



HAL
open science

**Observations atmosphériques et astronomiques au
voisinage de 6563 Å à bord du satellite D2A :
contribution à l'étude de la lumière zodiacale, de la
géocouronne, des nébuleuses émissives et des aurores
équatoriales**

Anny Chantal Levasseur

► **To cite this version:**

Anny Chantal Levasseur. Observations atmosphériques et astronomiques au voisinage de 6563 Å à bord du satellite D2A : contribution à l'étude de la lumière zodiacale, de la géocouronne, des nébuleuses émissives et des aurores équatoriales. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Université Pierre Marie Curie (ParisVI), 1976. Français. NNT : . tel-03872673

HAL Id: tel-03872673

<https://hal.science/tel-03872673v1>

Submitted on 25 Nov 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'enregistrement au C.N.R.S.

A. O. 12 631

THÈSE de DOCTORAT d'ÉTAT ès Sciences Physiques

présentée

à l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)

par

Anny-Chantal LEVASSEUR

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la thèse

**OBSERVATIONS ATMOSPHÉRIQUES ET ASTRONOMIQUES
AU VOISINAGE DE 6563 Å A BORD DU SATELLITE D₂A :**

contribution à l'étude de la lumière zodiacale,
de la géocouronne, des nébuleuses émissives
et des aurores équatoriales.

soutenue le 29 juin 1976 devant le Jury composé de :

MM. J. BLAMONT Président

J. DELLOUE

M. GARNIER

G. COURTES

J.F. DENISSE

R. DUMONT

G. KOCKARTS

THÈSE de DOCTORAT d'ÉTAT ès Sciences Physiques

présentée

à l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)

par

Anny-Chantal LEVASSEUR

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la thèse

OBSERVATIONS ATMOSPHÉRIQUES ET ASTRONOMIQUES
AU VOISINAGE DE 6563 Å A BORD DU SATELLITE D₂A :
contribution à l'étude de la lumière zodiacale,
de la géocouronne, des nébuleuses émissives
et des aurores équatoriales.

soutenue le 29 juin 1976 devant le Jury composé de :

MM. J. BLAMONT Président

J. DELLOUE

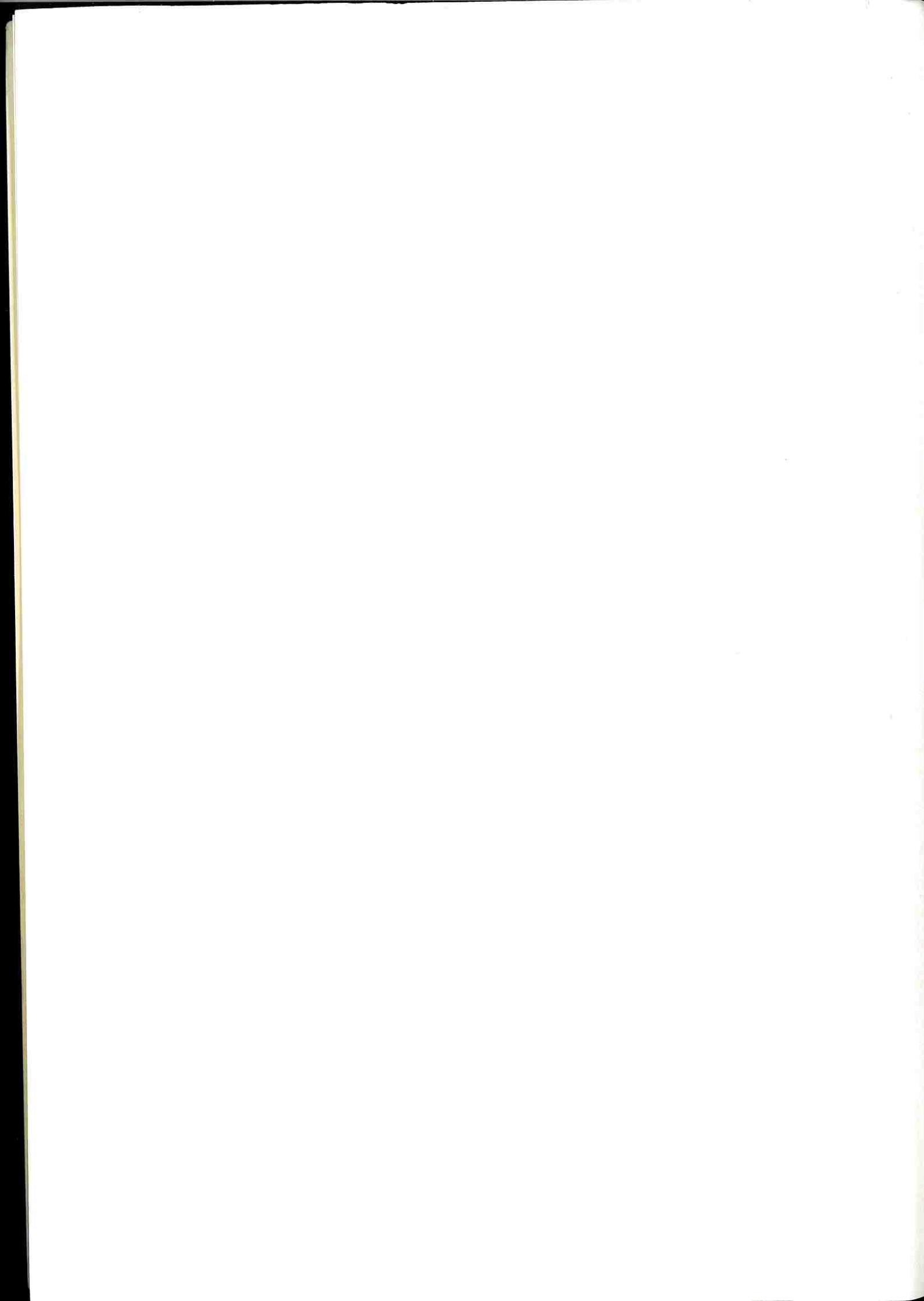
M. GARNIER

G. COURTES

J.F. DENISSE

R. DUMONT

G. KOCKARTS



REMERCIEMENTS

Cette thèse a été préparée au Service d'Aéronomie du Centre National de la Recherche Scientifique. C'est à M. le Professeur BLAMONT, qui m'a accueillie dans son laboratoire, m'a donné les moyens nécessaires à la réalisation d'une expérience et à l'exploitation de ses résultats et m'a constamment aidée par ses critiques et ses conseils, que vont tout d'abord mes remerciements.

Ce travail, qui repose sur les résultats d'une expérience spatiale complexe traduit, bien que présenté sous le nom d'un seul auteur, l'effort de nombreuses personnes. Je remercie tous ceux qui, au Centre National d'Etudes Spatiales, ont défendu le projet de satellite D2A, puis l'ont réalisé, qu'il s'agisse de la construction, de la mise en orbite, de la collecte des informations (assurée par les stations CNES et NASA), ou encore de la délicate mise au point des bandes de données. Puissent M. TAILLADE, B. DELOR, M. CAZENAVE et leurs équipes, qui ont fait des vingt six mois de fonctionnement de l'expérience H α D2A une réussite, trouver dans les pages qui suivent la justification du travail qu'ils ont fourni avec efficacité.

Si cette expérience au potentiel élevé a pu fournir de nombreux résultats, c'est à la "philosophie" habituelle du laboratoire que je le dois : exigences en matière d'étalonnages ou de la qualité du rapport signal sur bruit et vaste culture scientifique. J. HURIET a conçu l'optique de l'expérience puis a suivi ses premiers développements, cependant que P. COUFLEAU et son équipe ont assuré la réalisation des deux maquettes et des deux modèles de vol. Il m'est très agréable de remercier J. MILLARD qui a assuré la mise au point de l'électronique et m'a constamment aidée lors des tests et des étalonnages. L'aide de J.P. SCHNEIDER et F. SYDA, qui ont fait fonctionner à l'Observatoire de Haute Provence une maquette destinée à des étalonnages et des mesures de polarisation, me fût également très précieuse, ainsi que celle de H. PONCET. Je désire encore associer à ce travail F. SAINMONT et C. COT qui ont successivement mis au point avec compétence la plupart des programmes de traitement scientifique. Enfin, j'exprime ma reconnaissance à tous ceux qui ont participé à la réalisation matérielle de ce volumineux mémoire et en particulier à M. MOREAU et M.T. PEYROUX. Que tous, avec mes amis chercheurs qui m'ont entourée et aidée, soient ici très sincèrement remerciés.

C'est grâce aux entretiens que j'ai eus avec de nombreux scientifiques que l'expérience a conduit à des développements intéressants et variés. Les suggestions des personnes qui ont bien voulu me faire l'honneur

d'être dans mon jury m'ont été particulièrement profitables. Dans le domaine de la lumière zodiacale, les remarques constructives de R. DUMONT, qui m'a constamment aidée, m'ont été précieuses, ainsi que celles de D.W. HUGHES, E.P. NEY, R. ROBLEY et J.G. SPARROW. L'interprétation des résultats géocoronaux a été facilitée par les discussions fructueuses que j'ai eues avec G. KOCKARTS, J.L. BERTAUX, R.R. MEIER et C.S. WELLER ; le rôle de B.A. TINSLEY, qui a su me faire profiter de toutes ses connaissances dans ce domaine et m'a accueillie pendant un mois à l'Université du Texas, a été spécialement important. J'ai tiré grand profit des conversations que j'ai pu avoir à propos des régions HII avec G. COURTES qui a toujours porté de l'intérêt à mes recherches, ainsi qu'avec J.P. SIVAN.

Ce travail a été financé sur contrats CNES 150-201. Les calculs ont été exécutés sur les ordinateurs CDC du CNES (6600 puis 7600). J'ai bénéficié pour préparer cette thèse d'un poste d'Assistant, puis de Maître-Assistant à l'Université Pierre et Marie Curie.

SOMMAIRE

<u>Introduction Générale</u>	p. 1
<hr/>	
<u>Chapitre 1 - Présentation de l'expérience HαD2A</u>	p. 4
I - Description de l'expérience H α et du satellite D2A Tournesol	p. 7
1. Optique	
2. Electronique	
3. Le satellite D2A Tournesol	
II - Problèmes de mesure	p. 17
1. Détermination des signaux détectés	
2. Évaluation des erreurs	
III - Historique	p. 27
1. L'expérience H α avant le lancement	
2. Fonctionnement du satellite et de l'expérience après le lancement	
IV - Traitement de l'information	p. 33
1. Traitement rapide	
2. Traitement de masse	
3. Description des bandes III	
<hr/>	
<u>Chapitre 2 - Observation de la lumière zodiacale</u>	p. 48
Introduction	p. 51
I - Revue du problème	p. 53
1. Description sommaire du nuage zodiacal	
2. Description dynamique du nuage zodiacal	
3. Essaims météoritiques	
II - Mise au point de modèles numériques	p. 62
1. Détermination de la luminance en présence d'inhomogénéités locales	
2. Détermination de l'intersection d'essaims météoritiques avec le plan de visée	

III - Données zodiacales de D2A	p. 77
1. Choix des données	
2. Présentation des données	
IV - Valeurs absolues des luminances observées	p. 95
1. Ordres de grandeur	
2. Comparaison avec des résultats antérieurs	
3. Non stabilité des valeurs	
V - Oscillation annuelle	p. 103
1. Mise en évidence au pôle nord de l'écliptique	
2. Mise en évidence à $\beta = \pm 45^\circ$	
3. Observation de l'effet du plan invariable du système solaire au voisinage du plan de l'écliptique	
VI - Fluctuations de courte durée	p. 110
1. Revue des fluctuations observées	
2. Description des inhomogénéités observées	
3. Interprétation : corrélation avec le passage au voisinage de la Terre d'essaims météoritiques connus	
Conclusion	p. 120
<hr/>	
<u>Chapitre 3 - Observation de l'émission Hα géocoronale</u>	p. 122
Introduction	p. 125
I - Revue du problème	p. 126
1. Bilan des observations antérieures en H α	
2. Ordre de grandeur de l'émissivité intégrée	
II - Données géocoronales de D2A et comparaison avec des valeurs théoriques calculées à partir d'un programme de transfert radiatif.	p. 137
1. Choix des données	
2. Présentation des données	
3. Interprétation : mise au point d'un modèle numérique global.	

III - Discussion des résultats	p. 151
1. Comparaison avec les résultats de Tinsley	
2. Comparaison de la valeur du flux solaire utilisé dans le modèle numérique avec une valeur récente	
3. Comparaison de nos calculs de valeurs théoriques avec des calculs indépendants	
IV - Variation journalière : asymétrie matin-soir du nuage d'hydrogène	p. 159
1. Etude d'orbites particulières	
2. Etude générale	
V - Evolution à long terme	p. 165
1. Mise en évidence	
2. Etude des paramètres susceptibles de produire l'évolution à long terme	
3. Interprétation	
VI - Etude de la contribution de l'hydrogène situé au-dessous de l'orbite du satellite	p. 173
1. Etude d'orbites particulières	
2. Etude générale	
3. Détermination de l'émissivité de couches situées au-dessous du satellite	
Conclusion	p. 186
<hr/>	
<u>Chapitre 4 - Observation de nébuleuses émissives</u>	p. 188
Introduction	p. 191
I - Revue du problème	p. 193
1. Origine de l'émission H α	
2. Bilan des observations antérieures	
3. Ordre de grandeur de l'émissivité intégrée	
II - Données nébulaires de D2A	p. 199
1. Choix des données	
2. Problème des raies parasites	
3. Présentation des données	
4. Cartes de nébuleuses émissives en H α	

III - Discussion des résultats p. 217

1. Valeur absolue des émissivités intégrées
2. Exemple d'utilisation des données pour une meilleure connaissance des nébuleuses répertoriées
3. Exemple d'utilisation des données pour une meilleure connaissance des régions non répertoriées

Conclusion p. 227

Chapitre 5 - Observation d'aurores équatoriales p. 228

Introduction p. 229

I - Mise en évidence à partir des observations de D2A dans la basse thermosphère p. 231

1. Choix des données
2. Influence du paramètre d'impact
3. Influence de la latitude géomagnétique
4. Etude en fonction du temps

II - Origine des évènements p. 243

1. Présentation rapide de la magnétosphère et de ses perturbations
2. Corrélation des évènements avec des phénomènes magnétosphériques
3. Interprétation

Conclusion p. 257

Annexes p. 258

A - Unités photométriques p. 261

1. Unités énergétiques
2. Unités aéronomiques
3. Unités astronomiques

B - Lumière émise par les étoiles : effet sur l'expérience p. 267

1. Signal dû aux étoiles traversant le champ
2. Distribution dans le ciel
3. Lumière intégrée des étoiles
4. Conclusion : évaluation des erreurs

C - Etalonnages en laboratoire p. 273

1. Qualification et étalonnage des filtres interférentiels
2. Qualification et étalonnage du photomultiplicateur
3. Tests de fonctionnement de l'expérience
4. Etalonnage relatif de l'expérience
5. Etalonnage absolu de l'expérience

D - Fonctionnement de l'expérience en orbite p. 289

1. Courants d'obscurité du photomultiplicateur ; effet de l'Anomalie de l'Atlantique Sud
2. Stabilité de l'expérience
3. Etalonnage relatif : deuxième détermination du coefficient d'étalonnage relatif à partir des données géocoronales
4. Etalonnage absolu : deuxième détermination du coefficient d'étalonnage absolu à partir de l'observation de Véga

E - Calcul d'erreur p. 300

1. Mesures zodiacales
2. Mesures géocoronales
3. Mesures nébulaires
4. Mesures dans la basse thermosphère

Références

p. 305

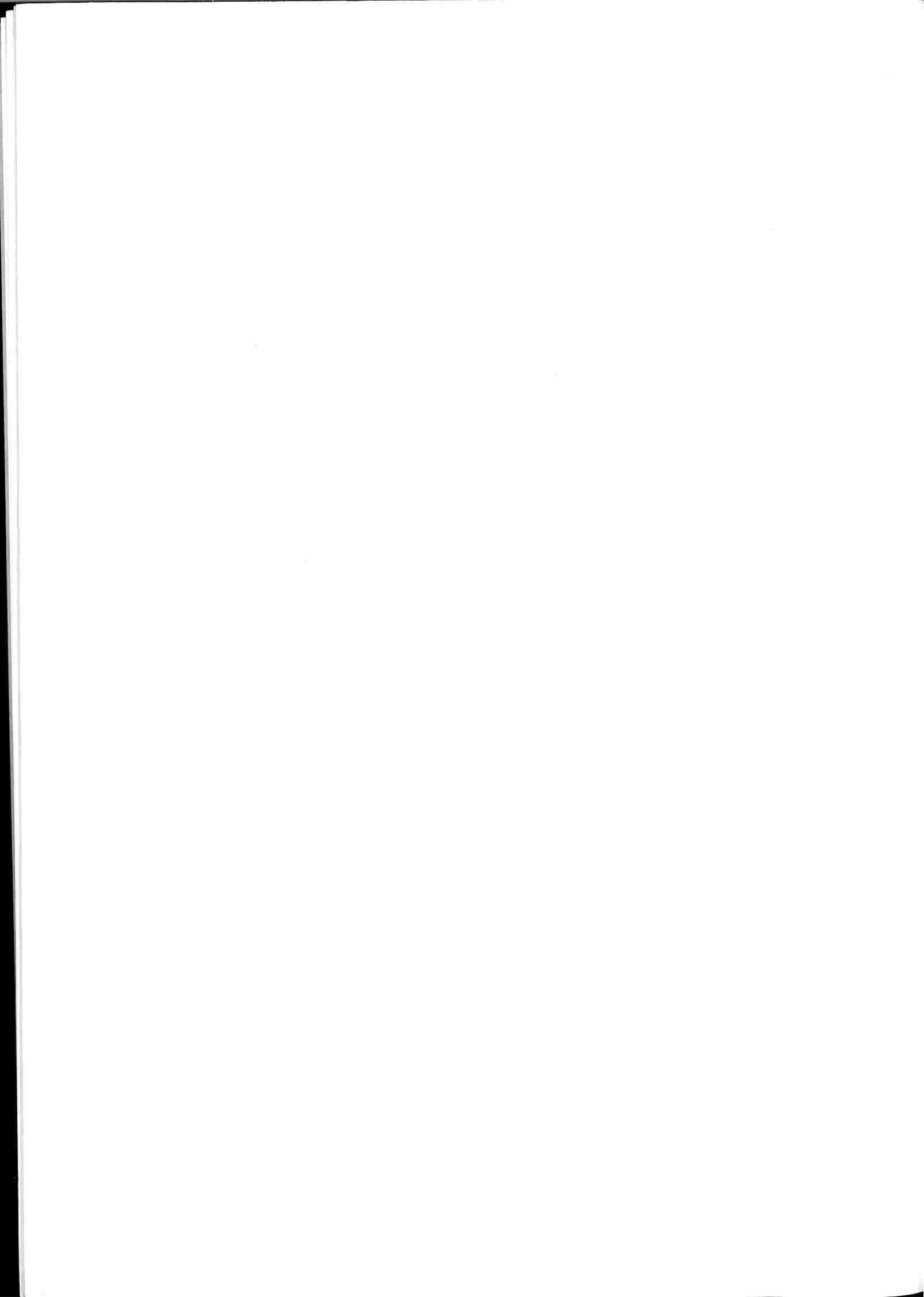
- Références du chapitre 1
- Références du chapitre 2
- Références du chapitre 3
- Références du chapitre 4
- Références du chapitre 5
- Références relatives aux Annexes.

Index des notations

p. 321

Résumé des conclusions

p. 325



INTRODUCTION GENERALE

Le projet D2A fut initialement conçu par J. BLAMONT pour étudier les émissions optiques de l'hydrogène géocoronal et, plus précisément, mesurer la distribution de l'hydrogène autour de la Terre à moins de 1000 km d'altitude. L'expérience dont j'eus la chance de recevoir la responsabilité devait faire une étude spatio-temporelle de l'émission $H\alpha$ (6563 Å) géocoronale ; cette émission est le résultat d'une fluorescence : la lumière ultra-violette Ly β solaire élève les atomes d'hydrogène de la haute atmosphère terrestre à leur deuxième état excité ; ils retombent ensuite à l'état fondamental soit en une étape, soit en émettant d'abord un quantum $H\alpha$, puis un quantum Ly α .

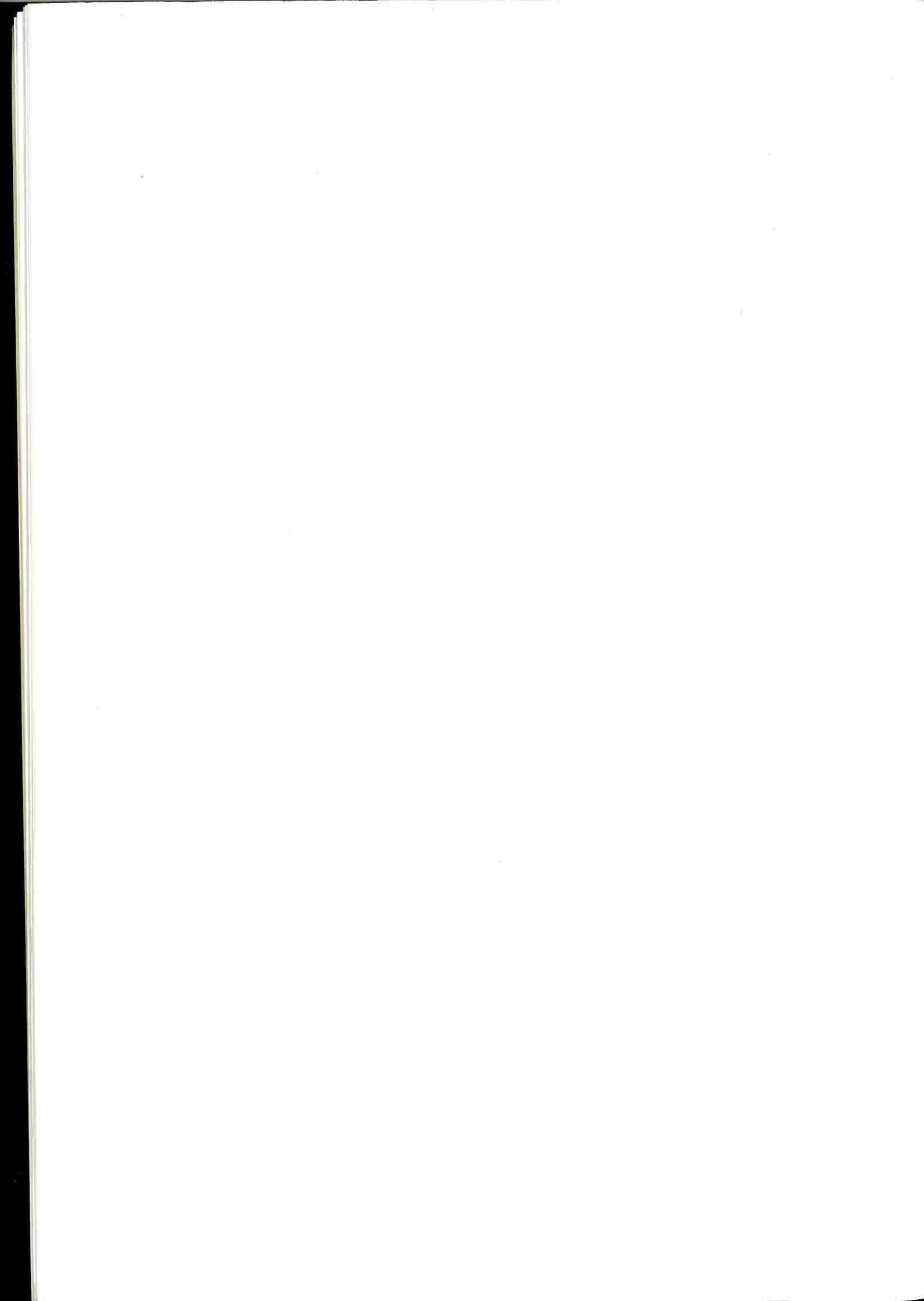
Mais lorsque des observations sont faites la nuit au voisinage de 6563 Å, le signal géocoronal dû aux diffusions multiples du flux Ly β solaire est accompagné de nombreux signaux parasites :

- continuum atmosphérique et bandes de Meinel dans les basses couches de l'atmosphère
- émissions aurorales
- continuum zodiacal (diffusion de la lumière solaire sur les particules interplanétaires)
- lumière de la Lune et des planètes
- lumière des étoiles et des nébuleuses émissives en $H\alpha$.

Les observations faites depuis un satellite permettent de s'affranchir du problème des basses couches atmosphériques ; les visées contaminées par la lumière de la Lune, des planètes, ou des étoiles brillantes doivent être éliminées ; la contribution des étoiles moins brillantes que la sixième magnitude peut être évaluée. D'où la possibilité, avec un photomètre à deux voies qui détecte simultanément les signaux émis à 6563 Å ($H\alpha$) et au voisinage (6530 Å), d'obtenir des résultats zodiacaux, géocoronaux, nébulaires et même auroraux, à partir de mesures différentielles.

Le fonctionnement sans dégradation de l'expérience "H α D2A" pendant 26 mois (avril 1971 - juin 1973) a donc permis de répondre au but fixé, mais aussi devant l'abondance des données exploitables (plusieurs centaines de milliers d'observations) d'élargir notre domaine de recherche à des disciplines variées.

Le premier chapitre décrit l'expérience $H\alpha$ et le satellite D2A, présente leur fonctionnement après le lancement et détaille les problèmes de mesure et de mise en forme des données.



CHAPITRE 1

PRESENTATION DE L'EXPERIENCE H α D2A

CHAPITRE 1

PRESENTATION DE L'EXPERIENCE H α D2A

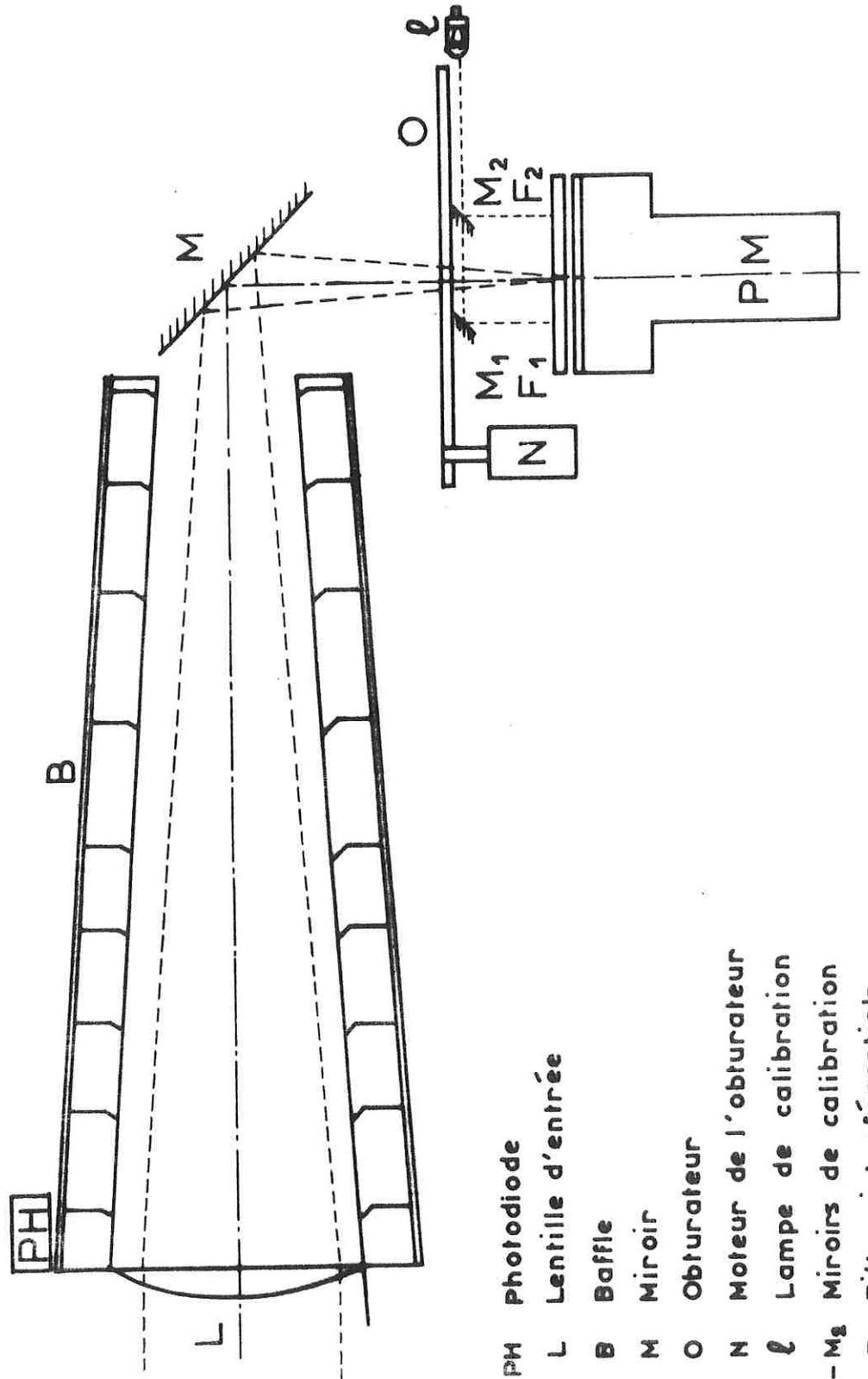
- I - Description de l'expérience H α et du satellite D2A Tournesol p. 7
1. Optique
 2. Electronique
 - a - Alimentation
 - b - Détecteur et chaîne de comptage
 - c - Programmation
 - d - Transmission des informations
 - e - Télécommande
 3. Le satellite D2A Tournesol
 - a - Alimentation
 - b - Chaîne de télémessure et de télécommande
 - c - Système de pointage et de stabilisation
- II - Problèmes de mesure p. 17
1. Détermination des signaux détectés
 - a - Utilisation de la voie "fond continu" pour déterminer le signal zodiacal
 - b - Utilisation de la voie "H α + fond continu" pour déterminer le signal H α
 2. Evaluation des erreurs
 - a - Cas d'une mesure individuelle
 - b - Cas des mesures réduites
- III - Historique p. 27
1. L'expérience H α avant le lancement
 2. Fonctionnement du satellite et de l'expérience après le lancement
 - a - Mise en orbite
 - b - Satellite D2A
 - c - Expérience H α

IV - Traitement de l'information

p.33

1. Traitement rapide
 - a - Traitement visuel immédiat
 - b - Traitement visuel amélioré
 2. Traitement de masse
 - a - Bandes I
 - b - Bandes II
 - c - Bandes III
 3. Description des bandes III
 - a - Paramètres temporels
 - b - Position du satellite
 - c - Direction de visée
 - d - Données d'observation
 - e - Point d'impact
 - f - Observation d'étoiles
 - g - Indication du type de mesure
- Bilan
-

Figure 2 - SCHEMA OPTIQUE DE L'EXPERIENCE $H \propto D_2 A$



- PH Photodiode
- L Lentille d'entrée
- B Baffle
- M Miroir
- O Obturateur
- N Moteur de l'obturateur
- ℓ Lampe de calibration
- M₁ - M₂ Miroirs de calibration
- F₁ - F₂ Filtrés interférentiels
- PM Photomultiplicateur à 2 photocathodes

I - DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE H α
ET DU SATELLITE D2A TOURNESOL

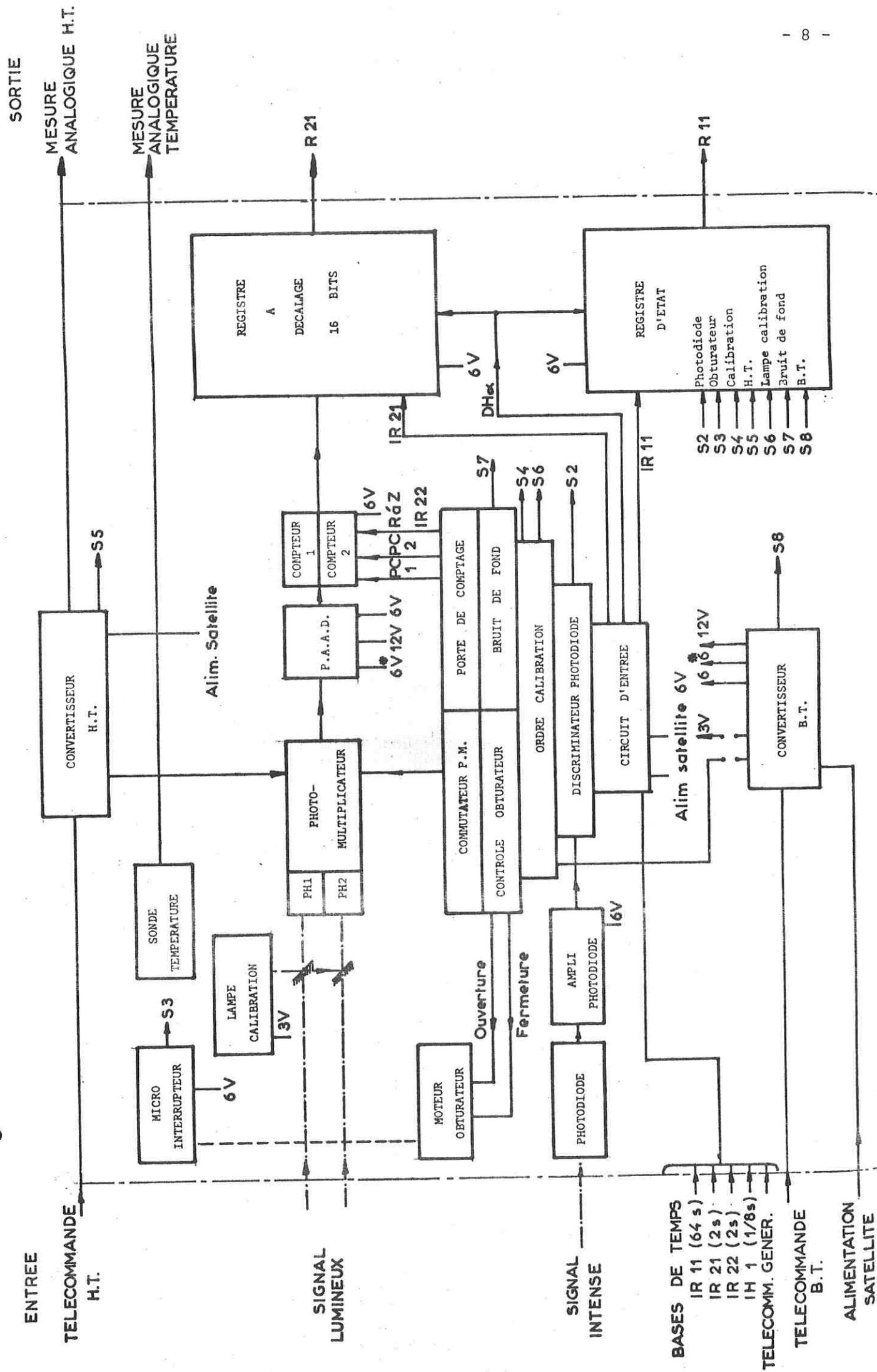
I - 1. Optique -

Le système optique de l'expérience H α D2A, photographiée sur la figure 1, est d'une extrême simplicité. Il est constitué (figure 2) par une lentille d'entrée circulaire qui projette une image du ciel dans son plan focal, soit sur deux filtres interférentiels semi-circulaires centrés l'un à la longueur d'onde de la raie H α , l'autre à une trentaine d'angströms : ainsi, l'émission H α peut être déterminée par une mesure différentielle.

La lentille (diamètre 100 mm, distance focale 500 mm) est en allymer de polycarbonate CR 39 et a subi un traitement Univul avec coloration Kiros qui coupe la transmission au-dessous de 5000 Å sans la modifier dans le rouge où elle égale 90 %. Le "baffle" conique à 9 lames, destiné à réduire la lumière parasite, est en tôle d'aluminium protégée par une oxydation anodique et a une longueur de 400 mm. Le miroir plan circulaire, utilisé pour des raisons d'encombrement à bord de D2A, est en béryllium kanigéné et poli ; après dépôt d'une couche d'or, son pouvoir réflecteur atteint 92 %. L'obturateur est mu par un moteur et supporte deux petits miroirs de 4 mm² ; sa fermeture permet de mesurer le courant d'obscurité du photomultiplicateur et d'étalonner en vol au moyen d'une lampe de calibration interne (type GE 2128) ; la fermeture de l'obturateur permet aussi d'éviter l'éblouissement du photomultiplicateur lorsque la photodiode (diamètre du champ = 27°) est excitée par un flux susceptible de le détériorer ou tout au moins d'en augmenter sensiblement le bruit (Lune ou Terre en phase jour). Les deux filtres interférentiels (Spectrum Systems) ont des bandes passantes de 20 Å. Ce choix est une optimisation entre l'utilisation de filtres étroits qui nécessitent une régulation de température et l'utilisation de filtres larges qui laissent passer trop de signal à spectre continu ; ils ont été sélectionnés afin que leurs longueurs d'onde de centrage dans les conditions de l'expérience (incidence moyenne de 4°, température en orbite voisine de 10°) soient égales pour l'un à 6563 Å, pour l'autre à 6530 Å ; l'étude de l'évolution de leurs caractéristiques a été menée systématiquement (Annexe C - Etalonnages en laboratoire) ; leur taux de transmission est voisin de 50 % et leur surface utilisée vaut (15 × 30)mm².

Ainsi, le faisceau incident est partagé en deux faisceaux à champ rectangulaire de 1°20' × 2°40'. Si un signal de 1 rayleigh (Annexe A - Unités Photométriques), à la longueur d'onde de centrage d'un des filtres, arrive

Figure 3 - SYNOPTIQUE DE L'ELECTRONIQUE DE H α D₂A



sur la lentille, le nombre de photons émergeant par seconde du filtre est proportionnel à la surface collectrice, à l'angle solide moyen et au taux de transmission, donc est approximativement égal à

$$\frac{10^6}{4\pi} \times 25 \pi \times \frac{1,5 \times 3}{50 \times 50} \times 0,9 \times 0,92 \times 0,5 \quad \text{soit}$$
$$4,6 \times 10^3 \text{ photons s}^{-1} \text{ pour } 1 \text{ R}$$

I - 2. Electronique - (Figure 3)

a) Alimentation

Un convertisseur basse tension (Crouzet) fournit à partir de la batterie du satellite des tensions de 3 V, 6 V et 12 V. Il est placé dans un module indépendant du reste de l'électronique et, tout comme le module principal, noyé dans une mousse de résine. Le convertisseur haute tension fournit une tension réglée à 2190 V.

b) Détecteur et chaîne de comptage

Dans un photomètre intégrateur à deux voies de mesure, la dérive due aux vieillissements différents des deux amplificateurs est une source importante d'erreur. Aussi avons-nous choisi d'utiliser un seul photomultiplicateur à deux photocathodes, suivi d'une seule chaîne de mesure avec préamplificateur, amplificateur, discriminateur et compteurs. Le photomultiplicateur à couche trialkaline avec réserve de césium (RTC type 450 FH) a été spécialement développé pour l'expérience H α (figure 4). Sa qualification en ambiance spatiale et l'étude de ses performances ont été aussi complètes que possible (Annexe C) ; pour le modèle mis en orbite, l'efficacité quantique atteignait 6,3 % avec une tension de blocage des photocathodes de 24 V et une alimentation haute tension à l'anode de 2190 V. Le photomultiplicateur fonctionne en régime impulsionnel, c'est-à-dire en comptage de photoélectrons ; un potentiel retardateur commandé par la logique de l'expérience permet de lire alternativement les deux photocathodes avec une fréquence de 8 Hz ; pour obtenir une valeur moyenne du signal (figure 5a), un cycle de mesure comprend 7 mesures sur chacune des deux voies et dure 7/8 s toutes les 2 secondes. Les impulsions, d'amplitude variable, et de distribution temporelle aléatoire, sont transmises au préamplificateur dont le gain est réglé à 5 et à l'amplificateur linéaire qui assure un gain stable de 100. Pour améliorer le rapport signal sur bruit de la chaîne de comptage en minimisant le courant d'obscurité, les faibles signaux sont coupés par un discriminateur d'amplitude réglé à 1,5 V. La mise en forme est

Figure 4 - LE PHOTOMULTIPLICATEUR

4a - Structure

4b - Vue d'ensemble

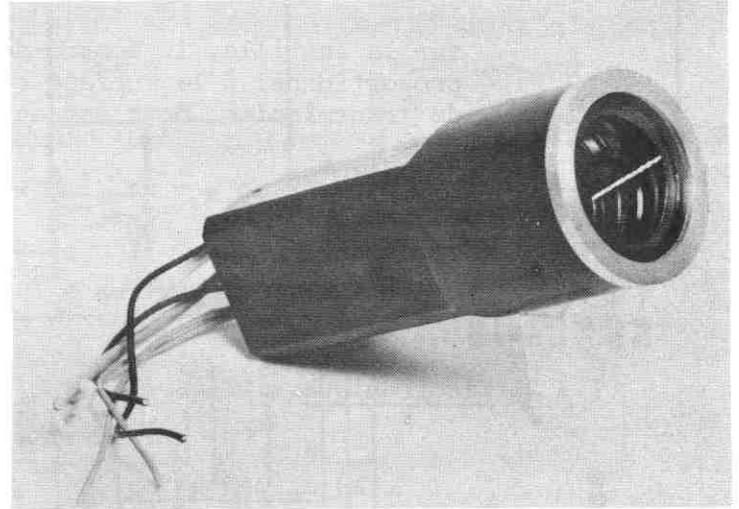
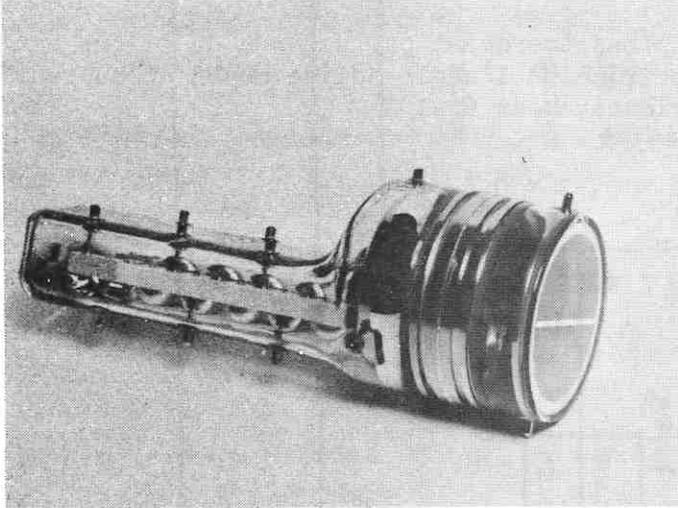


TABLEAU 1

DYNAMIQUE DES COMPTEURS DE L'EXPERIENCE HaD2A

Nombre d'impulsions lues	Nombre maximal d'impulsions non lues
0 - 31	0
32 - 94	1
96 - 220	3
224 - 472	7
480 - 976	15
992 - 1984	31
2016 - 4000	63
4064 - 8032	127

ensuite assurée en impulsions rectangulaires toutes identiques, de 3 V et 450 ns. Elles sont envoyées dans 2 compteurs du type (5 + 3) bits à virgule flottante ; p étant la valeur en base 10 du nombre binaire de 5 bits et q celle du nombre de 3 bits, la valeur du nombre représenté est

$$(p + 32)2^q - 32$$

Le tableau 1 indique le nombre d'impulsions qui peuvent être lues et la précision du système qui permet donc, pour un encombrement de télémesure réduit, d'obtenir une dynamique assez élevée et une erreur relative satisfaisante.

c) Programmation

Le programmeur commande le fonctionnement en obturateur ouvert ou fermé de l'expérience, la commande de la chaîne de comptage et la transmission de l'information. L'obturateur est systématiquement fermé à l'arrêt de l'expérience afin d'éviter le vieillissement du photomultiplicateur et aussi :

- lorsque la photodiode est excitée
- lorsque le contrôle périodique du courant d'obscurité est effectué; ce contrôle dure 7/8 s ; il est répété tous les 4 "formats" (le format est une base de temps de 64 s à bord du satellite)
- lorsque l'ordre d'une séquence d'étalonnage est envoyé à l'expérience (figure 5b), par télémesure directe ou grâce à la logique du satellite (tous les 24 formats pendant 3 formats).

d) Transmission des informations

Les mesures contenues dans les compteurs sont transférées dans un registre 16 bits qui est interrogé toutes les 2 s par le codeur de télémesure. Un registre d'état, ou "status" de 7 bits contrôle par tout ou rien la basse tension, la haute tension, l'obturateur, la lampe de calibration, la photodiode et signale les mesures du courant d'obscurité et les séquences d'étalonnage. Enfin, des données analogiques sont transmises directement une fois par format. Elles correspondent à la mesure de la haute tension et de la température au niveau des filtres interférentiels.

