoleculen bij de absorptie kan dus bepaald worden uit de plaatselijke druk en de schaalhoogte in de homosfeer (zie hoofdstuk 2). We hebben de volgende betrekkingen :

$$H = \frac{kT}{mg} = \text{(definitie schaalhoogte)}$$

$$p = nkT \quad \text{(wet der volmaakte gassen).}$$

$$N_{\text{tot}} = \int_{z_0}^{\infty} n dz = nH \quad \text{(cfr. hoofdstuk 2)}$$

Hieruit $N_{\text{tot}} = nH = \frac{p}{mg}$

en

$$N(O_2) = \frac{p}{mg} \times 0,20946$$

Hierin zijn N_{tot} en $N(O_2)$ resp. het totaal aantal moleculen en het aantal zuurstofmoleculen in een verticale kolom met sectie van 1 cm^2 boven de beschouwde hoogte z , m is de gemiddelde moleculaire massa = $48,08 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ en p is de gemiddelde druk bij de proef, m.a.w. $3,7 \text{ mb}$ of $3,7 \cdot 10^2 \text{ N/m}^2$. De gravitatieversnelling g wordt berekend uit

$$g = g_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2$$

Hierin zijn :

$$g_0 = 9,80665 \text{ m/sec}^2$$

$$r_0 = 6370 \text{ km}$$

$$r = 6370 + 38 \text{ km} = 6408 \text{ km.}$$

$$\text{waaruit } g = 9,6889 \text{ m/sec}^2$$

$$p \text{ is de gemiddelde druk} = 3,7 \text{ mb} = 3,7 \cdot 10^2 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$$

We bekommen dus

$$\begin{aligned} N(\text{O}_2) &= \frac{3,7 \times 10^2 \times 0,20946}{48,8 \times 10^{-27} \times 9,6889} \text{ m}^{-2} \\ &= 1,66 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-2} = 1,66 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2} \end{aligned}$$

Met deze waarden van $N(\text{O}_2)$ en $N(\text{O}_3)$ op een hoogte z van 38 km kunnen we de waarde berekenen van de optische diepte in het geval alleen deze constituenten zouden absorberen en dit voor de golflengtes van 1900 tot 2300 Å. Voor de werkzame absorptiedoorsnede van O_3 gebruiken we de waarden van Tanaka⁽⁷⁾. Voor O_2 nemen we voor golflengten groter dan 2000 Å de gemiddelde waarde van verschillende in de litteratuur aangetroffen gegevens. Beneden de 2000 Å nemen we als waarden deze die overeenstemmen met de basislijn van het lijnenspectrum van Schumann Runge volgens de meetwaarden van Watanabe⁽⁸⁾. Deze lijn is op fig. 8 van hoofdstuk II aangegeven door de rechte 2. De waarden en de resultaten worden gegeven in tabel IV (fig. 56). In figuur 56 zijn samen uitgezet de berekende en de gemeten waarden van τ .

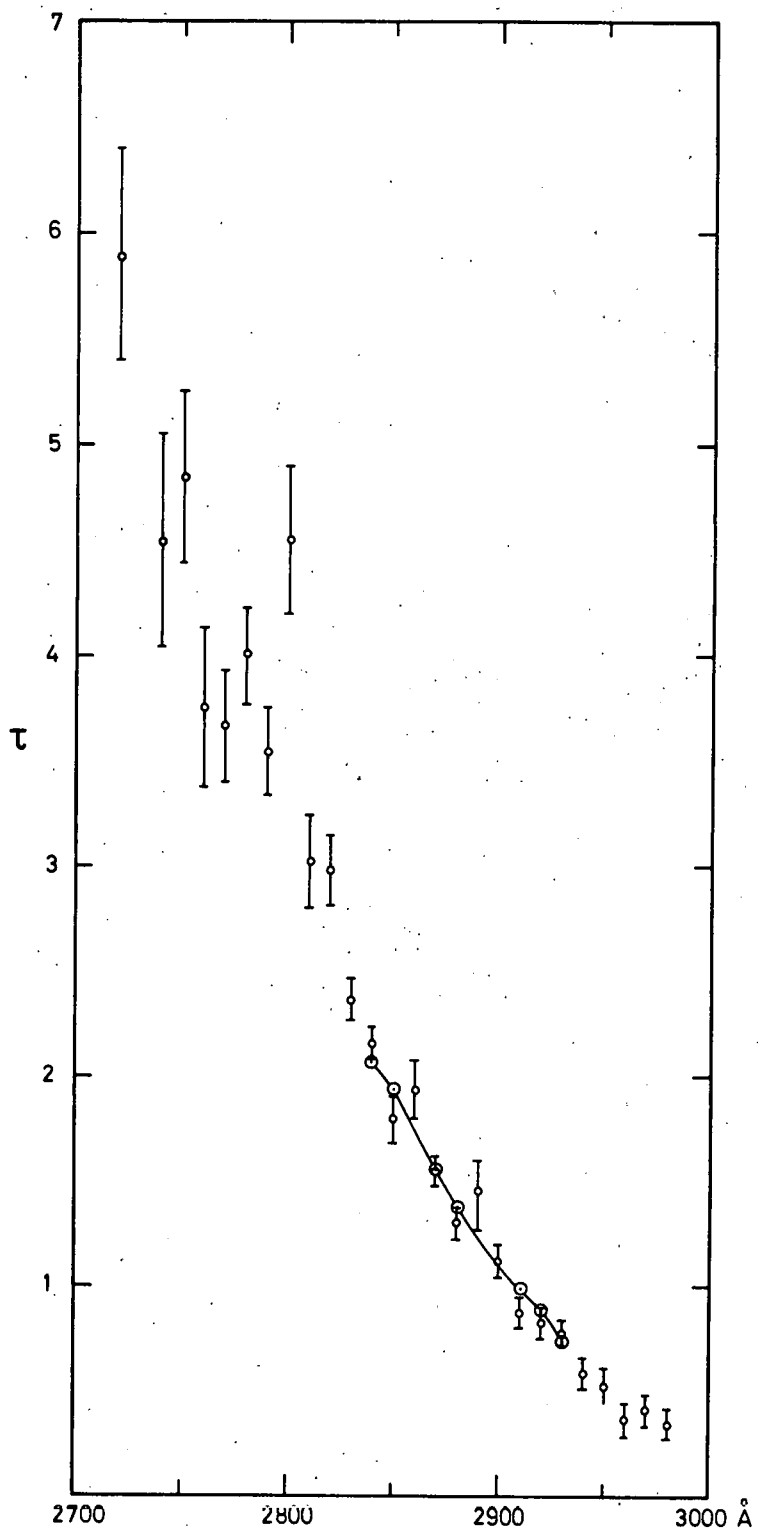


Fig. 56.- Optische diepte tussen 2700 en 3000 \AA .

TABEL IV.-

λ (Å)	$\sigma(O_2) \text{ cm}^2$	$\tau(O_2)$	$\sigma(O_3) \text{ cm}^2$	$\tau(O_3)$	$\Sigma\tau$
1900	$2,0 \cdot 10^{-22}$	3,32	$5,13 \cdot 10^{-19}$	0,388	3,70
10	$1,57 \cdot 10^{-22}$	2,60	$4,87 \cdot 10^{-19}$	0,368	2,96
20	$9,4 \cdot 10^{-23}$	1,56	$4,62 \cdot 10^{-19}$	0,350	1,91
30	$7,3 \cdot 10^{-23}$	1,21	$4,45 \cdot 10^{-19}$	0,337	1,54
40	$5,25 \cdot 10^{-23}$	0,871	$4,23 \cdot 10^{-19}$	0,320	1,19
50	$3,95 \cdot 10^{-23}$	0,656	$4,10 \cdot 10^{-19}$	0,310	0,96
60	$3,0 \cdot 10^{-23}$	0,498	$3,98 \cdot 10^{-19}$	0,301	0,79
70	$2,3 \cdot 10^{-23}$	0,381	$3,68 \cdot 10^{-19}$	0,278	0,65
80	$1,89 \cdot 10^{-23}$	0,314	$3,33 \cdot 10^{-19}$	0,252	0,56
90	$1,61 \cdot 10^{-23}$	0,267	$3,20 \cdot 10^{-19}$	0,242	0,51
2000	$1,48 \cdot 10^{-23}$	0,246	$3,16 \cdot 10^{-19}$	0,239	0,48
10	$1,43 \cdot 10^{-23}$	0,237	$3,16 \cdot 10^{-19}$	0,239	0,48
20	$1,4 \cdot 10^{-23}$	0,232	$3,16 \cdot 10^{-19}$	0,239	0,47
30	$1,35 \cdot 10^{-23}$	0,224	$3,25 \cdot 10^{-19}$	0,246	0,47
40	$1,31 \cdot 10^{-23}$	0,217	$3,33 \cdot 10^{-19}$	0,252	0,47
50	$1,27 \cdot 10^{-23}$	0,211	$3,42 \cdot 10^{-19}$	0,259	0,47
60	$1,24 \cdot 10^{-23}$	0,206	$3,64 \cdot 10^{-19}$	0,275	0,48
70	$1,20 \cdot 10^{-23}$	0,199	$3,93 \cdot 10^{-19}$	0,297	0,50
80	$1,16 \cdot 10^{-23}$	0,192	$4,10 \cdot 10^{-19}$	0,310	0,50
90	$1,13 \cdot 10^{-23}$	0,187	$4,54 \cdot 10^{-19}$	0,344	0,53
2100	$1,10 \cdot 10^{-23}$	0,182	$5,05 \cdot 10^{-19}$	0,382	0,56
10	$1,06 \cdot 10^{-23}$	0,176	$5,65 \cdot 10^{-19}$	0,427	0,60
20	$1,03 \cdot 10^{-23}$	0,171	$6,5 \cdot 10^{-19}$	0,492	0,66
30	$9,9 \cdot 10^{-24}$	0,164	$7,35 \cdot 10^{-19}$	0,556	0,72
40	$9,55 \cdot 10^{-24}$	0,158	$8,45 \cdot 10^{-19}$	0,640	0,80
50	$9,2 \cdot 10^{-24}$	0,153	$9,85 \cdot 10^{-19}$	0,745	0,90
60	$8,8 \cdot 10^{-24}$	0,146	$1,14 \cdot 10^{-18}$	0,862	1,01
70	$8,3 \cdot 10^{-24}$	0,138	$1,28 \cdot 10^{-18}$	0,969	1,11
80	$7,8 \cdot 10^{-24}$	0,129	$1,41 \cdot 10^{-18}$	1,07	1,20
90	$7,3 \cdot 10^{-24}$	0,121	$1,575 \cdot 10^{-18}$	1,19	1,33

TABEL IV.--(vervolg)

λ (Å)	$\sigma(\text{O}_2)\text{cm}^2$	$\tau(\text{O}_2)$	$\sigma(\text{O}_3)\text{cm}^2$	$\tau(\text{O}_3)$	$\Sigma\tau$
2200	$6,85 \cdot 10^{-24}$	0,114	$1,745 \cdot 10^{-18}$	1,32	1,43
10	$6,35 \cdot 10^{-24}$	0,105	$1,97 \cdot 10^{-18}$	1,49	1,60
20	$6,0 \cdot 10^{-24}$	0,099	$2,18 \cdot 10^{-18}$	1,65	1,75
30	$5,6 \cdot 10^{-24}$	0,093	$2,39 \cdot 10^{-18}$	1,81	1,90
40	$5,2 \cdot 10^{-24}$	0,086	$2,65 \cdot 10^{-18}$	2,00	2,09
50	$4,85 \cdot 10^{-24}$	0,080	$2,9 \cdot 10^{-18}$	2,19	2,27
60	$4,5 \cdot 10^{-24}$	0,075	$3,2 \cdot 10^{-18}$	2,42	2,50
70	$4,18 \cdot 10^{-24}$	0,069	$3,5 \cdot 10^{-18}$	2,65	2,72
80	$3,9 \cdot 10^{-24}$	0,064	$3,76 \cdot 10^{-18}$	2,85	2,91
90	$3,65 \cdot 10^{-24}$	0,060	$4,1 \cdot 10^{-18}$	3,10	3,16
2300	$3,4 \cdot 10^{-24}$	0,056	$4,45 \cdot 10^{-18}$	3,37	3,43

Uit de grafiek leiden we af dat voor 2050 Å de gemeten optische diepte overeenstemt met deze afgeleid uit de berekening. Twee merkwaardige verschillen zijn enerzijds de afwijkingen gevonden beneden de 2000 Å en anderzijds rond 2100 Å. Rond 2100 Å zien we werkelijk een bijkomende absorptieband optreden. Deze treedt op, op een plaats waar de optische diepten met de grootste nauwkeurigheid werd bepaald en waar de absolute waarden der intensiteit volledig samenvallen met de waarden van Blamont-Bonnet. Uit talrijke overwegingen menen we te mogen afleiden dat deze absorptie reëel is. Ook bij 2160 Å nemen we een dergelijke absorptie waar, die echter minder uitgesproken is. Wat precies absorberende constituent is, is moeilijk te bepalen vooral daar we over te weinig werkzame absorptie-doorsneden van eventueel mogelijke constituenten beschikken. In alle geval en dat is één van de hoofdconclusies van dit werk, is de onregelmatigheid in de optische diepte rond 2100 Å alleen door een absorptie in de atmosfeer te verklaren.