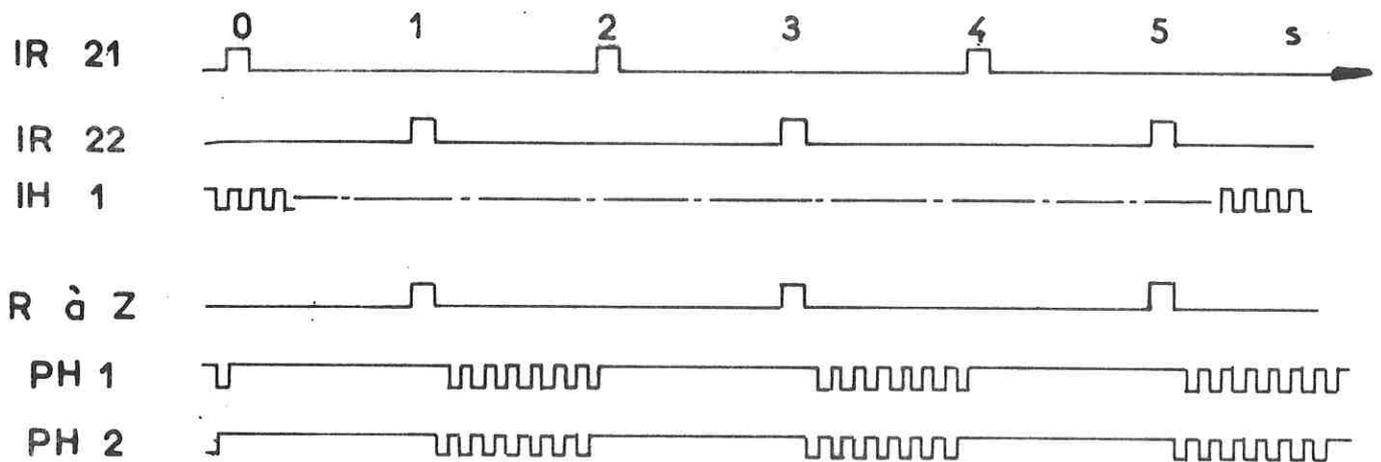
e) Télécommande

L'expérience est susceptible de recevoir 6 ordres de télécommande. Ils mettent en route, ou au contraire, arrêtent la basse tension, la haute tension et les séquences d'étalonnage.

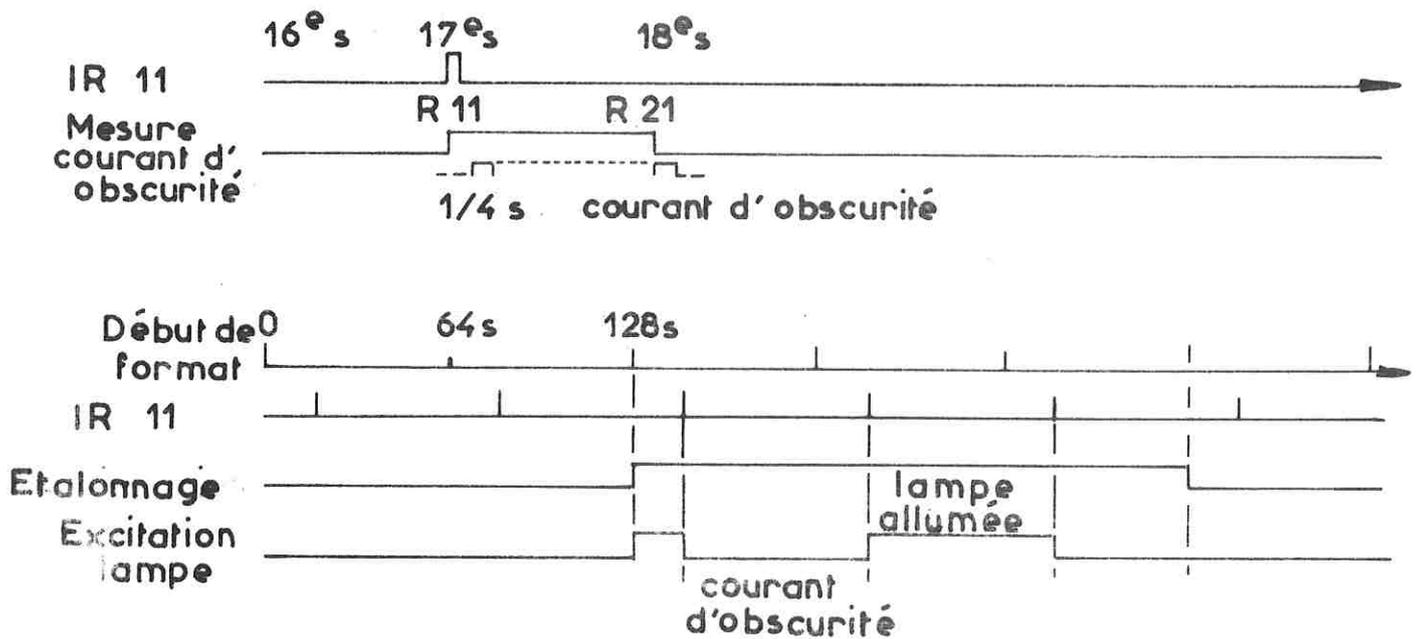
Les performances de l'expérience, sa stabilité dans le temps et son rapport signal sur bruit sont présentés dans les Annexes C et D.

Figure 5 - CYCLES DE FONCTIONNEMENT

5a - Cycle de mesures



5b - Cycles de courant d'obscurité et étalonnage



I - 3. Le satellite D2A Tournesol -

Le satellite D2A (figure 6) supporte l'expérience Ha et quatre autres expériences scientifiques qui se proposent également d'accroître les connaissances sur la géocouronne par des observations dans l'ultraviolet à la longueur d'onde de la raie Lyman α de l'hydrogène. C'est le premier satellite scientifique français muni d'une stabilisation active par pointage du Soleil. Outre le système pyrotechnique, qui amène le satellite en configuration de vol après le lancement, les éléments essentiels au fonctionnement des expériences embarquées sont :

a) L'alimentation

Les 1400 cellules photovoltaïques des panneaux solaires fournissent 60 W en phase d'éclairement du satellite ou jour orbital. L'énergie est transmise à la batterie qui fournit la charge d'utilisation en phase d'éclipse du satellite par la Terre (ombre ou nuit orbitale).

b) Les chaînes de télémessure et de télécommande

La télémessure regroupe les mesures scientifiques, les mesures technologiques et les mesures d'attitude. Elle est émise de façon continue par le satellite, à une cadence de 128 bits s^{-1} . La chaîne de télémessure est constituée par le codeur P.C.M. ("pulse code modulation"), les deux émetteurs à modulation de phase fonctionnant à 136 MHz, les antennes et la station au sol qui "voit" le satellite. L'information peut aussi être stockée dans l'enregistreur magnétique de bord, dont la capacité (100 formats) est légèrement supérieure à une orbite. Elle est alors retransmise, en télémessure rapide, à la cadence de 5460 bits s^{-1} à une station au sol, une fois seulement par orbite.

Les antennes peuvent aussi recevoir les ordres de télécommande à 148,56 MHz qui, après passage par le duplexeur, sont transmis au décodeur de télécommande.

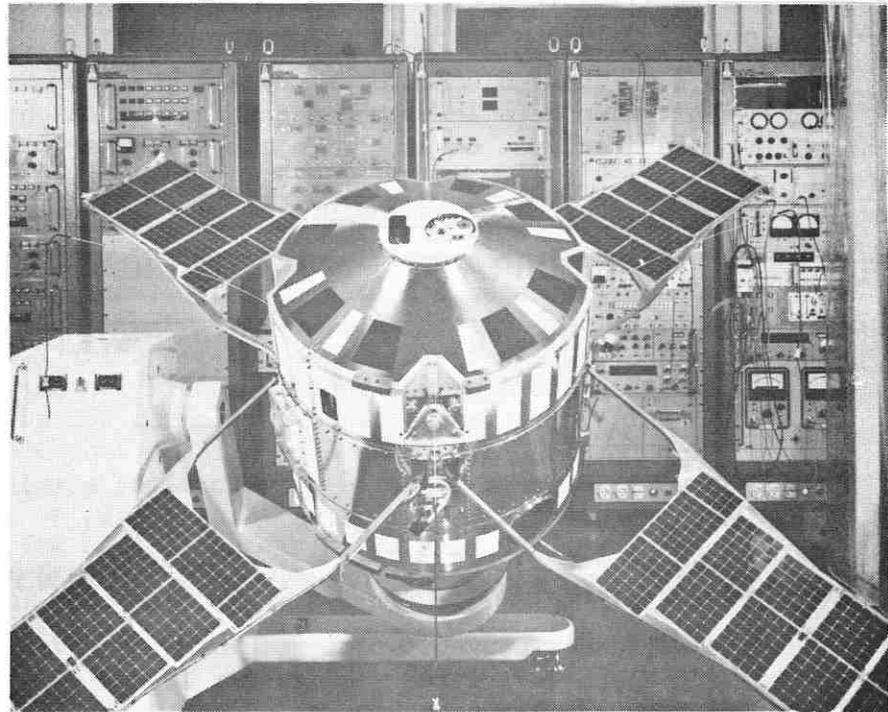
c) Le système de pointage et stabilisation

Il a pour mission de diriger l'axe de roulis du satellite vers le Soleil immédiatement après le lancement, d'assurer le pointage rapide de cet axe après les périodes d'ombre et enfin de garantir une vitesse de rotation constante (1 tour par mn) autour de l'axe de roulis.

La distribution de tous ces éléments est assurée par la structure du satellite constituée :

- d'un tube central qui contient les expériences "Solaire" et "Antisolaire" et d'où émergent les senseurs solaires.

Figure 6 - LE SATELLITE D₂A TOURNESOL
(Document C.N.E.S.)



- d'un plateau inférieur sous lequel sont suspendues les expériences "H α ", "REA" (résonance, émission, absorption) et "Polarisation", et sur lequel sont placés l'enregistreur et l'ensemble pneumatique.
- d'un plateau supérieur qui supporte les modules électroniques et le magnétomètre.
- d'une "peau" dorée et localement peinte en noir ou en blanc afin de transférer l'énergie solaire absorbée par la face pointant le Soleil et de faciliter les échanges radiatifs internes.
- enfin, des quatre panneaux solaires (qui portent les tuyères de roulis et des antennes).

TABLEAU 2

LONGUEURS D'ONDE DES BANDES DE MEINEL (6,1) DE OH

Raie	Longueur d'onde (\AA)
$Q_1(2)$	6505
$Q_1(3)$	6514
$P_2(2)$	6522
$P_1(2)$	6533
$P_2(3)$	6544
$P_1(3)$	6554
$P_2(4)$	6569
$P_1(4)$	6577
$P_2(5)$	6596

II - PROBLEMES DE MESURE

II - 1. Détermination des signaux détectés -

Afin de ne pas trop alourdir ce paragraphe, tous les détails relatifs aux étalonnages ont été renvoyés dans les annexes C (Etalonnages en laboratoire) et D (Fonctionnement en orbite).

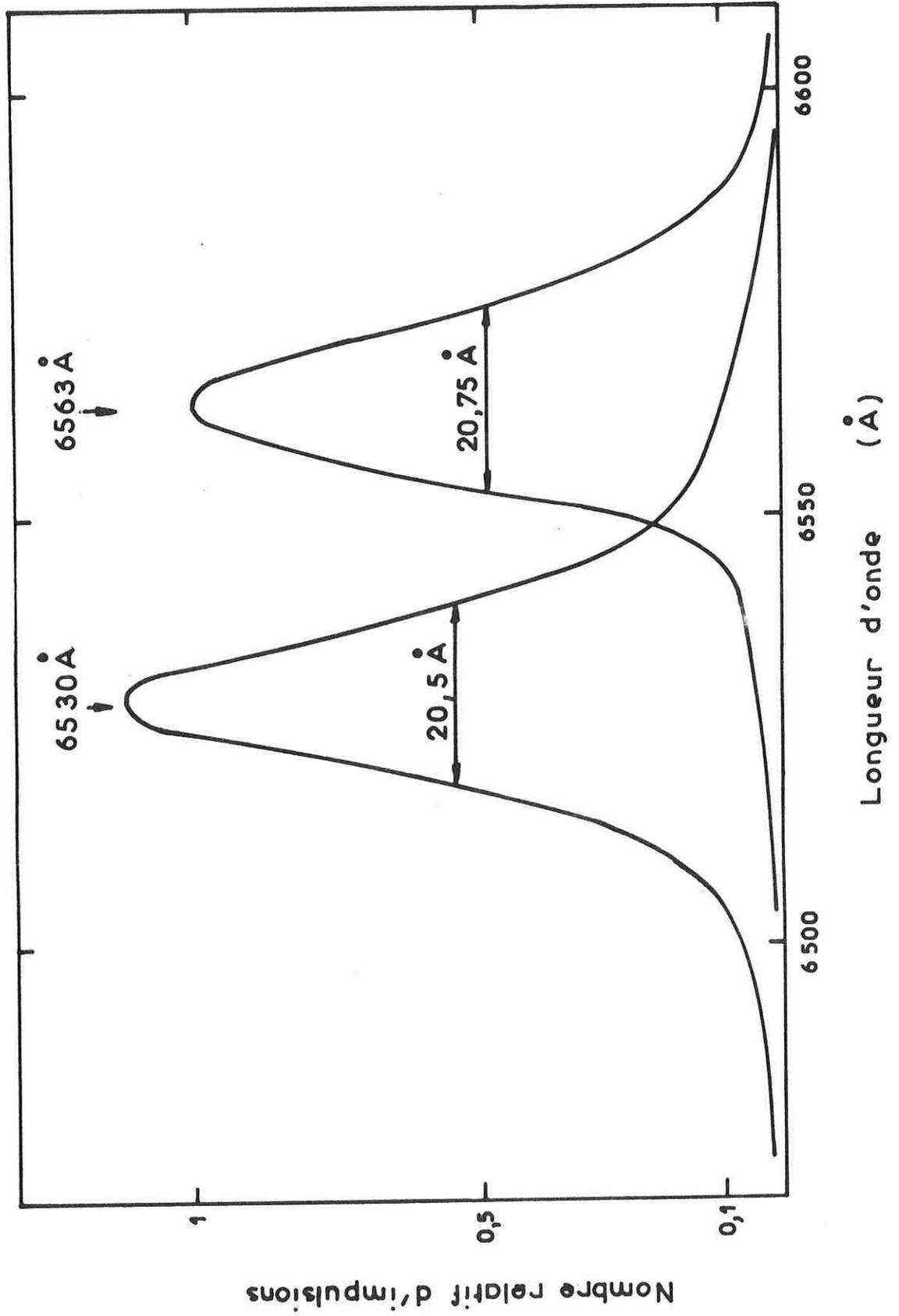
Toutes les deux secondes, l'expérience H α transmet un nombre M d'impulsions totalisées en 7/8 de seconde sur la voie à (6563 ± 10) Å, c'est-à-dire au voisinage de la longueur d'onde de la raie H α de l'hydrogène, et un nombre N d'impulsions totalisées pendant le même temps sur la voie à (6530 ± 10) Å. Quand nous parlerons de "coups s⁻¹", c'est en fait "impulsions totalisées pendant 7/8 s" qu'il faudra lire. Le signal H α est connu en, retranchant, avec les coefficients convenables, le signal reçu à 6530 Å du signal reçu à 6563 Å. A chaque couple (M, N) de mesures sont associés à cet effet une température T, une haute tension V, des coefficients d'étalonnage relatif et absolu, et les valeurs (Mo, No) des courants d'obscurité sur les deux voies.

Ces courants d'obscurité ne sont, au cours d'une séquence d'observation, mesurés systématiquement que tous les quatre formats ; ils ne peuvent donc être déterminés que par interpolation linéaire entre deux mesures consécutives. En fait, lorsque l'expérience n'a pas été éblouie, et qu'elle ne survole pas l'Anomalie de l'Atlantique Sud, les courants d'obscurité sont connus a priori en fonction de la température (voir annexes C-2 et D-1). L'erreur sur Mo et No (qui, lorsque la température est nominale, sont de l'ordre de 60 coups s⁻¹) est, dans les conditions précisées ci-dessus, définie pour les fluctuations statistiques des compteurs.

Toutes les observations prises en considération dans la suite de cette étude sont faites

- en phase nuit, ce qui évite l'éblouissement du photomultiplicateur,
- au-dessus de 130 km ou même de 150 km ou encore au-dessus de l'altitude du satellite. Ainsi, il n'y a pas lieu de tenir compte des émissions telluriques, et en particulier, des émissions des bandes de Meinel (6,1) de l'hydroxyle, dont les longueurs d'onde sont - pour le domaine qui nous intéresse - présentées dans le tableau 2 (d'après Chamberlain (1961) et Broadfoot et Kendall (1968)).

Figure 7 - REPONSE SPECTRALE DE L'EXPERIENCE $H\alpha$ D_2A
($T = 10^\circ C$)



a) Utilisation de la voie "fond continu" pour déterminer le signal zodiacal.

La voie "fond continu" (voie 2) totalise des impulsions qui peuvent provenir :

- du courant d'obscurité No. La correction est faite en remplaçant N par N-No.
- des légères interactions qui existent entre les deux voies et de la détection par l'aile rouge du filtre fond continu des émissions H α (voir figure 7); cette correction au second ordre est faite en remplaçant N-No par $[(N-No) - \epsilon_2(M-M_0)]$. Le coefficient ϵ_2 , d'étalonnage relatif pour la voie 2, est égal à $(0,130 \pm 0,005)$.
- de la lumière lunaire et planétaire,
- de la lumière zodiacale,
- de la lumière des étoiles brillantes,
- de la lumière intégrée des étoiles, de la lumière stellaire diffusée par le milieu interstellaire et de la lumière intégrée des sources extragalactiques. Cette source est déterminée en fonction des coordonnées galactiques par un terme e(1,b)(voir annexe B) qui loin du plan de la Galaxie, est connu avec une incertitude inférieure à 0,04 R/Å ou 10 S₁₀(vis).
- d'une éventuelle émission H α aurorale, déplacée et élargie par effet Doppler-Fizeau.

En l'absence de lumière lunaire, planétaire ou stellaire, le signal zodiacal est donné (voir annexe A) en R/Å (rayleighs par angström) ou en S₁₀(vis) (nombre d'étoiles de 10^e magnitude et de type solaire par degré carré) par :

$$I_2 = [(N-N_0) - \epsilon_2(M - M_0)] \Omega(T) C_2 - e(1,b)$$

où $\Omega(T)$ est le coefficient thermique traduisant la légère perte en sensibilité de l'expérience au delà de 20°C ; il reste égal à 1 lorsque la température est nominale,

et où C_2 (en R/Å) = $1/20,5 \times 65$ est le coefficient d'étalonnage absolu pour la voie 2, connu à 1 % près sans tenir compte de l'erreur systématique.

b) Utilisation de la voie "H α + fond continu" pour déterminer le signal H α .

La voie 1 totalise des impulsions qui peuvent provenir :

- du courant d'obscurité Mo. La correction est faite en remplaçant M par M-Mo

- des légères interactions qui existent entre les deux voies
- du signal "fond continu" : lumière lunaire et planétaire, zodiacale, stellaire, et lumière intégrée des étoiles. Il s'agit précisément de I_2 , mesuré simultanément sur la voie 2. Cette méthode permet d'éviter toutes les erreurs provenant d'éventuelles fluctuations du signal "fond continu", et d'une mauvaise connaissance de l'émissivité intégrée du nuage zodiacal
- de l'émission $H\alpha$ géocoronale à $6563 \overset{\circ}{\text{Å}}$
- de l'émission $H\alpha$ aurorale, éventuellement élargie par effet Doppler-Fizeau
- des émissions nébulaires $H\alpha$ ou NII (voir chapitre 4-II-2) dans les régions HI ou HII.

Pour déterminer le signal $H\alpha$, il faut se rappeler que l'émission zodiacale, qui n'est rien d'autre que de la lumière solaire diffusée par le nuage zodiacal, est observée à $6530 \overset{\circ}{\text{Å}}$. Or, sa luminance décroît avec la longueur d'onde et présente une raie d'absorption de Fraunhofer à la longueur d'onde de $H\alpha$. Le coefficient ϵ_1 d'étalonnage relatif est calculé à partir des étalonnages en laboratoire et des résultats déjà publiés sur le spectre de la lumière zodiacale (Annexe C) ; sa valeur est confirmée par l'étude des signaux géocoronaux, qui passeraient par un extremum dans le plan de l'écliptique, si ce coefficient était mal déterminé (Annexe D). Il vient :

$$\epsilon_1 = (0,885 \pm 0,005)$$

En l'absence de lumière lunaire, planétaire ou stellaire, le signal $H\alpha$ est donné en R par :

$$I_1 = [(M-M_0) - \epsilon_1(N-N_0)] \Omega_1(T) C_1 - k\epsilon(1,b)$$

où $\Omega_1(T) = \Omega(T) \times F(T)$ traduit la légère perte de sensibilité de l'expérience au delà de 20°C , et le glissement en longueur d'onde du filtre $H\alpha$ avec la température,

où C_1 (en R) = $1/68$ est le coefficient d'étalonnage absolu pour la voie 1, connu à 1 % près, sans tenir compte de l'erreur systématique,

et où $k\epsilon(1,b)$, avec $k = (3,325 \pm 0,005)$ est un terme correctif du second ordre qui doit être introduit du fait que la raie d'absorption en $H\alpha$ qui existe pour la lumière zodiacale n'existe pas nécessairement pour la lumière intégrée des étoiles.

II - 2. Evaluation des erreurs -

La rédaction de ce paragraphe, comme celle du précédent, est allégée par le renvoi en annexe (Annexe E) des détails des calculs d'erreur.

a) Cas d'une mesure individuelle

En tenant compte des incertitudes dues à la détermination des coefficients d'étalonnage relatif et aux fluctuations statistiques des compteurs, on peut calculer l'erreur sur une mesure individuelle. Le système de comptage en virgule flottante (qui a été choisi parce que le nombre d'impulsions totalisées ne saurait guère dépasser 2000 dans le cas d'une observation "normale", c'est-à-dire zodiacale et géocoronale et non nébulaire ou aurorale) fait que l'erreur absolue sur une mesure individuelle est d'autant plus forte que la source observée est intense. Néanmoins, on peut dire qu'elle est en moyenne inférieure à 1R pour le signal géocoronale, à 5R pour une source nébulaire très intense ou une émission aurorale et à 0,1 R/Å ou encore $22S_{10}(\text{vis})$ pour le signal zodiacal. La dispersion des points de mesure, aussi bien pour des observations du nuage zodiacal (chapitre 2 III-2-a) que pour des observations de la géocouronne (chapitre 3.II 2-b) ou des nébuleuses émissives (chapitre 4.II-3-a) prouve que les ordres de grandeur cités ci-dessus sont réalistes. Dans ces conditions, l'erreur relative sur les mesures zodiacales est de l'ordre de 20 %, cependant que l'erreur relative sur les mesures géocoronales, nébulaires ou aurorales est, suivant l'émissivité de la source, comprise entre 10 et 60 %.

b) Cas des mesures réduites

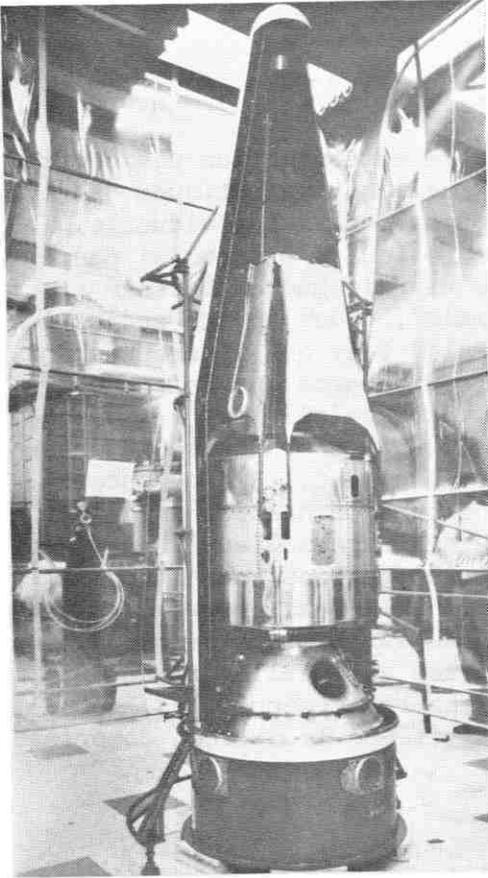
Il importe donc, pour améliorer la précision des mesures, de regrouper des mesures individuelles. Supposons qu'il soit possible de trouver n_0 mesures X_i effectuées depuis le même point dans la même direction et à peu près à la même époque. Il apparaît trois types d'erreurs :

- des erreurs systématiques, qui sont en fait des erreurs d'étalonnage, et sont constantes d'une mesure à l'autre
- des erreurs provenant des fluctuations statistiques des compteurs, qui vont pouvoir être réduites par une méthode statistique classique présentée ci-dessous
- des erreurs isolées, très rares, mais susceptibles de modifier considérablement les résultats ; elles peuvent provenir d'une erreur aléatoire dans la télémessure, ou dans la détermination du pointage du satellite (ce qui implique une erreur de repérage et, éventuellement, l'existence d'une étoile non identifiée dans le champ du photomètre). Ce type d'erreur est éliminé par un critère d'observation erronée.

Soit donc, à l'erreur systématique d'étalonnage près, X la valeur physique vraie du signal détecté. Puisque les n_0 mesures ont le même poids, la valeur moyenne est

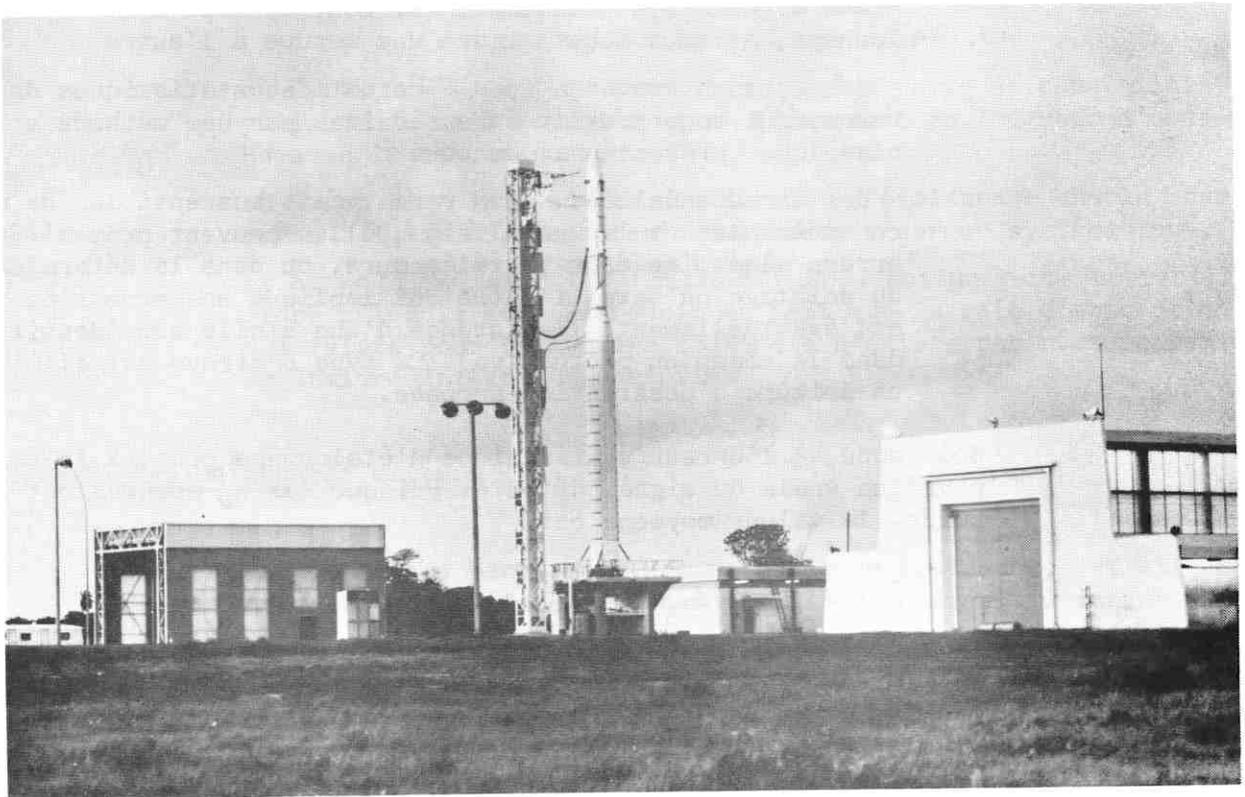
$$\bar{X}_0 = \frac{1}{n_0} \sum_{i=1}^{n_0} X_i$$

Figure 8 - LE LANCEUR DIAMANT B (Documents C.N.E.S.)



8a - Le satellite
D₂A et sa
coiffe au
sommet du
lanceur

8b - Avant le lancement...



L'erreur quadratique moyenne s'écrit

$$\epsilon_{\sigma} = \left[\sum_{i=1}^{n_0} (X_i - X)^2 / n_0 \right]^{1/2}$$

or

$$X_i - \bar{X}_0 = \frac{n_0 - 1}{n_0} (X_i - X) - \frac{1}{n_0} \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^{n_0} (X_k - X)$$

Et les résidus sont des combinaisons linéaires des erreurs. Donc, à partir du moment où n_0 est supérieur à 5, on peut écrire que :

$$\epsilon_{\sigma} \sim \left[\sum_{i=1}^{n_0} (X_i - \bar{X}_0)^2 / n_0 - 1 \right]^{1/2}$$

Si, dans la série de mesures, une observation erronée se présente, elle peut être éliminée par un critère écartant des observations j qui présentent une erreur 5 fois plus forte que l'erreur probable, ou encore telles que

$$|X_j - \bar{X}_0| > 3\epsilon_{\sigma}$$

En effet, pour de telles observations,

$$|X_j - \bar{X}_0| / \epsilon_{\sigma} \sqrt{2} > 3/\sqrt{2}$$

Et la fonction erreur, définie par

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\xi}^{+\xi} e^{-\xi^2} d\xi$$

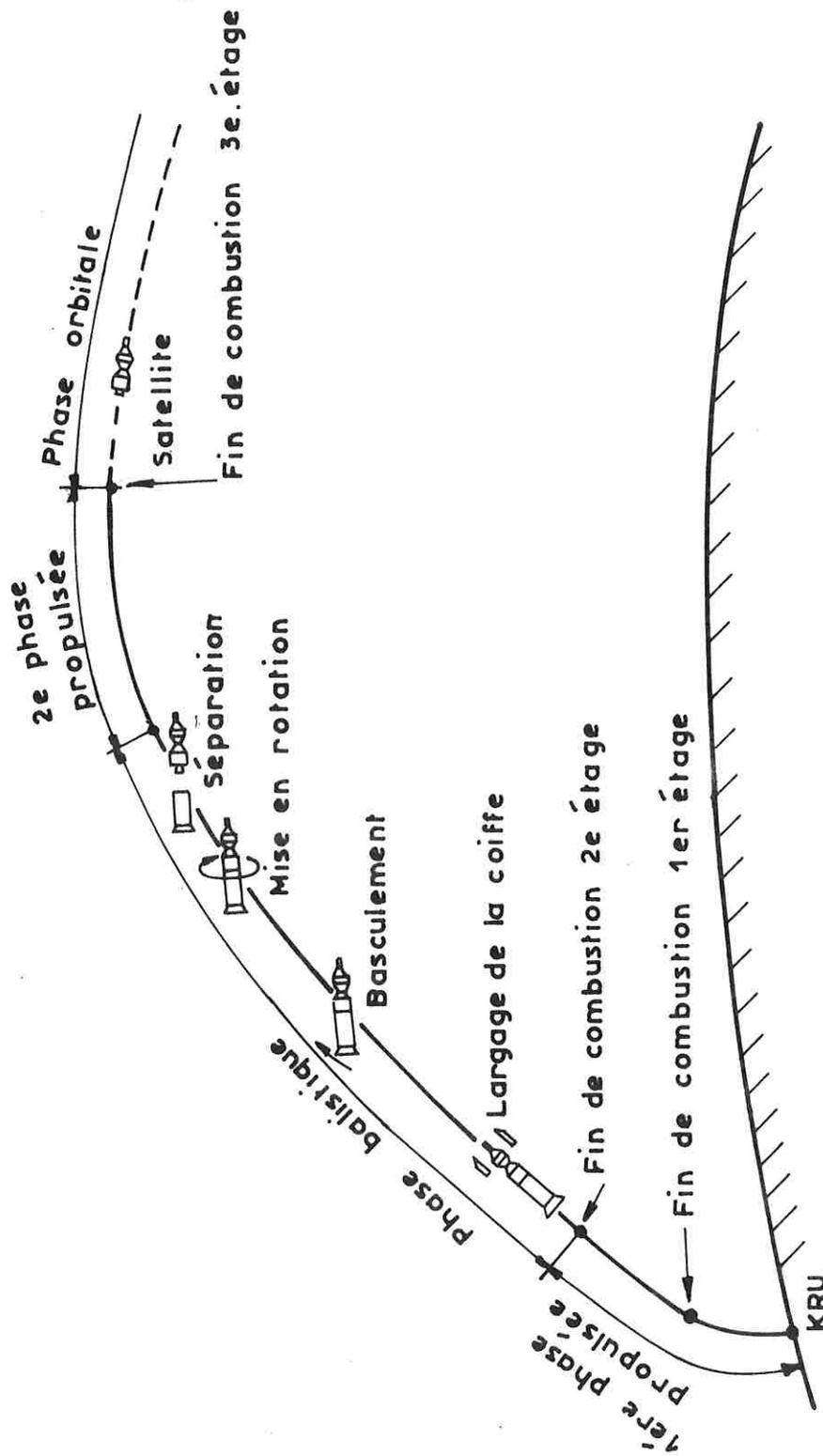
prend pour $\xi = 3/\sqrt{2} = 2,12$ la valeur 0,9973, ce qui signifie que la probabilité d'une erreur aussi grande est inférieure à 0,003.

En résumé :

$$\bar{X} = \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^n X_i / n$$

$$\epsilon_{\sigma} = \left[\sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^n (X_i - \bar{X})^2 / n - 1 \right]^{1/2}$$

Figure 9 - PHASES DU LANCEMENT DU SATELLITE D₂A TOURNESOL

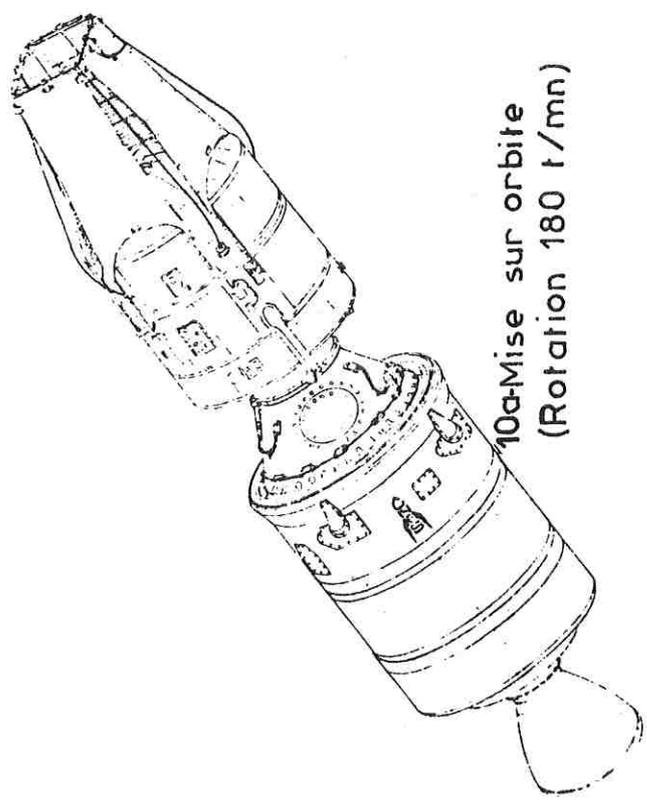


Paramètre de précision : $1/\epsilon_{\sigma} \sqrt{n/2}$

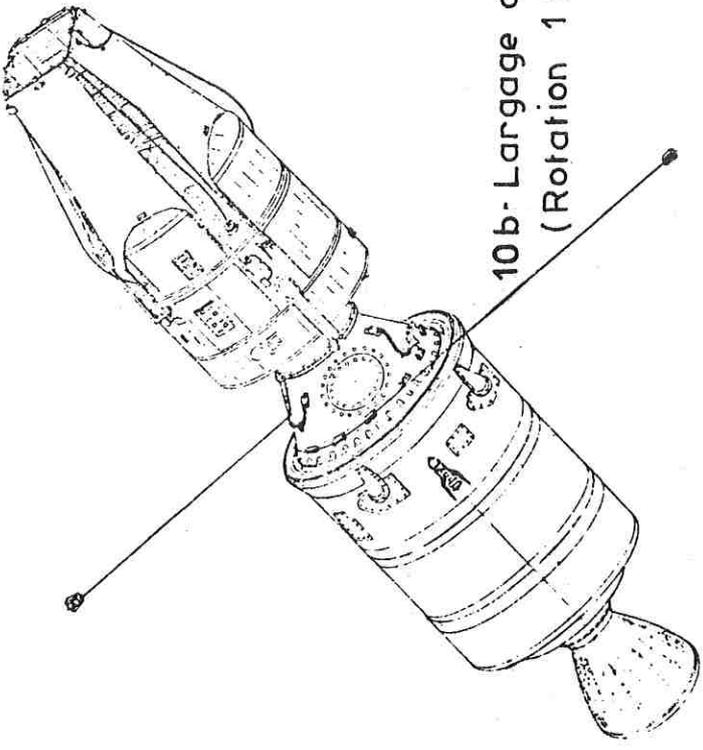
Erreur probable (qu'on a autant de chances de dépasser que de ne pas dépasser) :

$$\epsilon_p = 0,6745 \epsilon_{\sigma}$$

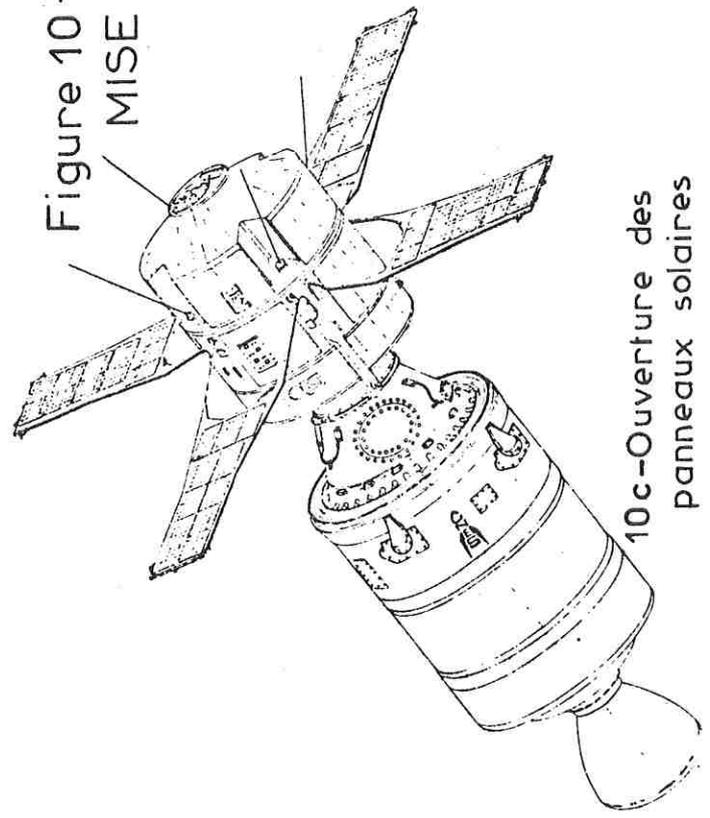
Cette technique de réduction des données est utilisée à diverses reprises (chapitre 2-III-2-c ; chapitre 3-II-2-c ; chapitre 4-II-3-b) et permet de connaître, avec un ϵ_p/\bar{X} qui, lorsque le nombre de mesures est suffisamment grand, est inférieur à 10 %, la valeur moyenne, dans un certain domaine d'espace et de temps, des observations effectuées.



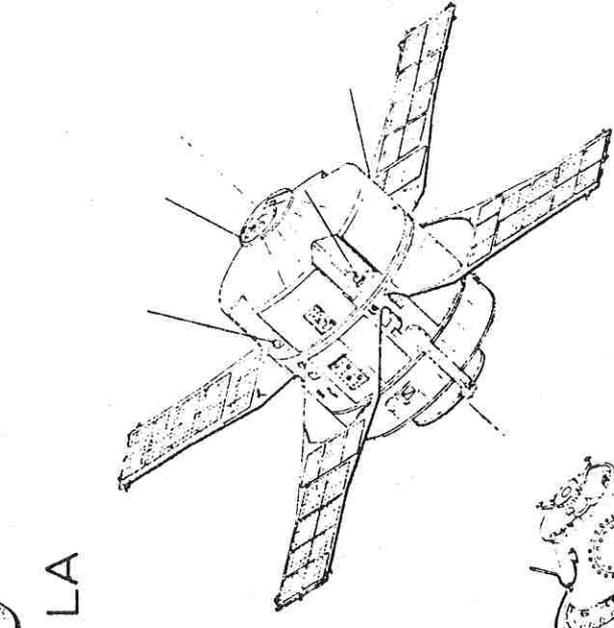
10a-Mise sur orbite
(Rotation 180 t/mn)



10b-Largage du yoyo
(Rotation 1 t/mn)



10c-Ouverture des
panneaux solaires



10d - Séparation du
satellite D₂A

Figure 10-PHASES DE LA
MISE EN ORBITE

III - HISTORIQUE -

III - 1. L'expérience H α avant le lancement -

Ses performances ont été décrites par Blamont, Huriet et Levasseur (1969) et par Levasseur et Millard (1969 - 1970 - 1971). Le modèle de vol n° 1 a été assemblé au cours du printemps 1970 à la section Satellites du Service d'Aéronomie du CNRS ; nous avons effectué des tests de fonctionnement et des étalonnages au début de juillet (Annexe C). L'essai en vibrations (20 g entre 20 et 2000 Hz) a eu lieu les 9 et 10 juillet 1970 et une nouvelle série de tests et d'étalonnages a alors prouvé qu'aucune détérioration ne s'était produite. L'essai en vide thermique (entre - 5°C et + 40°C), accompagné d'une simulation thermique destinée à mieux connaître l'évolution avec la température des courants d'obscurité et des sensibilités sur les deux voies de mesure s'est déroulé entre les 20 et 25 juillet 1970. Les tests et les étalonnages définitifs ont été conduits en août et septembre ; l'expérience a été livrée au CNES en octobre 1970.

En fait, deux modèles préliminaires avaient déjà été fabriqués :

- une maquette d'identification qui n'était qu'une maquette sur table, destinée à étudier l'implantation de l'électronique. Nous avons utilisé des éléments de cette maquette pour effectuer des observations au sol de l'émission H α et de son taux de polarisation au cours de l'été 1969 depuis l'Observatoire de Haute Provence.
- une maquette de qualification que nous avons étalonnée et testée entre octobre 1969 et mars 1970 : ces essais ont permis de mettre au point les montages optiques pour les étalonnages ainsi que les procédures de tests au laboratoire de vibrations et de vide thermique. Cette maquette a été soumise sans détérioration à des normes de vibrations et de vide thermique plus sévères que le modèle de vol.

De plus, un modèle de vol de rechange a été assemblé au cours de l'automne 1970, puis a été étalonné et testé en février et en mars 1971. Un peu moins sensible que le modèle de vol, il était plus performant et plus fiable que la maquette de qualification ; il aurait pu remplacer le modèle de vol n° 1 s'il s'était avéré que ce dernier donnait des signes de dégradation juste avant le lancement.

Après la livraison du modèle de vol n° 1, le CNES a procédé à son intégration mécanique à bord du satellite D2A avec les quatre autres expériences. Puis, ont eu lieu les tests de compatibilité électrique, l'équilibrage

TABLEAU 3
EVOLUTION DES
PARAMETRES ORBITAUX DU SATELLITE D2A TOURNESOL

Inclinaison	:	46°	
Précession de périégée	:	1°/jour	
Périégée	:	456 km (04.1971)	454 km (06.1973)
Apogée	:	703 km "	662 km "
Période anomalistique	:	96,23 mn "	95,78 mn "

mécanique du satellite, son équilibrage magnétique, les vibrations, le vide thermique, le transfert sur le champ de tir à Kourou (Guyane), la répétition du lancement, et enfin, le montage du satellite sur le lanceur, la fusée Diamant BP 4 (figure 8). A chacune de ces étapes, nous avons pu vérifier que le courant d'obscurité et les signaux reçus à partir de la lampe de calibration interne ou du boîtier de simulation (monté sur la structure du satellite devant la lentille d'entrée) étaient nominaux.