Beneden de 2000 Å kan het verschil tussen de twee krommen wel op een andere manier uitgelegd worden. Immers is de werkelijke absorptiedoorsnede in het golflengtegebied van het bandensysteem van Schumann-Runge nog niet met grote nauwkeurigheid bepaald. Daarom kunnen we omgekeerd te werk gaan en uit onze metingen de werkzame absorptiedoorsnede van moleculaire zuurstof afleiden. We hebben dan

$$\tau_{\text{gem}} = \tau(\text{O}_2) + \tau(\text{O}_3)$$

We veronderstellen $\tau(\text{O}_3)$ gekend, zodat

$$\tau(\text{O}_2) = \tau_{\text{gem}} - \tau(\text{O}_3).$$

Uit $\tau(\text{O}_2)$ kunnen we $N(\text{O}_2)$ afleiden daar we $N(\text{O}_2)$ kennen. Dit geeft ons de tabel V.

TABEL V.-

λ	τ_{gem}	τ_{max}	τ_{min}	τ_{O_2}	$\tau_{\text{O}_2 \text{max}}$	$\tau_{\text{O}_2 \text{min}}$	σ_{O_2} 10^{-23} cm^{-2}	$\sigma_{\text{O}_2 \text{max}}$ 10^{-23} cm^{-2}	$\sigma_{\text{O}_2 \text{min}}$ 10^{-23} cm^{-2}	$\sigma_{\text{O}_2}^*$ 10^{-22} cm^{-2}
1950	1,54	1,69	1,40	1,21	1,35	1,07	7,22	8,06	6,39	
60	1,25	1,39	1,11	0,93	1,07	0,79	5,55	6,39	4,71	
70	1,07	1,15	0,99	0,78	0,86	0,70	4,65	5,13	4,18	
80	0,96	1,08	0,84	0,69	0,81	0,57	4,12	4,83	3,40	
90	0,85	0,94	0,73	0,60	0,69	0,51	3,58	4,20	3,05	
2000	0,77	0,86	0,69	0,52	0,60	0,44	3,10	3,58	2,63	2,4
10	0,66	0,70	0,62	0,40	0,44	0,36	2,39	2,62	2,15	2,2
20	0,65	0,70	0,60	0,40	0,44	0,35	2,39	2,62	2,09	2,05
30	0,59	0,67	0,51	0,33	0,41	0,25	1,97	2,44	1,49	1,94
40	0,54	0,61	0,47	0,27	0,34	0,20	1,61	2,03	1,19	1,82
50	0,59	0,65	0,53	0,31	0,37	0,25	1,85	2,21	1,49	1,7
60	0,65	0,71	0,59	0,34	0,41	0,27	2,03	2,45	1,61	1,58
70	0,67	0,73	0,61	0,36	0,42	0,30	2,15	2,50	1,79	1,5
80	0,76	0,84	0,68	0,43	0,51	0,35	2,56	3,05	2,09	1,44
90	0,88	0,93	0,83	0,52	0,57	0,47	3,10	3,40	2,80	1,38
2100	0,93	1,05	0,81	0,53	0,65	0,41	3,16	3,88	2,45	1,32
10	0,86	0,91	0,81	0,42	0,47	0,37	2,50	2,80	2,21	1,26
20	0,81	0,89	0,73	0,33	0,41	0,25	1,97	2,45	1,49	1,2
30	0,85	0,81	0,78	0,27	0,33	0,21	1,61	1,97	1,25	1,16
40	1,00	1,06	0,94	0,32	0,38	0,26	1,91	2,27	1,55	1,1
50	1,12	1,19	1,03	0,33	0,40	0,26	1,97	2,39	1,55	1,06
60	1,16	1,24	1,08	0,25	0,33	0,17	1,49	1,97	1,01	1,02
70	1,23	1,32	1,14	0,21	0,30	0,13	1,25	1,79	0,776	0,98
80	1,40	1,47	1,33	0,28	0,35	0,21	1,67	2,09	1,25	0,94
90	1,45	1,52	1,38	0,20	0,27	0,13	1,19	1,61	0,776	0,90
2200	1,52	1,61	1,43	0,21	0,30	0,12	1,25	1,79	0,71	0,86

* volgens Shardanand.

TABEL VI.-Waarden van $\sigma(O_2)$ volgens Bethke⁽⁹⁾

van 1995 tot 1970 Å	$2,87 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$
van 1970 tot 1945 Å	$1,02 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$

Deze bekomen waarden brengen we in grafiek (fig. 57) samen met de waarden van $\tau(O_2)$ die hiervoor gebruikt werden om de optische diepte te berekenen. We zien dat beneden de 2000 Å de waarden afgeleid uit de proef hoger liggen dan de vroeger gebruikte waarden. In dezelfde grafiek kunnen we ook de waarden zetten gevonden door Bethke⁽⁹⁾ die een geïntegreerde waarde geeft per band van het Schumann-Runge systeem. We schikken echter slechts over twee waarden in dit gebied. Deze waarden liggen reeds dichterbij onze meting zonder dat we evenwel van een goede overeenkomst kunnen spreken. Zetten we echter in de grafiek de onlangs verschenen waarden van Shardanand⁽¹⁰⁾ (tabel VII) uit, waarden gemeten met een foto-electrische methode, dan komen deze in het beschouwde gebied zeer goed overeen met onze gemeten waarden.

Tussen 2050 en 2150 Å blijft de afwijking nog altijd zeer groot. Het verschil kan zeker niet verklaard worden uit de werkzame absorptiedoorsnede van O_2 en O_3 alleen.

Als belangrijke besluiten kunnen we dus vooropstellen

1° De meting beneden 2000 Å zijn in overeenkomst met een zuivere O_2 en O_2 atmosfeer, op voorwaarde dat we in dit gebied de waarden van Shardanand gebruiken als werkzame absorptiedoorsnede van O_2

2° tussen 2060 en 2130 Å is er een afwijking van de gemeten optische diepte ten opzichte van de optische diepte berekend voor een zuivere O_2 en O_3 atmosfeer. Deze afwijking kan alleen verklaard worden door de aanwezigheid van een onbekende constituent. We beschikken echter over te weinig metingen van werkzame absorptiedoorsneden van mogelijke bestanddelen van de atmosfeer om ons te kunnen uitspreken wat deze onbekende constituent zou kunnen zijn.

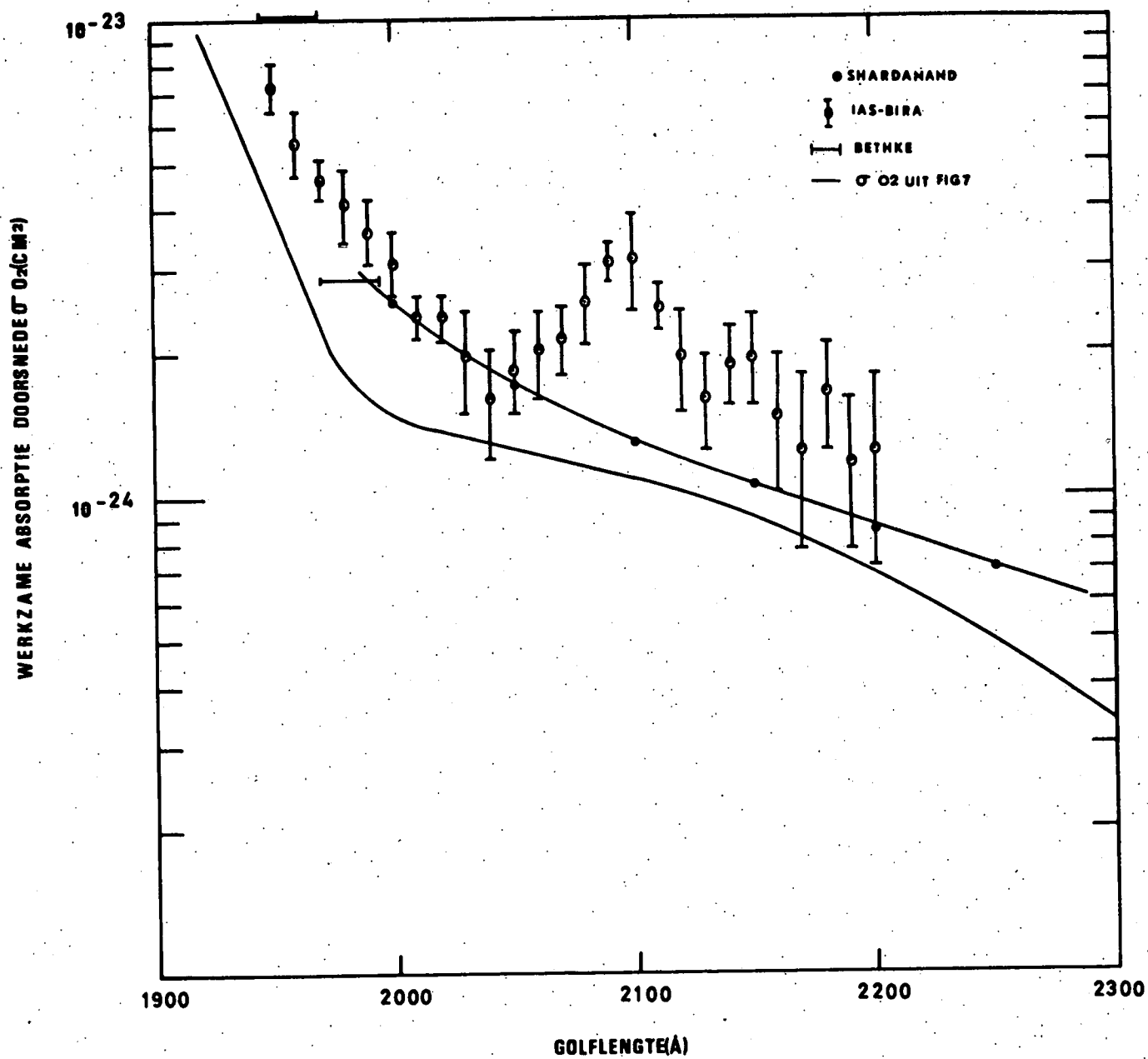


Fig. 57.- Werkzame absorptiedoorsnede afgeleid uit de metingen.

TABEL VII.-

SHARDANAND

λ	$\sigma(O_2)$ 10^{-24} cm^2	$\sigma(O_2)$ min 10^{-24} cm^2	$\sigma(O_2)$ max 10^{-24} cm^2
2000	24		
10	22		
20	20,5	16,6	20,1
30	19,4		
40	18,2		
50	17		
60	15,8	13,2	18
70	15		
80	14,4		
90	13,8		
2100	13,2		
10	12,6		
20	12		
30	11,6		
40	11		
50	10,6	9,2	12,2
60	10,2		
70	9,8		
80	9,4		
90	9,0		
2200	8,6	7,0	9,6
10	8,3		
20	7,9		
30	7,5		
40	7,2		
50	6,8		
60	6,6		
70	6,5	5,5	7,0
80	6,4		
90	6,2		
2300	6,1		

7.3.- De spectra opgenomen tijdens het stijgen van de ballon

Na de ontdekking van deze tot nog toe onbekende absorpties, is onze eerste zorg geweest nadere gegevens erover te bekomen. In dat perspectief hebben we de spectra opgenomen tijdens het stijgen van de ballon ontleed. De bedoeling was de evolutie na te gaan van de waargenomen absorptie in functie van de druk. Hieruit kunnen we immers afleiden of de absorpties plaatsgrijpen in het milieu waarin we meten, ofwel of de absorpties gebeurden op een grotere hoogte. Van de 25 spectra opgenomen gedurende het stijgen van de ballon leveren alleen de spectra 19 tot 25 een meetbare waarde van de zonneintensiteiten op. Het zijn dus deze spectra die hier besproken worden. Fig. 58 geven voor de spectra 19 tot 25, de waarden van I weer in functie van de golflengte. Op deze figuur zien we reeds duidelijk de bewuste absorpties optreden. Interessant is nu voor elk spectrum de optische diepte te bepalen. Door gebruik te maken van de, in dit werk bepaalde intensiteitskurve van het zonnenspectrum kunnen we voor elke waarde I , berekenen :

$$\tau = \frac{\ln I_0 - \ln I}{\sec \chi}$$

De nauwkeurigheid die we met deze methode bereiken is klein. Immers wordt τ gevonden door het verschil te maken van twee waarden van dezelfde grootteorde. De bekomen waarden van τ worden aangegeven in fig. 59. Uit het verloop van τ menen we toch te mogen afleiden dat de bijkomende absorpties relatief belangrijker worden naarmate de druk vermindert, dus naarmate $N(O_2)$ en $N(O_3)$ kleiner worden. Anderzijds blijft de absolute waarde van de bijkomende absorpties nagenoeg konstant. Dit wijst erop dat het hier gaat om een absorptie die boven de stratosfeer gebeurt, en niet in het milieu waar de meting plaatsgrijpt.