II - 2. Fonctionnement du satellite et de l'expérience après le lancement -

a) Mise en orbite

Le lancement a eu lieu le 15 avril 1971. Le créneau de tir avait été choisi entre 7 h et 14 h T.U. afin d'éviter une trop grande élévation de température du satellite dans la phase d'acquisition du pointage et d'obtenir assez rapidement des observations faites depuis une orbite dont le plan contient l'axe Terre-Soleil. L'orbite choisie devait être inclinée à 46° afin d'assurer une excellente couverture par les stations CNES de télémétrie immédiatement après le lancement et être quasi circulaire, entre 530 et 650 km, afin d'éviter des rayonnements trop intenses d'une part et des visées à trop basse altitude d'autre part. La mise à feu fut finalement, en raison de médiocres conditions météorologiques, effectuée à 9 h 09 mn 37 s T.U. Le fonctionnement du lanceur et celui du satellite furent nominaux (figures 9 et 10) et dès le premier passage en visibilité des Canaries, l'acquisition du Soleil était terminée et le satellite pouvait être baptisé "Tournesol". Le tableau 3 indique les paramètres orbitaux du satellite.

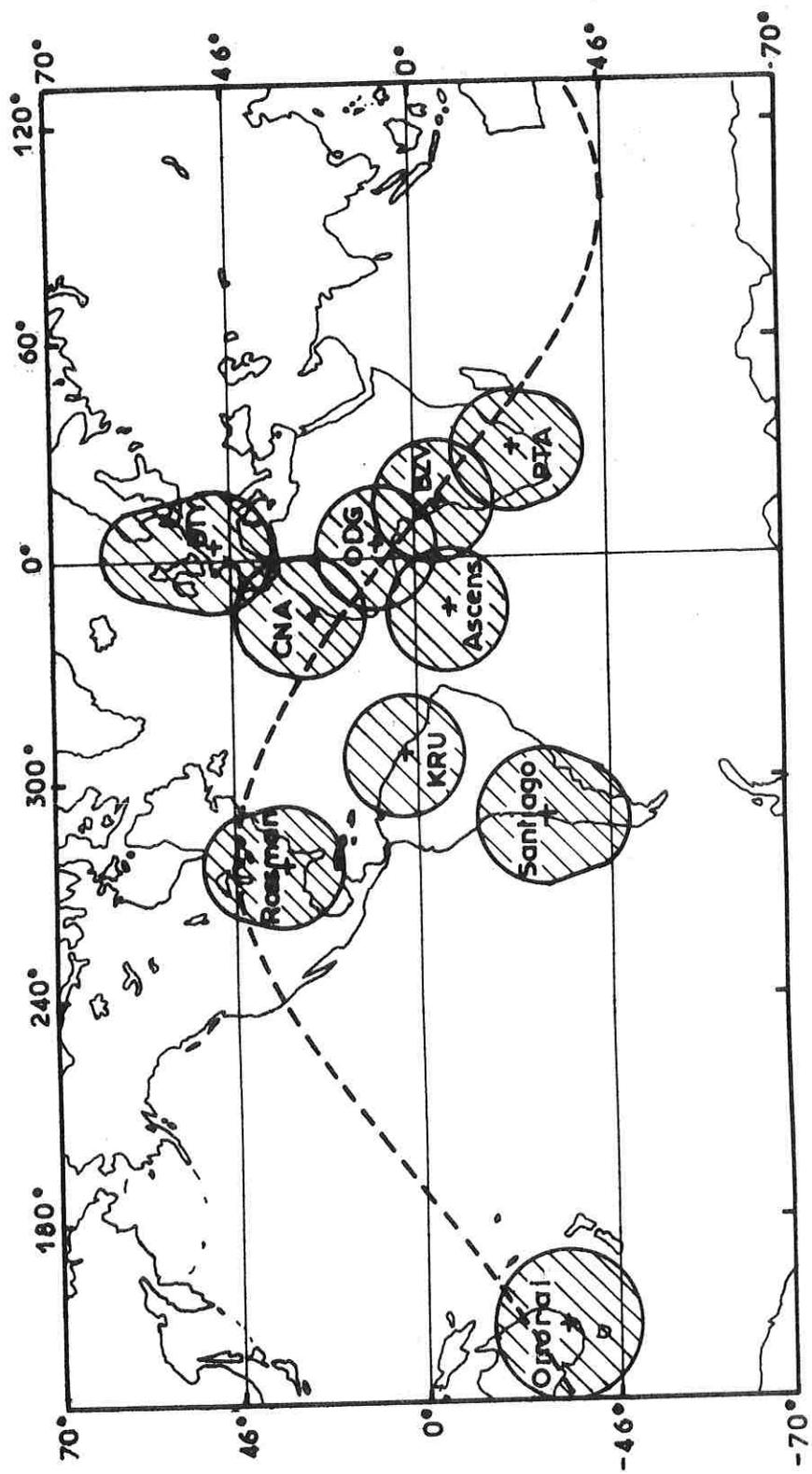
b) Le satellite D2A

Un incident, qui a bien alourdi le traitement des données, est intervenu le 4 mai 1971 : à la suite de la rupture d'une courroie d'entraînement, l'enregistreur magnétique de bord est devenu inutilisable. A partir de cette date, les seules données recueillies sont transmises à 128 bits s^{-1} , en visibilité directe des stations CNES de Kourou, de Brétigny, des Canaries, de Ouagadougou, de Brazzaville, de Prétoria ou des stations NASA de Rossman, d'Ascension, de Santiago ou d'Orroral (figure 11).

En octobre 1971, un test de ralentissement de la période de rotation de 1 tour mn^{-1} à $1/4$ tour mn^{-1} a été effectué avec succès : l'essai a permis de vérifier que les couples perturbateurs étaient minimes ; à notre demande, et alors que seule l'expérience H α était encore opérationnelle, le satellite a été définitivement ralenti en avril 1973, afin de réduire le champ réel de l'expérience ; il passe en effet de $1^\circ 20' \times 2^\circ 40'$ en l'absence de rotation à $6^\circ 35' \times 2^\circ 40'$ en rotation rapide, et à $2^\circ 40' \times 2^\circ 40'$ en rotation lente.

Figure 11 - VISIBILITE DU SATELLITE D₂A TOURNESOL
PAR LES STATIONS C.N.E.S ET N.A.S.A.

----- Exemple d'orbite



Bien que sa durée de vie théorique ne fût que de 6 mois, le satellite D2A a fonctionné pendant plus de deux ans et la télémessure a été interrompue le 27 juillet 1973 après qu'il eût accompli 12 525 révolutions. Les seuls incidents notables furent, outre la panne d'enregistreur, une fuite d'azote et l'arrêt de la batterie le 10 juin 1973 ; cet arrêt signifiait d'ailleurs la fin de l'expérience $H\alpha$ qui fonctionne uniquement en phase nuit et a donc effectué des observations pendant 26 mois.

c) L'expérience $H\alpha$

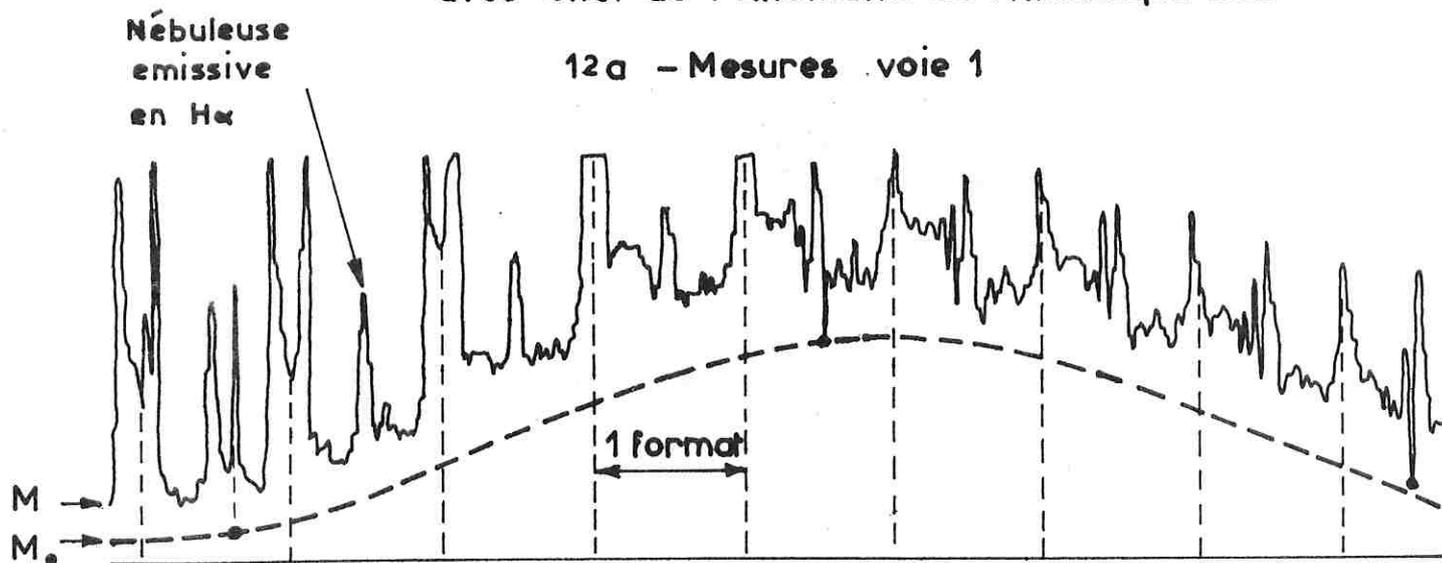
L'expérience n'a été mise sous tension que le 19 avril 1971, depuis Brétigny, pour assurer un dégazage suffisant au niveau de la haute tension. Pendant le tout début de la vie du satellite, elle fonctionnait en général pendant deux orbites consécutives, toutes les 24 heures ; les étalonnages en vol avec la lampe de calibration interne étaient effectués systématiquement pendant 3 formats, toutes les demi-heures ; la lumière diffusée en phase jour éblouissait parfois le photomultiplicateur, de sorte que le courant d'obscurité ne redescendait à sa valeur nominale qu'après deux ou trois minutes de fonctionnement en nuit orbitale. Après la panne de l'enregistreur, les prévisions d'attitude ont permis de faire fonctionner l'expérience à chacun de ses survols en phase nuit d'une station ouverte. En moyenne, 5 séquences d'observations, correspondant à une nuit orbitale (30 mn en moyenne) et une séquence d'étalonnage étaient recueillies toutes les 24 h. La figure 12 présente une séquence d'observations : à chaque rotation d'une minute du satellite autour de son axe, c'est-à-dire à chaque format, la ligne de visée rencontre les basses couches atmosphériques très émissives et la Terre, ce qui implique, lorsque l'albedo est important, l'excitation de la photodiode et la fermeture de l'obturateur. D'une observation à la suivante, 2 s plus tard, la ligne de visée tourne de 12° ; on remarque en particulier sur la voie 2 la traversée du plan de l'écliptique et les variations rapides du signal dans la Voie Lactée et, sur la voie 1, le passage dans le champ de l'expérience d'une nébuleuse émissive en $H\alpha$.

Pendant les 26 mois de fonctionnement, la haute tension ne s'est pas dégradée et la température T, tout en restant stable au cours d'une même nuit orbitale, a lentement augmenté de 5 à 15°C (figure 15) et a atteint une vingtaine de degrés lors des orbites plein Soleil. Aucune dégradation des filtres interférentiels ou de la chaîne de comptage ne s'est manifestée, ainsi que le prouve l'étude en orbite (Annexe D) du courant d'obscurité et des étalonnages internes ou externes (sur les étoiles et les nébuleuses émissives).

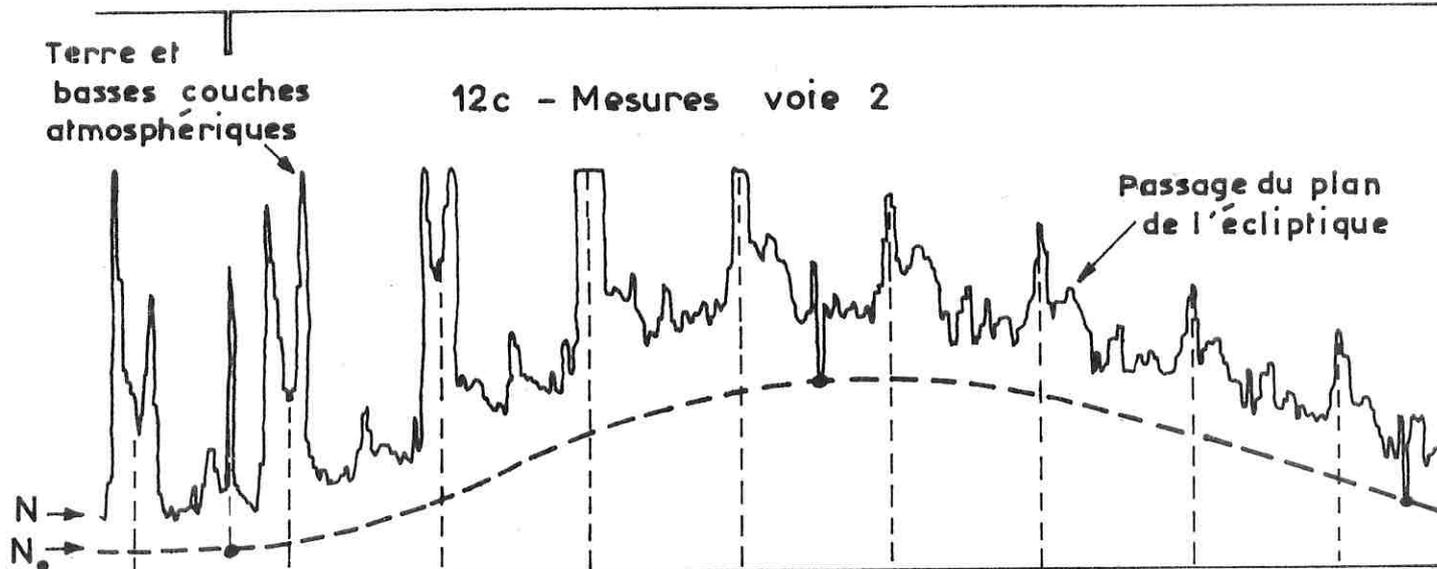
En fait, à partir de la mise en orbite, l'histoire de fonctionnement de l'expérience et la description des phénomènes qu'elle met en évidence, se confondent avec l'étude de son traitement scientifique.

Figure 12- ENREGISTREMENT ANALOGIQUE DES DONNEES LORS DU T.V.I

Orbite 205 29 Avril 1971 9 formats
avec effet de l'Anomalie de l'Atlantique sud



12b - Changements de gamme voie 1



12d - Changements de gamme voie 2

Mesure du courant d'obscurité

IV - TRAITEMENT DE L'INFORMATION -

Les stations de télémessure CNES ou NASA enregistrent des bandes magnétiques analogiques et les envoient au Centre de Calcul du CNES (Brétigny, puis Toulouse à partir de l'automne 1974). Alors, les traitements nécessaires aux contrôles technologiques et les traitements des informations scientifiques peuvent être effectués. Le traitement de l'expérience H α se sépare en deux phases ; l'une a pris fin en 1973 avec le début de la production de masse de toutes les données ; l'autre se termine pratiquement avec cet ouvrage qui fait le bilan de toutes les observations.

IV - 1. Traitement rapide

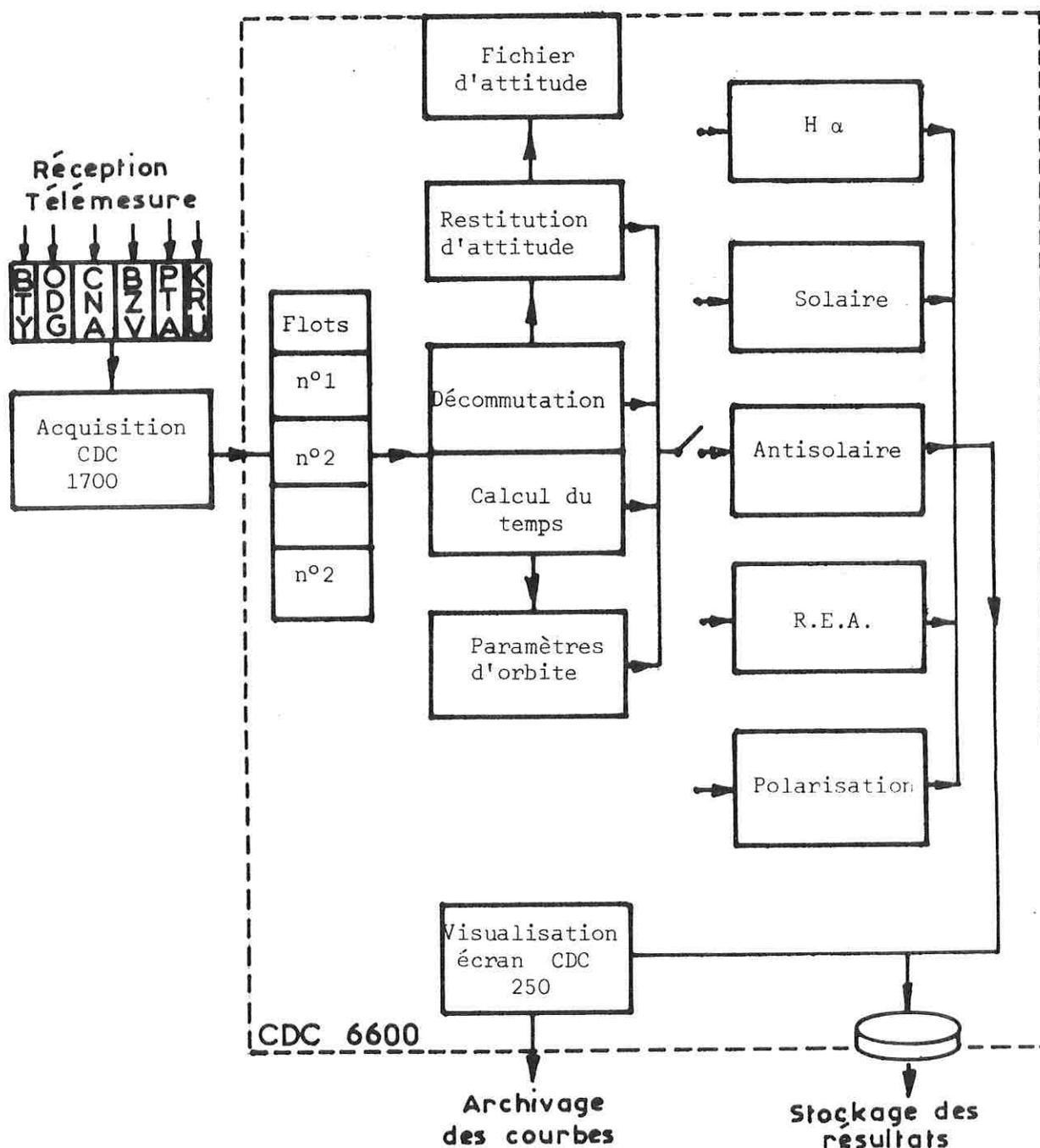
Bien qu'il fût relativement rustique et ne concernât jamais qu'une petite sélection des données, il a été un outil précieux pour prendre des décisions immédiates : choisir de ne mettre l'expérience sous tension qu'en début de nuit orbitale et de l'arrêter systématiquement en fin de nuit, pour éviter de recueillir des données sans aucun intérêt par suite de la saturation des chaînes de comptage en phase de jour orbital ; et aussi, déterminer une politique d'utilisation de l'expérience après la panne de l'enregistreur : en effet, si celle-ci a malheureusement impliqué un surcroît de travail à l'enregistrement par les stations et à la reconstitution des orbites, elle n'a finalement pas été ressentie au niveau de la qualité des résultats fournis par l'expérience. Par ailleurs, le traitement rapide a mis en évidence les premiers résultats scientifiques : l'extension de la nébuleuse de Gum, l'ordre de grandeur du signal H α géocoronal et la découverte des "aurores équatoriales".

a) Traitement visuel immédiat ou T.V.I.

Dès la mise sous tension de l'expérience, il était fondamental de connaître son fonctionnement technique et de confronter les mesures réelles avec les prévisions, pour formuler un diagnostic et choisir le rythme de fonctionnement. Quand les données d'une orbite étaient recueillies à la station de Brétigny, la chaîne CARINA avec l'ordinateur IBM 1800 fournissait (figure 12) un enregistrement analogique et, éventuellement, un listing des données. Ce système a permis de voir que :

- les séquences logiques fonctionnaient normalement
- la haute tension était stable
- la température restait dans les normes prévues (c'est-à-dire égale à 5 °C) le premier jour

Figure 13 - SYNOPTIQUE DU SYSTEME T.V.A.



- l'obturateur protégeait bien le photomultiplicateur des sources intenses
- la chaîne de comptage était saturée, en phase jour, par la lumière diffusée
- les signaux émis par la lampe de calibration lors des séquences d'étalonnage étaient nominaux
- l'Anomalie de l'Atlantique Sud modifiait sensiblement le courant d'obscurité.

b) Traitement visuel amélioré ou T.V.A.

Le T.V.A. associe aux données de l'expérience des informations relatives au temps et à l'attitude du satellite qui permettent d'accéder à la compréhension des phénomènes physiques ; c'est un système conversationnel et évolutif qui prépare la mise au point des programmes de la production de masse (figure 13).

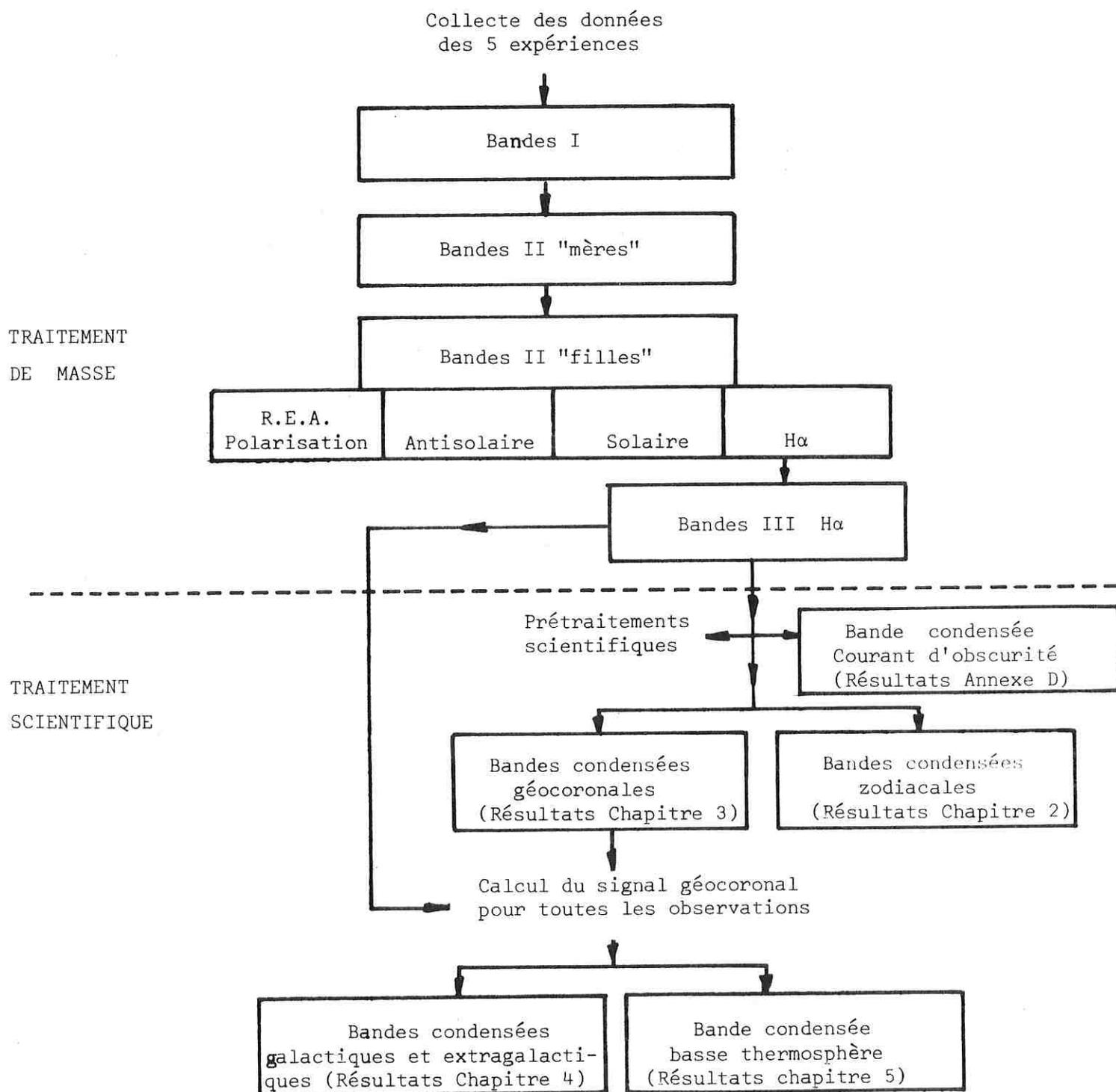
Les données recueillies par les différentes stations sont acheminées par voie postale ou par ligne de transmission à 200 bauds vers l'ordinateur CDC 1700 du Centre de Calcul. Elles sont ensuite transférées au CDC 6600 et emmagasinées dans un fichier d'acquisition qui peut stocker 50 orbites environ ; l'ajonction dans le fichier de nouvelles données élimine les "flots" précédents, à moins qu'ils n'aient été protégés ; l'unité de traitement à ce niveau est le flot : avant la panne de l'enregistreur, un flot correspond à une ou deux orbites consécutives ; après la panne, un flot représente en général une orbite reconstituée.

Le temps est introduit avec une précision de l'ordre de la milliseconde dans la chaîne T.V.A. par comparaison entre l'horloge de bord du satellite, qui donne les numéros de format, et le temps universel lors des passages du satellite en vue de la station de Brétigny.

Les paramètres d'orbite sont déduits analytiquement de la localisation par interférométrie et effet Doppler-Fizeau du satellite. L'attitude, qui permet de repérer la direction visée par l'expérience dans la rotation du satellite autour de son axe, est déduite de la comparaison des données du magnétomètre triaxial avec un modèle classique de champ magnétique.

La phase scientifique du traitement peut alors débiter, de sorte que le T.V.A. constitue une première approche de la réalisation des bandes III de la production de masse. C'est pour le T.V.A. que le CNES a réalisé les sous-programmes permettant d'évaluer les courants d'obscurité et de différencier les types de mesures (étalonnages ou observations en phase de nuit orbitale). C'est aussi lors du T.V.A. que, avec l'aide du CNES, nous avons préparé des sous-programmes tendant à déterminer la direction de visée dans différents repères et à identifier les observations faites dans la direction d'étoiles brillantes.

Figure 14 - SCHEMA DU TRAITEMENT DES DONNEES DE H α D₂A



Ce système a permis de constater rapidement l'intérêt scientifique de l'expérience, au moins à trois niveaux :

- les premières observations avec restitution d'attitude ont mis en évidence une source $H\alpha$ intense dans la nébuleuse de Gum et ont permis de fixer des valeurs numériques pour son diamètre apparent et son émissivité intégrée en divers points
- il s'est avéré que le flux $H\alpha$ géocoronal était, en pleine nuit, de l'ordre de $2R$, c'est-à-dire tel que le laissait prévoir la théorie et non les observations au sol et que, toutes choses égales par ailleurs, il était plus intense le matin que le soir
- des émissions $H\alpha$ anormalement intenses ont été découvertes dans la basse thermosphère équatoriale, au début d'orages magnétiques.

Ces résultats ont d'ailleurs fait l'objet de publications préliminaires en 1971 et 1972.

IV - 2. Traitement de masse -

Ce traitement, visant à présenter sous une forme scientifiquement exploitable toutes les données, a débuté en 1973, suivant le schéma de la figure 14.

a) Bandes I

Dans un premier temps, toutes les données recueillies par les différentes stations sont classées chronologiquement, après élimination de celles dont la télémessure est anormalement bruitée. La panne de l'enregistreur de bord après un mois de fonctionnement rend en fait très compliquée cette première étape.

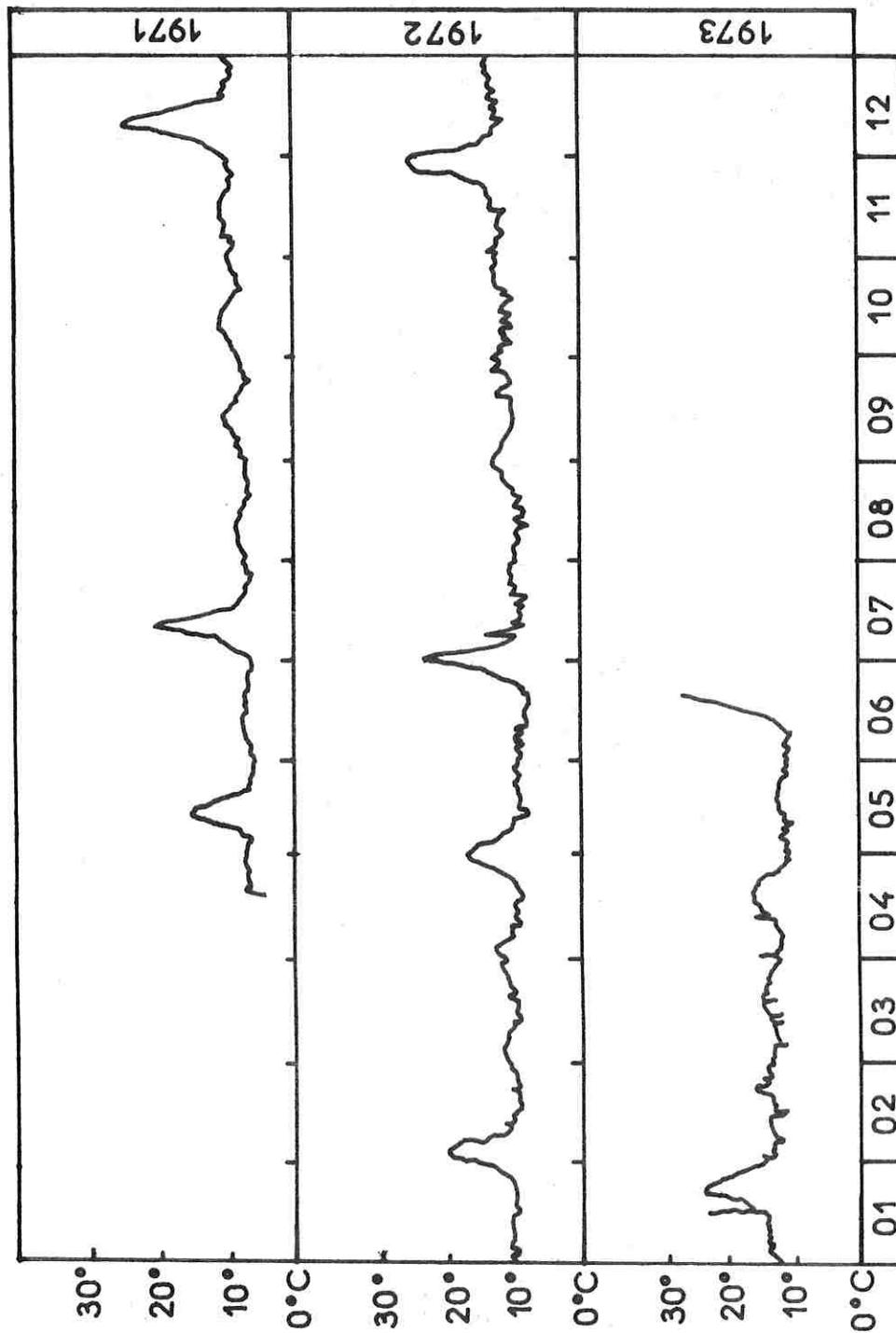
b) Bandes II

Dans un deuxième temps, des bandes permettant de contrôler rapidement l'évolution des expériences en fonction du temps sont générées. Dans le cas de l'expérience $H\alpha$, des courbes sont systématiquement tracées en fonction du temps, qui permettent en particulier de représenter l'évolution de la température (figure 15), de la haute tension, des courants d'obscurité, des signaux émis par la lampe de calibration et des rapports de sensibilité entre les deux voies, et de constater la stabilité dans le temps de l'expérience.

c) Bandes III

Dans un troisième temps, des bandes de données "propres" sont fabriquées et dupliquées. Ces 73 bandes (tableau 4), qui regroupent plus de 500 000 séquences d'observation ou d'étalonnage constituent l'outil de travail à partir duquel des résultats scientifiques pourront être mis en évidence. Aussi la description des informations notées sur ces bandes va-t-elle faire l'objet d'un développement plus poussé.

Figure 15 - EVOLUTION DE LA TEMPERATURE AU NIVEAU DE $H\alpha$ D_2A
 (Tracé obtenu à partir des bandes II
 les pics correspondent aux orbites de plein Soleil)



Lorsque cette troisième étape est franchie, il devient possible de traiter systématiquement toutes les données : de mettre en évidence l'inclinaison et l'inhomogénéité du nuage zodiacal (chapitre 2), d'étudier la distribution spatio-temporelle des émissions $H\alpha$ dans la géocouronne (chapitre 3) et dans la basse thermosphère (chapitre 5) et de tracer des cartes des nébuleuses émissives en $H\alpha$ (chapitre 4).

IV - 3. Description des bandes III -

Les bandes III sont constituées par une suite de flots, chaque flot correspondant plus ou moins à une nuit orbitale. Les mesures (observations ou étalonnages) sont classées chronologiquement sur les bandes. A chaque couple (M, N) d'impulsions totalisées sur les deux voies de mesure sont associés divers paramètres, dont l'ordre d'écriture sur la bande est indiqué par la fonction $y(j)$ de la variable entière j ($j \leq 70$).

a) Paramètres temporels

Ils sont au nombre de 7 et sont fournis par les bandes II, ou calculés à partir de celles-ci :

- numéro de la mesure sur la bande $[y(1)]$
- temps Julien T_j , ou nombre de jours et fractions de jours écoulés depuis le premier janvier 1950 $[y(40)]$
- numéro de format $[y(41)]$
- numéro de la mesure dans le format $[y(42)]$
- heure locale H.L. du point sous-satellite $[y(38)]$
- angle de dépression solaire s , ou angle entre le plan horizontal local et le Soleil ; il est compté positivement lorsque le Soleil est au-dessous du plan horizontal $[y(39)]$
- longitude écliptique λ_0 du Soleil $[y(58)]$

b) Position du satellite D

Trois paramètres suffisent à connaître la position D du satellite, représenté sur la figure 16. Mais les traitements ultérieurs, et en particulier l'étude de phénomènes liés au champ magnétique terrestre (voir chapitre 5 et annexe D) conduisent à utiliser différents systèmes de coordonnées. Pour la suite du traitement, il est apparu que 18 paramètres pouvaient être utiles. Les 9 premiers sont fournis par la restitution d'attitude du CNES ; nous calculons les 9 suivants à partir de programmes de changements de repère, en utilisant un développement à l'ordre 11 du champ magnétique.

- coordonnées cartésiennes du satellite dans le système " γ_{50} " $[y(2), y(3), y(4)]$
- composantes cartésiennes du vecteur vitesse du satellite dans le système " γ_{50} " $[y(5), y(6), y(7)]$

TABEAU 4

CHRONOLOGIE DES BANDES III

Numéro de bande	Période d'observation
1 10556	19.04.1971
2 9633	20.04.1971 → 24.04.1971
3 9701	25.04.1971 → 29.04.1971
4 9420	30.04.1971 → 01.05.1971
5 9421	02.05.1971 → 04.05.1971
6 9422	04.05.1971 → 10.05.1971
7 9423	10.05.1971 → 23.05.1971
8 9424	24.05.1971 → 29.05.1971
9 9425	30.05.1971 → 11.06.1971
10 9426	11.06.1971 → 15.06.1971
11 9427	16.06.1971 → 30.06.1971
12 9428	30.06.1971 → 04.07.1971
13 9429	04.07.1971 → 19.07.1971
14 9430	19.07.1971 → 26.07.1971
15 9432	26.07.1971 → 08.08.1971
16 10541	08.08.1971 → 20.08.1971
17 10544	21.08.1971 → 25.08.1971
18 10546	25.08.1971 → 28.08.1971
19 9435	28.08.1971 → 11.09.1971
20 9436	11.09.1971 → 18.09.1971
21 9437	18.09.1971 → 01.10.1971
22 9438	01.10.1971 → 09.10.1971
23 9439	10.10.1971 → 23.10.1971
24 9450	23.10.1971
25 7231	25.10.1971 → 30.10.1971
26 9451	31.10.1971 → 12.11.1971
27 10308	12.11.1971 → 17.11.1971
28 9452	18.11.1971 → 03.12.1971
29 9454	08.12.1971 → 24.12.1971
30 9453	24.12.1971 → 08.01.1972
31 9455	08.01.1972 → 17.01.1972
32 9456	18.01.1972 → 10.02.1972
33 9458	10.02.1972 → 14.02.1972
34 9457	15.02.1972 → 25.02.1972
35 9459	25.02.1972 → 10.03.1972
36 8678	11.03.1972 → 17.03.1972
37 9460	17.03.1972 → 18.03.1972
38 9461	18.03.1972 → 09.04.1972
39 9462	09.04.1972 → 18.04.1972
40 9463	18.04.1972 → 03.05.1972
41 9465	03.05.1972 → 21.05.1972
42 9464	22.05.1972 → 18.06.1972
43 10321	18.06.1972 → 07.07.1972
44 10322	07.07.1972 → 18.07.1972
45 10542	19.07.1972 → 09.08.1972
46 10543	09.08.1972 → 19.08.1972
47 10545	19.08.1972 → 25.08.1972
48 8403	26.08.1972 → 03.09.1972
49 10547	04.09.1972 → 17.09.1972
50 10548	17.09.1972 → 23.09.1972
51 11613	24.09.1972 → 19.10.1972
52 4711	19.10.1972 → 21.10.1972
53 10549	22.10.1972 → 08.11.1972
54 10550	09.11.1972 → 19.11.1972
55 10553	20.11.1972 → 06.12.1972
56 10551	07.12.1972 → 17.12.1972
57 10554	18.12.1972 → 28.12.1972
58 10552	28.12.1972 → 29.12.1972
59 10313	30.12.1972 → 07.01.1973
60 10314	07.01.1973 → 18.01.1973
61 10315	18.01.1973 → 06.02.1973
62 10317	06.02.1973 → 11.02.1973
63 10316	12.02.1973 → 14.02.1973
64 10318	14.02.1973 → 02.03.1973
65 10319	03.03.1973 → 08.03.1973
66 10555	11.03.1973 → 01.04.1973
67 6789	01.04.1973 → 07.04.1973
68 10720	13.04.1973 → 24.04.1973
69 10721	25.04.1973 → 30.04.1973
70 10722	30.04.1973 → 12.05.1973
71 12303	13.05.1973 → 18.05.1973
72 10723	19.05.1973 → 02.06.1973
73 10719	03.06.1973 → 10.06.1973

- coordonnées cartésiennes du satellite dans le système "écliptique" [y(12), y(13), y(14)]
- altitude z (DD'), longitude géographique L_S et latitude géographique ψ_S du satellite [y(60), y(25), y(24)]
- longitude géomagnétique L_S^* et latitude géomagnétique ψ_S^* du point sous-satellite [y(45), y(46)]
- longitude géomagnétique $L_S^{*'}$ et latitude géomagnétique $\psi_S^{*'} = -\psi_S^*$ du point conjugué du satellite [y(47), y(48)]
- longitude géographique L_S' et latitude géographique ψ_S' du point conjugué du satellite [y(49), y(50)]

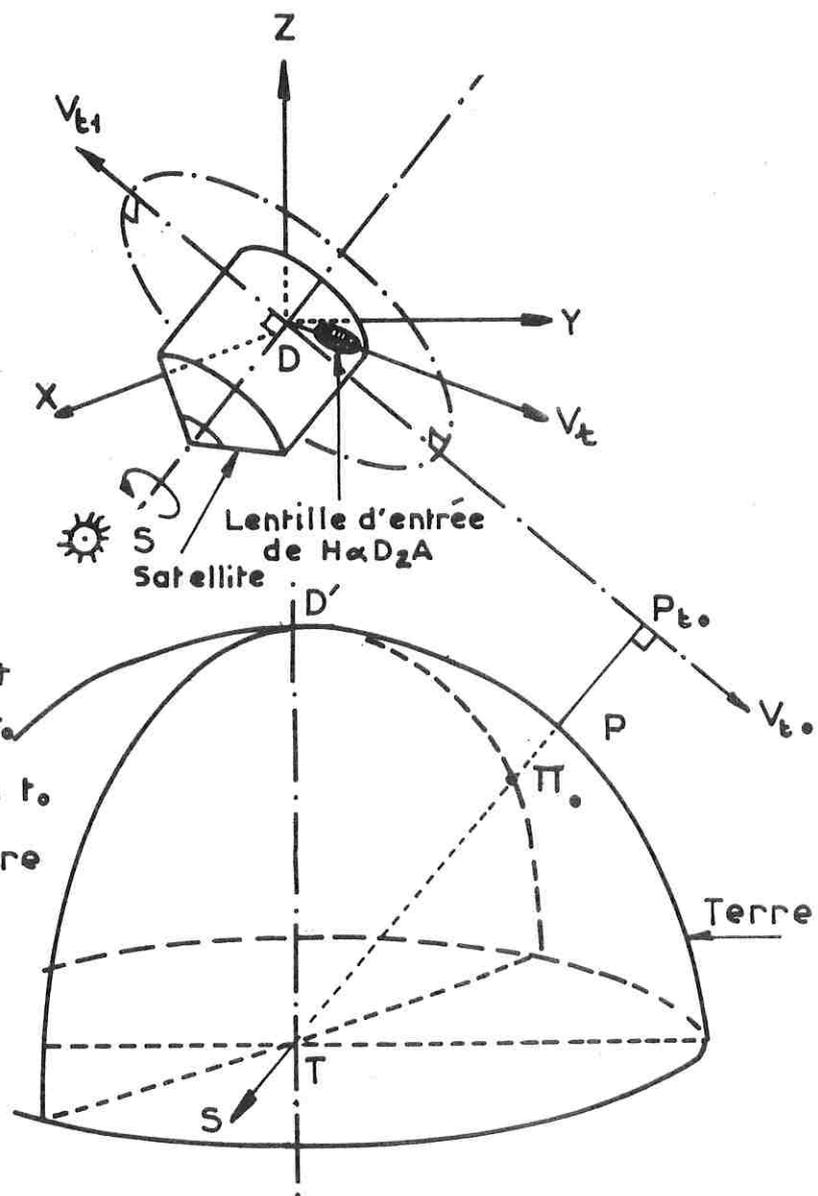
c) Direction de visée (DV)

Si deux paramètres suffisent pour définir une direction de visée, le repérage doit changer suivant que l'on étudie un objet lié à la Terre, au système solaire ou à la Galaxie. Ce sont en fait 17 paramètres définissant la direction de visée qui sont écrits sur les bandes III pour chaque point de mesure. Les 5 premiers sont déduits de la restitution d'attitude ; les 12 suivants sont calculés à partir de programmes de changement de repères astronomiques (La figure 17 récapitule les différents repères astronomiques "classiques") :

- angles d'Euler de la direction de visée [y(8), y(9), y(10)]
- angle θ_e entre la trace du plan de l'écliptique sur le plan de visée et la direction de visée [y(11)]
- angle θ_t entre la projection sur le plan de visée de la verticale locale TZ et la direction de visée [y(63)]
- azimut a , hauteur zénithale h et différence entre l'azimut de DV et celui du Soleil (encore appelée azimut relatif) $a - a_\odot$ [y(22), y(21), y(23)]
- ascension droite α et déclinaison δ [y(61), y(62)]
- longitude écliptique λ , latitude écliptique β , et différence entre la longitude de DV et celle du Soleil (encore appelée longitude héliocécliptique) $\lambda - \lambda_\odot$ [y(19), y(18), y(59)]
- longitude galactique l_{II} et latitude galactique b_{II} [y(15), y(16)]
- épaisseur de géocouronne traversée par DV, en fixant arbitrairement à 50000 km son rayon limite (au delà de cette altitude, la concentration en hydrogène est inférieure à $50 \text{ atomes cm}^{-3}$) [y(26)]
- épaisseur de géocouronne directement éclairée par le Soleil [y(27)]