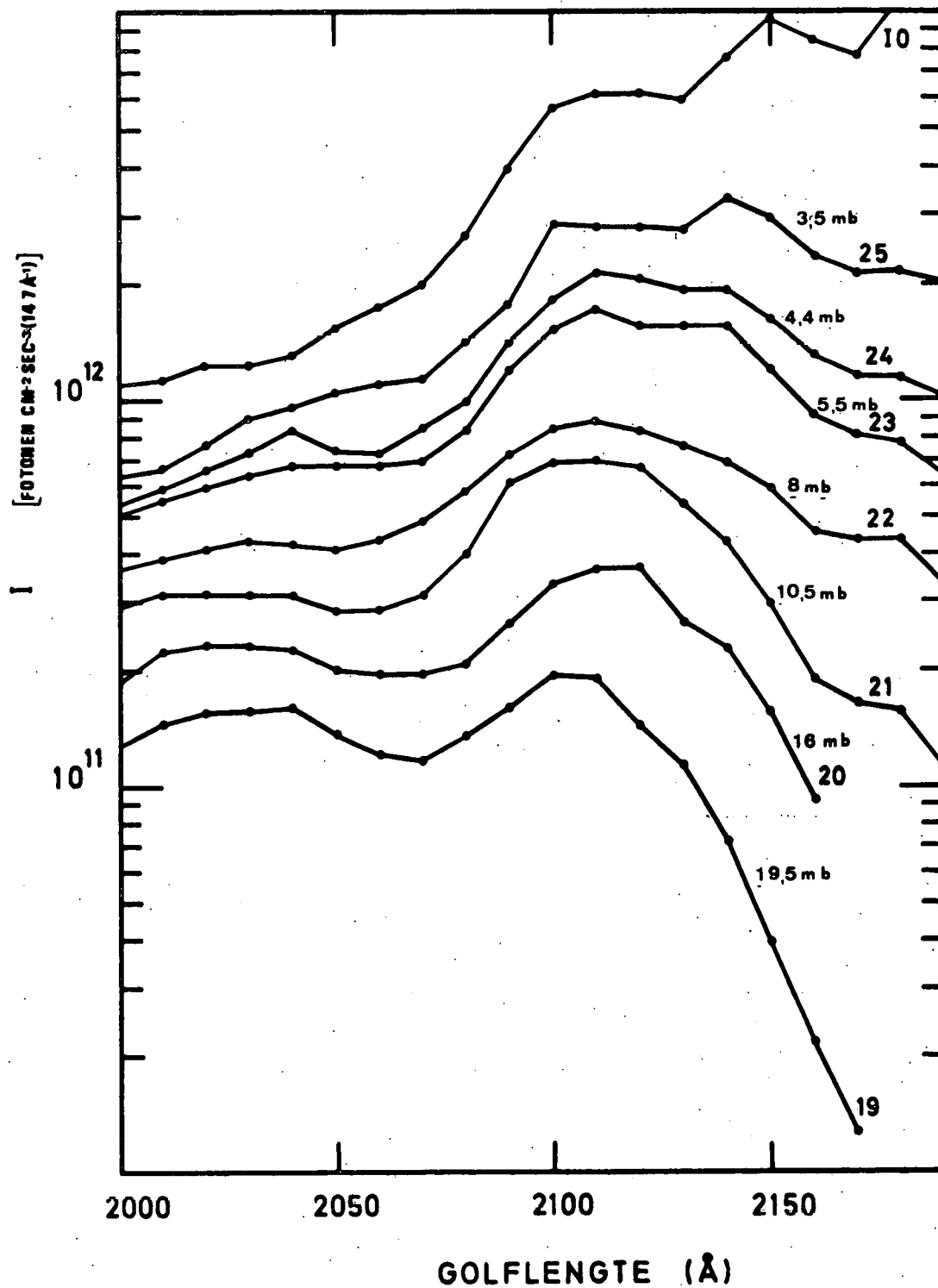


Fig. 58.- Omgerekende spectra opgenomen gedurende het stijgen van de ballon.

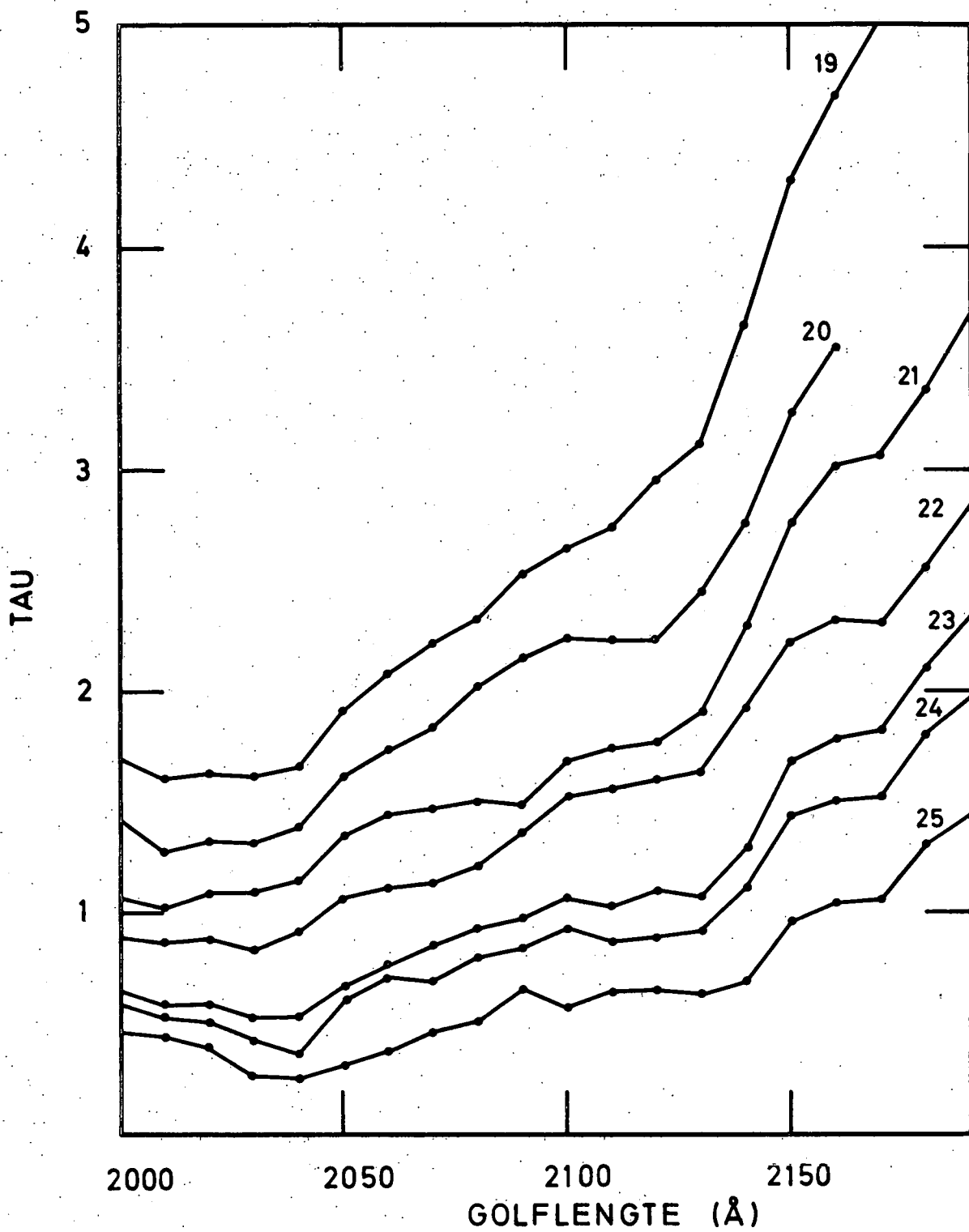


Fig. 59.- Optische diepte voor de spectra opgenomen gedurende het stijgen van de ballon.

HOOFDSTUK 8.- BESLUIT

De resultaten bekomen in verband met de in dit werk behandelde ultraviolet metingen bij middel van stratosferische ballons, zijn veelvuldig.

In de eerste plaats werd in het laboratorium een originele methode op punt gesteld voor de ijking in absolute waarden van meet-apparatuur bruikbaar in het ultraviolet gedeelte van het zonnenspectrum. De nauwkeurigheid van deze ijking kon gedurende de proef gecontroleerd worden : rond 3000 Å, waar het zonnenspectrum zeer goed gekend is, waren onze metingen in uitstekende overeenkomst met de algemeen aanvaarde waarde van de zonneintensiteit. Hieruit bleek dat de nauwkeurigheid beter is dan 10% wat in dit spectraalgedeelte vrij goed mag genoemd worden en zelfs uitzonderlijk goed voor wat betreft een proef buiten het laboratorium.

Bij de proef werd het zonnenspectrum tussen 1950 en 2250 Å met grote nauwkeurigheid bepaald. De zgn. aluminiumdiscontinuïteit rond 2080 Å, treedt op duidelijke wijze naar voor, zodat onze proef de ontdekking van Blamont en Bonnet ondubbelzinnig bevestigt. De waarden die zij voor het verloop van het spectrum in dit gebied aangeven, en die door bepaalde auteurs in twijfel werden getrokken, worden door ons experiment geconfirmeerd.

Beneden 2000 Å vinden we een ekwivalente temperatuur voor de zon, beschouwd als zwarte straler, die 150 tot 200°K lager ligt dan de vroeger algemeen aangenomen waarde. Dit is van bijzonder belang omdat het laat vermoeden dat ook voor nog kortere golflengten eveneens een te hoge intensiteit algemeen aanvaard wordt. In de absorptiekarakteristiek van O₂ komt dit gebied overeen met het zgn. continuum van Schumann-Runge. Dit resultaat is van bijzonder belang voor de kennis van het fysico-chemisch gedrag van de lagere thermosfeer waar de fotonen van deze golflengten, in hoofdzaak geabsorbeerd worden.

Door het bepalen van de optische diepte werd aangetoond dat, naast de tot nog toe aangenomen constituenten O_2 en O_3 , er zeker nog een ander absorberend bestanddeel belangrijk is in dit gedeelte van het UV spectrum. Twee absorptiesmaxima werden duidelijk in het licht gesteld. Het eerste en zeker het voornaamste ligt bij 2100 Å, het tweede bij 2160 Å. Uit het feit dat deze absorpties relatief belangrijker worden bij het stijgen van de ballon, kan men afleiden dat ze boven de stratosfeer gebeuren. Dit absorberend bestanddeel van de atmosfeer speelt zeker een rol voor de scheikunde van de stratosfeer, aangezien het, het aantal fotonen dat voor fotodissociatie in aanmerking komt, verkleint.

Onze proeven hebben in het bijzonder aangetoond hoe nuttig stratosferische ballons voor het ruimte-onderzoek zijn. Ze laten toe metingen te doen in omstandigheden die noch met een raket, noch met een satelliet kunnen bekomen worden. De ballons vormen dus een goede aanvulling voor het ruimte-onderzoek, en zijn daarenboven merkkelijk beterkoop.

Technologisch is er veel overeenkomst qua instrumentatie met de ontwerpen die deze, meer in aanzien zijnde transportmiddelen gebruiken. De ballonproeven laten dus toe, ervaring op te doen met de ruimtetechnieken en zich rekenschap te geven van hun bijzondere aspecten. De belangrijkste hiervan zijn zeker de betrouwbaarheid van de instrumentatie en de noodzakelijkheid elk detail uit te diepen. Niets mag immers aan het toeval overgelaten worden.

Onze proeven hebben ons ten slotte de overtuiging gegeven dat ruimte-onderzoek zó complex is, dat het alleen in ploegverband kan verwezenlijkt worden. Elke proef vereist immers een grondige kennis van zoveel uiteenlopende disciplines dat succes slechts dan mogelijk is, wanneer men kan beroep doen op een groep specialisten in zeer verscheiden domeinen.

BIBLIOGRAFIEHOOFDSTUK 2.

- (1) M. NICOLET, Aeronomy, Handbuch der Physik, Springer Verlag, Heidelberg
(in druk)
- (2) M. NICOLET, The composition and structure of the terrestrial atmosphere,
pp. 3-39, in : Scala, S.M., Harrison, A.C. and Rogers, M.
(eds.), Dynamics of Manned Lifting Planetary Entry, John Wiley
and Sons, Inc., New York, 1963.
- (3) A.J. DRUMMOND, The extra terrestrial solar spectrum, the Institute
of Environmental Sciences and American Society of Testing and
Materials : Proceedings International Symposium on Solar
Radiation pages 55 to 64.
- (4) G. KOCKARTS, Begrippen van aëronomie, aflevering 2.A.A. G7, 1968
- (5) C. ABBOT and L. ALDRICH, Ann. Astrophys. Observ. Smith., Washington,
3, 73-113; and 21-29 (1913)
- (6) M. NICOLET, Sur le problème de la constante solaire, Ann. Astrophys.
14, 249-265, 1955.
- (7) M. NICOLET, Sur la détermination du flux énergétique du rayonnement
extraterrestre du Soleil, Arch. Meteorol., Geophys., Bioklim.
A3, 209-219, 1951.
- (8) E. DURAND, J.J. OBERLY and R. TOUSEY, Analysis of the first rocket
ultraviolet solar spectra, Astrophys. J., 109, 1-16, 1949.
- (9) F.S. JOHNSON, The solar constant, J. Meteorol., 11, 431-439, 1954.
- (10) F.S. JOHNSON, J. PURCELL, R. TOUSEY and N.L. WILSON, The ultraviolet
spectrum of the sun, pp. 279-288, in : Boyd, Seaton, M.J. and
Massey H.S.W. (eds.), Rocket Exploration of the Upper Atmosphere,
Pergamon Press, London, 1954.
- (11) A.J. DRUMMOND, J.R. HICKEY, W.J. SCHOLLES and E.G. LAUE, New
value for the solar constant of radiation, Nature, 218, 259-261,
1968.
- (12) D. LABS and H. NECKEL, The radiation of the solar photosphere from
2000Å to 100μ, Zeit. Astrophys., 69, 1-73, 1968.