Figure 16 - ATTITUDE DU SATELLITE D₂A

- D Centre du satellite D₂A
- T Centre de la Terre
- S Direction du Soleil
- D' Point sous satellite
- P_t Point d'impact à l'instant t.
- DS Axe de rotation
- DZ Axe vertical
- XDY Plan horizontal local
- XDZ Plan vertical contenant DS
- OV_t Direction de visée à l'instant t
- OV_t Direction de visée à l'instant t₀
- $\Pi_t, P_t = p$ Paramètre d'impact en t.
- $(DX, DS) = \delta$ Angle de dépression solaire
- $(DZ, DV_t) = \frac{\Pi}{2} - h$
- h Hauteur zénithale en t



d) Données d'observation

Elles apparaissent sous forme de données brutes, lues sur les bandes II, et de données corrigées, exprimées en unités physiques, calculées à partir de ces données brutes. Si, dans la détermination des paramètres spatio-temporels, les seules causes d'erreurs sont liées à l'incertitude dans la restitution d'attitude (d'où des angles connus à un demi-degré près environ), l'évaluation des erreurs dans le cas des données corrigées est plus délicate, et fera l'objet d'un développement particulier dans l'annexe E, en fonction des types d'observations et donc des ordres de grandeur des données brutes. Les 8 quantités indiquées sur les bandes III sont les suivantes :

- nombre M de coups s^{-1} recueillis sur la voie 1 et nombre N de coups s^{-1} recueillis sur la voie 2 [y(51), y(52)]
- nombre M_0 et N_0 de coups s^{-1} attribués au courant d'obscurité, respectivement sur la voie 1 et sur la voie 2. Ils sont calculés par un programme de linéarisation en fonction du temps entre les mesures de courant d'obscurité [y(54), y(55)]
- température T mesurée par le mot analogique de température [y(53)]
- contribution $e(1,b)$ de la lumière intégrée des étoiles en $R/\overset{\circ}{A}$, déterminée en fonction de l_{III} et b_{III} à partir du tableau donnant cette contribution en $S_{10}(\text{vis})$ en fonction de l_I et b_I (voir annexe B-3) [y(17)]
- signal $H\alpha$ recueilli sur la voie 1, en [y(56)], calculé par la formule :

$$I_1 = [(M - M_0) - \epsilon_1(N - N_0)] \Omega_1(T)C_1 - ke(1,b)$$
- signal fond continu recueilli sur la voie 2, en [y(57)], calculé par la formule :

$$I_2 = [(N - N_0) - \epsilon_2(M - M_0)] \Omega(T)C_2 - e(1,b)$$

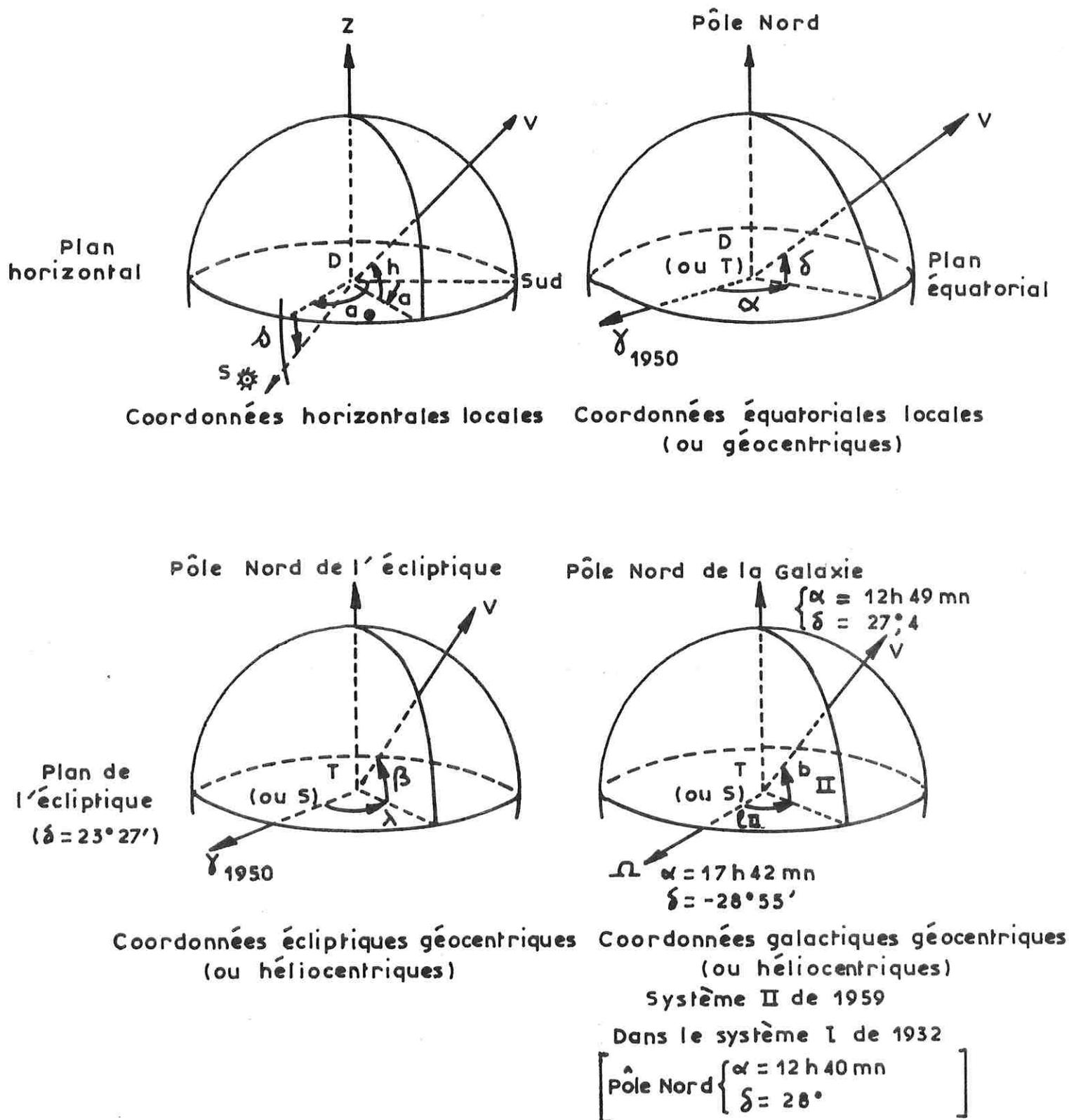
Ces trois dernières quantités ne sont évidemment calculées qu'en phase nuit, lorsque l'obturateur est ouvert.

e) Point d'impact (P)

Le point d'impact P est le point dont l'altitude, appelée alors paramètre d'impact p , est la plus faible sur la ligne de visée. Il n'est défini que lorsque la visée est faite au-dessus de l'horizon (sinon DV rencontre la Terre) et au-dessous du plan horizontal local (sinon P est confondu avec D). Au cours des 7/8 s que dure l'observation, le point d'impact peut se déplacer d'une ou deux centaines de kilomètres. 10 paramètres lui sont associés :

- coordonnées en début de mesure : altitude, longitude géographique, latitude géographique, longitude géomagnétique, latitude géomagnétique [y(28), y(29), y(30), y(31), y(32)]

Figure 17 - DEFINITION DES PRINCIPAUX REPERES ASTRONOMIQUES UTILISES



Coordonnées horizontales locales

Coordonnées équatoriales locales (ou géocentriques)

Coordonnées écliptiques géocentriques (ou héliocentriques)

Coordonnées galactiques géocentriques (ou héliocentriques) Système II de 1959

Dans le système I de 1932
 [Pôle Nord { $\alpha = 12^h 40^m$
 $\delta = 28^\circ$ }]

- coordonnées en fin de mesure : altitude, longitude géographique, latitude géographique, longitude géomagnétique, latitude géomagnétique [y(33), y(34), y(35), y(36), y(37)]

f) Observation d'étoiles

Il est essentiel de reconnaître la présence d'étoiles brillantes dans le champ, afin d'éviter les contaminations stellaires d'une part, et d'utiliser les plus brillantes pour des étalonnages en vol d'autre part (voir annexe D). Le champ de l'expérience est déterminé en coordonnées équatoriales à partir des α et δ de la direction de visée, en tenant compte du champ géométrique, du champ apparent dû au déplacement de la ligne de visée au cours de l'observation et de l'incertitude sur la restitution d'attitude. Par comparaison avec des bandes magnétiques reproduisant les catalogues d'étoiles, les étoiles plus brillantes que la 5ème magnitude photographique sont identifiées ; leur numéro de code, coordonnées équatoriales et type spectral sont notés en y(65), y(66), y(67), y(68), y(69), y(70)

g) Indication du type de mesure

Pour distinguer les séquences d'observations des séquences d'étalonnage et surtout pour identifier rapidement, lors des tris ultérieurs, les différents types d'observations, quatre indicateurs sont utilisés. [y(20), y(43), y(44), y(64)] . Le dernier d'entre eux, dit "indicateur à 13 moments", permet en particulier, par une suite de zéros ou de uns, de savoir si une observation est effectuée :

- en phase nuit ou en phase jour,
- en dehors ou dans l'Anomalie de l'Atlantique Sud (voir annexe D)
- avec un courant d'obscurité nominal (< 300 coups) ou non (voir annexe D)
- hors des basses couches de l'atmosphère ou dans ces basses couches ($p < 150$ km)
- alors que l'obturateur est fermé (courant d'obscurité)
- sans trop d'arrière plan nébulaire, ou dans la direction d'une nébuleuse émissive répertoriée
- sans ou avec étoiles plus brillantes que la 5ème magnitude photographique dans le champ
- hors de la Voie Lactée ou des nuages de Magellan, et à faible latitude galactique ou, au contraire, pour $|b_{II}| < 30^\circ$.

Les informations relatives à une mesure peuvent être éditées, ainsi qu'il apparait sur la figure 18 qui reproduit, sur une page de listing, les paramètres relatifs à cinq observations ou points de mesures consécutifs. La première ligne correspond aux paramètres temporels, la seconde aux données d'observation, la troisième à la position du satel-

Figure 18 EDITION DES INFORMATIONS RELATIVES A 5 OBSERVATIONS
CONSECUTIVES (16-04-1972)

8141.87784	16/ 4/1972	21	4	5	23.05.21	72.43	14591	12	1.53	.67	CBVENNNNCPAJ B2LT543210ISR
1472	1440	72.	9.8	.22							
665.	30.19	-21.52	10650.	2852.	95.40	20.43	24.07				
74.48	-41.18	15.39	78.04	113.04	35.50	74.45	89.59	-12.55	-223.16		
502.	31.27	-9.35	99.23	-11.36	468.	-8.31	101.09	8.25			
								-10.53			
8141.87786	16/ 4/1972	21	4	7	23.05.44	72.50	14591	13	2.43	.68	CBVENNNNCPAJ B2LT543210ISR
1568	99.	1472	72.	.23							
665.	30.24	-21.47	10945.	2835.	95.46	20.50	24.04				
87.00	-29.08	17.44	69.13	99.31	31.10	86.57	89.59	-15.00	-210.54		
437.	34.47	-7.49	103.02	-10.31	409.	-7.28	104.57	20.46			
								-10.32			
8141.87789	16/ 4/1972	21	4	9	23.06.8	72.58	14591	14	2.59	.76	CBVENNNNCPAJ B2LT543210ISR
1760	99.	1664	72.	.27							
665.	30.29	-21.42	11146.	2824.	95.53	20.57	24.02				
99.12	-16.57	18.31	58.08	87.24	25.15	80.50	269.59	-16.24	-198.20		
385.	38.34	-7.32	106.49	-10.57	368.	-7.58	108.34	33.19			
								-11.43			
8141.87791	16/ 4/1972	21	4	11	23.06.31	73.05	14591	15	2.02	1.10	CBVENNNNCPAJ B2LT543210ISR
2272	99.	2272	72.	.34							
665.	30.35	-21.37	11236.	2820.	95.59	21.04	23.59				
111.24	-4.47	19.55	46.29	76.29	18.26	68.38	269.59	-17.02	-185.39		
357.	42.08	-8.47	110.07	-12.50	353.	-9.56	111.25	46.00			
								-14.14			
8141.87793	16/ 4/1972	21	4	13	23.06.54	73.12	14591	16	7.55	1.20	CBVENNNNCPAJ B2LT543210ISR
3104	99.	2720	72.	.50							
665.	30.40	-21.32	11212.	2823.	96.06.	21.12	23.57				
123.36	7.23	19.11	34.38	66.27	11.03	56.26	269.59	-16.52	-172.55		
356.	44.52	-11.21	112.22	-15.51	366.	-12.59	112.58	58.43			
								-17.37			

Code Y(40) Y(54) Y(52) Y(55) Y(26) Y(62) Y(30) Y(39) Y(41) Y(42) Y(56) Y(57) Y(64)

Y(51) Y(25) Y(61) Y(31) Y(32) Y(33) Y(34) Y(35) Y(36) Y(37) Y(45) Y(46) Y(49) Y(50) Y(59) Y(21) Y(23)

lite, la quatrième à la direction de visée, la cinquième, quand elle existe, au point d'impact, et la sixième, quand elle existe, aux étoiles plus brillantes que la 3ème magnitude dans le champ. Les angles sont indiqués en °, ', ", ou en h, mn, s, et les longueurs en km. De plus, un résumé des informations relatives à un flot peut être édité.

Bilan

Nous disposons à ce niveau de 73 bandes III, classées chronologiquement, ainsi qu'il apparaît sur le tableau 4. Les bandes de données associent à chaque point de mesure 70 valeurs numériques, qui sont essentiellement des paramètres spatio-temporels ou logiques et des mesures "propres". Les chapitres qui suivent vont être consacrés à l'étude des résultats tant aéronomiques qu'astronomiques, qui ont été obtenus par le dépouillement complet des observations de l'expérience H α D2A. Une brève revue des observations antérieures et des modèles mathématiques préexistants sera présentée dans chacun des domaines étudiés.



CHAPITRE 2

OBSERVATION DE LA LUMIERE ZODIACALE

CHAPITRE 2

OBSERVATION DE LA LUMIERE ZODIACALE

Introduction	p. 51
I - Revue du problème	p. 53
1. Description sommaire du nuage zodiacal	
a - Méthodes de mesure	
b - Densité locale	
2. Description dynamique du nuage zodiacal	
a - Processus dissipatifs	
b - Origine du nuage zodiacal	
3. Essais météoritiques	
a - Description sommaire	
b - Evolution	
c - Origine	
II - Mise au point de modèles numériques	p. 62
1. Détermination de la luminance en présence d'inhomogénéités locales	
a - Flux incident	
b - Densité	
c - Fonction de phase	
d - Expression générale	
e - Résultats numériques	
2. Détermination de l'intersection d'essais météoritiques avec le plan de visée de H α D2A	
III - Données zodiacales de D2A	p. 77
1. Choix des données	
a - Fabrication d'une bande condensée	
b - Eliminations complémentaires	
c - Problème de l'effet de la lumière lunaire	
d - Bilan	
2. Présentation des données	
a - Données brutes	
b - Présentation journalière	
c - Réduction des données	
Résultats	

IV - Valeurs absolues des luminances observées

p. 95

1. Ordres de grandeur
2. Comparaison avec des résultats antérieurs
3. Non stabilité des valeurs
 - a - Il n'y a pas d'effet de la Lune ou de l'activité solaire puisqu'aucune périodicité de l'ordre de 27 jours n'apparaît
 - b - Il y a des effets liés à la position de la Terre sur son orbite, puisque des périodicités de 1 an existent
 - c - Si des effets liés au cycle solaire de 11 ans existent, ils sont faibles

V - Oscillation annuelle

p. 103

1. Mise en évidence au pôle nord de l'écliptique
2. Mise en évidence à $\beta = \pm 45^\circ$
3. Observation de l'effet du plan invariable du système solaire au voisinage du plan de l'écliptique
 - a - Méthode de traitement
 - b - Résultats
 - c - Interprétation

VI - Fluctuations de courte durée

p. 110

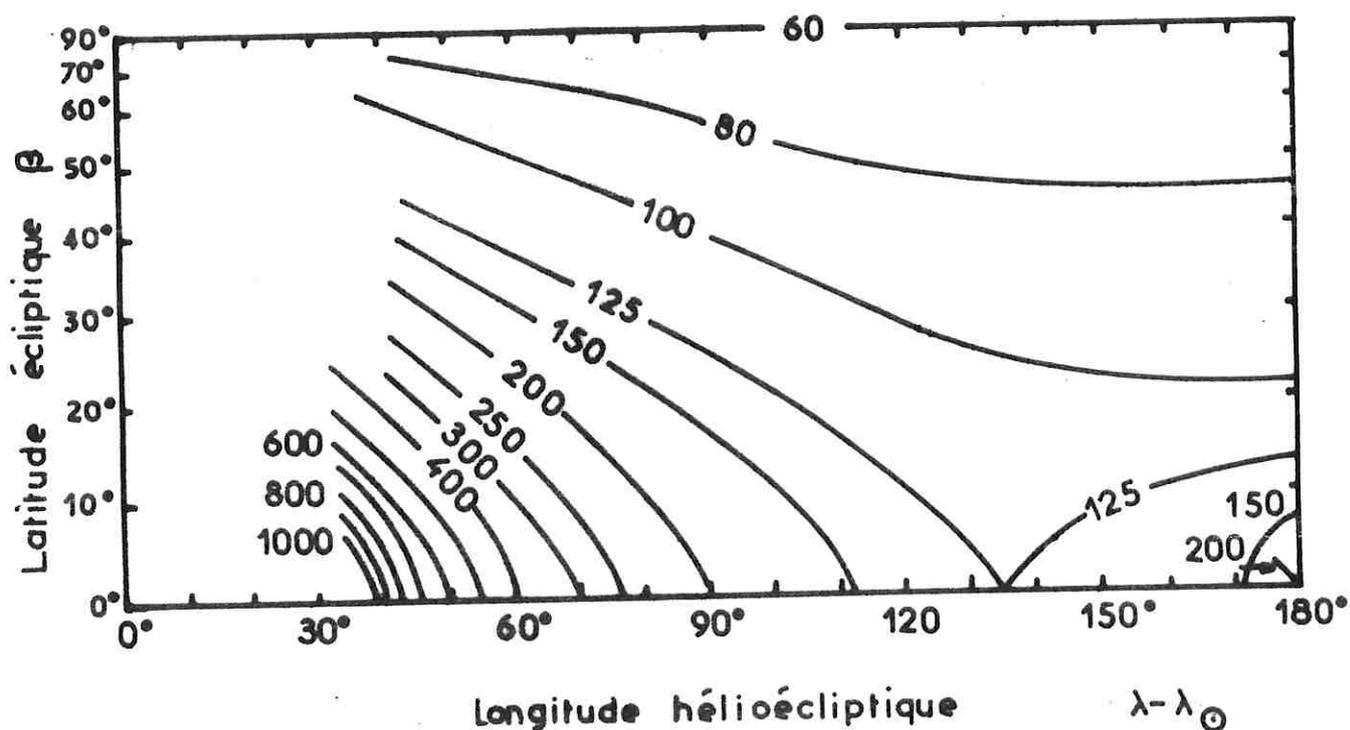
1. Revue des fluctuations observées
 - a - Mise en évidence à $\beta = 0^\circ, \pm 45^\circ$ et 90°
 - b - Distribution temporelle des pics
 - c - Distribution spatiale des pics
2. Description des inhomogénéités observées
 - a - Dimension
 - b - Densité
3. Interprétation : corrélation avec le passage au voisinage de la Terre d'essaims météoritiques connus
 - a - Quadrantides
 - b - Perséides
 - c - Géminides
 - d - Lyrides
 - e - Andromédides

Conclusion

p. 120

Figure 1 - ISOPHOTES DE LA LUMIERE ZODIACALE

[D'après Frey, Hofmann, Lemke et Thum - 1974]



Les luminances sont données en S_{40} (vis)

La ligne horizontale inférieure représente le plan de l'écliptique et la ligne horizontale supérieure représente le pôle de l'écliptique.

Sans doute déjà observée dans l'antiquité par les Chaldéens, la lumière zodiacale a été décrite au XII^e siècle dans le Rubaiyat d'Omar Khayyam et étudiée avec soin par Cassini (1690) au XVII^e siècle.

Depuis la Terre, et sous nos latitudes, elle se présente sous la forme d'un triangle lumineux dont le sommet s'éloigne du Soleil dans le plan de l'écliptique ou zodiaque, et dont la base se confond avec l'horizon ; ce triangle est visible pendant les crépuscules du soir ou du matin, respectivement au printemps ou à l'automne. Sa luminance est donc maximale au voisinage du plan de l'écliptique, et décroît lorsque la distance angulaire au Soleil croît. Ce résultat est bien visible sur la figure 1 d'après Frey, Hofmann, Lemke et Thum (1974) qui montre les isophotes de la lumière zodiacale ; on remarque sur l'écliptique un renforcement dans la direction anti-solaire, appelé lueur antisolaire, contre-lumière ou gegenschein.

L'étude du spectre de la lumière zodiacale montre qu'elle n'est à peu près rien d'autre que de la lumière solaire diffusée par des petites particules ou "poussières" qui envahissent l'espace interplanétaire et constituent un nuage, appelé nuage zodiacal. Ce nuage présente une forme lenticulaire, avec le Soleil pour centre de symétrie, et le plan de l'écliptique ou un plan très voisin pour plan principal.

Si la lumière zodiacale est responsable d'environ un tiers de l'intensité de la lumière du ciel observable depuis la Terre au cours d'une nuit sans Lune, son étude au sol est rendue très difficile par le signal parasite des émissions atmosphériques et stellaires. Aussi la nature, la taille, la répartition dans l'espace et l'évolution des particules, ainsi que leur origine sont elles encore mal connues.

Dans les pages qui suivent, une revue des hypothèses admises à ce propos est effectuée, et quelques équations originales susceptibles de contribuer à l'interprétation directe des données de H α D2A ou de toute autre expérience sont formulées ; puis, la réduction des données et les différents résultats obtenus sont présentés :

I-Etude statique et dynamique du nuage zodiacal et des essaims météoritiques.

II- Mise au point de modèles numériques : détermination de la luminance en présence d'inhomogénéités et détermination de la trace sur le plan tangent à l'orbite de la Terre des essaims météoritiques connus.

III- Réduction des données de H α D2A ; élimination des signaux parasites et calcul d'erreur.

IV- Valeurs absolues des luminances observées ; comparaison avec des résultats antérieurs, et mise en évidence de la non stabilité de la lumière zodiacale.

V - Oscillation annuelle de la lumière zodiacale et identification du plan de symétrie du nuage zodiacal avec le plan invariable.

VI- Fluctuation des intensités dans certaines directions et à certaines époques et corrélation avec la position de la Terre sur son orbite ; comparaison avec des résultats antérieurs visant à expliquer pourquoi ces inhomogénéités n'ont pas été vues par les satellites OSO ; enfin, interprétation par le passage d'essaims météoritiques.

I - REVUE DU PROBLEME

I - 1. Description sommaire du nuage zodiacal -

Des articles de synthèse très complets sur des observations du nuage zodiacal peuvent être trouvés dans les comptes-rendus des colloques tenus à Hawaï en 1967 (N.A.S.A. SP n° 150) et à Heidelberg en 1975 (U.A.I. n° 31).

a) Méthodes de mesure

Le nuage zodiacal est constitué d'un mélange de poussières diélectriques et métalliques dont il importe de connaître :

- la nature chimique
- la dimension et la granulométrie
- la forme exacte
- la distribution de densité

Localement, à bord d'un ballon, d'un satellite ou d'une sonde, ces paramètres peuvent être déterminés avec précision par des prélèvements directs, par un senseur à microphone ou à couches minces, ou encore par l'étude des cratères d'impact.

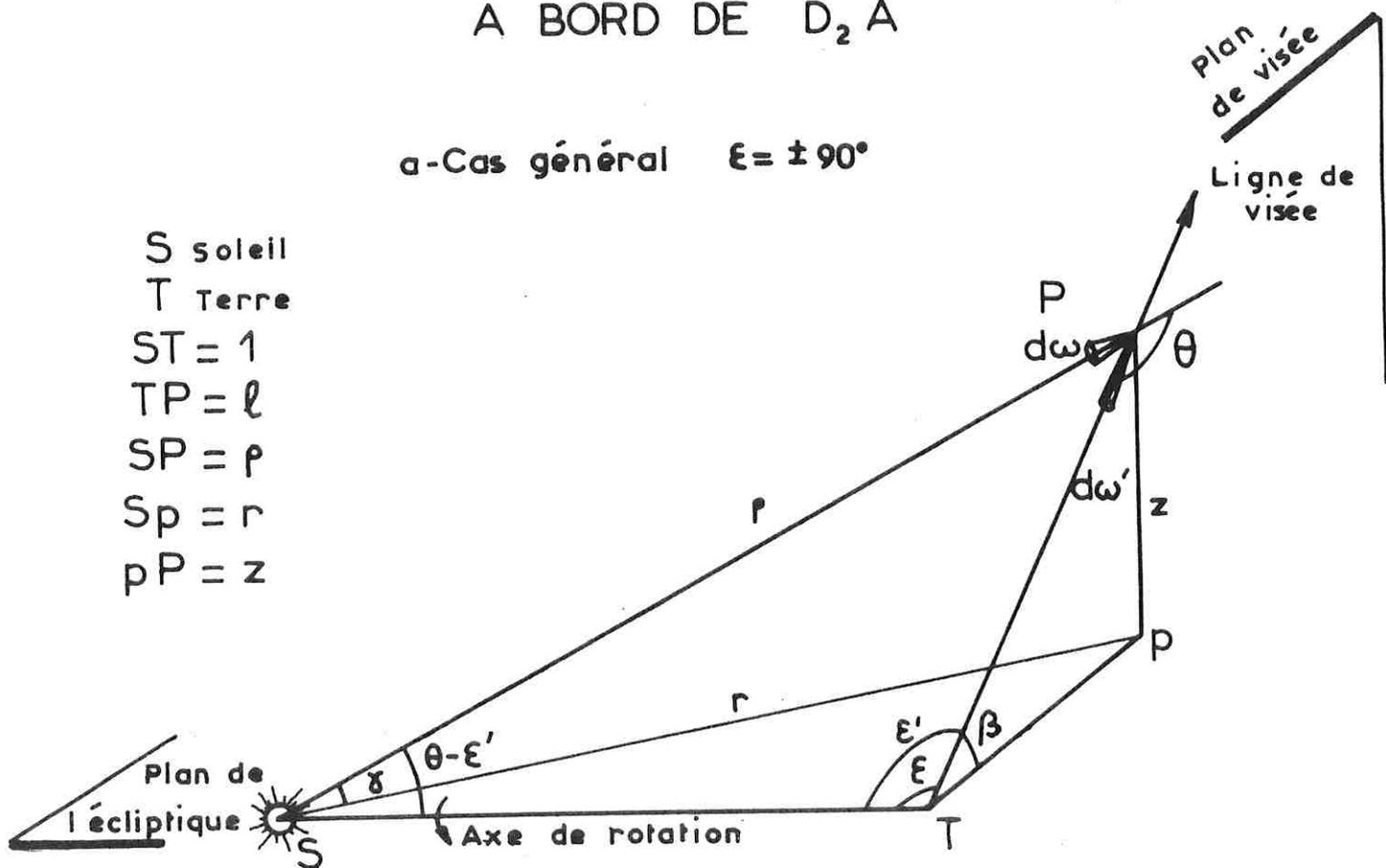
Mais des informations locales sont très sujettes à caution en raison des inhomogénéités qui sont susceptibles d'exister dans le nuage. D'où l'intérêt de mesures de la luminance ou de la polarisation (fonction des propriétés diffusantes du milieu, donc de la taille et de l'indice des particules), mesures qui permettent, par comparaison avec la luminance ou la polarisation calculées pour certains modèles numériques globaux, de juger de la qualité de ceux-ci.

b) Densité locale D (voir figure 2)

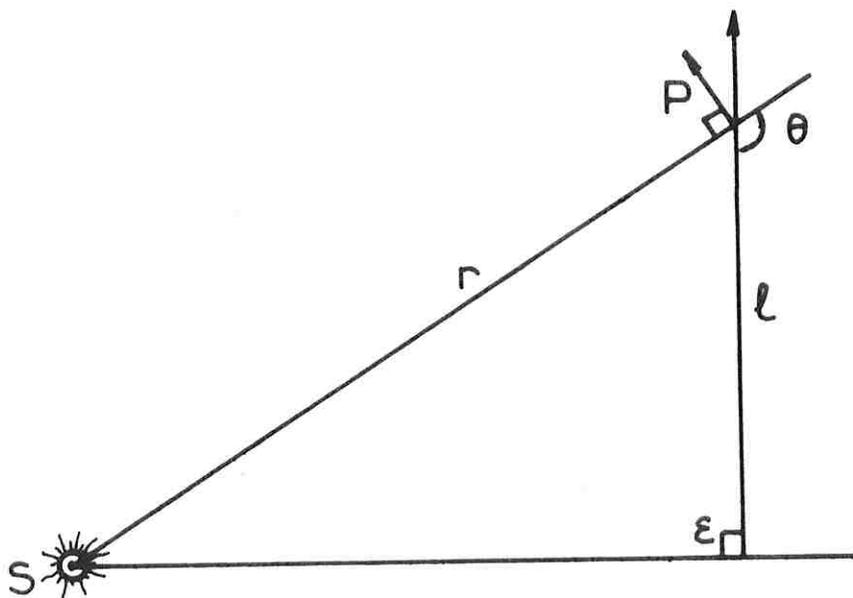
Dans une première approche, on peut supposer que la densité est simplement une fonction décroissante de la distance héliocentrique. Il est en effet maintenant admis que la contribution à la lumière zodiacale d'un nuage géocentrique (Divari - 1965) est très faible, peut-être même inexistante (Peale - 1967) et que l'accumulation de matière aux points de Lagrange du système Terre-Lune, ou même sur l'orbite lunaire représente une augmentation locale inférieure à 0,5 % (Roosen - 1973). On néglige alors les inhomogénéités locales (jets corpusculaires - comètes - essais météoritiques) et on ne tient pas compte de la contribution d'un tore de poussières au niveau de l'anneau astéroïdal (Roach et al. 1973) ; les derniers résultats

Figure 2 - GEOMETRIE DES OBSERVATIONS
A BORD DE D₂A

a - Cas général $\epsilon = \pm 90^\circ$



b - Cas particulier $\epsilon = +90^\circ$ $\beta = 0$



de Pioneer 10 (Hanner, Weinberg, DeShields II, Green et Toller 1974) indiquent d'ailleurs que, au delà de 2,4 U.A., la ceinture d'astéroïdes ne contribue pas de façon significative à la lumière zodiacale vue depuis la Terre. Dans ces conditions,

$$D(r,z) = D_0 \left(\frac{1}{r} \right)^{\nu} \exp(-kz)$$

où z est la distance P_p (p projection de P sur le plan de l'écliptique), exprimée en unités astronomiques (U.A.)

r est la distance S_p du Soleil à la projection du point P sur le plan de l'écliptique ; elle est également exprimée en U.A.

ν est le paramètre caractéristique de la distribution dans le plan de l'écliptique. Tous les modèles numériques donnent pour ν des valeurs comprises entre 0,5 et 3,5 (Giese - 1962). Les résultats préliminaires de Pioneer 10 (Hanner et Weinberg - 1974) s'approchaient d'une distribution en $1/r$; pour Dumont (1974a) la valeur la plus probable serait 1,2.

k est l'inverse d'une hauteur d'échelle. Comme dans le nuage zodiacal on peut se représenter les surfaces d'égale densité comme des ellipsoïdes d'aplatissement voisin de 8 (Dumont - 1974b), k a une valeur de l'ordre de 3.

D_0 est le nombre de particules par unité de volume au niveau de la Terre ; la densité est voisine de $2,6 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$; il y aurait donc, si les particules avaient une masse volumique moyenne de 1 g cm^{-3} et un rayon moyen de $1 \mu\text{m}$, entre 5×10^{-12} et 10^{-11} particules par cm^3 .

I - 2. Etude dynamique du nuage zodiacal -

Les particules du nuage zodiacal ne sont pas immobiles. Elles décrivent des trajectoires elliptiques, d'ailleurs le plus souvent dans le sens direct autour du Soleil. Au cours de leur vie, leurs dimensions évoluent et elles peuvent même disparaître. On peut donc leur attribuer une durée de vie et faire des hypothèses sur leur origine.

a) Processus dissipatifs

Ils ont été passés en revue de façon extensive par Whipple (1967) :

- Dissipation due à la radiation solaire

Une particule est éjectée hors du système solaire lorsque la pression de radiation solaire excède l'attraction gravitationnelle ; tous les grains dont le rayon est de l'ordre de $0,05 \mu\text{m}$ sont pratiquement chassés hors du système solaire. Par ailleurs, sous l'effet Poynting-Robertson (P.R.) dû à la perte de moment

cinétique, par réflexion de la lumière solaire, l'excentricité des orbites décrites par les particules décroît et elles décrivent des spirales dans leur plan orbital pour, au bout d'un temps proportionnel au rayon de la particule et de l'ordre de 10^6 à 10^8 années, tomber sur le Soleil. Enfin, tout près du Soleil, les particules sont éliminées par sublimation.

- Dissipation due au vent solaire

Un pseudo effet Poynting-Robertson qui amplifie le précédent d'environ 22 % apparaît lorsque les protons sont réfléchis par des grains de poussière. Et le flux du vent solaire produit une évaporation ou "sputtering" qui diminue la taille des particules et donc les rend plus sensibles à l'effet P.R.

- Dissipation due aux autres corps du système solaire

Les effets gravitationnels ne sont guère dissipatifs et les perturbations planétaires, en particulier joviennes, tendent simplement à modifier les orbites décrites par les particules. Par contre, l'érosion due aux collisions avec d'autres particules a un effet analogue à l'évaporation. La conjugaison des deux types d'érosion assure en l'absence d'effet P.R. une durée de vie de l'ordre de 10^2 à 10^8 années.

En résumé, une particule soumise à la fois à l'érosion et à l'effet P.R. voit ses irrégularités ou protubérances s'effacer, sa forme devenir sphérique, et sa taille décroître, cependant qu'elle décrit une spirale et que l'effet P.R. s'amplifie. On peut admettre, avec Dobrovolskii, Egibekov et Zausaev (1974) que la durée de vie calculée pour les effets P.R. est ainsi diminuée de 2 à 3 magnitudes ; la durée de vie globale du nuage zodiacal, dont la masse est comprise entre $7,8 \times 10^{17}$ g et $1,2 \times 10^{23}$ g, est de l'ordre de 10 000 ans (Hughes - 1972).

b) Origine du nuage zodiacal

Tous les grains de poussière qui existaient dans l'espace interplanétaire lors de la condensation du système solaire, il y a quelques 5 milliards d'années, ont donc depuis longtemps disparu.

Si le nuage zodiacal est néanmoins un phénomène stationnaire, ce que son observation au cours des siècles peut donner à penser, il doit exister quelque part dans le système solaire une source ou un réservoir de poussières qui produit entre 5×10^4 et $1,3 \times 10^{12}$ g de poussière par seconde. Les poussières jeunes peuvent d'ailleurs être relativement volumineuses ; au cours des temps, leur taille décroît, cependant qu'elles s'approchent lentement du Soleil ; puis elles finissent par repartir brutalement en sens inverse, chassées par la pression de radiation solaire. Il ne semble donc pas que l'on puisse dire, avec Hemenway, Hallgreen et Schmalberger (1972) qu'elles proviennent vraiment du

Soleil, où l'existence de matériau solide parait peu probable. Les hypothèses généralement avancées sont que les poussières proviendraient de l'anneau astéroïdal, des débris cométaires (essaims météoritiques) ou encore d'un certain nuage qui se trouverait quelque part au delà de l'orbite de Jupiter. Ces hypothèses ont sans doute des probabilités diverses, mais la faible émissivité zodiacale observée par Pioneer 10 au niveau des astéroïdes et au delà conduit à favoriser l'hypothèse de l'origine météoritique. Aussi une revue rapide des connaissances actuelles sur les essaims météoritiques va-t-elle être présentée.

I - 3. Essaims météoritiques -

a) Description sommaire

Les essaims météoritiques sont des amas de particules appelées météorites (ou météoroïdes) de "glace sale", de fer, de quartz, d'obsidienne, de carbone... Elles décrivent des trajectoires elliptiques autour du Soleil, et on distingue suivant la masse :

- les micrométéorites, en-dessous de 10^{-6} g qui sont surtout étudiées, comme la poussière interplanétaire, à bord de satellites ou de sondes spatiales par des collecteurs, des couches minces et des microphones.
- les radio météorites, entre 1g et 10^{-6} g, qui provoquent par leur passage dans l'atmosphère une traînée ionisée, et sont étudiées par des techniques radar.
- les météorites visuelles poétiquement dénommées étoiles filantes, entre 1 et 10^3 g, qui se vaporisent dans l'atmosphère vers 100 km d'altitude, et sont donc étudiées par des techniques photographiques.
- les bolides enfin, (météorites de densité généralement élevée) qui ont une masse supérieure au kg et sont responsables de la formation de cratères sur la Terre, la Lune ou Mercure.

Des références pour bon nombre d'études des météorites peuvent être trouvées chez Hughes (1972). Les essaims bien connus sont indiqués sur le tableau 1 (la figure 3 donne des exemples d'orbites décrites). Ce sont des essaims qui, à plusieurs reprises, ont rencontré l'orbite terrestre au point précis où se trouvait alors la Terre. Les valeurs numériques du tableau proviennent de Lovell (1954), Mc Kinley (1961), Hawkins (1964), Sekanina (1970), Hughes (1971) et de l'annuaire du Bureau des Longitudes en 1974. (Il faut d'ailleurs noter que les valeurs numériques diffèrent sensiblement selon les auteurs). Les diamètres sont déterminés par des techniques radar.

TABLEAU 1

CARACTERISTIQUES DES ESSAIS METEORITIQUES CONNUS
(Les principaux essais permanents sont soulignés)

Nom	Comète d'origine (1ère observation)	Date maximum (limites)	pt. radiant α (1950)(°)	i (°)	Paramètres d'orbite			Vitesse (km.s ⁻¹)	Taux horaire	Diamètre observé (10 ⁶ km)		
					q (UA)	e	ω (°)					
<u>Quadrantides</u>	1939-1-Kozik-Peltier(1839)	3/01(01/01-04/01)	232	74	6,3	0,97	0,72	168	283	41	40	1,7
<u>Virginides</u>		20/03(05/03-02/04)	190							31		
<u>Lyrides</u>	1861-1-Thatcher (687)	21/04(19/04-24/04)	274	80	161	0,92	0,97	214	32	48	12	25
<u>η Aquarides</u>	1910-2-Halley (401)	4/05(21/04-12/05)	336	158	8	0,70	0,83	109	44	64	20	
<u>σ Cetides</u>		19/05(14/05-23/05)	28	34		0,11	0,91	211	238	37	20	46
<u>* Arietides</u>		7/06(29/05-19/06)	45	21		0,09	0,94	29	77	38	60	
<u>* ζ Perséides</u>		9/06(01/06-17/06)	62	0	2	0,35	0,79	60	78	29	40	
<u>* Ophiuchides S</u>		20/06(17/06-26/06)	260	-20						20		
<u>* β Taurides</u>	1954-9- Encke	28/06(24/06-05/07)	87	20	3,3	0,34	0,85	246	276	31	30	2
<u>? Draconides</u>	1819- Pons-Winnecke (714)	28/06	215	55	20?						50	45
<u>δ Aquarides S</u>		29/07(21.07-15/08)	339	-17	4,2	0,06	0,98	154	302	41	20	
<u>δ Aquarides</u>		29/07(15/07-18/08)	339	0	4,2	0,07	0,98	333	139	41	10	
<u>α Capricornides</u>	1954-3- Mrkos	01/08(15/07-20/08)	308	-10	4,1	0,57	0,78	271	133	23	5	
<u>ζ Aquarides S</u>		05/08(05/07-25/08)	338	-15	4,9	0,23	0,92	128	311	35	10	
<u>ζ Aquarides</u>		05/08(05/07-25/08)	331	-6	2,3	0,27	0,84	308	151	30	10	20
<u>Perséides</u>	1862-3-Swift-Tuttle(36)	11/08(25/07-17/08)	46	58	114	9,5	0,94	151	138	60	50	
<u>χ Cygnides</u>		20/08(11/08-22/08)	290	55	37	8,3	0,97	204	144	26	5	
<u>Aurigides</u>		30/08	85	42							30	
<u>Giacobinides</u>	1946-5-Giacobini-Zinner	09/10	262	54	31	6,6	0,99	172	196	23	1000	
<u>Orionides</u>	1910-2-Halley(585)	20/10(18/10-26/10)	95	15	163	21	0,54	0,93	87	66	25	
<u>Taurides S</u>	1954-9-Encke(\sim -1500 ans)	05/11(15/09-15/12)	53	14	5	3,5	0,37	0,84	112	28	15	
<u>Taurides</u>		10/11(15/10-01/12)	57	22	3	3,1	0,32	0,85	298	29	5	
<u>? Andromedides</u>	1852-3-Biela(1741)	14/11	24	44	6	6,1	0,75	0,78	242	76	5000	
<u>Léonides</u>	1866-1-Tempel(1799)	16/11(14/11-20/11)	152	22	163	45	0,97	0,92	174	72	10000	
<u>Pheonicides S</u>	(1862)	05/12	15	-55						13	50	
<u>Geminides</u>	1939-10-Tuttle(1890)	13/12(07/12-15/12)	113	32	24	1,6	0,14	0,90	324	35	50	
<u>Ursides</u>		22/12(17/12-24/12)	217	80	53	14	0,92	0,85	212	34	15	

* essaim observé le jour par technique radio

S essaim observé dans l'hémisphère sud

? essaim perdu

~ essaim non permanent mais périodique

b) Evolution des essaims

Au cours des années et des siècles, les météorites subissent les mêmes perturbations que les particules du nuage zodiacal : effet de la radiation solaire, du vent solaire et des autres corps. Cependant, trois points méritent d'être signalés :

- A l'intérieur d'un essaim et en particulier au périhélie, la concentration est sensiblement plus élevée que dans le nuage zodiacal, et l'effet des collisions entre particules devient plus important : des météorites de rayon voisin de 1 cm perdent environ 1 μ m par an; donc, si la géométrie de l'essaim ne changeait pas, ces particules auraient une durée de vie inférieure à 10⁴ années.

- Les paramètres d'orbite varient rapidement au point qu'un essaim régulièrement observé peut devenir inobservable (comme les Andromédides ou les Draconides) lorsque la distance du centre de l'essaim au centre de la Terre devient trop grande et que l'essaim ne rencontre plus les basses couches de l'atmosphère.

- Les orbites individuelles des météorites évoluent différemment : le diamètre (donc la durée d'observation depuis la Terre) de l'essaim augmente, cependant que la densité et le taux de comptage diminuent. Peu à peu, les particules se répartissent sur toute la trajectoire de l'essaim, à l'intérieur d'un tore elliptique. L'essaim est devenu permanent et il est vu chaque année à peu près à la même époque par opposition à un essaim périodique, qui a une fréquence d'observation depuis la Terre beaucoup plus faible (comme les Giacobinides ou les Léonides). Evidemment, dans un essaim permanent encore peu évolué, la concentration n'a pas eu le temps de s'uniformiser et le flux peut varier sensiblement d'une année sur l'autre.

Ainsi, en cherchant à remonter à la source du nuage zodiacal, on n'étudie pas un matériau fondamentalement différent : les essaims se "diluent" peu à peu dans le nuage zodiacal : après quelques 10³ ans une particule n'appartient plus particulièrement à un essaim et les météorites volumineuses se sont désintégrées et érodées en engendrant des particules microniques.

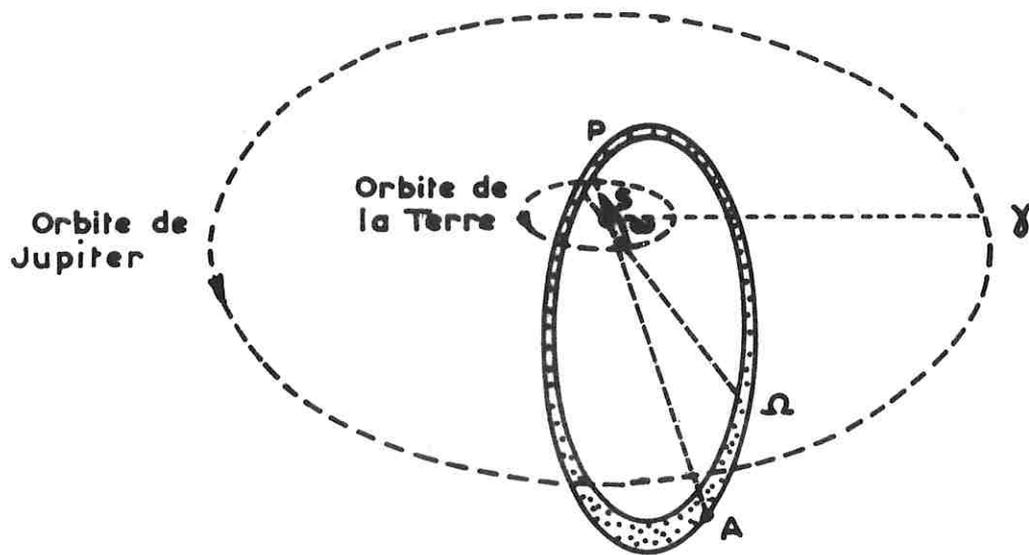
c) Origine des essaims

Il est généralement admis que les essaims proviennent du même matériau primordial que les comètes ou qu'ils en sont éjectés, éventuellement lors d'une désintégration. Ainsi la comète de Biela s'est-elle séparée en deux en 1845 et a-t-elle été remplacée en 1872, puis en 1885, par des pluies spectaculaires d'étoiles filantes. Les poussières représentent à peu près le quart de la masse totale d'une comète et, si peu de comètes sont visibles depuis la Terre,

Figure 3 - EXEMPLES DE TRAJECTOIRES D'ESSAIMS METEORITIQUES

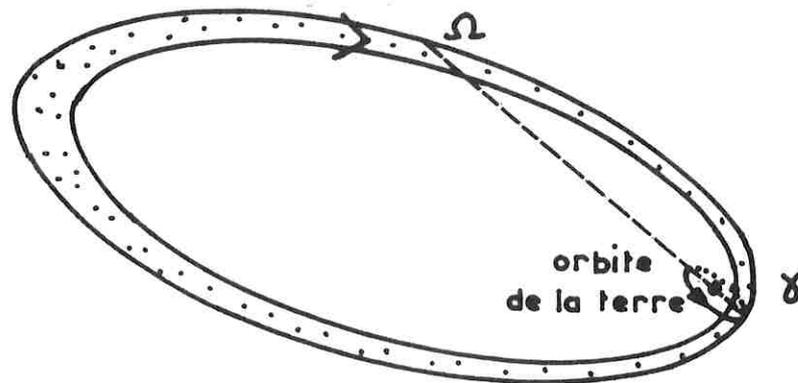
a - Un "jeune" essaim : les Quadrantides

[D'après Poole, Hughes et Kaiser - 1972]



b - Un "vieux" essaim : les Perséides

[D'après Lovell - 1954]



leur nombre est de l'ordre de cent milliards dans le système solaire. L'apport de poussières cométaires est donc élevé ; il atteindrait $1,5 \times 10^6$ g par seconde et pourrait suffire à assurer la stabilité du nuage zodiacal dont bon nombre de particules, aussi bien diélectriques ("glace sale" - silicate comme l'olivine) que métalliques peuvent être d'origine météoritique et cométaire.

II - MISE AU POINT DE MODELES NUMERIQUES

Dans les modèles numériques classiques, la densité est une fonction simple de la distance héliocentrique et les inhomogénéités locales sont négligées ; cependant, une inhomogénéité de dimension d couvre un champ de l'ordre de celui de $H\alpha D2A$ lorsque le rapport de d à d_0 , distance au point d'observation, est supérieur à 10 %. Les seules inhomogénéités qu'il est raisonnable de négliger sont donc celles pour lesquelles ce rapport est inférieur à 1 % (telle une inhomogénéité de 100 000 km à 0,066 U.A. de la Terre). Nous tiendrons donc compte des inhomogénéités proches de la Terre, c'est-à-dire des essais météoritiques connus.

II - 1. Détermination de la luminance -

La luminance I_z du nuage zodiacal, mesurée à la longueur d'onde λ depuis la Terre ou un point très proche est définie en fonction de deux variables : la longitude hélioécliptique (longitude écliptique de la direction visée, λ , moins longitude écliptique du Soleil, λ_\odot) et la latitude écliptique de la direction visée, β . Cette valeur I_z est la somme dans l'angle solide de visée de la luminance de tous les volumes élémentaires distants de l du point d'observation

$$I_z(\lambda - \lambda_\odot, \beta) = \int_0^\infty J(l) dl$$

La lumière zodiacale provenant de l'interaction avec les particules de la lumière solaire, la luminance est proportionnelle au flux solaire incident, au nombre de particules diffusantes présentes dans le volume élémentaire, c'est-à-dire à la densité locale, et à la fonction de diffusion de ces particules ou fonction de phase.

a) Flux incident $J \, d\omega$

Le flux incident en un point P de la ligne de visée (voir figure 2 qui présente la géométrie du problème pour une visée perpendiculaire à l'axe Terre-Soleil) s'écrit :

$$J \, d\omega = E_\lambda \frac{ST^2}{SP^2} = \frac{E_\lambda}{\rho^2}$$

où ρ est la distance du point P au Soleil, mesurée en unités astronomiques, et E_λ le flux solaire reçu sur la Terre à la longueur d'onde λ .

b) Densité

Dans les modèles relativement élaborés, on se trouve en présence de plusieurs familles de particules, caractérisées par leur indice n , leur rayon s_0 et leur distribution en taille, proportionnelle à

$$x = \frac{2\pi s_0}{\lambda}$$

Ainsi, pour un mélange de très petites particules diélectriques ($0,7 \leq x \leq 20$) d'indice $n = 1,33 - 0,01 i$ et distribution en taille en x^{-4} , de petites particules diélectriques ($7 \leq x \leq 30$) d'indice égal et de distribution en taille en $x^{-2,5}$, enfin de très petites particules métalliques ($0,7 \leq x \leq 20$) d'indice $n = 1,27 - 1,37 i$ et de distribution en taille en x^{-4} , il vient (en nombre de particules par cm^3)

$$D_0 = D'_0 + D''_0 + D'''_0 = 6 \times 10^{-12} + 3 \times 10^{-15} + 1,5 \times 10^{-12}$$

Si, de plus, il existe des inhomogénéités élémentaires (sphériques par exemple), de densité uniforme D_i , distantes de d_{i0} de la Terre et de diamètre d_i ($d_{i0} < 100 d_i$), la densité locale D_0 est accrue de D_i .

c) Fonction de phase $f(\theta)$

La fonction de diffusion, ou fonction de phase, dépend de l'angle de diffusion θ , mais aussi de la taille et de l'indice (donc de la nature) des particules.

- dans l'hypothèse la plus élémentaire, les particules sont ponctuelles, et la diffusion est isotrope ; $f_0(\theta)$ est proportionnelle à 1.
- une hypothèse simple et plus réaliste est celle de particules sphériques totalement réfléchissantes. La rétrodiffusion intervient alors, et θ est une fonction oscillante de la taille. Mais, pour des particules assez petites (Kerker - 1969), $f_1(\theta)$ est proportionnelle à $\cos^2\theta - 8/5 \cos\theta + 1$.
- pour des petites particules sphériques réfractantes et éventuellement absorbantes, si l'indice est complexe, la formule de Rayleigh est applicable et $f_2(\theta)$ est proportionnelle à $1 + \cos^2\theta$.
- dans l'hypothèse décrite ci-dessus d'un mélange de trois types de particules, il existe trois fonctions de phase

$$f'_3(\theta) = [f'_{3,1}(\theta) + f'_{3,2}(\theta)] / 2$$

$$f''_3(\theta) = [f''_{3,1}(\theta) + f''_{3,2}(\theta)] / 2$$

$$f'''_3(\theta) = [f'''_{3,1}(\theta) + f'''_{3,2}(\theta)] / 2$$

TABLEAU 2 (d'après Giese-1971)

EXEMPLES DE FONCTIONS DE PHASE

θ	$x \sim 5 \quad n = 1,33-001i$		$x \sim 20 \quad n = 1,33-0,01i$		$x \sim 5 \quad n = 1,27-1,37i$	
	distribution x^{-4}		distribution $x^{-2,5}$		distribution x^{-4}	
	$f'_{3,1}(\theta)$	$f''_{3,2}(\theta)$	$f'_{3,1}(\theta)$	$f''_{3,2}(\theta)$	$f'_{3,1}(\theta)$	$f''_{3,2}(\theta)$
90	1.804590-01	6.214530-02	1.060070 01	1.092350 01	6.468570-01	1.177300-01
92	1.705340-01	5.715630-02	1.008160 01	1.004770 01	6.224730-01	1.810400-01
94	1.614250-01	5.294290-02	9.624720 00	9.298830 00	5.995570-01	1.846220-01
96	1.532230-01	4.944200-02	9.215910 00	8.614350 00	5.780190-01	1.883650-01
98	1.459650-01	4.657940-02	8.730200 00	8.012620 00	5.577760-01	1.921860-01
100	1.395830-01	4.426360-02	8.195330 00	7.477690 00	5.337470-01	1.960340-01
102	1.339070-01	4.239470-02	7.562110 00	7.032810 00	5.208560-01	1.998720-01
104	1.287240-01	4.088460-02	7.196650 00	6.696350 00	5.040280-01	2.036710-01
106	1.238500-01	3.967860-02	6.898370 00	6.451130 00	4.881960-01	2.074040-01
108	1.192010-01	3.876720-02	6.760550 00	6.307930 00	4.732980-01	2.110380-01
110	1.148140-01	3.817780-02	6.774160 00	6.204620 00	4.592790-01	2.145440-01
112	1.108120-01	3.794800-02	6.829270 00	6.129500 00	4.460880-01	2.178920-01
114	1.073330-01	3.809120-02	6.859130 00	6.040980 00	4.336800-01	2.210670-01
116	1.044390-01	3.856960-02	6.799610 00	5.966720 00	4.220130-01	2.240590-01
118	1.020790-01	3.929090-02	6.682200 00	5.927120 00	4.110480-01	2.268750-01
120	1.000970-01	4.013300-02	6.586070 00	5.993110 00	4.007470-01	2.295270-01
122	9.830130-02	4.098850-02	6.632630 00	6.212060 00	3.910730-01	2.320340-01
124	9.656440-02	4.181030-02	6.906850 00	6.613890 00	3.819940-01	2.344140-01
126	9.488600-02	4.263590-02	7.446650 00	7.181640 00	3.734770-01	2.366860-01
128	9.339910-02	4.357460-02	8.205960 00	7.853810 00	3.654920-01	2.388630-01
130	9.230060-02	4.476090-02	9.128730 00	8.557500 00	3.580110-01	2.409600-01
132	9.173860-02	4.628950-02	1.017600 01	9.204700 00	3.510090-01	2.429860-01
134	9.171140-02	4.816270-02	1.135920 01	9.770600 00	3.444620-01	2.449540-01
136	9.203590-02	5.027490-02	1.282890 01	1.023220 01	3.383500-01	2.468770-01
138	9.241070-02	5.244790-02	1.464300 01	1.062710 01	3.326520-01	2.487690-01
140	9.255730-02	5.450500-02	1.692980 01	1.093580 01	3.273490-01	2.506460-01
142	9.237520-02	5.635600-02	1.948650 01	1.116240 01	3.224230-01	2.525210-01
144	9.203210-02	5.805470-02	2.198900 01	1.129090 01	3.178580-01	2.544090-01
146	9.193020-02	5.979850-02	2.389300 01	1.128310 01	3.136380-01	2.563190-01
148	9.254020-02	6.186340-02	2.464810 01	1.121320 01	3.097460-01	2.582580-01
150	9.416090-02	6.449370-02	2.408270 01	1.111290 01	3.061690-01	2.602280-01
152	9.670490-02	6.778800-02	2.232850 01	1.108710 01	3.028930-01	2.622260-01
154	9.961690-02	7.162830-02	2.002480 01	1.112920 01	2.999040-01	2.642450-01
156	1.019850-01	7.568460-02	1.787400 01	1.138250 01	2.971910-01	2.662730-01
158	1.028280-01	7.949980-02	1.649140 01	1.211550 01	2.947410-01	2.682940-01
160	1.014630-01	8.262610-02	1.629430 01	1.373880 01	2.925450-01	2.702900-01
162	9.780700-02	8.476420-02	1.743550 01	1.677020 01	2.905930-01	2.722380-01
164	9.248840-02	8.585230-02	1.988950 01	2.129250 01	2.888750-01	2.741120-01
166	8.669270-02	8.607230-02	2.306140 01	2.709340 01	2.873830-01	2.758840-01
168	8.179080-02	8.577180-02	2.591710 01	3.327620 01	2.861080-01	2.775220-01
170	7.887380-02	8.533400-02	2.716570 01	3.733540 01	2.850440-01	2.789920-01
172	7.837070-02	8.504780-02	2.634860 01	3.585210 01	2.841830-01	2.802590-01
174	7.990090-02	8.502760-02	2.611590 01	3.105880 01	2.835200-01	2.812890-01
176	8.242670-02	8.521170-02	2.928630 01	2.788760 01	2.830500-01	2.820500-01
178	8.465350-02	8.543370-02	3.301460 01	2.671390 01	2.827690-01	2.825180-01
180	8.552990-02	8.552990-02	3.560450 01	3.560450 01	2.826760-01	2.826760-01

correspondant respectivement aux très petites particules diélectriques, aux petites particules diélectriques et aux très petites particules métalliques. Elles peuvent être calculées (Chanin et Choucq - 1974) en utilisant la théorie de Mie. Le tableau 2 présente des résultats publiés par Giese (1971). Une fonction de phase $f_i(\theta)$ est associée à l'inhomogénéité de densité D_i .

d) Expressions finales de la luminance

Il vient finalement, en introduisant un facteur de normalisation dans la fonction de phase :

$$I_z(\lambda-\lambda_\theta, \beta) = \frac{E_\lambda \lambda^2}{4\pi^2} \left[D_0 \int_0^\infty \left(\frac{1}{r}\right)^{\nu+2} \exp(-kz) f(\theta) dl + \sum_i D_i \int_{\theta_{i0}}^{\theta_{i0}+\theta_i} f_i(\theta) dl \right]$$

L'expression de la fonction de phase rend en fait plus agréable une intégration par rapport à θ . Dans le cas général, le résultat du changement de variable s'écrit :

$$I_z(\lambda-\lambda_\theta, \beta) = \frac{E_\lambda \lambda^2}{4\pi^2} \left[\frac{D_0}{\sin^{\nu+1} \epsilon'} \int_0^\pi \frac{\sin^\nu \theta}{\cos^\nu \gamma} \exp\left(-k \frac{\sin(\theta'-\epsilon') \sin \beta}{\sin \theta}\right) f(\theta) d\theta + \sum_i D_i \int_{\theta_{i0}}^{\theta_{i0}+\theta_i} f_i(\theta) \frac{\sin \epsilon'}{\sin^2 \theta} d\theta \right]$$

avec :

$$\cos \gamma = \left[1 - \frac{\sin^2 \beta \sin^2(\theta-\epsilon)}{\sin^2 \epsilon'} \right]^{1/2}$$

$$\cos \epsilon' = \cos \epsilon \cos \beta$$

$$\theta_{i0} \text{ tel que } d_{i0} = - \frac{\sin(\theta_{i0} - \epsilon')}{\sin \theta_{i0}}$$

$$\theta_{i0} + \theta_i \text{ tel que } d_{i0} + d_i = - \frac{\sin((\theta_{i0} + \theta_i) - \epsilon')}{\sin(\theta_{i0} + \theta_i)}$$

Dans le cas particulier où $\lambda-\lambda_\theta = 90^\circ$, la longitude héliocycliptique est encore égale à l'élongation ϵ et le changement de variable est bien simplifié, ainsi qu'il apparait sur la figure 2 ; il vient :

$$\int_0^{\pi} \sin^{\nu} \theta f(\theta) d\theta$$

TABLEAU 3 -

θ	f ₀ (θ)			f ₁ (θ)			f ₂ (θ)		
	ν = 1	ν = 2	ν = 1,2	ν = 1	ν = 2	ν = 1,2	ν = 1	ν = 2	ν = 1,2
92	.35E-01	.35E-01	.35E-01	.36E-01	.36E-01	.36E-01	.35E-01	.35E-01	.35E-01
94	.70E-01	.70E-01	.70E-01	.74E-01	.74E-01	.74E-01	.70E-01	.70E-01	.70E-01
96	.10E+00	.10E+00	.10E+00	.11E+00	.11E+00	.11E+00	.10E+00	.10E+00	.10E+00
98	.14E+00	.14E+00	.14E+00	.16E+00	.16E+00	.16E+00	.14E+00	.14E+00	.14E+00
100	.17E+00	.17E+00	.17E+00	.20E+00	.20E+00	.20E+00	.18E+00	.17E+00	.18E+00
102	.21E+00	.21E+00	.21E+00	.25E+00	.24E+00	.25E+00	.21E+00	.21E+00	.21E+00
104	.24E+00	.24E+00	.24E+00	.29E+00	.29E+00	.29E+00	.25E+00	.24E+00	.25E+00
106	.28E+00	.27E+00	.27E+00	.34E+00	.34E+00	.34E+00	.28E+00	.28E+00	.28E+00
108	.31E+00	.30E+00	.30E+00	.39E+00	.39E+00	.39E+00	.32E+00	.31E+00	.32E+00
110	.34E+00	.34E+00	.34E+00	.45E+00	.44E+00	.45E+00	.36E+00	.35E+00	.35E+00
112	.37E+00	.37E+00	.37E+00	.50E+00	.49E+00	.50E+00	.39E+00	.39E+00	.39E+00
114	.41E+00	.40E+00	.40E+00	.56E+00	.54E+00	.56E+00	.43E+00	.42E+00	.43E+00
116	.44E+00	.42E+00	.42E+00	.62E+00	.60E+00	.62E+00	.47E+00	.45E+00	.46E+00
118	.47E+00	.44E+00	.44E+00	.68E+00	.65E+00	.67E+00	.50E+00	.48E+00	.50E+00
120	.50E+00	.48E+00	.48E+00	.74E+00	.70E+00	.73E+00	.54E+00	.52E+00	.54E+00
122	.53E+00	.50E+00	.50E+00	.80E+00	.76E+00	.79E+00	.58E+00	.55E+00	.57E+00
124	.56E+00	.53E+00	.53E+00	.87E+00	.81E+00	.86E+00	.62E+00	.58E+00	.61E+00
126	.59E+00	.55E+00	.55E+00	.93E+00	.86E+00	.92E+00	.66E+00	.61E+00	.65E+00
128	.62E+00	.57E+00	.57E+00	.10E+01	.91E+00	.98E+00	.69E+00	.64E+00	.68E+00
130	.64E+00	.60E+00	.60E+00	.11E+01	.97E+00	.10E+01	.73E+00	.67E+00	.72E+00
132	.67E+00	.62E+00	.62E+00	.11E+01	.10E+01	.11E+01	.77E+00	.70E+00	.75E+00
134	.69E+00	.63E+00	.63E+00	.12E+01	.11E+01	.12E+01	.81E+00	.73E+00	.79E+00
136	.72E+00	.65E+00	.65E+00	.13E+01	.11E+01	.12E+01	.84E+00	.75E+00	.82E+00
138	.74E+00	.67E+00	.67E+00	.13E+01	.12E+01	.13E+01	.88E+00	.78E+00	.86E+00
140	.77E+00	.68E+00	.68E+00	.14E+01	.12E+01	.13E+01	.92E+00	.80E+00	.89E+00
142	.79E+00	.70E+00	.70E+00	.14E+01	.12E+01	.14E+01	.95E+00	.82E+00	.92E+00
144	.81E+00	.71E+00	.71E+00	.15E+01	.13E+01	.15E+01	.99E+00	.85E+00	.95E+00
146	.83E+00	.72E+00	.72E+00	.16E+01	.13E+01	.15E+01	.10E+01	.86E+00	.98E+00
148	.85E+00	.73E+00	.73E+00	.16E+01	.13E+01	.16E+01	.11E+01	.88E+00	.10E+01
150	.87E+00	.74E+00	.74E+00	.17E+01	.14E+01	.16E+01	.11E+01	.90E+00	.10E+01
152	.88E+00	.75E+00	.75E+00	.17E+01	.14E+01	.17E+01	.11E+01	.91E+00	.11E+01
154	.90E+00	.76E+00	.76E+00	.18E+01	.14E+01	.17E+01	.11E+01	.93E+00	.11E+01
156	.91E+00	.76E+00	.76E+00	.18E+01	.14E+01	.17E+01	.12E+01	.94E+00	.11E+01
158	.93E+00	.77E+00	.77E+00	.19E+01	.15E+01	.18E+01	.12E+01	.95E+00	.11E+01
160	.94E+00	.77E+00	.77E+00	.19E+01	.15E+01	.18E+01	.12E+01	.95E+00	.12E+01
162	.95E+00	.78E+00	.78E+00	.20E+01	.15E+01	.18E+01	.12E+01	.96E+00	.12E+01
164	.96E+00	.78E+00	.78E+00	.20E+01	.15E+01	.19E+01	.13E+01	.97E+00	.12E+01
166	.97E+00	.78E+00	.78E+00	.20E+01	.15E+01	.19E+01	.13E+01	.97E+00	.12E+01
168	.98E+00	.78E+00	.78E+00	.21E+01	.15E+01	.19E+01	.13E+01	.98E+00	.12E+01
170	.98E+00	.78E+00	.78E+00	.21E+01	.15E+01	.19E+01	.13E+01	.98E+00	.12E+01
172	.99E+00	.78E+00	.78E+00	.21E+01	.15E+01	.19E+01	.13E+01	.98E+00	.12E+01
174	.99E+00	.78E+00	.78E+00	.21E+01	.15E+01	.20E+01	.13E+01	.98E+00	.12E+01
176	.10E+01	.79E+00	.79E+00	.21E+01	.15E+01	.20E+01	.13E+01	.98E+00	.12E+01
178	.10E+01	.79E+00	.79E+00	.21E+01	.15E+01	.20E+01	.13E+01	.98E+00	.12E+01
180	.10E+01	.79E+00	.79E+00	.21E+01	.15E+01	.20E+01	.13E+01	.98E+00	.12E+01

$$\begin{aligned}
 \epsilon' &= 90^\circ \\
 l &= \cotg(\pi - \theta) = -\cotg \theta \\
 dl &= \sin^{-2} \theta d\theta \\
 \rho &= \sin^{-1} \theta \\
 z &= l \sin \beta = -\sin \beta \cotg \theta \\
 r &= \rho \cos \gamma \\
 \sin \gamma &= z/l = \sin \beta \cotg \theta \sin \theta \\
 r &= \sin \theta^{-1} (1 - \sin^2 \beta \cos^2 \theta)^{1/2}
 \end{aligned}$$

d'où :

$$\begin{aligned}
 I_z(90^\circ, \beta) &= \frac{E_\lambda \lambda^2}{4 \pi^2} \left[D_0 \int_{\pi/2}^{\pi} \sin^v \theta (1 - \sin^2 \beta \cos^2 \theta)^{-\frac{v}{2}} \exp(k \frac{\sin \beta}{\tg \theta}) f(\theta) d\theta \right. \\
 &\quad \left. + \sum_i D_i \int_{\text{Arc cotg}(-d_{i0})}^{\text{Arc cotg}-(d_{i0}+d_i)} f_i(\theta) \sin^{-2} \theta d\theta \right]
 \end{aligned}$$

Et, en particulier :

$$\begin{aligned}
 I_z(90^\circ, 0^\circ) &= \frac{E_\lambda \lambda^2}{4 \pi^2} \left[D_0 \int_{\pi/2}^{\pi} \sin^v \theta f(\theta) d\theta \right. \\
 &\quad \left. + \sum_i D_i \int_{\text{Arc cotg}(-d_{i0})}^{\text{Arc cotg}-(d_{i0}+d_i)} \sin^{-2} \theta f_i(\theta) d\theta \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I_z(90^\circ, \pm 45^\circ) &= \frac{E_\lambda \lambda^2}{4 \pi^2} \left[D_0 \int_{\pi/2}^{\pi} \sin^v \theta \left(1 - \frac{\cos^2 \theta}{2}\right)^{-v/2} \exp\left(\pm \frac{k\sqrt{2}}{\tg \theta}\right) f(\theta) d\theta \right. \\
 &\quad \left. + \sum_i D_i \int_{\text{Arc cotg}(-d_{i0})}^{\text{Arc cotg}-(d_{i0}+d_i)} \sin^{-2} \theta f_i(\theta) d\theta \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I_z(90^\circ, \pm 90^\circ) &= \frac{E_\lambda \lambda^2}{4 \pi^2} \left[D_0 \int_{\pi/2}^{\pi} \exp(\pm k \cotg \theta) f(\theta) d\theta \right. \\
 &\quad \left. + \sum_i D_i \int_{\text{Arc cotg}(-d_{i0})}^{\text{Arc cotg}(-d_{i0}+d_i)} \sin^{-2} \theta f_i(\theta) d\theta \right]
 \end{aligned}$$

TABLEAU 4 $\int_0^\pi D_\nu f(\theta) \sin^{\nu} \theta d\theta$

θ	$D'_0 f(\theta)$		$D''_0 f(\theta)$		$D'''_0 f(\theta)$		$D^{(4)}_0 f(\theta)$		$D^{(5)}_0 f(\theta)$		$D^{(6)}_0 f(\theta)$	
	$\nu = 1$	$\nu = 2$	$\nu = 1$	$\nu = 2$	$\nu = 1$	$\nu = 2$	$\nu = 1$	$\nu = 2$	$\nu = 1$	$\nu = 2$	$\nu = 1$	$\nu = 2$
92	.25E-13	.25E-13	.25E-13	.11E-14	.11E-14	.26E-13	.26E-13	.26E-13	.51E-13	.51E-13	.51E-13	.51E-13
94	.48E-13	.48E-13	.48E-13	.21E-14	.21E-14	.50E-13	.50E-13	.50E-13	.10E-12	.10E-12	.10E-12	.10E-12
96	.69E-13	.69E-13	.69E-13	.31E-14	.31E-14	.75E-13	.75E-13	.75E-13	.15E-12	.15E-12	.15E-12	.15E-12
98	.90E-13	.90E-13	.90E-13	.40E-14	.40E-14	.98E-13	.98E-13	.98E-13	.19E-12	.19E-12	.19E-12	.19E-12
100	.11E-12	.11E-12	.11E-12	.48E-14	.48E-14	.12E-12	.12E-12	.12E-12	.24E-12	.24E-12	.24E-12	.24E-12
102	.13E-12	.13E-12	.13E-12	.56E-14	.56E-14	.14E-12	.14E-12	.14E-12	.28E-12	.28E-12	.28E-12	.28E-12
104	.15E-12	.15E-12	.15E-12	.63E-14	.63E-14	.17E-12	.17E-12	.17E-12	.32E-12	.32E-12	.32E-12	.32E-12
106	.16E-12	.16E-12	.16E-12	.69E-14	.69E-14	.18E-12	.18E-12	.18E-12	.35E-12	.35E-12	.35E-12	.35E-12
108	.18E-12	.18E-12	.18E-12	.76E-14	.76E-14	.20E-12	.20E-12	.20E-12	.39E-12	.39E-12	.39E-12	.39E-12
110	.19E-12	.19E-12	.19E-12	.83E-14	.83E-14	.21E-12	.21E-12	.21E-12	.43E-12	.43E-12	.43E-12	.43E-12
112	.20E-12	.20E-12	.20E-12	.89E-14	.89E-14	.22E-12	.22E-12	.22E-12	.45E-12	.45E-12	.45E-12	.45E-12
114	.22E-12	.22E-12	.22E-12	.96E-14	.96E-14	.24E-12	.24E-12	.24E-12	.49E-12	.49E-12	.49E-12	.49E-12
116	.24E-12	.24E-12	.24E-12	.10E-13	.10E-13	.25E-12	.25E-12	.25E-12	.50E-12	.50E-12	.50E-12	.50E-12
118	.25E-12	.25E-12	.25E-12	.11E-13	.11E-13	.26E-12	.26E-12	.26E-12	.53E-12	.53E-12	.53E-12	.53E-12
120	.26E-12	.26E-12	.26E-12	.11E-13	.11E-13	.26E-12	.26E-12	.26E-12	.54E-12	.54E-12	.54E-12	.54E-12
122	.28E-12	.28E-12	.28E-12	.12E-13	.12E-13	.27E-12	.27E-12	.27E-12	.56E-12	.56E-12	.56E-12	.56E-12
124	.29E-12	.29E-12	.29E-12	.12E-13	.12E-13	.28E-12	.28E-12	.28E-12	.57E-12	.57E-12	.57E-12	.57E-12
126	.30E-12	.30E-12	.30E-12	.13E-13	.13E-13	.30E-12	.30E-12	.30E-12	.58E-12	.58E-12	.58E-12	.58E-12
128	.31E-12	.31E-12	.31E-12	.14E-13	.14E-13	.31E-12	.31E-12	.31E-12	.60E-12	.60E-12	.60E-12	.60E-12
130	.32E-12	.32E-12	.32E-12	.14E-13	.14E-13	.32E-12	.32E-12	.32E-12	.62E-12	.62E-12	.62E-12	.62E-12
132	.33E-12	.33E-12	.33E-12	.15E-13	.15E-13	.33E-12	.33E-12	.33E-12	.62E-12	.62E-12	.62E-12	.62E-12
134	.34E-12	.34E-12	.34E-12	.16E-13	.16E-13	.34E-12	.34E-12	.34E-12	.65E-12	.65E-12	.65E-12	.65E-12
136	.35E-12	.35E-12	.35E-12	.16E-13	.16E-13	.35E-12	.35E-12	.35E-12	.68E-12	.68E-12	.68E-12	.68E-12
138	.36E-12	.36E-12	.36E-12	.17E-13	.17E-13	.36E-12	.36E-12	.36E-12	.71E-12	.71E-12	.71E-12	.71E-12
140	.37E-12	.37E-12	.37E-12	.17E-13	.17E-13	.37E-12	.37E-12	.37E-12	.74E-12	.74E-12	.74E-12	.74E-12
142	.38E-12	.38E-12	.38E-12	.18E-13	.18E-13	.38E-12	.38E-12	.38E-12	.76E-12	.76E-12	.76E-12	.76E-12
144	.39E-12	.39E-12	.39E-12	.18E-13	.18E-13	.39E-12	.39E-12	.39E-12	.77E-12	.77E-12	.77E-12	.77E-12
146	.40E-12	.40E-12	.40E-12	.19E-13	.19E-13	.40E-12	.40E-12	.40E-12	.80E-12	.80E-12	.80E-12	.80E-12
148	.41E-12	.41E-12	.41E-12	.19E-13	.19E-13	.41E-12	.41E-12	.41E-12	.82E-12	.82E-12	.82E-12	.82E-12
150	.42E-12	.42E-12	.42E-12	.20E-13	.20E-13	.42E-12	.42E-12	.42E-12	.84E-12	.84E-12	.84E-12	.84E-12
152	.43E-12	.43E-12	.43E-12	.20E-13	.20E-13	.43E-12	.43E-12	.43E-12	.86E-12	.86E-12	.86E-12	.86E-12
154	.44E-12	.44E-12	.44E-12	.21E-13	.21E-13	.44E-12	.44E-12	.44E-12	.88E-12	.88E-12	.88E-12	.88E-12
156	.44E-12	.44E-12	.44E-12	.21E-13	.21E-13	.44E-12	.44E-12	.44E-12	.90E-12	.90E-12	.90E-12	.90E-12
158	.45E-12	.45E-12	.45E-12	.22E-13	.22E-13	.45E-12	.45E-12	.45E-12	.91E-12	.91E-12	.91E-12	.91E-12
160	.46E-12	.46E-12	.46E-12	.22E-13	.22E-13	.46E-12	.46E-12	.46E-12	.93E-12	.93E-12	.93E-12	.93E-12
162	.46E-12	.46E-12	.46E-12	.23E-13	.23E-13	.46E-12	.46E-12	.46E-12	.94E-12	.94E-12	.94E-12	.94E-12
164	.47E-12	.47E-12	.47E-12	.23E-13	.23E-13	.47E-12	.47E-12	.47E-12	.95E-12	.95E-12	.95E-12	.95E-12
166	.47E-12	.47E-12	.47E-12	.24E-13	.24E-13	.47E-12	.47E-12	.47E-12	.96E-12	.96E-12	.96E-12	.96E-12
168	.48E-12	.48E-12	.48E-12	.24E-13	.24E-13	.48E-12	.48E-12	.48E-12	.97E-12	.97E-12	.97E-12	.97E-12
170	.48E-12	.48E-12	.48E-12	.25E-13	.25E-13	.48E-12	.48E-12	.48E-12	.99E-12	.99E-12	.99E-12	.99E-12
172	.48E-12	.48E-12	.48E-12	.25E-13	.25E-13	.48E-12	.48E-12	.48E-12	.10E-11	.10E-11	.10E-11	.10E-11
174	.49E-12	.49E-12	.49E-12	.26E-13	.26E-13	.49E-12	.49E-12	.49E-12	.10E-11	.10E-11	.10E-11	.10E-11
176	.49E-12	.49E-12	.49E-12	.26E-13	.26E-13	.49E-12	.49E-12	.49E-12	.10E-11	.10E-11	.10E-11	.10E-11
178	.49E-12	.49E-12	.49E-12	.27E-13	.27E-13	.49E-12	.49E-12	.49E-12	.10E-11	.10E-11	.10E-11	.10E-11
180	.49E-12	.49E-12	.49E-12	.27E-13	.27E-13	.49E-12	.49E-12	.49E-12	.10E-11	.10E-11	.10E-11	.10E-11

On remarque en particulier que la première expression est indépendante de k , et la troisième de v .

e) Présentation de résultats numériques

- Luminance dans le plan de l'écliptique ou au pôle

Ces premiers calculs, effectués en l'absence d'inhomogénéités, visent simplement à montrer comment des résultats numériques relatifs à I_z peuvent être interprétés. Les deux seuls paramètres sont v et $f(\theta)$.

Les calculs présentés dans les tableaux 3 et 4 ont été menés pour $I_z(90^\circ, 0)$ avec :

$$v = 1 ; 1, 2 \text{ et } 2$$

$$f(\theta) = f_0 ; f_1 ; f_2 ; \text{ et } D_0 f(\theta) = D_0' f_1' + D_0'' f_2'' + D_0''' f_3'''$$

Le tableau présente aussi l'évolution avec θ de

$$\int_{\pi/2}^{\theta} \sin^v \theta f(\theta) d\theta$$

En effet, des expressions du type

$$\int_{\pi/2}^{\pi} \sin^v \theta f(\theta) d\theta, \text{ tout comme d'ailleurs}$$

$$\int_{\pi/2}^{\pi} \exp(\pm k \cotg \theta) f(\theta) d\theta$$

peuvent être simplifiées par le second théorème de la moyenne : les fonctions $\sin^v \theta$ ($v \in (0,5 ; 3,5)$), $\exp(k \cotg \theta)$ avec k appartenant à R^+ et $f(\theta)$, sont bornées et intégrables sur $(\pi/2, \pi)$; de plus $\sin^v \theta$ et $\exp(k \cotg \theta)$ ne sont ni négatives, ni croissantes ; enfin, pour $\theta = \pi/2$, $\sin^v \theta$ et $\exp(k \cotg \theta)$ sont égales à 1. Donc il existe deux nombres θ_1 et θ_2 de l'intervalle $(\pi/2, \pi)$, tels que :

$$I_z(90^\circ, 0^\circ) = \frac{E_\lambda \lambda^2}{4\pi^2} D_0 \int_{\pi/2}^{\theta_1} f(\theta) d\theta$$

$$I_z(90^\circ, 90^\circ) = \frac{E_\lambda \lambda^2}{4\pi^2} D_0 \int_{\pi/2}^{\theta_2} f(\theta) d\theta$$

En résumé, à une fonction de phase donnée, les mesures permettent de faire correspondre sans aucune hypothèse sur la distribution radiale, ou en latitude écliptique, des angles θ_1 et θ_2 , c'est-à-dire des longueurs l_1 et l_2 , au delà desquels la contribution au signal reçu est tellement faible que tout se passe comme si elle n'était plus perçue depuis le point d'observation.

TABLEAU 5

CONTRIBUTION DES INHOMOGENEITES LOCALES

Type de diffusion	$d_i = 10^5 \text{ km}$	$d_i = 10^6 \text{ km}$	$d_i = 10^7 \text{ km}$
Diffusion isotrope $f_0(\theta)$	$0,7 \times 10^{-3}$	$0,7 \times 10^{-2}$	$0,7 \times 10^{-1}$
Très petites particules $f_1(\theta)$ sphériques réfléchissantes	$0,36 \times 10^{-3}$	$0,60 \times 10^{-2}$	$0,67 \times 10^{-1}$
Très petites particules sphériques réfractantes $f_2(\theta)$ (Rayleigh)	$0,50 \times 10^{-3}$	$0,54 \times 10^{-2}$	$0,70 \times 10^{-1}$
Diffusion de Mie Modèle de Giese $D'_0 f'_3(\theta)$	$0,47 \times 10^{-15}$	$0,47 \times 10^{-14}$	$0,46 \times 10^{-13}$
$D''_0 f''_3(\theta)$	$0,21 \times 10^{-16}$	$0,21 \times 10^{-15}$	$0,20 \times 10^{-14}$
$D'''_0 f'''_3(\theta)$	$0,49 \times 10^{-15}$	$0,49 \times 10^{-14}$	$0,49 \times 10^{-13}$
$D'_0 f'_3(\theta) + D''_0 f''_3(\theta) + D'''_0 f'''_3(\theta)$	$0,98 \times 10^{-15}$	$0,98 \times 10^{-14}$	$0,97 \times 10^{-13}$

- Luminance en présence d'inhomogénéités locales

La luminance totale est calculée en ajoutant un terme complémentaire à la luminance calculée précédemment. Les seuls paramètres intervenant dans le calcul sont :

sup i, nombre d'inhomogénéités élémentaires sphériques de densité uniforme, relativement proches de la Terre dans la direction considérée.

$f_i(\theta)$, fonction de phase

d_{i0} , distance de la Terre à la ième inhomogénéité

d_i , dimension sur la ligne de visée de cette inhomogénéité.

On suppose que :

sup i	=	1			
d_{i0}	=	0		$\theta_{i0} = 90^\circ$	
d_i	=	10^5 km	=	1/1500 U.A.	$\theta_{i0} + \theta_i = 90^\circ,038$
d_i	=	10^6 km	=	1/150 U.A.	$\theta_{i0} + \theta_i = 90^\circ,382$
d_i	=	10^7 km	=	1/15 U.A.	$\theta_{i0} + \theta_i = 93^\circ,814$

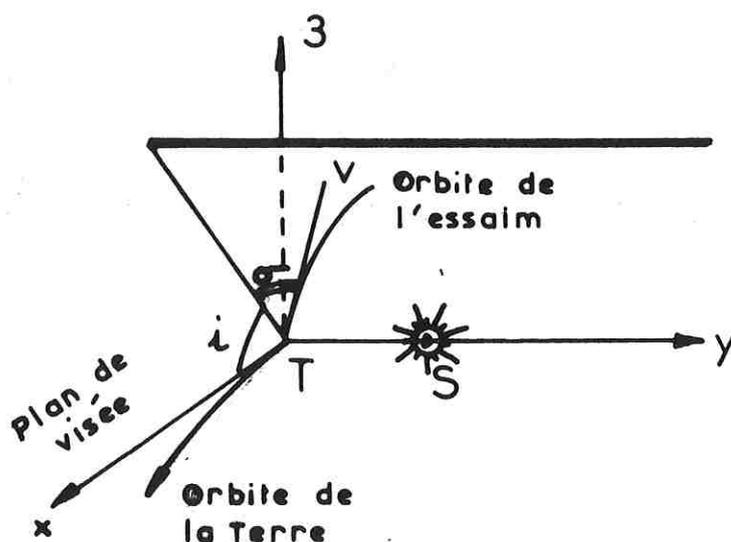
Le tableau 5 présente les valeurs de

$$\int_{\frac{\pi}{2}}^{\theta_{i0} + \theta_i} \sin^{-2} \theta f(\theta) d\theta$$

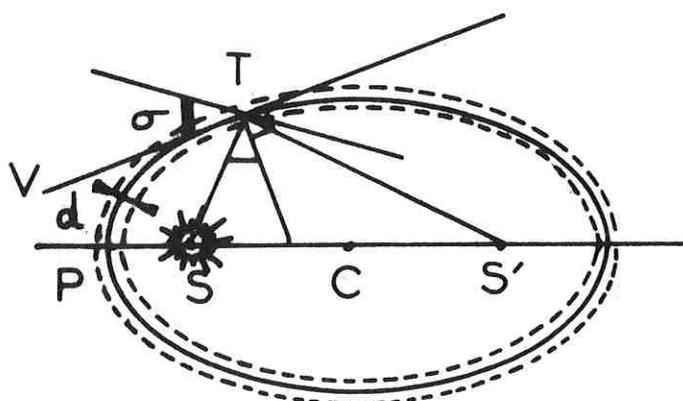
pour les fonctions de phase présentées antérieurement. On peut en conclure que la luminance due à des inhomogénéités de densité uniforme proches de la Terre est à peu près proportionnelle à leur longueur tant que celle-ci reste inférieure à 10^7 km. De plus, la comparaison des dernières lignes des tableaux 3 et 4 et du tableau 5 fournit directement, si l'on suppose que $D_0 = D_i$, le rapport du signal diffusé par une inhomogénéité au signal zodiacal en provenance d'un nuage supposé homogène. Quelle que soit la distribution en particules et la valeur de v choisies, on constate qu'une inhomogénéité de 10^7 km de long et de densité égale à celle du nuage zodiacal au voisinage de la Terre fournit, par rapport à la luminance dans le plan de l'écliptique à $\epsilon = \pm 90^\circ$, une augmentation du signal de l'ordre de 10 %. En d'autres termes, une inhomogénéité de 10^7 km, observée dans la direction du pôle de l'écliptique devrait (en se référant à la figure 1) fournir une augmentation de signal de 33 %, pourvu que les particules qui la composent aient la même nature et la même densité que les particules zodiacales.

Figure 4 INTERSECTION D'UN ESSAIM AVEC LE PLAN DE VISEE

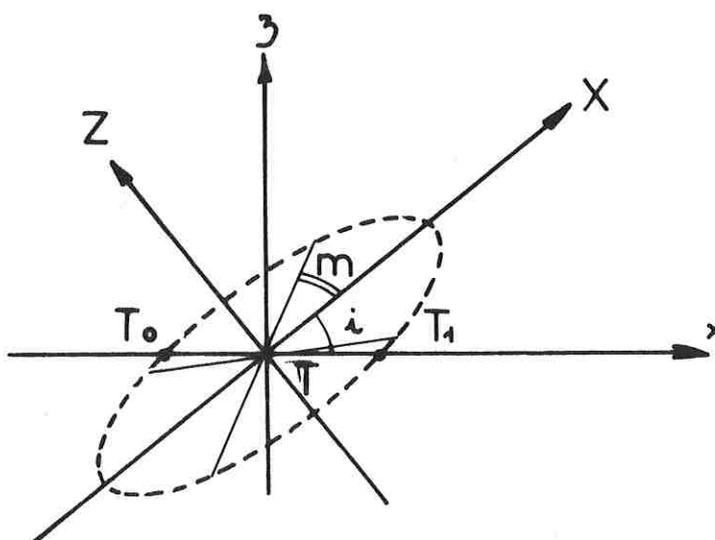
4a - Vue dans l'espace



4b - Vue dans le plan orbital de l'essaim



4c - Vue dans le plan de visée (Echelle réduite)



Nous allons donc chercher à savoir si une expérience analogue à HαD2A est susceptible de rencontrer, au voisinage de la Terre, des inhomogénéités de l'ordre de 10^7 km.

II - 2. Détermination de l'intersection d'essaims météoritiques avec le plan de visée de l'expérience -

Si un essaim rencontre la Terre ou tout du moins en est très voisin, on peut admettre qu'il est vu comme un cylindre dont l'axe passe par la Terre ($d_0 = 0$) et a pour direction le point radiant, ou la tangente à la trajectoire de l'essaim. De plus, en supposant qu'il est homogène pour les particules diffusantes, sa section droite peut être définie comme un cercle de rayon $d/2$.

Ce cylindre est coupé par le plan de visée de HαD2A suivant une ellipse de petit axe d - sauf dans le cas où l'axe est dans ce plan et où la section dégénère en deux droites - et de grand axe $d/\sin \sigma$, où σ est l'angle entre l'axe et le plan de visée.