- (13) Smithsonian Physical Tables, 9th Revised Edition, Smithsonian Institution Washington, p 720 (1954).
- (14) W. SWIDER, Jr., The determination of the optical depth at large solar zenith distances, Planet. Sp. Sci., 12, 761-782, 1964.
- (15) E. MEYER, Uber die Absorption der ultravioletten Strahlung in Ozon, Ann. Phys., Dtsch., 12, 849-859, 1903.
- (16) FABRY, E. et BUISSON, M., Sur la courbe de répartition de l'énergie dans la partie ultraviolette du spectre solaire, Compt. Rend. Acad. Sci., Paris, 175, 156-159, 1922.
- (17) E. MEYER, M. SCHEIN and B. STOLL, Light of very short wavelength (2100Å) in the solar spectrum, Nature 134 (1934) 535.
- (18) A. VASSY, Sur l'absorption atmosphérique dans l'ultraviolet, Ann. Phys., Paris, 16, 145-203, 1941.
- (19) H.H. MALITSON, J.D. PURCELL, R. TOUSEY and C.E. MOORE, The solar spectrum from 2635 to 2085 Å, Astrophys. J., 132, 746-766, 1960.
- (20) F.S. JOHNSON, Spectral Radiance of the carbon arc from 1900 to 2500 angstroms, J. Opt. Soc. Amer., 46, 101-103, 1956.
- (21) C.R. DETWILLER, D.L. GARRET, J.D. PURCELL and R. TOUSEY, The intensity distribution in the ultraviolet solar spectrum, Ann. Géophys., 17, 263-272, 1961.
- (22) R. TOUSEY, The extreme ultraviolet spectrum of the sun, Space Sci. 2, 3-69, 1963.
- (23) R. TOUSEY, Some results of twenty years of extreme ultraviolet, solar research, Astrophys. J., 149, 239-252, 1967.
- (24) R. BONNET, Observations solaires dans l'ultraviolet au moyens de ballons, Communication colloque international sur l'utilisation des ballons pour la recherche scientifique, Paris, 1967.
- (25) R. BONNET, Stigmatic spectra of the sun between 1800 Å and 2800 Å, Space Research 8, 458-472, 1968.
- (26) R.M. BONNET et J.E. BLAMONT, Limb-darkening observations between 1800 and 2900 Å, Solar Phys., 3, 64-81, 1968.
- (27) M. NICOLET, Introduction to chemical aeronomy, Disc. Faraday Soc., 37, 7-20, 1964.

- (28) M. NICOLET, Le problème physique de la stratosphère à la thermosphère inférieure, Proc. Roy. Soc., 288 A, 479-492, 1965.
- (29) M. NICOLET, Les constituants minoritaires dans la stratosphère et dans la mésosphère, pp. 441-471, dans : Les problèmes Météorologiques de la Stratosphère et de la Mésosphère, Presses Universitaires de France, Paris, 1966.
- (30) M. ACKERMAN, Le spectre solaire de 1100Å à 7μ, CNRE Notes Internes n° 4, 1964.
- (31) M. ACKERMAN, Analyse de l'absorption de l'oxygène moléculaire dans l'ultraviolet, CNRE Notes Internes n° 16, 1964.
- (32) M. ACKERMAN, F. BIAUME et M. NICOLET, Absorption in the spectral range of the Schumann-Runge bands, Aeronomica Acta A nr 56, 1968.
- (33) M. NICOLET, Rate coefficients of oxygen-ozone reactions, CNRE Notes Internes n° 11, 1964.
- (34) L. DUNKELMAN and R. SCOLNIK, Solar spectral irradiance and vertical atmospheric attenuation in the visible and ultraviolet, J. Opt. Soc. Amer., 49, 356-367, 1959.
- (35) M. ACKERMAN, Compte rendu d'expérience sur la mesure du rayonnement solaire par ballon à travers la fenêtre optique de 2000 Å, Aeronomica Acta C n° 6, 1966.
- (36) M. ACKERMAN, Descriptions d'un photomètre stratosphérique et premiers résultats, CNES : utilisation des ballons pour la recherche scientifique, vol. 2, p. 296, 1967.
- (37) M. ACKERMAN et Coll., Avant projet de nacelle en vue de mesures le rayonnement UV par ballons stratosphérique, Aeronomica Acta C n° 8, 1967.
- (38) M. ACKERMAN, D. FRIMOUT et R. PASTIELS, Mesure du rayonnement ultraviolet solaire par ballon stratosphérique, Aeronomica Acta A, N° 57, 1968.

HOOFDSTUK 3.

- (1) M. ACKERMAN et collaborateurs , Avant-projet de nacelle en vue de mesurer le rayonnement U.V. par ballon stratosphérique, *Aeronomica Acta C* 8, 1967.
- (2) R.E. DODD, *Chemical Spectroscopy*, Elsevier student edition 1962
- (3) Dumont multiplier phototubes, description and specification, Fairchild Dumont Electronic tubes.
- (4) P. VILLE, Electrometer system for balloon-borne applications, AA C-14
- (5) R. BENEDICT, *Electronics for Scientist and Engineers*, Prentice Hall, Electrical Engineering Series (1967)
- (6) I. PELCHOWITCH and J.J. ZAALBERG VAN ZELST, A wide-Band Electrometer Amplifier, *The Review of Scientific Instruments*, Volume 23 Nr 2 p. 73, february 1952.
- (7) DE COULON , Thermal-Drift compensation of an electrometer using MOS field-effect transistors, *Electronic Letters*, 2, 255-256, 1966.
- (8) DE COULON and ESKINAZI, Electromètre à MOST et dispositif de compression de l'information à trois décades pour fusée sonde Chaire d'électronique de l'EPUL, Rapport n° 67-204, 1967.
- (9) D. FRIMOUT en A. VUYE, Détermination des mouvements d'une plate-forme stratosphérique non stabilisée A.A. C 27, 1969.
- (10) G. ISRAEL et Mme A. VASSY, Résultats concernant l'attitude d'une fusée Véronique obtenus au moyen de capteurs magnétiques *Astronaut Acta Vol. VIII*, 1962.
- (11) D. FRIMOUT et Et. VAN HEMELRIJCK, Meettoestellen voor nauwkeurige hoogtemeting gebruikt bij proeven met stratosferische ballons *Aeronomica Acta C* nr 14, 1967.
- (12) S. SCHADECK , Alimentation haute tension pour photomultiplicateur, *Aeronomica Acta C* nr 21, 1961
- (13) D. FRIMOUT en S. SCHADECK, Programme de réalisation du système électrométrique utilisé dans les expériences de mesures du rayonnement ultraviolet (haute tension, sonde à ozone, et manomètre), A.A. C 13, 1967.