L'équation du cylindre peut être rapportée au trièdre (figure 4a) de sommet T et d'axes Tx (dans le plan de l'écliptique ; $\epsilon = + 90^\circ$) Ty (à 90° dans le plan de l'écliptique et pratiquement confondu avec TS) et Tz (vers le pôle nord de l'écliptique). L'angle σ entre la tangente TT' en T à l'orbite de l'essaim et la normale à ST est encore l'angle entre ST et la normale en T ; c'est donc la moitié de l'angle STS' qui est facilement calculable en fonction des paramètres orbitaux (figure 4b)

$$\begin{aligned} TS &= r \\ TS' &= 2a - r \\ SS' &= 2ae \\ \cos STS' &= \frac{r^2 - (2a - r)^2 - (2ae)^2}{2r(2a - r)} = \frac{2a^2(1 - e^2) - 2a + 1}{2a - 1} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{avec } r &= 1 \text{ U.A.} \\ \text{et } a &= \frac{q}{1-e} \end{aligned}$$

L'angle entre le plan de l'écliptique et le plan orbital étant i , il vient alors pour les cosinus directeurs de TT' :

$$\begin{aligned} x_0 &= \cos i \cos \sigma \\ y_0 &= \sin \sigma \\ z_0 &= \sin i \cos \sigma \end{aligned}$$

On peut d'ailleurs écrire analytiquement l'expression de l'ellipse de section dans le plan de visée :

TABLEAU 6
CARACTERISTIQUES DES ELLIPSES D'INTERSECTION

Nom de l'essaim	σ	x_0	y_0	z_0	$\frac{\text{gd axe}}{\text{pt axe}} \sin^{-1}$	m
Quadrantides	7,43	0,27	0,13	0,95	7,69	13,0
Lyrides	16,20	0,17	0,28	0,95	3,57	30,2
η Aquarides	31,54	-0,79	0,52	0,32	1,92	toute l'ellipse
ϵ Cetides	65,13	0,35	0,91	0,24	1,09	"
Arietides	68,78	0,34	0,93	0,13	1,07	"
δ Perseides	47,83	0,67	0,74	0,00	1,35	"
β Taurides	50,31	0,64	0,77	0,07	1,29	"
δ Aquarides S	75,60	0,22	0,97	0,12	1,03	"
δ Aquarides	75,38	0,24	0,97	0,09	1,03	"
α Capricornides	37,45	0,79	0,61	0,06	1,63	"
ι Aquarides S	60,18	0,49	0,87	0,05	1,14	"
ι Aquarides	53,46	0,59	0,80	0,05	1,25	"
Perséides	14,03	-0,39	0,24	0,89	4,16	25,6
χ Cygnides	10,71	0,78	0,19	0,59	5,26	19,1
Giacobinides	7,43	0,85	0,13	0,51	7,69	13,0
Orionides	41,77	-0,71	0,67	0,22	1,49	toute l'ellipse
Taurides S	48,87	0,66	0,75	0,06	1,33	"
Taurides	51,80	0,62	0,79	0,03	1,26	"
Andromédides	27,94	0,88	0,47	0,09	2,12	66,7
Léonides	10,09	-0,94	0,18	0,29	5,55	17,9
Géminides	62,94	0,42	0,89	0,19	1,12	toute l'ellipse
Ursides	16,22	0,58	0,28	0,77	3,57	30,2

TABLEAU 7
TRAVERSEE PAR LA TERRE DES ELLIPSES

Nom de l'essaim	TT_1 (10^6 km)	Durée de la traversée (jours)
Quadrantides	8,9	< 1
η Aquarides	20,4	16
Arietides	24,4	19
δ Aquarides S	23,0	18
Perséides	7,4	6
Léonides	2,9	2
Géminides	7,1	5

L'axe du cylindre a pour équations :

$$\frac{x}{x_0} = \frac{y}{y_0} = \frac{z}{z_0}$$

et l'ensemble des points du cylindre vérifie :

$$x^2 + y^2 + z^2 - (xx_0 + yy_0 + zz_0)^2 - \frac{d^2}{4} = 0$$

L'intersection avec le plan de visée $y = 0$ s'écrit :

$$x^2 + z^2 - (xx_0 + zz_0)^2 - \frac{d^2}{4} = 0$$

Les valeurs propres sont solutions de :

$$(1 - x_0^2 - \lambda)(1 - z_0^2 - \lambda) - x_0^2 z_0^2 = 0$$

soit :

$$\lambda^2 - \lambda(2 - \cos^2 \sigma) + 1 - \cos^2 \sigma = 0$$

d'où

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 1 \\ \lambda_2 &= \sin^2 \sigma \end{aligned}$$

et les directions propres ont évidemment pour pente :

$$\frac{1 - x_0^2 - \lambda}{x_0 z_0}$$

soit

$$\begin{aligned} p_1 &= -\cotg i \\ p_2 &= \quad \quad \quad \text{tg } i \end{aligned}$$

Résultats

- Longueur du demi-grand axe : le tableau 6 présente, pour les essais précédemment répertoriés, le rapport des longueurs du grand axe au petit axe. On calcule que, pour les essais dont le diamètre est connu (voir tableau 1), la longueur du demi-grand axe est toujours supérieure à $0,6 \times 10^7$ km.

- Allure de l'ellipse : lorsque la ligne de visée de l'expérience balaye le plan de visée, l'augmentation de signal zodiacal due à un essaim a d'autant plus de chance de se manifester que l'ellipse de section de l'essaim est excentrique. Le demi-angle m dans lequel la distance de la Terre à un point constant de l'ellipse est au moins

égale à la moitié du demi-grand axe (figure 4c) peut, à cet effet, être calculé. L'équation de l'ellipse étant :

$$\sin^2 \sigma X^2 + Z^2 = 1$$

il vient :

$$X = \frac{1}{2} \times \frac{1}{\sin \sigma} \times \cos m$$

$$Z = \frac{1}{2} \times \frac{1}{\sin \sigma} \times \sin m$$

$$\sin^2 \sigma \cos^2 m + \sin^2 m = 4 \sin^2 \sigma$$

$$m = \text{Arc cos} \left(\frac{4 \cos^2 \sigma - 3}{\cos^2 \sigma} \right)^{1/2}$$

Les essaims qui devraient avoir le plus de chance de se manifester sont donc les Quadrantides, les Lyrides, les Perséides, les χ Cygnides, les Giacobinides, les Andromédides, les Léonides et les Ursides.

- Durée de la traversée de l'essaim par la Terre

Si, un jour donné, l'axe de l'essaim passe par la Terre (T), il n'en va pas toujours de même : la Terre occupe d'abord une position T_0 , puis se déplace vers T, et enfin vers T_1 . Il vient :

$$T_0 T = T T_1 = \frac{d}{2\sqrt{1-x_0^2}}$$

qui peut encore être exprimé en jours puisque sur son orbite la Terre parcourt à peu près $25,8 \times 10^5$ km par jour. Le tableau 7 donne les valeurs numériques pour les essaims de diamètre connu.

Il existe donc des essaims qui (dans l'hypothèse où la fonction de phase ainsi que la densité des particules les constituant seraient analogues à celles du nuage zodiacal au voisinage de la Terre) devraient fournir une augmentation visible du signal zodiacal pendant quelques jours dans un angle d'une quarantaine de degrés sur le plan de visée. Nous allons maintenant nous intéresser aux observations faites par H&D2A en cherchant en particulier à savoir si des variations du signal se manifestent.

III - DONNEES ZODIACALES

DE D2A

Le photomètre effectue par son second canal des mesures à 6530 \AA dans une bande passante de 20 \AA et un champ de $6^{\circ}35' \times 2^{\circ}40'$ ou de $2^{\circ}40' \times 2^{\circ}40'$, suivant la vitesse de rotation du satellite.

Si le signal reçu ne provient pas d'une source tellurique ou géocoronale, de la Lune, d'une planète, d'une étoile brillante, d'une nébuleuse et enfin si l'on en retire la contribution de la lumière intégrée des étoiles (Annexe B), la luminance du nuage zodiacal le long de la ligne de visée est donnée directement par (voir chapitre 1-II-1) :

$$I_2 = \left[(N - N_0) - \epsilon_2 (M - M_0) \right] \Omega(T) C_2 - e(1, b)$$

où

N est le signal reçu sur la voie 2
 N_0 est le courant d'obscurité sur la voie 2
 M_0 est le signal reçu sur la voie 1
 M est le courant d'obscurité sur la voie 1
 ϵ_2 est le coefficient d'étalonnage relatif pour la voie 2
 $\Omega(T)$ est le coefficient thermique
 C_2 est le coefficient d'étalonnage absolu pour la voie 2
 $e(1, b)$ est la contribution de la lumière intégrée des étoiles en fonction des coordonnées galactiques.

Le fonctionnement de l'instrument pendant 26 mois sans dégradation ni fluctuation à courte période (annexe D) permet donc d'observer orbite après orbite la lumière zodiacale dans le plan perpendiculaire à la direction Terre-Soleil.

III - 1. Choix des données -

a) Fabrication d'une bande condensée -

Dans une première étape, une bande condensée zodiacale a été créée à partir des bandes de données "propres" ou bandes III, qui associent à chaque mesure effectuée par H α D2A 70 valeurs numériques (mesures et paramètres spatio-temporels). Les mesures sélectionnées doivent répondre aux critères suivants, définis simplement à partir de l'état de l'indicateur à 13 moments :

TABLEAU 8
BANDE CONDENSEE ZODIACALE

8 a - Informations relatives à chaque séquence de mesures ou flot

Numéro de la bande III d'origine Numéro du flot Temps julien du début du flot Nombre de mesures à élongation négative (J_1) Nombre de mesures à élongation positive (J_2)

8 b - Informations relatives à chaque mesure

1.	Y(57) = I_2 = signal sur la voie 2 en $R/\overset{\circ}{A}$
2.	Y(18) = β = latitude écliptique de la direction visée
3.	Y(40) = T_j = temps julien
4.	Y(24) = ψ = latitude géographique du satellite
5.	Y(25) = L = longitude géographique du satellite
6.	Y(60) = z = altitude du satellite
7.	Y(21) = h = hauteur de la direction visée
8.	Y(22) = a = azimut de la direction visée
9.	Y(51) = M = coups bruts sur la voie 1
10.	Y(52) = N = coups bruts sur la voie 2

- l'angle de dépression solaire est supérieur à 25° . Ainsi, l'intensité géocoronale mesurée sur l'autre voie est faible, et il n'y a pas de diffusion Rayleigh.
- l'altitude du point le plus bas sur la ligne de visée est supérieure à 150 km. Ainsi, il n'y a pas à craindre d'émission tellurique, et en particulier d'émission des bandes de Meinel (6, 1) de l'hydroxyle (voir chapitre 1 - tableau 2)
- la latitude galactique est supérieure à 30° en valeur absolue ; la mesure n'est effectuée ni dans la Voie Lactée, ni dans les nuages de Magellan, et il n'y a pas d'étoile brillante dans le champ.
- la mesure n'est pas effectuée dans une nébuleuse émissive répertoriée et l'émission $H\alpha$ mesurée simultanément est nominale ($0 < I_1 < 10$). Ainsi, il n'y a pas à craindre de contamination due à l'élargissement Doppler d'une raie $H\alpha$ nébulaire, aurorale ou même stellaire (en émission ou en absorption).

Les informations notées sur la bande condensée au début de chaque flot sont indiquées dans le tableau 8 a. Les mesures sont elles-mêmes écrites dans deux matrices de $10 \times J_1$ et $10 \times J_2$ mots correspondant l'une à l'élongation négative $\epsilon = \lambda - \lambda_0 = -90^\circ$ (visée dans le demi-espace d'où vient la Terre), l'autre à l'élongation positive $\epsilon = +90^\circ$ (visée dans le demi-espace vers lequel va aller la Terre). En effet, 10 valeurs numériques, qui sont indiquées dans le tableau 8b, sont associées à chaque mesure, en vue des éliminations complémentaires et du traitement des données.

La bande ainsi créée (n° 1107) regroupe 129 013 mesures ; mais le signal détecté peut ne pas être uniquement zodiacal, d'où la nécessité, dans une deuxième étape, de faire des éliminations complémentaires et de rechercher l'effet de la lumière lunaire sur l'expérience.

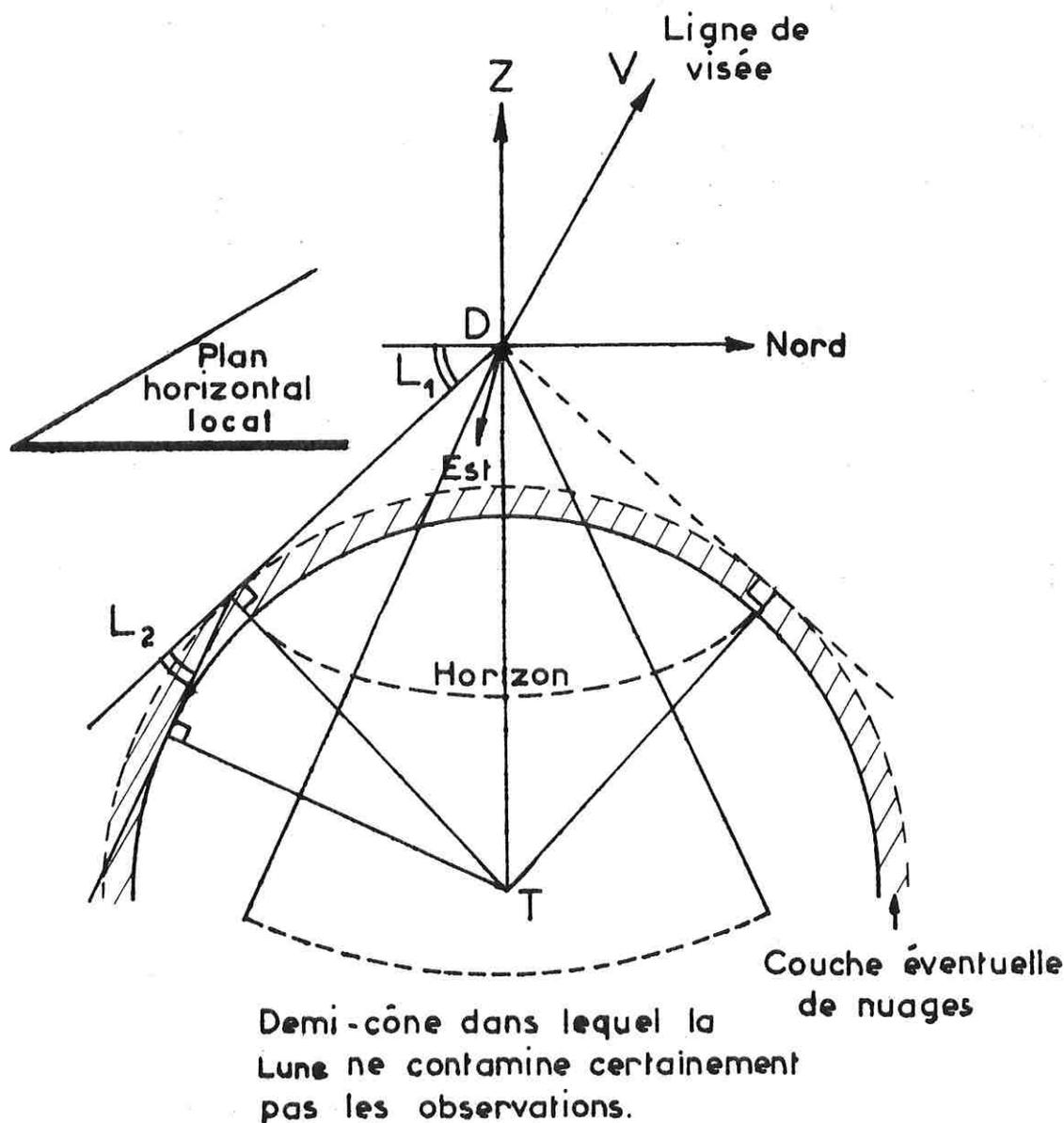
b) Éliminations complémentaires -

- Élimination des mesures à courant d'obscurité élevé

Toutes les mesures pour lesquelles le survol de l'Anomalie de l'Atlantique Sud par le satellite entraîne une augmentation du courant d'obscurité sont supprimées (Annexe D). Il en va de même pour les quelques mesures présentant, par suite d'une élévation de température, un courant d'obscurité élevé. Dans ces conditions, le courant d'obscurité reste inférieur à 300 coups s^{-1} .

Figure 5 - EFFET DE LA LUMIERE LUNAIRE SUR L'EXPERIENCE

Lune en dessous de l'horizon



- Elimination des mesures effectuées en-dessous de l'altitude du satellite -

Il est toujours permis d'imaginer que la contribution des émissions géocoronales n'est pas négligeable à 150 km et (6530 ± 10) A. Aussi, sur le conseil de J.G. Sparrow, les mesures effectuées en-dessous du plan horizontal local (paramètre d'impact compris entre 150 km et l'altitude z du satellite) ont-elles été éliminées.

- Elimination des mesures effectuées dans la direction des points de Lagrange du système Terre-Lune -

Le CNES a calculé les instants de visée des points de Lagrange par H α D2A. Les mesures correspondantes ne sont pas prises en considération dans la suite du traitement.

- Elimination des mesures risquant d'être contaminées par une planète brillante -

Le CNES a fourni une bande magnétique (n $^{\circ}$ 13662) qui indique pour les quatre planètes les plus brillantes et ce, jour après jour, la latitude et la longitude écliptiques. L'angle entre la ligne de visée et chacune de ces planètes est calculé ; lorsque cet angle est inférieur à 5° , c'est-à-dire lorsque la planète risque de se trouver dans le champ, la mesure est éliminée.

c - Problème de l'effet de la lumière lunaire sur l'expérience -

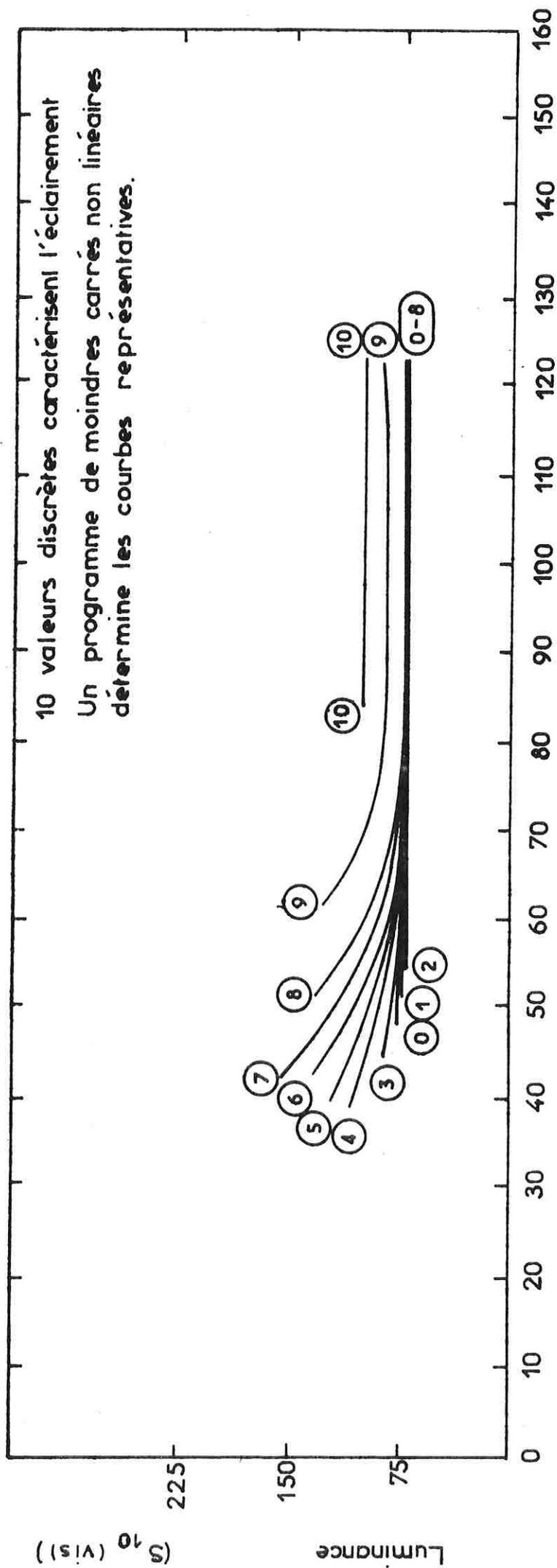
Le fait que Burnett, Sparrow et Ney (1974) aient pu penser que les variations d'intensité observées par le photomètre H α D2A étaient dues à la Lune conduit tout naturellement à utiliser les critères les plus sévères qui soient pour éliminer les mesures sur lesquelles la Lune risquerait d'avoir quelque effet. Nous reviendrons sur la comparaison de nos données et des leurs, effectuée à Minneapolis au cours de l'été 1974, mais nous étudierons tout d'abord l'effet de la lumière lunaire sur H α D2A : il est nécessairement nul tant que la Lune n'est pas levée et reste en dessous de l'horizon ; il doit être déterminé avec soin lorsque la Lune est levée.

- Lune en-dessous de l'horizon -

Lorsque la Lune est en dessous de l'horizon et ne risque pas même d'éclairer une couche de nuages à 10 km d'altitude, elle ne peut pas contaminer les observations, et ce, quelque soit l'angle (DV, DL) entre la ligne de visée et la Lune. La Lune étant repérée par ses cosinus directeurs ($\cos e$, $\cos n$, $\cos v$) dans le repère local ENZ (figure 5) en fonction du temps et des coordonnées géographiques

Figure 6 - EFFET DE LA LUMIERE LUNAIRE SUR L'EXPERIENCE

Evolution avec (DV, DL) de la luminance au voisinage du pôle de l'écliptique lorsque la Lune est au dessus de l'horizon.



Angle (DV, DL) entre la ligne de visée et la Lune (°)

l, ψ , z du point d'observation D, l'angle (DT, DL) doit être inférieur à :

$$\frac{\Pi}{2} - L_1 - L_2 - \text{diamètre apparent de la Lune}$$

où

$$\cos L_1 = \inf \frac{R + 10}{R + z} \quad \text{et} \quad \cos L_2 = \inf \frac{R}{R + 10}$$

d'où

$$(DT, DL) \leq 90^\circ - \text{Arc cos} \frac{6367}{6378 + z} - \text{Arc cos} \frac{6357}{6388} - 0^\circ 50$$

Cet angle limite est compris entre 62° et 58° , et la Lune a une probabilité de présence en dessous de l'horizon du satellite voisine de 1/3.

- Lune au-dessus de l'horizon -

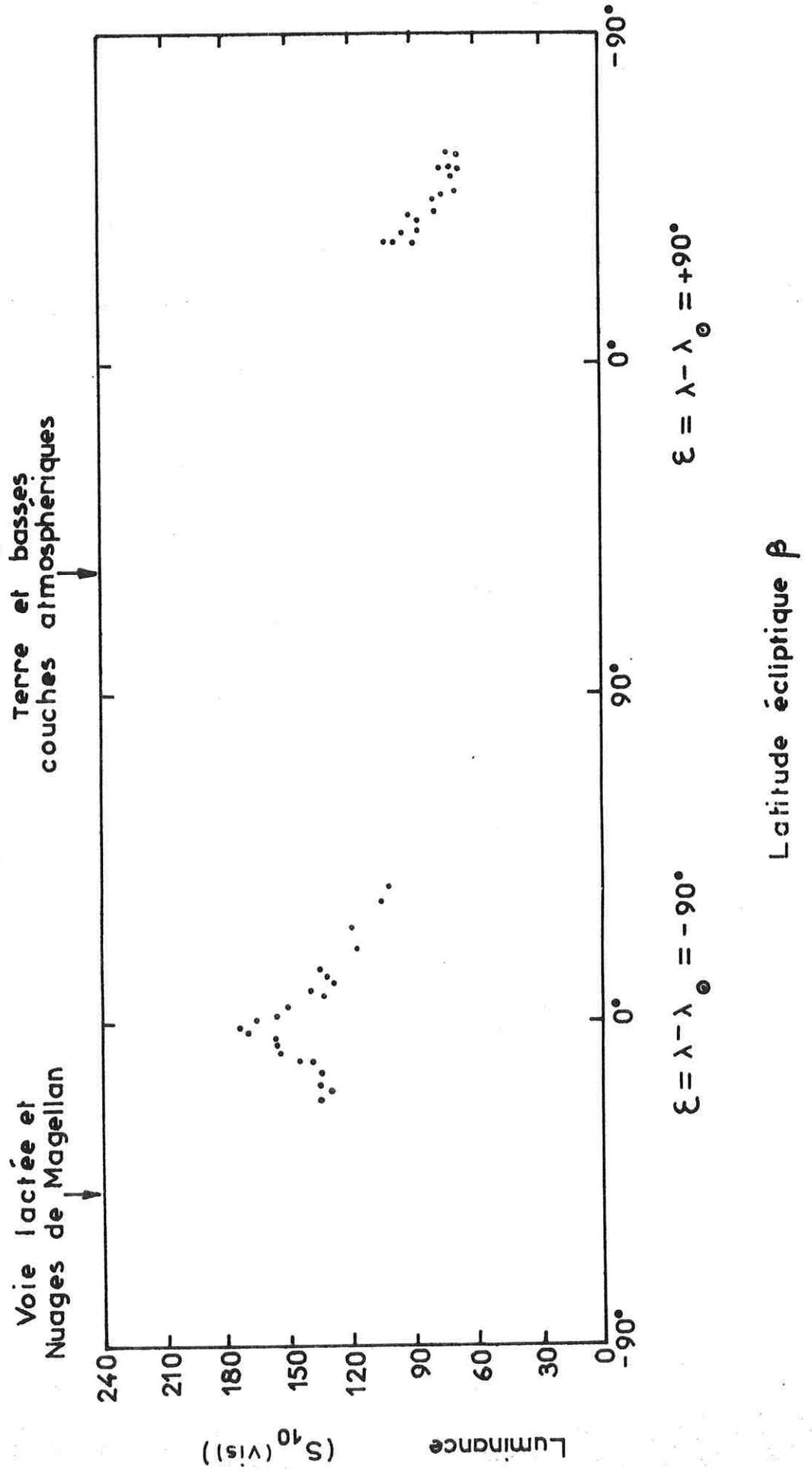
- Lorsque l'angle (DT, DL) est supérieur à l'angle limite calculé ci-dessus, la Lune risque d'avoir un effet sur l'expérience, même si l'angle (DV, DL) est grand, en raison de réflexions sur les panneaux solaires, ou certaines arêtes du satellite. Cet effet est certainement plus sensible en phase de pleine lune qu'en phase de nouvelle lune ; et pour simplifier le traitement de l'information, l'éclairement E de la Lune est caractérisé par un entier naturel qui prend toutes les valeurs entre 0 (N.L.) et 10 (P.L.). Nous avons donc sélectionné dans l'ensemble des mesures gardées à la fin des éliminations complémentaires celles pour lesquelles la Lune est au-dessus de l'horizon, et la latitude écliptique de la visée est supérieure à 50° . L'émissivité intégrée du nuage zodiacal est alors relativement constante et comprise d'après les résultats publiés antérieurement entre 50 et 100 $S_{10}(\text{vis})$ (tableau 10).

- La figure 6 présente pour les 10 éclairements la valeur la plus probable de la luminance en fonction de l'angle (DV, DL), calculé par la relation :

$$(DV, DL) = \text{Arc cos} (\cos e \cos h \sin a + \cos n \cos h \cos a + \cos v \sin h)$$

où ($\cos h \sin a$, $\cos h \cos a$, $\sin h$) sont les cosinus directeurs de la direction de visée dans le repère ENZ.

Figure 7 DISTRIBUTION DE LA LUMINANCE EN FONCTION DE LA LATITUDE ECLIPTIQUE - ORBITE 105



- Il est certain que l'écart moyen entre les différentes luminances mesurées à E et (DV, DL) donnés est grand ; néanmoins, un effet lunaire apparaît nettement tant que (DV, DL) est inférieur à une valeur limite, qui est d'autant plus grande que E est grand. Au delà de cette valeur limite, aucun pic isolé qui pourrait représenter des réflexions spiculaires n'apparaît.

- En conclusion :

Pour E = 10 ou 9, toutes les mesures sont susceptibles d'être entachées d'erreur.

Pour E = 8,7,6,5,4,3 les mesures faites à moins de 90° de la Lune sont susceptibles d'être entachées d'erreur.

Pour E = 2, 1 ou 0 les mesures faites à moins de 45° de la Lune sont susceptibles d'être entachées d'erreur.

d - Bilan -

Il reste finalement 41445 mesures qui :

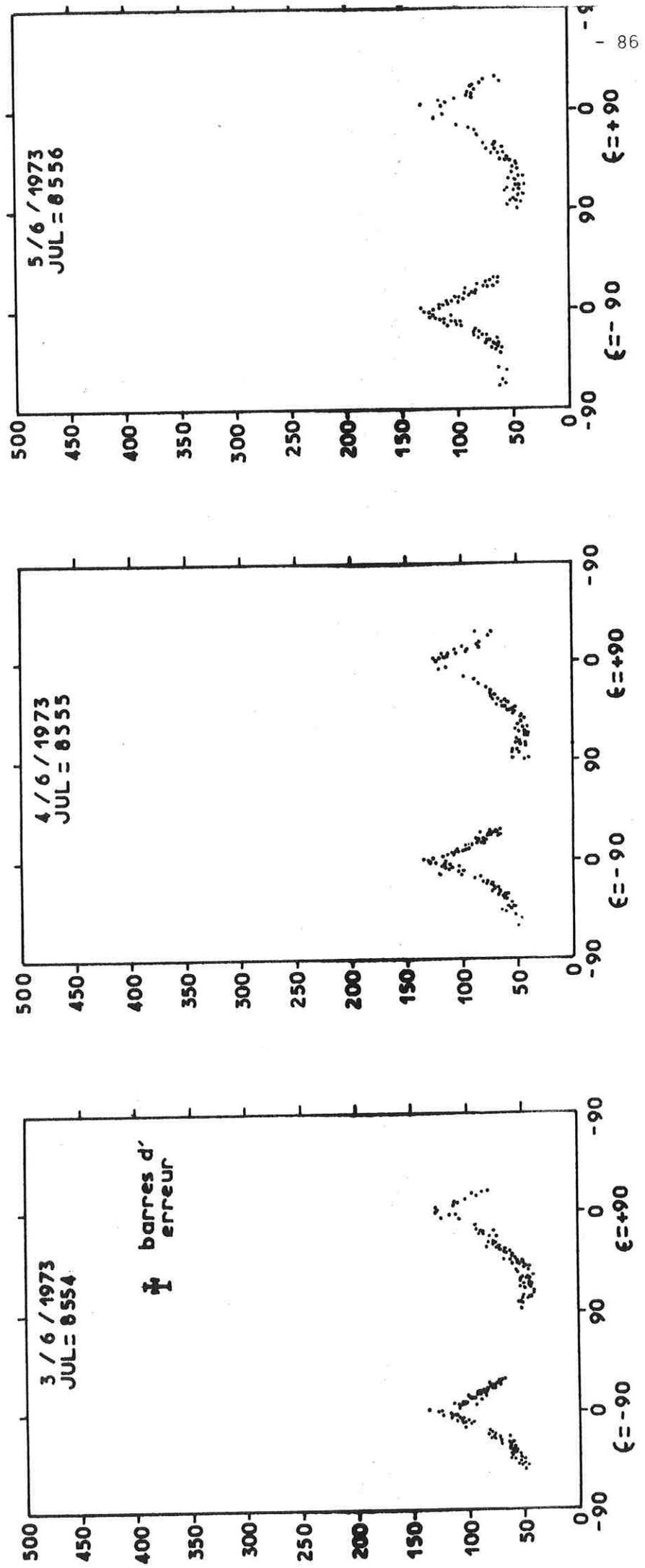
- correspondent à un courant d'obscurité inférieur à 300 coups s⁻¹, soit à un rapport signal sur bruit au moins égal à 7.
- sont effectuées au-dessus du plan horizontal local du satellite, c'est-à-dire au moins au-dessus de 456 km, et ce, lorsque l'émission H α mesurée simultanément est nominale.
- ne sont pas contaminées par la Lune, que celle-ci soit cachée par la Terre ou levée, étant alors à plus de 90° de la ligne de visée (les observations faites en phase de pleine lune sont éliminées).
- ne sont pas non plus contaminées par les points de Lagrange du système Terre Lune ou par une planète.
- sont effectuées à plus de 30° de latitude galactique et lorsqu'il n'y a aucune étoile brillante ou portion de nébuleuse émissive répertoriée dans le champ.

Pour ces mesures, M est en général compris entre 500 et 2800 coups s⁻¹, N entre 400 et 2400 coups s⁻¹, et I₂ entre 0,18 et 1 R/Å, c'est-à-dire 40 et 220 S₁₀(vis).

Le calcul d'erreur (Annexe E) établit que, dans de telles conditions, l'erreur sur une mesure individuelle, due essentiellement aux fluctuations statistiques des compteurs et à la valeur adoptée pour e (1, b), est comprise entre 10 et 30 S₁₀(vis), avec une bonne probabilité d'être de l'ordre de 14 S₁₀(vis).

Figure 8 - DISTRIBUTION JOURNALIERE DE LA LUMINANCE DE LA LUMIERE ZODIACALE (en $S_{10}(\text{vis})$) EN FONCTION DE LA LATITUDE ECLIPTIQUE (en $^{\circ}$)

Vitesse de rotation : 1 tour en 4 mn.
 Les visées faites en dessous de l'altitude du satellite sont exceptionnellement reproduites sur les graphiques afin de mettre mieux en évidence l'évolution du signal avec la latitude éclipitique



III - 2. Présentation des données -

a) Données des bandes III -

La sélection de données présentée ci-dessus réduit à 40 environ le nombre d'observations de la lumière zodiacale au cours d'une orbite, ou plutôt d'une fraction d'orbite d'une quinzaine de minutes (séquence de fonctionnement du satellite en télémessure directe). Ainsi qu'il apparaît sur la figure 7, représentative d'une séquence pour laquelle la Lune n'était pas levée, les observations couvrent environ la moitié du plan de visée ; les coupures sont dues à la visée de basses couches atmosphériques, ou de régions de faible latitude galactique. La dispersion des points de mesure due aux erreurs accidentelles dans la détermination de I_2 , et à l'imprécision (de $1^{\circ}20'$ à $3^{\circ}20'$ suivant la vitesse de rotation du satellite) sur la latitude écliptique, est inférieure à $14 S_{10}(\text{vis})$.

b) Présentation journalière -

La dispersion des points de mesure ne dépasse pas en général $15 S_{10}(\text{vis})$ sur deux à trois orbites distinctes ; et ainsi que l'avait observé Gillett (1967) avec le satellite OSO 2, la luminance de la lumière zodiacale demeure constante au cours d'une journée ou, plutôt, ne varie pas sensiblement en quelques heures. Le faible nombre de mesures sélectionnées sur une orbite conduit donc à regrouper quelques orbites successives, d'autant plus volontiers que le satellite ne fonctionne en général qu'entre 22 h et 2 h T.U., en survol de l'Europe et l'Afrique en phase nuit. L'unité de traitement choisie est donc le "jour" entre 4 h T.U. et 4 h T.U. le lendemain, ce qui correspond concrètement à deux ou trois orbites consécutives et une centaine de mesures.

La figure 8 reproduit les tracés obtenus pour trois "jours" consécutifs. Les maxima qui apparaissent lorsque la ligne de visée coupe le plan de l'écliptique, et les minima qui correspondent aux pôles sont bien mis en évidence. La projection rapide des figures journalières consécutives constitue en quelque sorte le "dessin animé" de l'évolution de la lumière zodiacale à 90° du Soleil.

c) Réduction des données -

Après le regroupement des données journalières, la précision des mesures peut être améliorée en calculant la moyenne des luminances détectées dans une même direction. Comme cette direction est connue à la précision du champ près, ce sont des mesures effectuées dans une certaine direction connue à $3^{\circ}20'$ (rotation rapide du satellite) ou à $1^{\circ}20'$ (rotation lente) qui peuvent être associées ; et mieux, pour tenir compte de l'imprécision sur le pointage, c'est dans une direction connue à 4° ou 2° près qu'il convient de sommer.

Figure 9 - DONNEES REDUITES . LOCALISATION

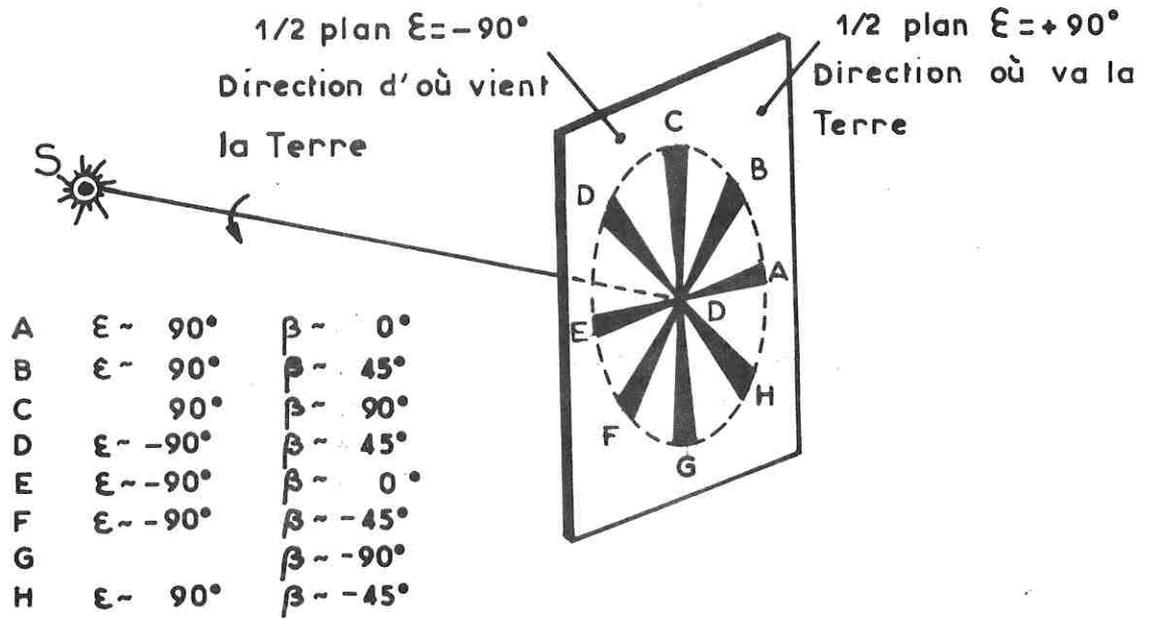


Tableau 9

NOMBRE DE MESURES DANS LES DIFFERENTES DIRECTIONS
(après toutes les éliminations)

Total ($\sum \beta$)	A	B	C Pôle N	D	E	F	G Pôle S	H
41445	460	1098	2379	2705	2743	924	0	633

- Résultats du calcul d'erreur

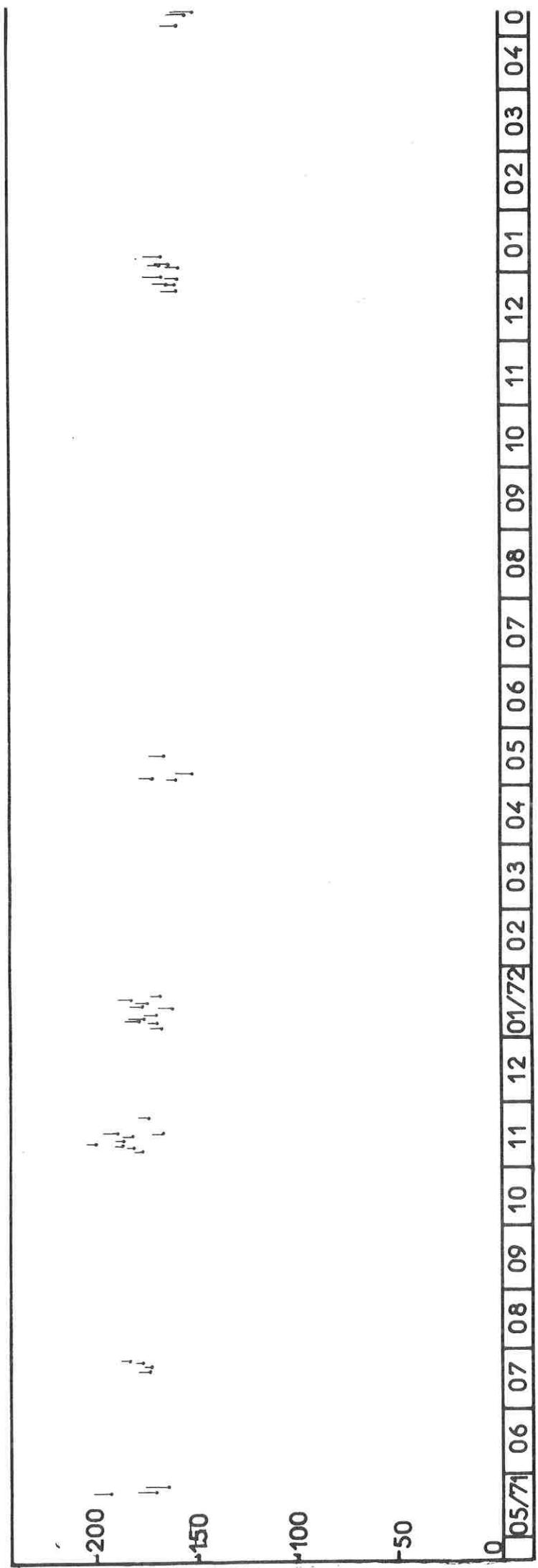
La valeur moyenne est calculée d'après les formules présentées dans le chapitre 1 (II.2.b). On s'est, en pratique, limité à huit directions privilégiées (figure 9) : les deux pôles, les deux visées dans le plan de l'écliptique, et les quatre visées à $\pm 45^\circ$ de latitude écliptique. L'élimination des émissions parasites (atmosphériques, lunaires, planétaires, stellaires) fait que les huit directions ne sont jamais vues simultanément. Le tableau 9 indique le nombre de mesures effectuées dans les différentes directions au cours des 26 mois d'enregistrement de données. Les différences proviennent surtout de la présence d'étoiles dans le champ de visée ; la présence des nuages de Magellan au voisinage du Pôle Sud nous conduit à préférer éliminer les observations faites dans cette direction.

Chaque jour, le nombre n de mesures utilisées est de l'ordre de 15, et il ne sort guère d'observation erronée; l'erreur probable est comprise entre $2 S_{10}(\text{vis})$ et $10 S_{10}(\text{vis})$. ϵ_p / \bar{X} est voisin de 4 %.

- Mise en forme des données

Les tracés obtenus directement sur "Calcomp" sont reproduits sur les figures 10, 11, 12, 13, 14, 15 et 16. La moyenne \bar{X} calculée n'est dessinée effectivement que lorsque le nombre n des mesures gardées après élimination des observations erronées est supérieur à 5.