- (14) E. VAN RANSBEECK, Programme de réalisation du système mécanique utilisé dans les expériences de mesures du rayonnement ultra-violet (expériences en ballon) AA C 16, 1968.
- (15) E. GRUENBERG, Handbook of telemetry and Remote control, McGraw-Hill Book Comp. 1967.
- (16) R. BAUMAN, Absorption Spectroscopy, J. Wiley and Sons, Inc. New York, 1962
- (17) J. PRAGLIN en W. NICHOLS, High speed electrometers for rocket and satellite experiments, Proc. IRE, 48, 771-779, 1960.

HOOFDSTUK 4.

- (1) J. SAMSON, Absolute intensity measurements in the vacuum ultraviolet NASA CR-7, sept. 1963.
- (2) F. JOHNSON, Spectral Radiance of the Carbon Arc from 1900 to 2500 Angström, Journal of the Optical Society of America 46, 2, 1956.
- (3) W. MEGGERS and F. WEDFALL, Lamps and Wavelengths of Mercury, 198, J. Res. N.B.S. 44, 447-455, 1950.
- (4) F. BIAUME, Etude des spectres du Silicium et du germanium produits par un tube a décharge sans électrode entre 1650 et 2900 Å Aeronomica Acta C 17 - 1968
- (5) L. RADZIEMSKI and K. ANDREW, Arc spectrum of Silicon , J. Opt. Soc. Am. 55, 474-491, 1965.
- (6) M. PEYRON, Cavité résonante pour l'excitation de la dissociation de gaz dans un système dynamique, J. Chem. Phys., 59, 99-100, 1962.
- (7) M. ZELIKOFF, P. WYCKOFF, L. ASCHENBRAND and R. LOOMIS, Electrode less discharge lamps containing metallic Vapors, J. Opt. Soc. Amer., 42, 818-819, 1952.
- (8) R. ALLISON, J. BURNS and A. TUZZOLINO, Absolute Fluorescent Quantum Efficiency of Sodium Salicylate, J. Opt. Soc. Amer., 54, 6, 747-751, 1964.
- (9) F. DE COULON, Thermal-drift compensation of an electrometer using MOSFET, Electronic letters, 2, 255-256, 1966.
- (10) — , Field effect transistors theory and applications, Technical Bulletin Amelco Semi-conductors.

- (1) D. FRIMOUT, Verslag over de cursus : technologie voor proefnemingen in de ruimte, AA D. N° 6 - 1967
- (2) P. VILLE, Description préliminaire d'un ensemble de mesures électrométrique pour expériences en ballon, A.A. C N° 12-1967
- (3) D. FRIMOUT et S. SCHADECK, Programme de réalisation du système électronique utilisé dans les expériences de mesures du rayonnement ultraviolet (haute tension, sonde à ozone et manomètre) A.A. C N° 13 - 1967
- (4) N. WHEELER, Telemetry system component design, handbook of telemetry and remote control (Edit. E. Gruenberg) chap. 10, Mac Graw Hill Book Company
- (5) E. VAN RANSBEECK, Programme de réalisation du système mécanique utilisé dans les expériences de mesure du rayonnement ultraviolet (expérience par ballon) A.A. C N° 16 - 1968.
- (6) J.H. SMALLEY, Recent Work at NCAR on Balloon Design and the Heavy Load Launch. Colloque International sur l'utilisation des ballons pour la recherche scientifique, Paris juillet 1967.
- (7) O.C. WINZEN, Vingt ans de ballons en feuilles plastiques. Colloque International sur l'utilisation des ballons pour la recherche scientifique Paris juillet 1967.

HOOFDSTUK 6.-

- (1) D. FRIMOUT et A. VUYE, Détermination des mouvements d'une plate-forme stratosphérique non-stabilisée AA C nr 27 (1969).
- (2) P. DINGENS, Beginselen der waarschijnlijkheidsrekening en der mathematische statistiek. Cursus gedoceerd aan de RUG (1955).

HOOFDSTUK 7.-

- (1) F.S. JOHNSON, J. PURCELL, R. TOUSEY and N. WILSON, The ultraviolet spectrum of the sun, pp. 279-280 in Boyd, Seaton, M.J. and Massey H.S.W. (eds.) Rocket Exploration of the Upper Atmosphere.
- (2) C. DETWILER, D. GARRET, J. PURCELL and R. TOUSEY, The intensity distribution in the ultraviolet solar spectrum Ann. Géophys., 17, 263-272, 1961.
- (3) M. ACKERMAN, Le spectre solaire de 1100 Å à 7 μ CNRE, Notes Internes n° 4, 1964.
- (4) R. BONNET, Stigmatic spectra of the sun between 1800 Å and 2800 Å, Space Research 8, 458-472, 1968.
- (5) G. SANDLIN and K. WIDING, Astrophys. J. 149, L 129 (1967).
- (6) D. LABS and H. NECKEL, The radiation of the solar photosphere from 2000 Å tot 100 μ , Zeit. Astrophys. 69, 1-73, 1968.
- (7) E. INN et Y. TANAKA, Absorption coefficient of ozone in the ultraviolet and visible regions, J. Opt. Soc. Amer. 43, 870 - 873, 1953.
- (8) K. WATANABE, M. ZELIKOFF and E. INN, Geophys. Res. Pap. W° 21 GRD, AFCRL (1953).
- (9) M. ACKERMAN, Analyse de l'absorption de l'oxygène moléculaire dans l'ultraviolet, Aeronomica Acta B n° 16, 1954.
- (10) SHARDENAND, Absorption Cross Section of O₂ and O₄ between 2000 and 2800 Å, Phys. Rev. (October 5, 1969).