POINT "A"
 Figure 10 - LUMINANCE ($S_{10 \text{ (vis)}}$) EN FONCTION DU TEMPS
 $\beta = 0^\circ$ $\xi = +90^\circ$

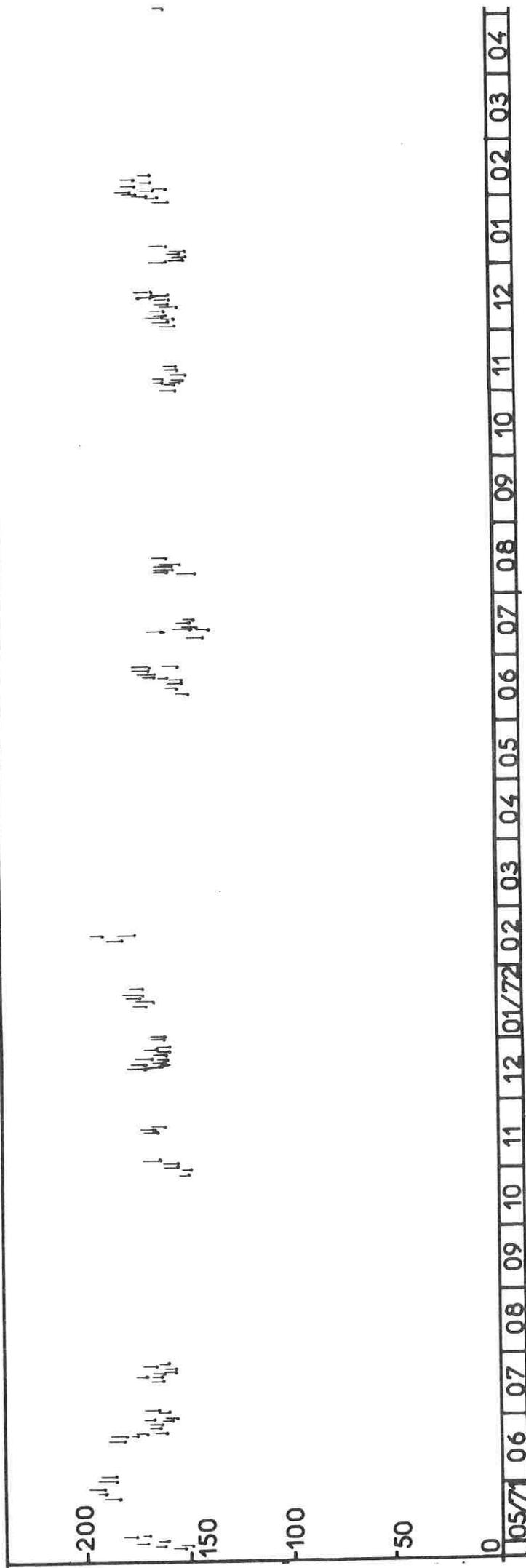


POINT "E"

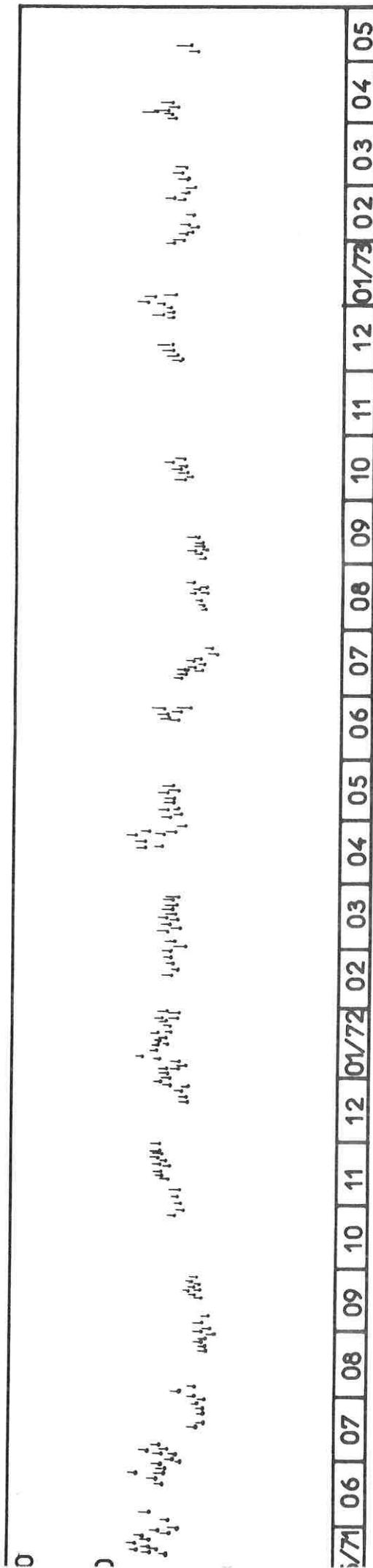
Figure 11 - LUMINANCE ($S_{10}(\text{vis})$) EN FONCTION DU TEMPS

$$\beta = 0^\circ$$

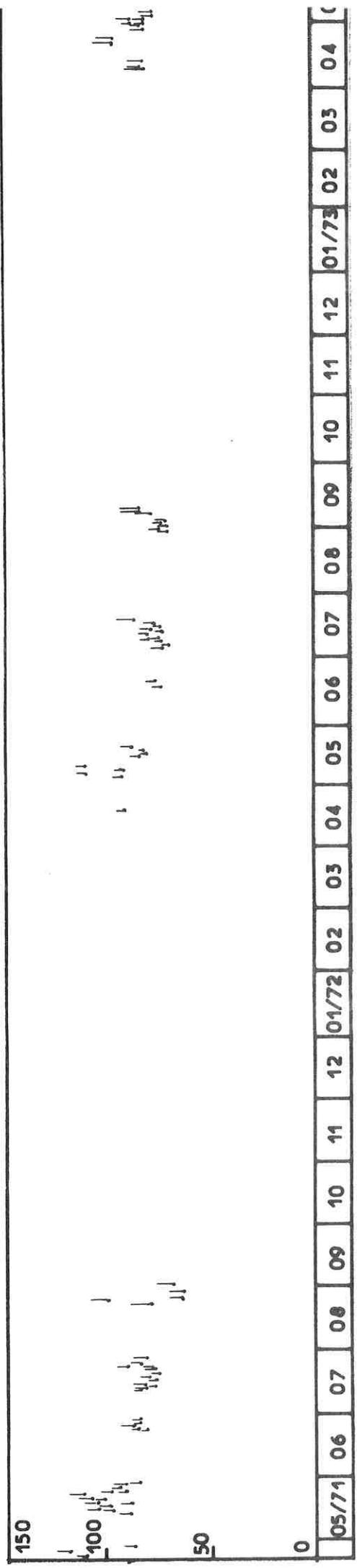
$$\varepsilon = -90^\circ$$



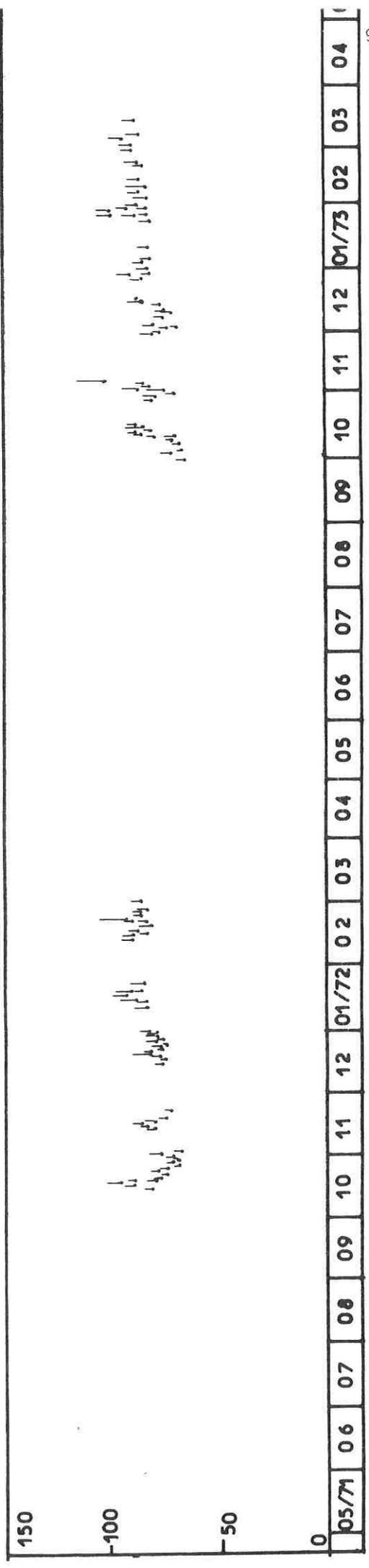
POINT "C"
 Figure 12 - LUMINANCE (S_{10} (vis)) EN FONCTION DU TEMPS
 AU POLE NORD DE L'ECLIPTIQUE



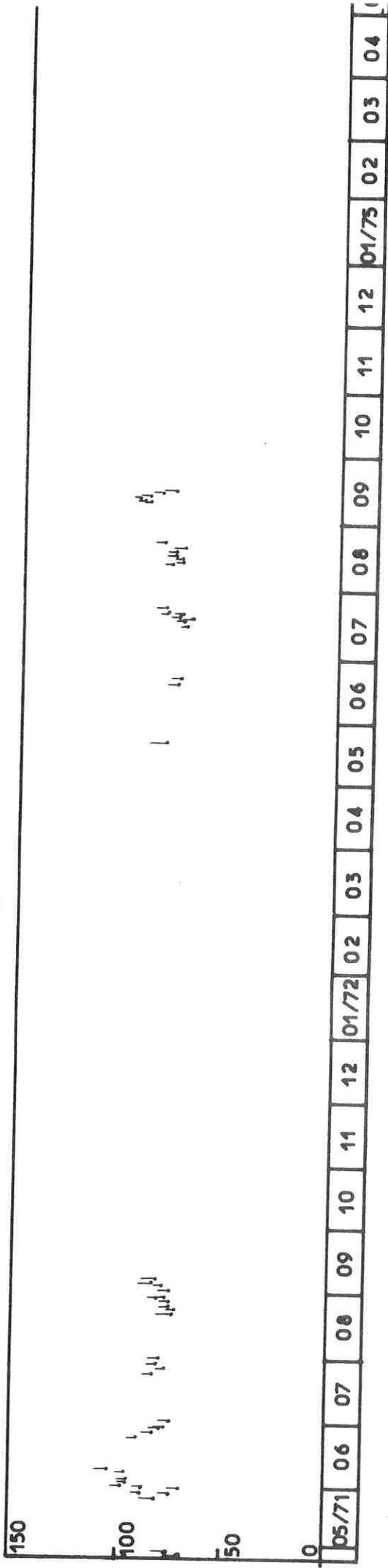
POINT "B"
 Figure 13 - LUMINANCE ($S_{10 (vis)}$) EN FONCTION DU TEMPS
 $\beta = +45^\circ$ $\xi = +90^\circ$



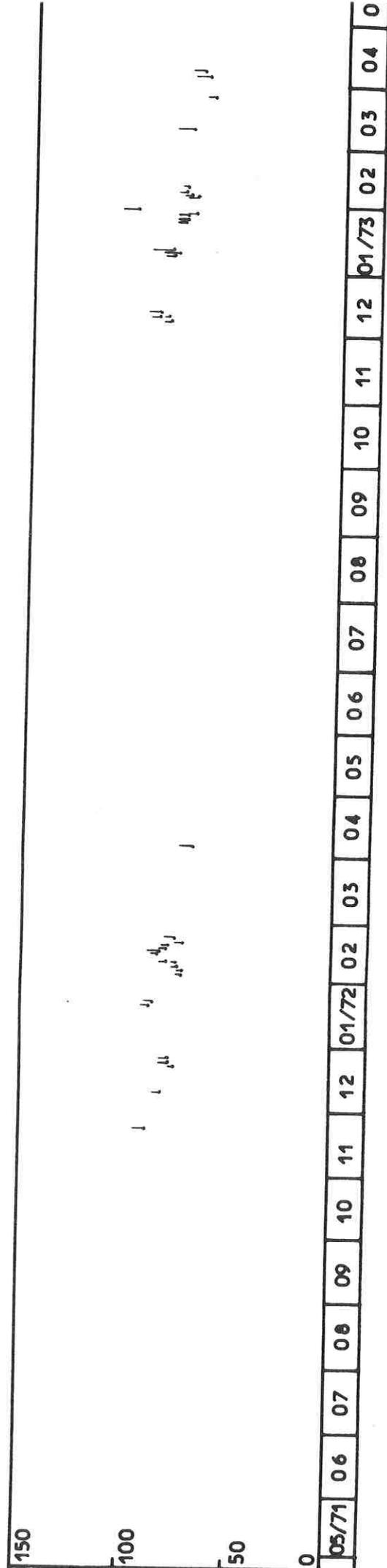
POINT "D"
 Figure 14 - LUMINANCE ($S_{10 (vis)}$) EN FONCTION DU TEMPS
 $\beta = +45^\circ$ $\xi = -90^\circ$



POINT "F"
 Figure 15 - LUMINANCE (S_{10} (vis)) EN FONCTION DU TEMPS
 $\beta = -45^\circ$ $\epsilon = -90^\circ$



POINT "H"
 Figure 16 - LUMINANCE (S_{10} (vis)) EN FONCTION DU TEMPS
 $\beta = -45^\circ$ $\epsilon = +90^\circ$



IV - VALEURS ABSOLUES DES
LUMINANCES OBSERVEES

IV - 1. Ordres de grandeur -

Les moyennes journalières calculées lors de la réduction des données (III-2) donnent les luminances dans les directions privilégiées par le traitement informatique. Il vient :

- (A) : $(150 \pm 7) S_{10}(\text{vis}) \leq I(+90^\circ, 0^\circ) \leq (196 \pm 6) S_{10}(\text{vis})$
 (B) : $(64 \pm 3) S_{10}(\text{vis}) \leq I(+90^\circ, +45^\circ) \leq (126 \pm 10) S_{10}(\text{vis})$
 (C) : $(55 \pm 6) S_{10}(\text{vis}) \leq I(90^\circ, 90^\circ) \leq (97 \pm 8) S_{10}(\text{vis})$
 (D) : $(64 \pm 5) S_{10}(\text{vis}) \leq I(-90^\circ, +45^\circ) \leq (102 \pm 9) S_{10}(\text{vis})$
 (E) : $(137 \pm 8) S_{10}(\text{vis}) \leq I(-90^\circ, 0^\circ) \leq (190 \pm 8) S_{10}(\text{vis})$
 (F) : $(67 \pm 3) S_{10}(\text{vis}) \leq I(-90^\circ, -45^\circ) \leq (103 \pm 7) S_{10}(\text{vis})$
 (H) : $(61 \pm 3) S_{10}(\text{vis}) \leq I(+90^\circ, -45^\circ) \leq (97 \pm 10) S_{10}(\text{vis})$

Trois points doivent être immédiatement notés :

a) dans une direction donnée, la luminance n'est pas une constante et des "pics" semblent se dessiner sur les tracés. Le signal est compris entre 137 et 196 $S_{10}(\text{vis})$ dans le plan de l'écliptique ; la valeur moyenne, qui est de l'ordre de 170 $S_{10}(\text{vis})$, tombe à 150 $S_{10}(\text{vis})$ si l'on élimine la contribution de ces pics. Au pôle la luminance peut presque varier du simple au double ; la valeur moyenne passe de 74 à 67 $S_{10}(\text{vis})$ lorsque les pics sont éliminés.

b) si le signal est à peu près plat au voisinage du pôle, il n'en va pas de même près de l'écliptique : aussi n'est-ce pas la luminance à $\beta = 0^\circ$ que nous avons calculée, mais plutôt la luminance à $\beta = \pm 4^\circ$ ou $\pm 2^\circ$ (suivant la vitesse de rotation). Un terme correctif de l'ordre de 20 $S_{10}(\text{vis})$ doit donc être ajouté au signal $I_2(\pm 90^\circ, 0^\circ)$.

c) la luminance dans le plan de l'écliptique est donc au moins de l'ordre de 170 $S_{10}(\text{vis})$; à $+90^\circ$, elle est au moins de 67 $S_{10}(\text{vis})$ (soit multipliée par 0,39) ; le rapport entre ces luminances, calculées à partir de mesures réparties sur toute l'année, donne d'ailleurs des indications sur la concentration du nuage zodiacal (Dumont - 1975).

TABLEAU 10
COMPARAISON AVEC D'AUTRES OBSERVATIONS

Auteurs	Année publi- cation	Couleur (A)	Loca- lisation	I($\pm 90^\circ, 90^\circ$) Pôle	I($\pm 90^\circ, 0^\circ$) Ecliptique à 90°
Van Rhijn	1921	visuel	sol		1090
Sandig	1937	photo	sol		854
Elvey et Roach	1937	bleu	sol	71	445
Divari et Asaad	1960	5220	sol		74
Peterson	1961	5420	sol		232
Robley	1962	4630, 5280, 6160	sol	180	
Elsasser	1963	visuel	sol		110
Beggs et al	1964	bleu	sol	130	
Tanabe	1964	5300	sol	100	
Weinberg	1964	5300	sol	186	250
Dumont	1965	5020	sol	70	200
Robley	1965	4550, 5280, 6080	sol	85 - 160	
Smith, Roach et Owen	1965	5300	sol	110	250
Gillett	1966	bleu - visuel	ballon	45	193
Wolstencroft et Rose	1967	7030	fusée	143	359
Chiplonkar et Tillu	1967	4400-5300-6000	sol	65 - 79	155 - 200
Lillie	1968	4170	fusée	53	
Sparrow et Ney	1968	bleu - visuel	satellite OSO 2	50	
Lillie	1972	1050 à 4250	satellite OAO 2	50	180
Sparrow et Ney	1972	bleu - rouge	satellite OSO 5	54	179
Levasseur et Blamont	1973	6530	satellite D2A	57*	150*
Frey, Hofmann Lemke et Thum	1974	3500, 5000, 7100, 8200	ballon	60	200

* plus petites valeurs observées sur les résultats partiels dépouillés en 1973.

IV - 2. Comparaison avec des résultats antérieurs -

Le tableau 10 recopie les valeurs trouvées par différents observateurs pour les luminances au pôle nord de l'écliptique et dans le plan de l'écliptique, perpendiculairement au Soleil. Elles ont été rapportées aux $S_{10}(\text{vis})$, en utilisant éventuellement

$$S_{10} \text{ visuel} / S_{10} \text{ bleu} = 1,69.$$

Les références de ces nombreuses observations peuvent être trouvées chez Lillie (1972) ou Sparrow et Ney (1972).

Ainsi que l'indique Dumont (1974b) l'ordre de grandeur de la luminance au pôle n'est maintenant plus douteux après avoir été surestimé par des observateurs au sol. Les excès des premiers résultats doivent d'ailleurs être interprétés par la présence de lumière parasite, mais aussi, peut-être, par des observations faites à un moment où la luminance passait par un maximum.

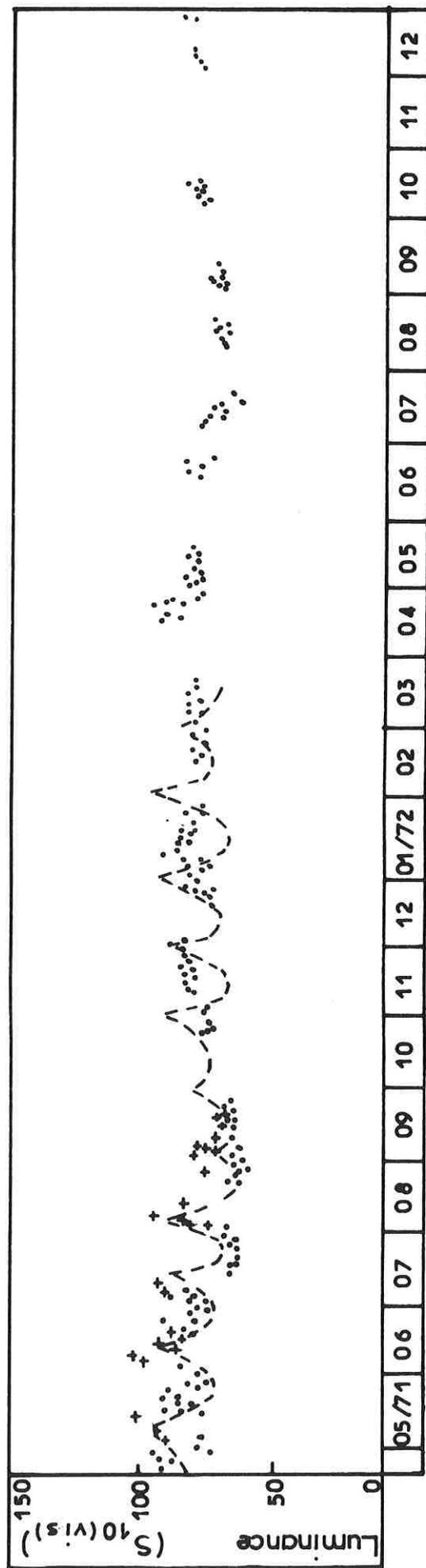
En tout état de cause, les plus petites valeurs enregistrées à bord de D2A sont en excellent accord, dans toutes les directions, avec les mesures de Dumont, Lillie et Ney; et les valeurs numériques proposées par Smith, Roach et Owen (1965) ne doivent plus être utilisées comme des valeurs de référence.

IV - 3. Non stabilité des valeurs -

Il apparaît clairement sur les figures 10 à 16 que les luminances fluctuent jour après jour. Elles sont donc fonction, non seulement de β et ϵ , mais encore du temps; et il est illusoire de chercher à améliorer la précision de leur détermination en sommant entre elles les mesures effectuées pendant toute la durée de vie du satellite dans une direction donnée.

Comme Weinberg l'avait noté (1970), nombre d'observateurs ont mentionné des variations à courte ou longue période, des pulsations, des irrégularités... Et ceci explique peut-être en partie les écarts importants entre les valeurs numériques du tableau 10. Mais le point important pour $H\alpha D2A$ est qu'une surveillance quasi-continue de toutes les directions à 90° du Soleil a été faite. Et les instabilités mises en évidence ne sauraient être attribuées à l'expérience: ainsi que le démontre l'étude du fonctionnement de l'expérience en orbite (Annexe D - 2 - réponse de la lampe de calibration interne; sources stellaires; nébuleuses émissives), il n'y a pas eu, pendant les 26 mois de fonctionnement de l'expérience de détérioration de la sensibilité du photomètre, ni de fluctuation de la chaîne de comptage. D'autre part, nous avons conclu en III-2 que toute augmentation du signal moyen supérieure à $10 S_{10}(\text{vis})$

Figure 17 - ABSENCE DE PERIODICITE MENSUELLE SUR LES DONNEES
AU POLE NORD DE L ECLIPTIQUE



- Données réduites de D₂A après élimination des mesures susceptibles d'être contaminées par la Lune
- + Données réduites éliminées par l'étude de l'effet de la lumière lunaire sur l'expérience
- Variation périodique mise en évidence par Burnett, Sparrow et Ney avant élimination des mesures susceptibles d'être contaminées par la Lune

sort de la barre d'erreur. Donc, la non stabilité des valeurs traduit un fait physique et apporte des informations sur la nature du nuage zodiacal.

La recherche de périodicités par l'analyse de Fourier des 7 signaux zodiacaux réduits a été faite en fonction du temps. Les seules périodicités mises en évidence sont égales à un an. Ce résultat signifie que :

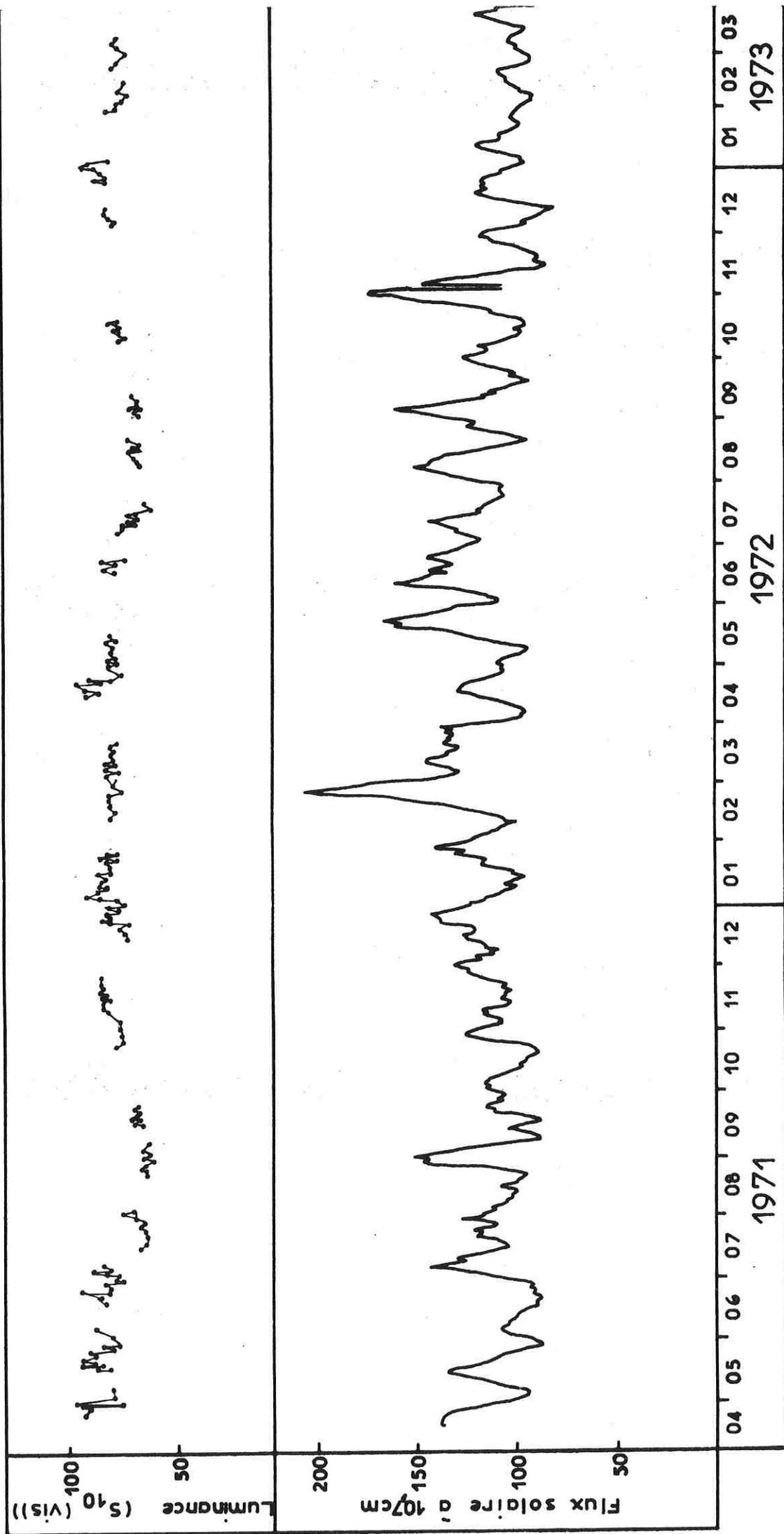
a) Il n'y a pas d'effet de la Lune ou de l'activité solaire, puisque aucune périodicité de l'ordre de 27 jours n'apparaît.

Si, ainsi que l'ont fait remarquer Burnett, Sparrow et Ney (1974), une périodicité sensible existe sur les données brutes (figure 17) aucune périodicité mensuelle n'existe plus pour les mesures finalement gardées. Donc, pour des mesures qui ne sont pas entachées par des effets de réflexion de la lumière lunaire sur les panneaux solaires ou d'une façon générale, sur la structure du satellite:

-La luminance du nuage zodiacal ne varie pas avec le cycle lunaire. Bien que l'affirmation contraire soit rencontrée chez Divari (1964) et Divari et Komarnistkaya (1966), il ne semble pas qu'un nuage de poussières géocentrique ou, tout du moins situé entre la Terre et la Lune, diffuse une importante partie de la lumière perçue comme lumière zodiacale. D'ailleurs l'habituelle constance du signal sur une orbite, établie par OSO 2 et confirmée par OSO 5 et D2A fait descendre en-dessous de 5 % la contribution au signal total d'un tel nuage.

-La luminance du nuage zodiacal ne varie pas non plus avec les taches solaires dont la périodicité est du même ordre de grandeur. Cette absence d'effet est confirmée par la comparaison des figures 10 à 16 avec la figure 18. La figure 18 présente simultanément en fonction du temps l'émissivité intégrée $I(90^\circ, 90^\circ)$ et le flux solaire recueilli à 10,7cm. Aucune corrélation remarquable n'apparaît en particulier au moment du fameux orage d'août 1972, ou de l'orage de décembre 1972, auquel le canal H α a été sensible dans les basses couches de l'atmosphère. On peut donc penser que l'émissivité zodiacale n'augmente pas spécialement avec l'activité magnétique contrairement à ce qu'ont écrit Blackwell et Ingham (1961), et qu'elle ne diminue pas non plus avec elle par suite d'une amplification des effets du vent solaire (Asaad (1967)). Mais il est raisonnable d'imaginer qu'il n'en va pas de même pour les très faibles élongations et que, dans la couronne solaire, les observations seraient très différentes.

Figure 18 - COMPARAISON DE L'ÉVOLUTION AVEC LE TEMPS DE LA LUMINANCE AU POLE DE L'ÉCLIPTIQUE ET DU FLUX SOLAIRE



b) Il y a des effets liés à la position de la Terre sur son orbite, puisque des périodicités de 1 an existent.

Deux phénomènes apparaissent :

- d'une part une oscillation quasi sinusoïdale, dont l'amplitude est de l'ordre de 10 %, et qui passe par sa valeur moyenne aux alentours de décembre et de juin. Elle sera étudiée de façon plus détaillée dans le paragraphe V.

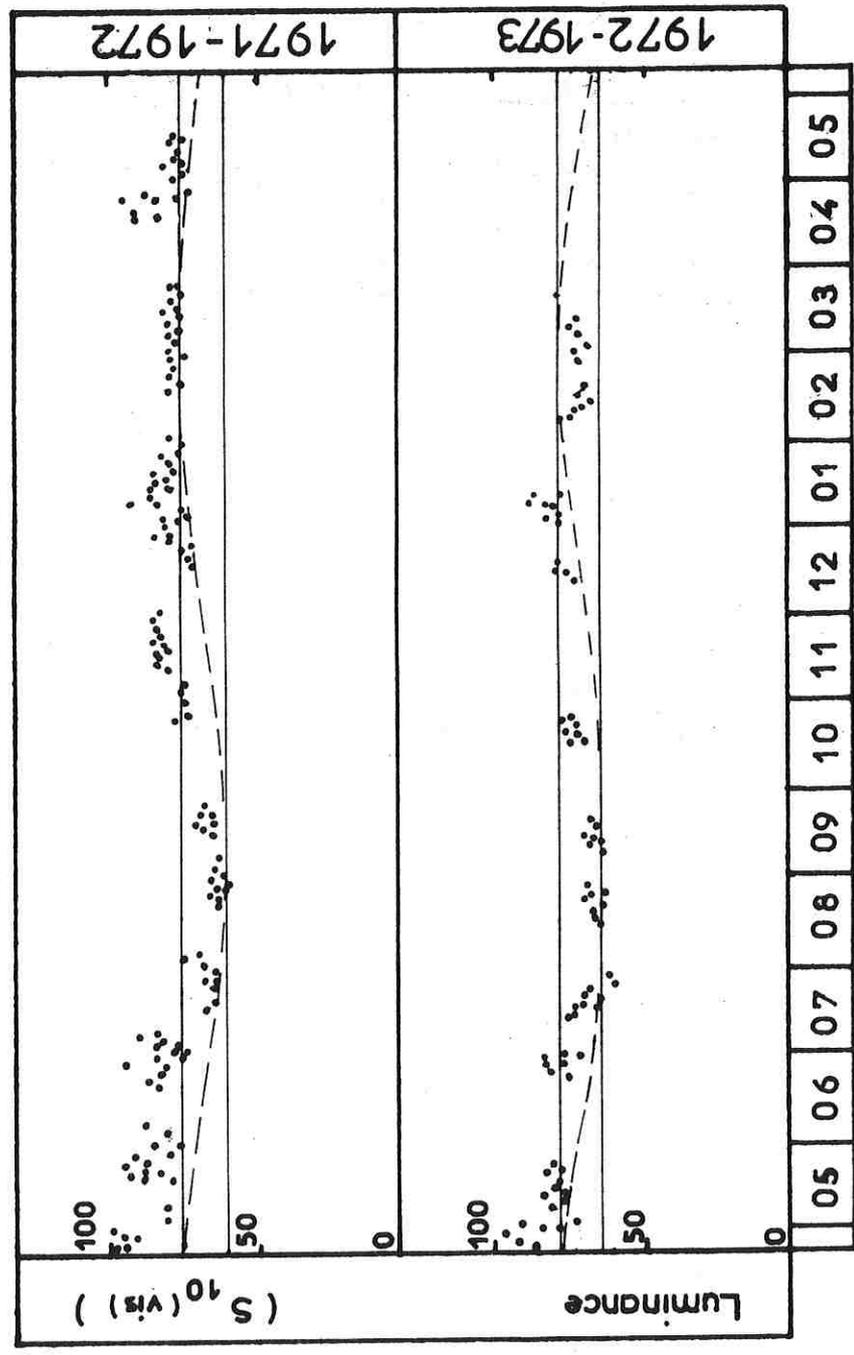
- d'autre part des fluctuations de courte durée qui, d'une année sur l'autre, se retrouvent sensiblement au même jour. Ce phénomène recevra une interprétation au paragraphe VI.

c) Si des effets liés au cycle solaire de 11 ans existent, ils sont faibles.

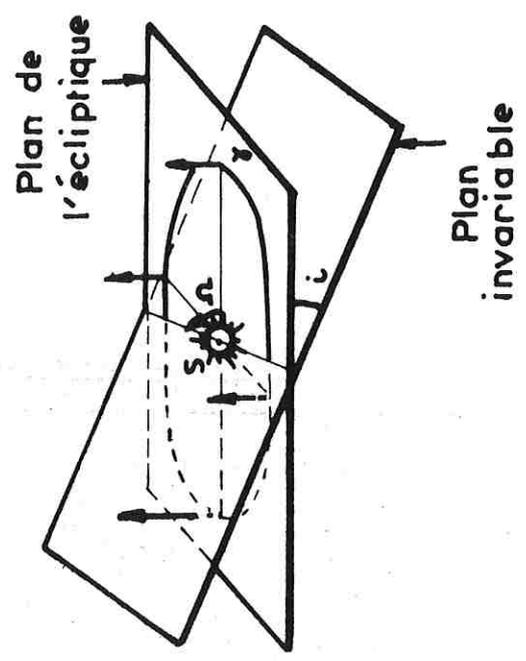
Les contrôles après lancement de l'étalonnage autorisent à dire qu'au cours de 27 mois la dérive a été inférieure à 5 %. L'absence de décroissance ou de croissance des données d'une année sur l'autre amène donc à conclure que, si ainsi que l'a suggéré Weinberg (1970), un effet sinusoïdal de période 11 ans existe, il correspond, pour à peu près un quart de période, à une variation inférieure à 5 %.

Figure 19 - OSCILLATION ANNUELLE AU POLE NORD
DE L'ECLIPTIQUE

19a - Mise en évidence



19b - Interprétation



V - OSCILLATION ANNUELLE

Des résultats préliminaires ont été présentés en 1975 (Levasseur et Blamont-a)

V - 1. Mise en évidence du pôle nord de l'écliptique -

Les résultats annoncés au chapitre précédent apparaissent sur la figure 19 : en évitant de tenir compte des "pics" de quelques jours, la moyenne en juillet-août-septembre est de $61 S_{10}(\text{vis})$ contre $75 S_{10}(\text{vis})$ en février-mars-avril. Un tel effet avait d'ailleurs été mis déjà en évidence par Robley (1973) avec des mesures au sol présentant une plus grande dispersion. L'oscillation visible en 1971-1972, comme en 1972-1973 est de type sinusoidal ; l'amplitude est de l'ordre de 10% du signal total ; toutefois, il convient de remarquer que les valeurs élevées enregistrées dans les mois de novembre s'écartent sensiblement d'un modèle sinusoidal.

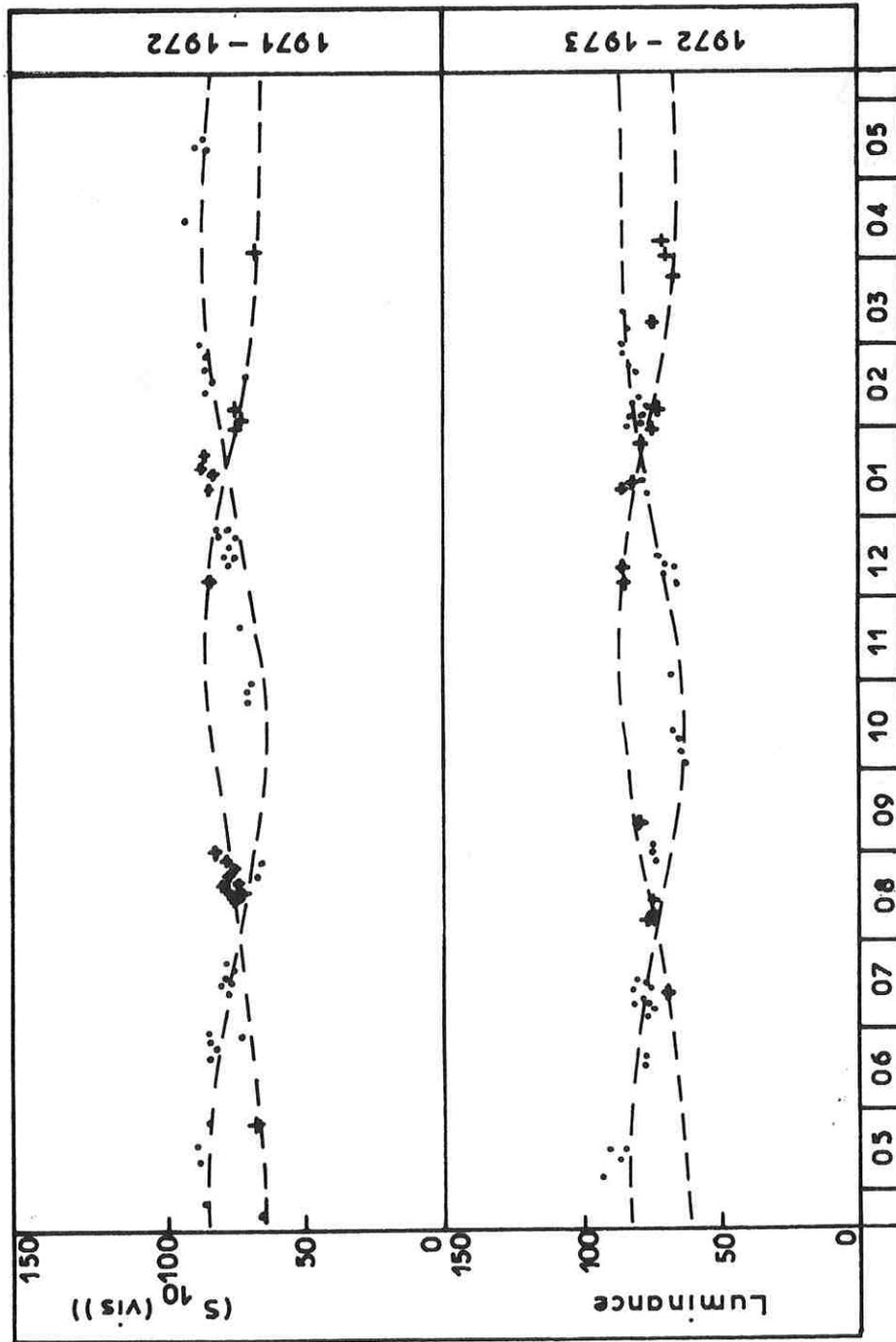
Interprétation

Les observations sont dégagées de tout signal parasite atmosphérique ou lunaire ; de plus, au pôle de l'écliptique, le champ stellaire reste le même tout au long de l'année ; et on ne peut invoquer l'effet d'étoiles moins brillantes que la 6ème magnitude pour expliquer la variation annuelle. Par contre, si on imagine que le plan de symétrie du nuage zodiacal n'est pas le plan de l'écliptique mais s'en écarte faiblement, on doit nécessairement observer au pôle des maxima et des minima à 6 mois d'intervalle. Les hypothèses fréquemment rencontrées pour le plan de symétrie sont celles du plan de l'équateur solaire, du plan de l'orbite de Jupiter, ou du plan invariable du système solaire ($i = 1^{\circ}65$; $\Omega = 105^{\circ}$) (Dumont et Sanchez (1968)). Précisément, en août les visées sont faites au-dessus du plan invariable et le signal est minimum, cependant qu'en février elles sont faites au travers de ce plan, avec un signal maximum. La variation théorique calculée en tenant compte de l'excentricité de l'orbite terrestre par Dumont (1974- communication personnelle) avec un modèle de nuage en $v = 1,2$ dont l'aplatissement est voisin de 7, donne la courbe pointillée de la figure 19 qui est assez remarquablement en accord avec les observations.

Figure 20 - OSCILLATION ANNUELLE

$$\beta = \pm 45^\circ \quad \xi = \pm 90^\circ$$

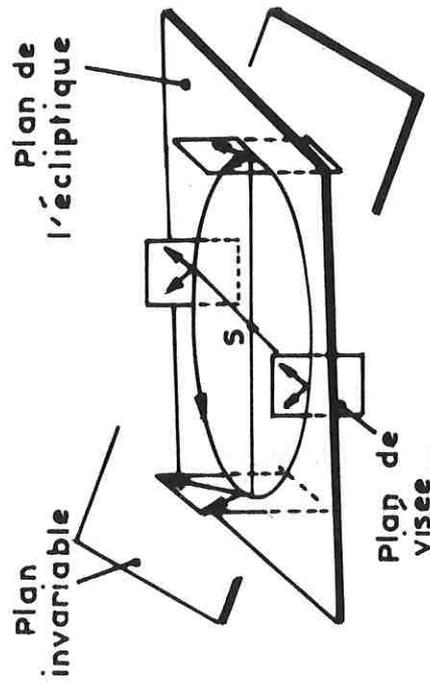
20a - Mise en évidence



• $\beta = +45^\circ$
 + $\beta = -45^\circ$

(Pour la clarté de la figure, les "pics" n'ont pas été représentés)

20b - Interprétation



Conclusion

Les observations au pôle excluent donc que le plan de l'équateur solaire soit plan de symétrie : l'amplitude de l'oscillation serait bien plus grande. Elles permettent de dire qu'une expérience faisant des observations en continu au pôle et ne voyant aucune variation est incapable de détecter des fluctuations inférieures à 20 %. On pourrait donc être amené à penser que l'expérience OSO 5 (Sparrow et Ney (1968)) a un seuil de sensibilité supérieur à $15 S_{10}(\text{vis})$.

Mais ces observations ne suffisent pas à démontrer que le plan invariable est le plan de symétrie : il faudrait pouvoir comparer les résultats obtenus au pôle nord et au pôle sud ; comme ces derniers sont sujets à caution en raison de la présence en arrière plan des nuages de Magellan, nous allons comparer les signaux observés à $+ 45^\circ$ et à $- 45^\circ$.

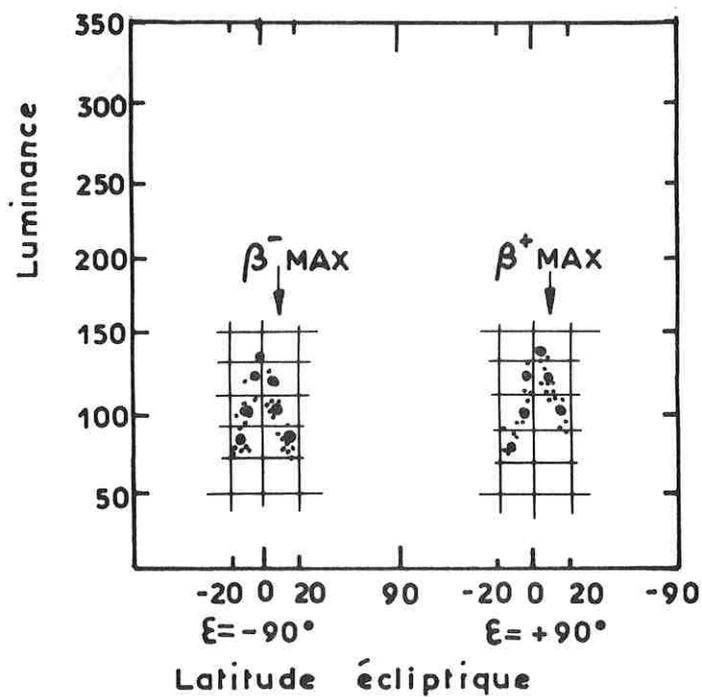
V - 2. Mise en évidence à $\beta = \pm 45^\circ$ (en quadrature avec le Soleil)

La figure 20 présente les observations faites à $\beta = + 45^\circ$ (point B ou D de la figure 9) et les observations faites à $\beta = - 45^\circ$ (point F ou H). Des oscillations quasi sinusoïdales sont visibles ; elles sont en opposition de phase entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud. Cette anticorrélation démontre qu'il existe une région de densité maximale en particules zodiacales qui n'est pas le plan de l'écliptique, mais un plan s'en écartant faiblement et coupant le plan de l'écliptique en juillet et janvier. Du même coup, ce résultat établit que le nuage zodiacal n'est pas lié à l'orbite terrestre, et qu'il est sensible aux effets gravitationnels joviens.

V - 3. Observation de l'effet du plan invariable au voisinage du plan de l'écliptique -

La réalité du plan invariable (c'est-à-dire du plan dans lequel se trouve le moment cinétique moyen du Soleil et des planètes) en tant que plan de symétrie du nuage zodiacal est donc établie indirectement. On peut maintenant chercher directement si le déplacement du maximum par rapport au plan de l'écliptique ($\beta = 0^\circ$) n'est pas visible. Certes, il semble illusoire de tenter de mettre en évidence un effet jouant sur moins de 2° avec un champ du même ordre de grandeur lors du ralentissement de la période de rotation du satellite ($1/4$ tour mn^{-1}) ou plus grand en fonctionnement normal (1 tour mn^{-1}). Mais le nombre élevé de mesures permet d'effectuer une déconvolution du champ.

Figure 21 - METHODE DE RECHERCHE DE LA LATITUDE ECLIPTIQUE DU MAXIMUM OBSERVE DANS LE PLAN DE VISEE



a) Méthode de traitement

Pour $\epsilon < 0$ tout d'abord, la portion de plan (β, I_2) , représentée sur la figure 21 est chaque jour divisée en 10 petits domaines rectangulaires qui, en moyenne, contiennent une dizaine de points. Le barycentre des points de chacun de ces domaines est déterminé à condition que le nombre de points soit supérieur à 3. Le barycentre des barycentres des domaines de même ordonnée est alors déterminé. Enfin la moyenne $\beta^{-\max}$ des abscisses des barycentres ainsi trouvés est calculée, avec élimination des barycentres très excentrés (écart supérieur à 3 fois l'écart moyen) pouvant correspondre à une anomalie locale des mesures.

Pour $\epsilon > 0$, le même calcul, aboutissant à la détermination d'un $\beta^{+\max}$ est effectué.

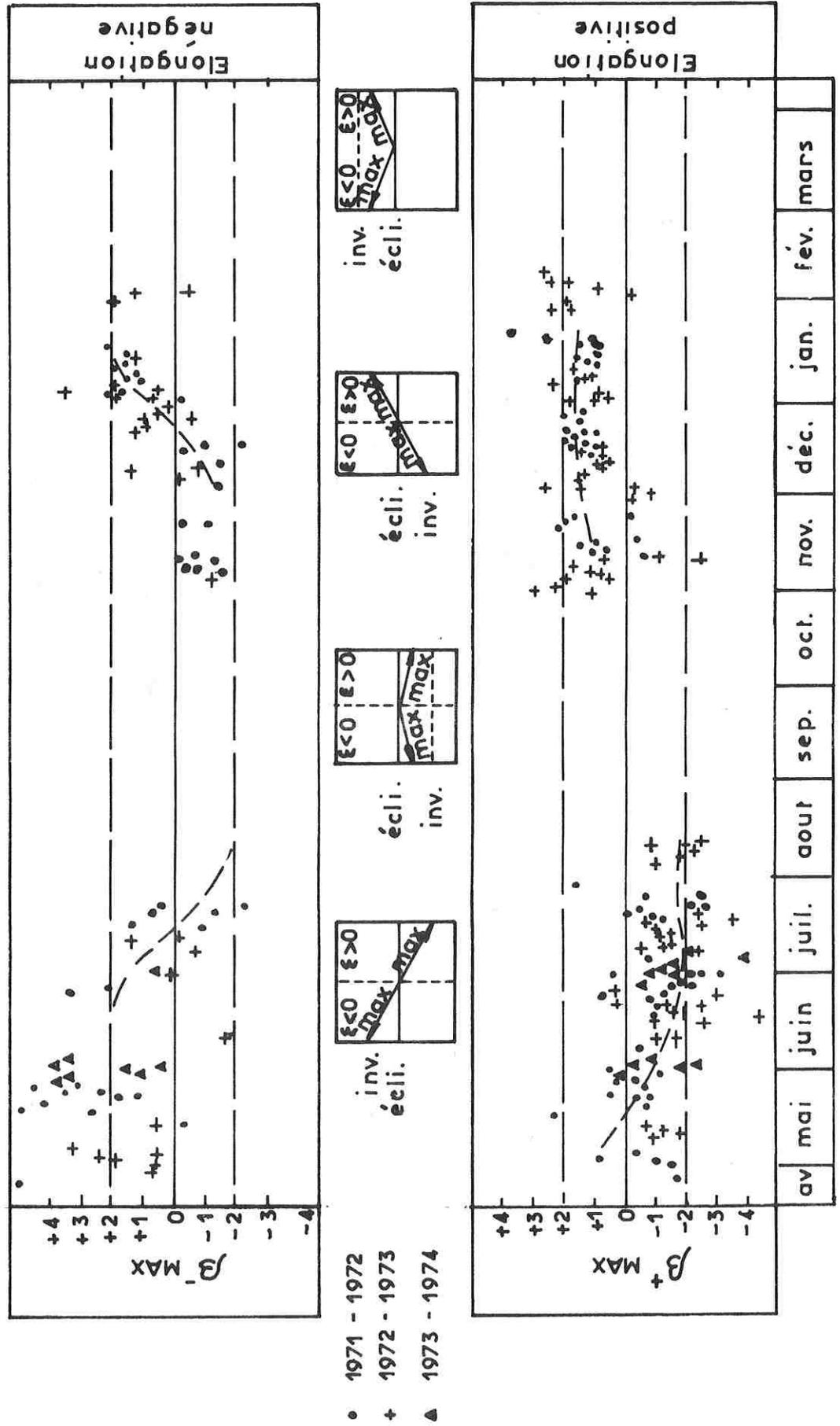
b) Résultats

Les β_{\max} sont toujours inférieurs à 4° . La figure 22 montre l'évolution de $\beta^{-\max}$ et $\beta^{+\max}$ pour les trois années consécutives. Les mesures sont bruitées par l'imperfection de la déconvolution et l'existence de fluctuations du signal au voisinage du plan de l'écliptique. Mais le point important est qu'une structure saisonnière se dessine, avec un effet différent pour $\epsilon < 0$ et $\epsilon > 0$.

c) Interprétation

- Au moment de l'intersection du plan de l'écliptique avec le plan invariable peu après le solstice d'été (fin juin), $\beta^{+\max}$ est négatif et très voisin de $-1^\circ 8$ (mesures de juin 73 après ralentissement), cependant que $\beta^{-\max}$ est positif. Et, en effet, la trace du plan invariable est alors à $+1^\circ 6$ du côté des élongations négatives, cependant qu'elle est à $-1^\circ 6$ du côté des élongations positives.
- Lorsque la Terre avance sur son orbite, $\beta^{+\max}$ reste négatif, cependant que $\beta^{-\max}$ décroît très brutalement pour être nul vers la fin juillet. On s'écarte alors peu à peu du plan invariable qui passe sous le plan de l'écliptique. Du côté des $\epsilon < 0$, le maximum est toujours atteint pour $\beta < 0$, mais du côté des $\epsilon > 0$ la région comportant la plus grande densité en particules zodiacales passe aussi sous le plan de l'écliptique.
- Les données ne permettent malheureusement pas de déterminer des barycentres à l'équinoxe d'automne. Il apparaît cependant sur la figure 22 que $\beta^{+\max}$ et $\beta^{-\max}$ doivent alors être négatifs.

Figure 22 - LATITUDE ECLIPTIQUE DU MAXIMUM OBSERVE DANS LE PLAN DE VISEE EN FONCTION DE L'EPOQUE D'INTERPRETATION



-Au moment de l'intersection du plan de l'écliptique avec le plan invariable peu après le solstice d'hiver (fin décembre), la situation est inversée : β^{max} est positif et vient en fait de le devenir, cependant que $\beta^{\text{-max}}$ reste négatif. La trace du plan invariable est à $-1^{\circ}6$ du côté des élongations négatives et à $+1^{\circ}6$ du côté des élongations positives.

-Dans les jours qui suivent, β^{max} reste positif et $\beta^{\text{-max}}$ croît et devient positif en janvier. On s'écarte alors peu à peu du plan invariable qui passe sur le plan de l'écliptique.

-Il est clair par continuité que β^{max} et $\beta^{\text{-max}}$ sont positifs à l'équinoxe de printemps. C'est ensuite vers mai que β^{max} s'annule et devient négatif.

Cette étude est à rapprocher de celle des fuseaux zodiacaux faite par Dumont et Sanchez (1968) qui, dans leurs données ainsi que dans celles de Donitch, Blackwell, Ingham, Siedentopf, Divari et Asaad, ont mis en évidence des décalages atteignant $1^{\circ}9$.

Les mesures présentées ici ont été faites simultanément pour $\epsilon > 0$ (du côté où va aller la Terre dans son déplacement sur son orbite) et pour $\epsilon < 0$ (du côté d'où vient la Terre) ; elles mettent ainsi en évidence des effets en période de solstice. Les variations rapides après ou avant solstice donnent d'ailleurs des indications sur la distribution en $\exp(-kz)$ du nuage zodiacal. Nos observations déterminent donc directement l'angle entre le plan de l'écliptique et le plan de symétrie du nuage zodiacal ; ce plan serait le plan invariable du système solaire ou encore le plan orbital de Jupiter, dont le noeud ascendant est très voisin et l'inclinaison un peu plus faible ($i = 1^{\circ}3$; $\Omega = 99^{\circ}$).

VI - FLUCTUATIONS DE
COURTE DUREE

Des résultats préliminaires, mettant en évidence des fluctuations de courte durée (1 à 17 jours) de la lumière zodiacale ont déjà été présentés (Levasseur et Blamont - 1973 ; Levasseur - 1974). Toutes les fluctuations observées à bord de D2A seront passées en revue ; puis, lorsqu'il sera démontré qu'elles se retrouvent d'une année sur l'autre, à peu près à la même date, et qu'elles n'apparaissent pas généralement dans toutes les directions à la fois, une interprétation (qui fut abordée par Levasseur et Blamont (1975-b)) sera proposée et discutée.

VI - 1. Revue des fluctuations observées -

a) Mise en évidence de fluctuations à $\beta = 0^\circ, \pm 45^\circ, \text{ et } 90^\circ$ -

C'est sur les données réduites, pour lesquelles l'erreur est inférieure à $10 S_{10}(\text{vis})$ que les fluctuations sont facilement décelées. Les données au pôle nord et à $\beta = \pm 45^\circ$ sont traitées plus facilement après avoir effacé ou plutôt atténué l'effet oscillatoire annuel en multipliant le signal par l'inverse des fonctions sinusoïdales du temps mises en évidence en V-1 et V-2. Au risque de ne pas relever certains phénomènes peu intenses, les fluctuations ne sont jugées significatives que lorsqu'elles apparaissent, sur les figures 10 à 16, sous forme de "pics" qui sortent nettement des barres d'erreur. Il vient :

- Direction A

- (1971) - Pic le 24.05 jusqu'au 27.05
- Pic le 09.11 entre le 06.11 et le 14.11
- (1972) - Pic le 02.05 jusqu'au 05.05
- Pic le 14.05

Il n'y a pas de mesures début mai en 1971, fin mai en 1972, en novembre 1972, ni en mai 1973.

- Direction B

- (1971) - Pic le 27.04 entre le 23.04 et le 29.04
- Pic le 17.05 entre le 15.05 et le 19.05
- Pic le 24.05 entre le 19.05 et le 29.05
- Pic le 25.07 entre le 10.07 et le 27.07
- Pic le 24.08 entre le 23.08 et le 27.08

- (1972) - Pic le 08.05 entre le 02.05 et le 13.05
- Pic le 07.09 à partir du 28.08
- (1973) - Pic le 27.04 entre le 24.04 et le 30.04
- Pic le 06.05 à partir du 01.05

Les phénomènes observés fin avril 1971 et fin avril 1973, rigoureusement à la même date, ont probablement la même origine. Il en va de même de ceux observés début mai 1972 et début mai 1973. Il convient toutefois de remarquer que l'amplitude est à peu près deux fois plus grande pour le phénomène d'avril 1971 ($\sim 40\%$) que pour celui d'avril 1973 ($\sim 20\%$).

Par ailleurs, il n'y a pas de mesures début mai, ni en septembre 1971, non plus que fin avril, fin mai, fin juillet, ni en août 1972, ou encore fin mai 1973.

- Direction C

- (1971) - Pic le 26.04 entre le 22.04 et le 29.04
- Pic le 21.05 entre le 16.05 et le 29.05
- Pic le 22.06
- Pic le 23.12 à partir du 16.12
- (1972) - Pic le 03.01
- Pic le 25.04 entre le 19.04 et le 29.04
- (1973) - Pic le 03.01

Les phénomènes observés en avril 1971 et 1972, comme ceux observés en janvier 1972 et 1973, sont certainement à mettre en parallèle. Par ailleurs, il y a trop peu de mesures fin mai, en juin ou en décembre 1972, pour qu'on puisse affirmer quoi que ce soit.

- Direction D

- (1971) - Pic le 17.10 entre le 15.10 et le 28.10
- Pic le 14.11 jusqu'au 19.11
- Pic le 28.12 à partir du 23.12
- (1972) - Pic le 16.10 à partir du 10.10
- Pic le 06.11 à partir du 02.11

Les phénomènes observés en octobre et novembre 1971 et 1972 ont probablement la même origine. Par ailleurs, il n'y a pas assez de mesures fin décembre 1972 pour conclure.

- Direction E

- (1971)
- Pic le 03.05 à partir du 01.05
- Pic le 30.05 à partir du 21.05
- Pic le 19.06 jusqu'au 23.06

(1972) - Pic le 20.06 entre le 16.06 et le 22.06
- Pic le 09.07

(1973) - Pic le 05.05 à partir du 01.05

Les maxima observés début mai 1971 et 1973 d'une part, fin juin 1971 et 1972 d'autre part ont probablement la même origine.

Par ailleurs, il n'y a pas de mesures en juillet 1971, en avril ni en mai 1972, non plus qu'en avril 1973.

- Direction F - Pic le 30.04 à partir du 27.04

(1971) - Pic le 28.05 à partir du 22.05

- Pic le 15.06 jusqu'au 28.06

(1972) - Pic le 04.09 jusqu'au 08.09

Il n'y a pas assez de mesures en mai ou juin 1972 ou 1973 pour tirer une conclusion, non plus qu'en septembre 1971.

- Direction H

(1972) - Pic le 15.02 entre le 06.02 et le 19.02

(1973) - Pic le 01.02

Il n'y a pas de mesure vers la mi-février 1973, non plus que début février 1972.

b) Distribution temporelle des pics -

- Si, dans une direction donnée, les mesures apparaissent séquentiellement (environ une douzaine de jours de données, puis une interruption due à la présence de la Lune), les pics se présentent de façon aléatoire au début, au milieu ou à la fin des séquences. Ceci prouve donc que les pics n'apparaissent pas spécialement quand la Lune se rapproche d'une direction de visée.

- Sur les 37 pics relevés, il y en a 16 qui ont été observés à la même date, dans la même direction au cours de deux années différentes et qui, donc, correspondent au même phénomène qui réapparaît périodiquement quand la Terre réoccupe la même position sur son orbite.

- Qui plus est, pour les 21 autres pics observés seulement une fois dans une direction donnée, il n'y a jamais de contre-exemple, c'est-à-dire de signal nominal à la même date, dans la même direction, au cours d'une autre année : les précautions prises pour éviter la pollution des mesures par des signaux parasites font qu'il en reste trop peu au cours d'une autre année pour que la moyenne soit calculée.

Les pics qui apparaissent dans certaines directions et à certaines dates sont par conséquent liés à la position de la Terre sur son orbite. L'existence de pics dans la direction du pôle de l'écliptique où le champ stellaire non résolu est constant au cours de l'année prouve que les augmentations de signal ne peuvent être imputées à des erreurs dans l'élimination des étoiles plus brillantes que la 6ème magnitude photographique. Donc les pics traduisent une inhomogénéité du nuage zodiacal observée périodiquement, et qui donc ne peut guère être due qu'à un renforcement local de la densité du nuage zodiacal.

c) Distribution spatiale des pics

Nous venons de rapprocher par la pensée les pics enregistrés dans une même direction à un ou deux ans d'intervalle. Que penser des pics enregistrés à peu près au même moment dans des directions différentes ?

En faisant un retour aux "dessins animés", l'erreur sur les mesures individuelles est grande et le champ effectivement exploré après élimination de toutes les mesures susceptibles d'être contaminées est faible ; cependant, on constate que trois cas sont possibles :

- il y a, comme vers la mi-mai, une augmentation de signal à peu près constante sur tout le champ de visée,
- il n'y a d'augmentation de signal sensible que dans une portion du champ de visée, comme vers la fin avril,
- il y a une augmentation de signal sensible dans deux portions diamétralement opposées du champ, comme en novembre.

En fait, la fluctuation ne s'étend en général que sur une trentaine de degrés, c'est-à-dire un douzième du champ exploré. On remarque que certains pics sont tout d'abord détectés dans une certaine portion du champ, puis que, au cours des jours, la direction du maximum évolue. Les inhomogénéités sont donc vues depuis la Terre avec un effet de parallaxe.

Ainsi, il existe des inhomogénéités locales du nuage zodiacal, visibles depuis la Terre pendant 1 à 17 jours et couvrant entre 20 et 360° sur le cercle de visée ; ces inhomogénéités se traduisent par une augmentation de signal comprise entre 10 et 50 $S_{10}(\text{vis})$. Si elles n'ont pu être observées antérieurement par OSO 5, autre expérience faisant une surveillance de longue durée en satellite, c'est sans doute parce que

- son seuil de sensibilité est, semble-t-il, supérieur à 15 $S_{10}(\text{vis})$ (V-1)
- elle n'effectue pas de balayage, mais pointe une direction fixe, de sorte que le champ exploré journallement représente le douzième du champ exploré par HaD2A.

- sous l'effet de la précession, la direction de visée dérive continuellement.

VI - 2. Description des inhomogénéités observées

Des calculs simples, s'appuyant sur les modèles élémentaires d'inhomogénéités décrits en II, vont maintenant permettre de préciser, à une magnitude près, les grandeurs physiques décrivant ces inhomogénéités.

a) Dimension

Pendant le temps de visibilité des inhomogénéités observées, la Terre parcourt entre 2 et 44 millions de km sur son orbite. La dimension d_i d'une inhomogénéité i , qui n'est guère visible que lorsqu'elle est proche de la Terre ($d_{i0} \sim 0$) est donc de l'ordre de 10^7 km. Rappelons que nous avons établi qu'une telle inhomogénéité devrait, si les particules qui la composent avaient la même nature et la même densité que les particules zodiacales, produire une augmentation de signal de l'ordre de 10 % dans le plan de l'écliptique.

b) Densité

En fait, dans le plan de l'écliptique où le signal détecté normalement est de l'ordre de 140 $S_{10}(\text{vis})$, on observe des augmentations comprises entre 10 et 50 $S_{10}(\text{vis})$. Il vient donc, d'après les formules établies en II-1-d :

$$6 \% < \frac{D_i \int_{\frac{\pi}{2}}^{\text{Arc cotg}(-d_i)} \sin^{-2}\theta f_i(\theta) d\theta}{D_0 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^v \theta f(\theta) d\theta} < 36 \%$$

- Dans une première approche, supposons que les grains de poussière qui constituent les inhomogénéités aient une fonction de phase analogue à celle du nuage zodiacal. Par comparaison des tableaux 3, 4, 5 et en exprimant d_i en millions de km, il vient :

$$6 < \frac{D_i d_i}{D_0} < 36$$

Le rapport D_i/D_0 de la densité de matière dans l'inhomogénéité à la densité du nuage zodiacal au niveau de la Terre est donc compris entre 0,1 et 18.

- De façon plus réaliste, on peut supposer que les inhomogénéités sont des objets relativement jeunes et sont donc plutôt constituées de petites particules diélectriques ($7 \leq \alpha \leq 30$; $n = 1,33 - 0,01 i$). Alors, d'après le tableau 5

$$\int_{\frac{\pi}{2}}^{\text{Arc cotg}(-d_i)} \sin^{-2}\theta f_i(\theta) d\theta \sim 0,13 d_i$$

cependant que (tableau 4)

$$\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \sin^{\nu}\theta f(\theta) d\theta \sim 0,2$$

Dans ces conditions, le rapport D_i/D_0 est compris entre 3×10^{-3} et 3×10^{-1} .

- Un calcul direct très approché permet d'ailleurs de confirmer que la densité de matière à l'intérieur des inhomogénéités est inférieure à celle du nuage zodiacal. En effet, en adoptant pour le flux solaire E_λ les valeurs publiées par Allen (1973) avec

$$1 S_{10}(\text{vis}) = 0,0045 \times 0,2409 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ A}^{-1}$$

il vient,

$$1 S_{10}(\text{vis}) \text{ correspond à } 0,5 \times 10^{-3} \text{ particules par cm}^2 \text{ sur une ligne de visée de } 10^7 \text{ km et avec}$$

$$\frac{E_\lambda \lambda^2}{4\pi^2} \int_{\frac{\pi}{2}}^{\text{Arc cotg}(-d_i)} \sin^{-2}\theta f_i(\theta) d\theta \text{ compris entre 10 et 60}$$

D_i est compris entre $0,5 \times 10^{-14}$ et 3×10^{-14} particules par cm^3 .

En résumé, les inhomogénéités observées peuvent avoir des dimensions de l'ordre de 10^7 km et être constituées de particules diélectriques ayant un rayon de l'ordre du μm et une densité inférieure d'une à deux magnitudes à la densité du nuage zodiacal.

VI - 3. Interprétation : corrélation avec le passage au voisinage de la Terre d'essaims météoritiques connus -

Ainsi, les fluctuations détectables facilement par un instrument de sensibilité inférieure ou égale à $20 S_{10}(\text{vis})$ sont dues à des inhomogénéités locales visibles chaque année à la même époque depuis la Terre. De plus, la section par le plan perpendiculaire à l'axe Terre-Soleil de ces objets n'est pas en général circulaire. Enfin, leur dimension est de l'ordre de quelques millions de km, et leur densité est au plus égale à celle du nuage zodiacal.

On pense tout aussitôt aux essaims météoritiques décrits dans la seconde partie. La comparaison des tableaux 1, 6, 7 et des résultats présentés en VI.1.a prouve qu'il y a une excellente corrélation temporelle et spatiale avec des essaims météoritiques connus : des augmentations de signal sont précisément observées aux époques auxquelles et dans les directions vers lesquelles les Quadrantides, les Lyrides, les η Aquarides, les σ Cétides, les Perséides et les Ursides devraient être observées. Le changement de direction du maximum s'explique par un simple effet de parallaxe : lorsque la Terre arrive en T_0 (figure 4.c), la section de l'essaim par le plan de visée est dans le demi-plan limité par la tangente à l'ellipse en T_0 , du côté x positif ; puis, lorsque la Terre passe en T , la section entoure ce point, avec une longueur de visée d_i maximale sur le grand axe de l'ellipse ; enfin, lorsque la Terre quitte le point T_1 , la section de l'essaim est dans le demi-plan limité par la tangente à l'ellipse en T_1 , du côté x négatif. Pour confirmer cette corrélation, d'autant plus séduisante que les essaims mis en évidence sont précisément ceux dont l'ellipse de section est la plus excentrique et donc, toutes choses égales par ailleurs, le d_i le plus grand, nous allons résoudre le problème inverse, c'est-à-dire déterminer comment devraient être vus par l'expérience des essaims météoritiques connus par des techniques radio, et dont nous avons déjà signalé qu'ils devraient pouvoir être détectés. Les résultats relatifs aux Quadrantides et aux Perséides, pour lesquels des densités ont été publiées, seront tout d'abord présentés ; les Géminides seront étudiées à titre de contre-exemple ; puis les cas particuliers des Lyrides et des Andromédides seront envisagés.

a) Quadrantides

Rappelons que, le 3 janvier 1972 et le 3 janvier 1973, une augmentation de signal, atteignant $20 S_{10}(\text{vis})$ à $\beta = 80^\circ$ a été détectée dans un angle de 20° au voisinage du pôle nord de l'écliptique. Il faut d'ailleurs signaler que Link et Robley (1971) avaient détecté le 3 janvier 1971 une augmentation du signal zodiacal perçue par un photomètre installé au Pic du Midi, non seulement dans la direction du point radiant des Quadrantides ($\alpha = 232^\circ$, $\delta = 50^\circ$), mais encore dans celle du pôle céleste : une assez vaste région du ciel nocturne était donc contaminée au-dessus de 2,9 km par la vaporisation des météorites dans la haute atmosphère, mais peut-être aussi par la lumière solaire diffusée par les particules de l'essaim. Précisément, comment devrait être vu depuis la Terre cet essaim lumineux ?

- son diamètre est de l'ordre (tout du moins pour les particules du type radiométéores) de 1,72 millions de km, et nous avons calculé que la section $T T_1$ par la Terre couvre (tableau 7) 1,79 millions de km. Il ne peut donc être visible que pendant 1 jour, ce qui est bien le cas du phénomène observé par D2A.

- le demi grand axe de l'ellipse de section fait 6,6 millions de km et l'angle dans lequel la distance de la Terre à un point courant de l'ellipse est au moins égale à la moitié du demi-grand axe est de $(13 \times 2)^\circ$ (tableau 6). Le phénomène, centré à $\beta = i = 74^\circ$ admet donc une bande passante spatiale à mi-hauteur de l'ordre de 25° , ce qui est encore le cas des observations à bord de D2A.

- le volume équivalent de l'essaim est, d'après Hughes (1974) de $5,8 \times 10^{21} \text{ km}^3$ et la masse totale de $4,6 \times 10^{12} \text{ g}$, avec une comète originelle de $1,8 \times 10^{13} \text{ g}$. La densité est au plus égale à $8 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$. D'où, avec $d_i \leq 7 \times 10^6 \text{ km}$

$$\frac{D_i d_i}{D_0} \leq 0,2$$

ce qui, dans l'hypothèse de petites particules diélectriques du type glace sale impliquerait une augmentation de signal en valeur absolue de 13 % et en valeur relative de 22 $S_{10}(\text{vis})$.

Donc, l'essaim des Quadrantides doit nécessairement être visible pour une expérience détectant des fluctuations de quelques dizaines de $S_{10}(\text{vis})$, et il est à ce niveau possible d'affirmer qu'il a bien été observé par HαD2A. Le niveau élevé du signal détecté (puisque'il est clair que toutes les particules de l'essaim ne sont pas du type $\alpha \sim 20$) prouve même qu'il y a prédominance, parmi les micrométéorites de l'essaim, de particules relativement grosses et donc bien diffusantes.

b) Perséides

En effectuant les mêmes calculs que précédemment, on peut dire que :

- le diamètre est de l'ordre de 19,7 millions de km, et la section par la Terre couvre $15 \times 10^6 \text{ km}$. Il doit donc être visible pendant 6 jours au voisinage du 11 août.

- le demi grand axe de l'ellipse de section a $82 \times 10^6 \text{ km}$, et l'angle dans lequel la distance de la Terre à un point de l'ellipse est au moins égale à la moitié du demi grand axe vaut 25° . Avec une inclinaison de 114° , l'essaim devrait donc être visible dans les directions C, D, H. Malheureusement, après élimination des données susceptibles d'être contaminées par la Lune, il n'y a plus d'observations début août dans ces direc-

tions depuis D2A. Il convient néanmoins de rappeler que nos résultats préliminaires avaient mis en évidence un pic de 50 S₁₀(vis) environ dans ces directions avec une bande passante temporelle d'une dizaine de jours.

- la densité dans l'essaim est au plus égale, toujours d'après Hughes (1974) à $4,7 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$. D'où, avec $d_i \leq 4,1 \times 10^7 \text{ km}$

$$\frac{D_i d_i}{D_o} \leq 1,6$$

ce qui impliquerait, dans l'hypothèse d'une population uniquement constituée de petites particules diélectriques, une augmentation de signal de 80 S₁₀(vis) et, dans l'hypothèse d'une population analogue à celle du nuage zodiacal, une augmentation de 2 S₁₀(vis).

Il n'y a donc pas de contradiction entre la théorie et les observations ; il semble même que les particules diffusantes soient en moyenne plus petites dans les Perséides que dans les Quadrantides. De plus, le diamètre de l'essaim de particules diffusantes semble être plus élevé que celui de l'essaim des radiométéores.

c) Géminides

- cet essaim devrait être observé dans toutes les directions puisque l'ellipse de section n'est pas excentrique.

- la densité moyenne atteint $7 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$. D'où, avec $d_i = 7,22 \times 10^6 \text{ km}$

$$\frac{D_i d_i}{D_o} \leq 0,01$$

Quelle que soit la nature des particules, l'augmentation de signal due au passage de l'essaim ne peut donc être détectée par D2A. Il semble bien, en effet, que nos mesures sont nominales aux alentours du 13 décembre.

d) Lyrides

A partir du 19 avril, une augmentation du signal zodiacal est détectée du côté où va aller la Terre (directions B et C) ; peu à peu, le signal décroît dans ces directions, puis il croît du côté d'où vient la Terre (E et F) à la fin du mois d'avril. Ce phénomène semble corrélé avec la traversée de l'essaim des Lyrides, qui rencontre la Terre le 21 avril et dont l'ellipse de section est très excentrique. Nous déduisons de nos observations :

- que le diamètre d_i de l'essaim est de l'ordre de 30 millions de km, puisque la Terre le traverse en une douzaine de jours.

- que l'essaim n'est pas vraiment un tore elliptique, puisqu'il est vu plus longtemps après sa rencontre avec la Terre qu'avant. Ce résultat est compatible avec une déformation de l'essaim dans son plan orbital en direction du Soleil, sous l'effet Poynting-Robertson.

e) Andromédides

Des augmentations de signal, également observées par Dumont (communication personnelle) ont été enregistrées début novembre. Elles peuvent être corrélées avec le passage au voisinage de la Terre de l'essaim des Andromédides (ou Biélides). Et pourtant, l'essaim ne traverse plus, depuis des dizaines d'années, les basses couches de l'atmosphère ($d_{10} \neq 0$).

L'époque à laquelle ces fluctuations sont observées et la région du ciel dans laquelle elles apparaissent, amènent donc à les corrélérer avec le passage d'essaims météoritiques connus, comme les Quadrantides, les Lyrides, les Perséides, les Andromédides et encore les Θ Cétides et les Ursides. Nous établissons que les micrométéorites, qui avaient d'ailleurs été détectées dans l'espace par microphone (Alexander, Arthur et Bohn - 1973) sont optiquement observables par un photomètre sensible à des fluctuations de quelques dizaines de $S_{10}(\text{vis})$ et doivent produire des effets (durée, direction, intensité) analogues à ceux mis en évidence.

CONCLUSION

Au cours des 26 mois de fonctionnement de l'expérience H α D2A, plus de 60 000 observations de la lumière zodiacale sont faites dans le plan perpendiculaire à l'axe Terre-Soleil. Ces observations, menées à haute latitude galactique, ne sont contaminées ni par la Lune, ni par des planètes ou des étoiles brillantes. La centaine de données recueillies journallement, à l'exclusion des périodes de pleine Lune, permet de tracer l'évolution jour après jour du signal zodiacal dans quelques directions privilégiées, en particulier au pôle nord de l'écliptique (figures 10, 11, 12, 13, 14, 15 et 16). Elle pourrait d'ailleurs permettre aussi de déterminer, par soustraction entre le signal mesuré et le signal zodiacal évalué le même jour, le continuum stellaire en tout point de latitude galactique inférieure à 30° en valeur absolue. Nous déduisons de nos observations que :

- 1) La luminance détectée est au moins égale à 55 S₁₀(vis) au pôle, 64 S₁₀(vis) à $\beta = 45^\circ$ et 137 S₁₀(vis) au voisinage de l'écliptique. Ces ordres de grandeur sont en bon accord avec des résultats récents. Des valeurs plus précises peuvent être obtenues en faisant la moyenne de toutes les données recueillies, à des époques où la Terre ne rencontre pas d'essaim météoritique et en ajoutant aux données à $\beta = 0^\circ$ un terme correctif dû à l'intégration par le champ de l'expérience.
- 2) L'émissivité intégrée ne varie ni avec le cycle lunaire, ni avec la rotation du Soleil.
- 3) Une faible oscillation annuelle du signal existe à haute latitude écliptique positive, cependant qu'une oscillation en opposition de phase apparaît à latitude écliptique négative.
Interprétation : le plan de symétrie du nuage zodiacal s'écarte légèrement du plan de l'écliptique ; l'analyse des observations faites au voisinage de l'écliptique conduit à penser que l'écart entre les deux plans est de l'ordre de 2° et donc que le plan de symétrie est le plan invariable du système solaire.
- 4) Il existe des augmentations du signal, inférieures à 50 S₁₀(vis), qui se manifestent chaque année à la même époque pendant au plus une quinzaine de jours ; elles peuvent n'exister que sur une dizaine de degrés dans le plan de visée.
Interprétation : ces augmentations, liées à la position de la Terre sur son orbite, correspondent à des renforcements locaux de la densité du nuage zodiacal ; c'est-à-dire au passage de la Terre au voisinage d'inhomogénéités de quelques 10⁷ km de long.

Le calcul de l'émissivité du nuage zodiacal en présence d'inhomogénéités locales a été développé. Il apparait que

- les mesures permettent de faire correspondre à une fonction de phase donnée des distances au point d'observation au delà desquelles tout se passe comme si le signal zodiacal n'était plus perçu.
- une inhomogénéité de 10^7 km de long fournit une augmentation de signal de $15 S_{10}(\text{vis})$ environ si les particules qui la composent ont la même densité et la même nature que les particules zodiacales. Les ordres de grandeur sont conservés s'il s'agit de particules diélectriques ayant un rayon de l'ordre du μm et dont la densité est inférieure d'une à deux magnitudes.
- en étudiant l'intersection d'essaims météoritiques avec le plan de visée, on établit que la rencontre de la Terre, des Lyrides et des Perséides doit précisément induire des effets dont l'intensité, la localisation temporelle et la localisation spatiale sont analogues à ce que nous observons.

Nous pensons donc que le nuage zodiacal est constitué de deux types de particules : les unes sont réparties de façon homogène autour du plan invariable du système solaire ; les autres sont distribuées le long d'essaims météoritiques et se confondent peu à peu avec les premières. Il semblerait d'ailleurs, mais ces résultats devraient être confirmés par des mesures de polarisation, que ces essaims sont déformés par l'effet Poynting-Robertson et que leur diamètre est supérieur à ce que les observations au radar laissent supposer. Par ailleurs, nous aimerions suggérer que les théoriciens n'utilisent plus le plan de l'écliptique, mais le plan invariable comme plan de symétrie pour les modèles.

CHAPITRE 3

OBSERVATION DE L'EMISSION $H\alpha$ GEOCORONALE

CHAPITRE 3

OBSERVATION DE L'EMISSION H α GEOCORONALE

Introduction	p. 125
I - Revue du problème	p. 126
1. Bilan des observations antérieures en H α	
a - Historique et localisation	
b - Résultats	
2. Ordre de grandeur de l'émissivité intégrée	
a - Distribution théorique de l'hydrogène atomique	
b - Flux au centre de la raie Ly β solaire	
c - Résolution de l'équation de transfert de rayonnement	
d - Résultats	
II - Données géocoronales de D2A et comparaison avec des valeurs théoriques calculées à partir d'un programme de transfert radiatif	p. 137
1. Choix des données	
a - Fabrication de bandes condensées	
b - Bilan	
2. Présentation des données	
a - Choix d'un système de coordonnées	
b - Données brutes	
c - Principe de la réduction des données	
d - Résultats	
3. Interprétation : Mise au point d'un modèle numérique global	
a - Description du modèle numérique	
b - Calcul de l'émissivité intégrée théorique	
c - Comparaison entre les observations et la théorie	
III - Discussion des résultats	p. 151
1. Comparaison avec les résultats de Tinsley	
a - Présentation rapide	
b - Comparaison	
c - Bilan	
2. Comparaison de la valeur du flux solaire utilisé dans le modèle numérique avec une valeur récente.	

3. Comparaison de nos calculs de valeurs théoriques avec des calculs indépendants

IV - Variation journalière : Asymétrie matin-soir du nuage d'hydrogène p. 159

1. Etude d'orbites particulières
 - a - Principe
 - b - Résultats
2. Etude générale
 - a - Principe
 - b - Résultats
 - c - Interprétation

V - Evolution à long terme p. 165

1. Mise en évidence
 - a - Principe
 - b - Résultats
2. Etude des paramètres susceptibles de produire l'évolution à long terme
 - a - Température exosphérique
 - b - Concentration en hydrogène
 - c - Paramètres solaires connus : Flux à 10,7 cm et flux Ly α
3. Interprétation
Application à la mise au point d'un nouveau modèle numérique

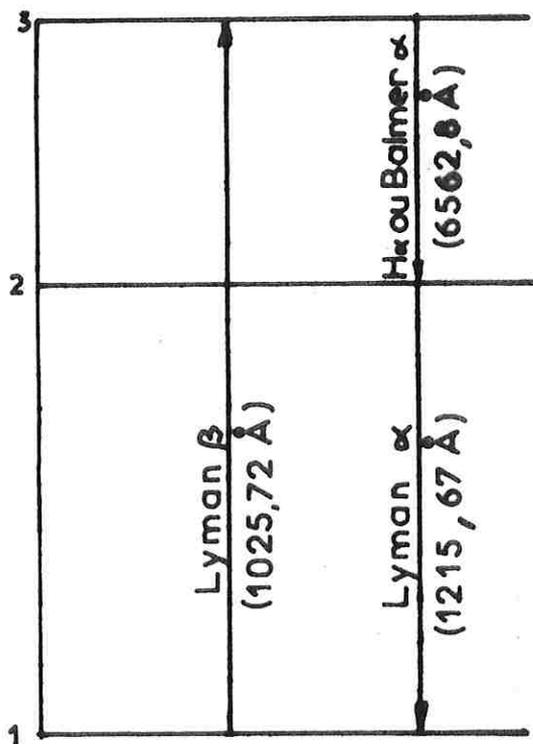
VI - Etude de la contribution de l'hydrogène situé au-dessous de l'orbite du satellite p. 173

1. Etude d'orbites particulières
 - a - Principe
 - b - Résultats
2. Etude générale
 - a - Principe
 - b - Résultats
3. Détermination de l'émissivité de couches situées au-dessous du satellite
 - a - Calcul de l'émissivité
 - b - Comparaison avec l'émissivité des modèles numériques

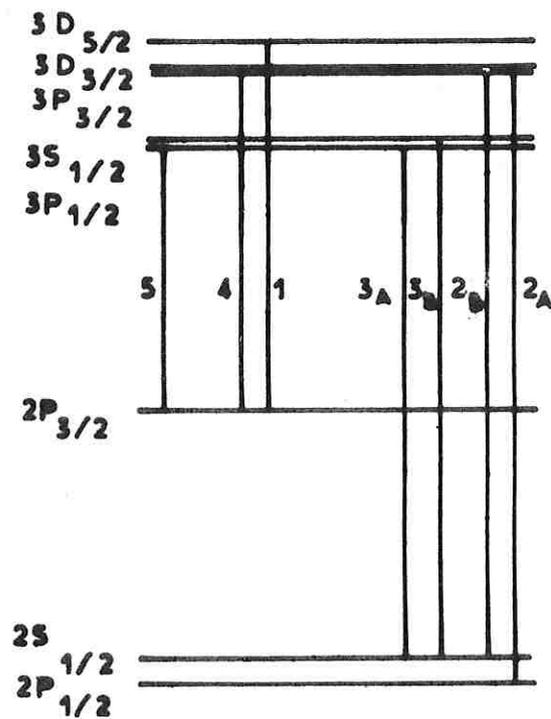
Conclusion p. 186

Figure 1- LA RAIE H α DE L'HYDROGENE

1a - Niveaux de l'atome d'hydrogène



1b - Structure de la raie H α [D'après Kuhn et Series - 1950]



La présence d'hydrogène dans les hautes couches de l'atmosphère terrestre est connue depuis près de vingt ans (Kupperian, Byram, Chubb et Friedman-1959). C'est Shklovsky (1959) qui, reprenant l'ancienne locution "géocoronium sphere" de Wegener (1911) a le premier appelé géocouronne le nuage d'hydrogène entourant la Terre et s'étendant à des dizaines de milliers de kilomètres.

Cet hydrogène est le constituant le plus léger de l'atmosphère et monte donc jusqu'à des altitudes élevées (voir tableau 3), où il est toujours éclairé par le rayonnement solaire, soit directement, soit après une diffusion qui transporte le rayonnement dans l'ombre de la Terre. L'émission $H\alpha$ dite géocoronale est le résultat de la fluorescence schématisée sur la figure 1 : la lumière Ly β solaire à 1026 Å élève l'atome à son deuxième niveau excité ; il retombe ensuite à l'état fondamental, soit en une étape (probabilité $B = 0,8816$), soit en émettant d'abord un quantum de radiation $H\alpha$ à 6563 Å, puis un quantum de radiation Ly α à 1216 Å.

Dans les pages qui suivent, la revue des observations antérieures est faite et le problème du désaccord qui semblait exister entre ces observations et la théorie est posé. La réduction des données et les résultats de $H\alpha D2A$ sont ensuite présentés. La comparaison de ces observations, faite à Dallas au cours de l'automne 1975, nous conduit alors à conclure que le désaccord n'était qu'apparent, le signal zodiacal (et peut-être aussi nébulaire) ayant été imparfaitement estimé pour les observations au sol. Puis les variations journalières et annuelles de l'émission $H\alpha$ géocoronale sont mises en évidence et interprétées. Enfin l'émissivité directe de l'hydrogène thermosphérique est déterminée :

I- Revue du problème : bilan des observations antérieures et calcul par méthode de transfert de rayonnement de l'ordre de grandeur de l'émissivité intégrée.

II- Données géocoronales $D2A$; comparaison avec des valeurs théoriques calculées dans les mêmes conditions à partir d'un modèle numérique à symétrie sphérique.

III- Discussion des résultats.

IV- Variation journalière ; effet de l'asymétrie matin-soir du nuage d'hydrogène.

V- Evolution à long terme ; effet de la température exosphérique, de la concentration de l'hydrogène et du flux solaire ; application à la mise au point d'un nouveau modèle numérique.

VI- Etude de la contribution de l'hydrogène situé au-dessous de l'orbite du satellite.

I - REVUE DU PROBLEME :

L'HYDROGENE GEOCORONAL

L'hydrogène géocoronal est principalement créé par la photodissociation de la vapeur d'eau, du méthane, et de l'hydrogène moléculaire. En raison de sa faible masse, il ne devient le constituant majoritaire dans l'atmosphère terrestre qu'au delà de 1500 km. Néanmoins, sa présence change sensiblement les caractéristiques physico-chimiques de la haute atmosphère, et la distribution verticale des autres composants. La mesure directe de la densité locale en hydrogène n'a pas encore été faite, de sorte que l'évolution spatio-temporelle du nuage d'hydrogène est mal connue. Les méthodes les plus efficaces pour connaître la densité d'hydrogène atomique semblent être l'observation de ses raies d'émission dans le domaine ultraviolet ou dans le visible, en particulier de la raie Ly α , qui subit une importante auto-absorption, et de la raie H α qui, elle est optiquement mince. Ces méthodes présupposent néanmoins une connaissance relativement bonne des flux Ly α et Ly β solaires.

I - 1. Bilan des observations antérieures en H α -

Toutes les observations antérieures aux nôtres ont été faites depuis le sol. Si elles étaient très bruitées par les émissions parasites et ne permettaient pas d'effectuer une surveillance globale du nuage d'hydrogène, elles ont, par contre, par leur multiplicité et leur durée, permis de mettre en évidence certaines variations. Des revues extensives des observations de la raie H α géocoronale ont été publiées par Donahue (1966) Krassovsky (1971), Fiskova (1972), Atreya (1973) et Tinsley (1974).

a) Historique - Localisation des observations -

Tout a commencé en janvier 1957 à Zvenigorod, URSS, avec l'observation spectrographique d'une faible raie H α ne présentant aucun élargissement ou déplacement Doppler et n'ayant donc qu'une faible probabilité d'être d'origine aurorale ou galactique ; l'émission a été interprétée comme due à la fluorescence du rayonnement Ly β solaire (figure 1). Les soviétiques ont continué leurs observations à Abastumani (Fiskova et Markova - 1968), As (Kvifte - 1959), Alma Ata (Gaynullina et Karjagina - 1960) et Yakoutsk (Yarin - 1960). Le signal était enregistré sur toute la nuit, ce qui rendait difficile l'évaluation des contributions stellaires, et impossible la mise en évidence

d'effets d'heure locale. A partir de 1962, Scheglov (1964-1967) a utilisé en Crimée et en Turkménie un étalon Fabry-Pérot réduisant à moins d'une heure le temps de mesure.

Un important programme d'observations a aussi été mené par Tinsley au Langmuir Laboratory (New Mexico - USA) avec un spectromètre à grille (Tinsley 1967-1968-1970 ; Tinsley et Meier - 1971). Les mesures furent effectuées entre 1965 et 1968 avec une technique de balayage de la sphère céleste en 24 points d'observation distincts. La figure 2 présente la moyenne de toutes les mesures en fonction de la hauteur zénithale et de l'azimut relatif (voir choix des coordonnées en II-2.a). Il est clair que le signal H α croît lorsqu'on se rapproche du Soleil et que la hauteur sur l'horizon diminue. Cette figure peut être complétée par la figure 12 qui met en évidence la dispersion des moyennes lorsque différents angles de dépression solaire sont considérés.

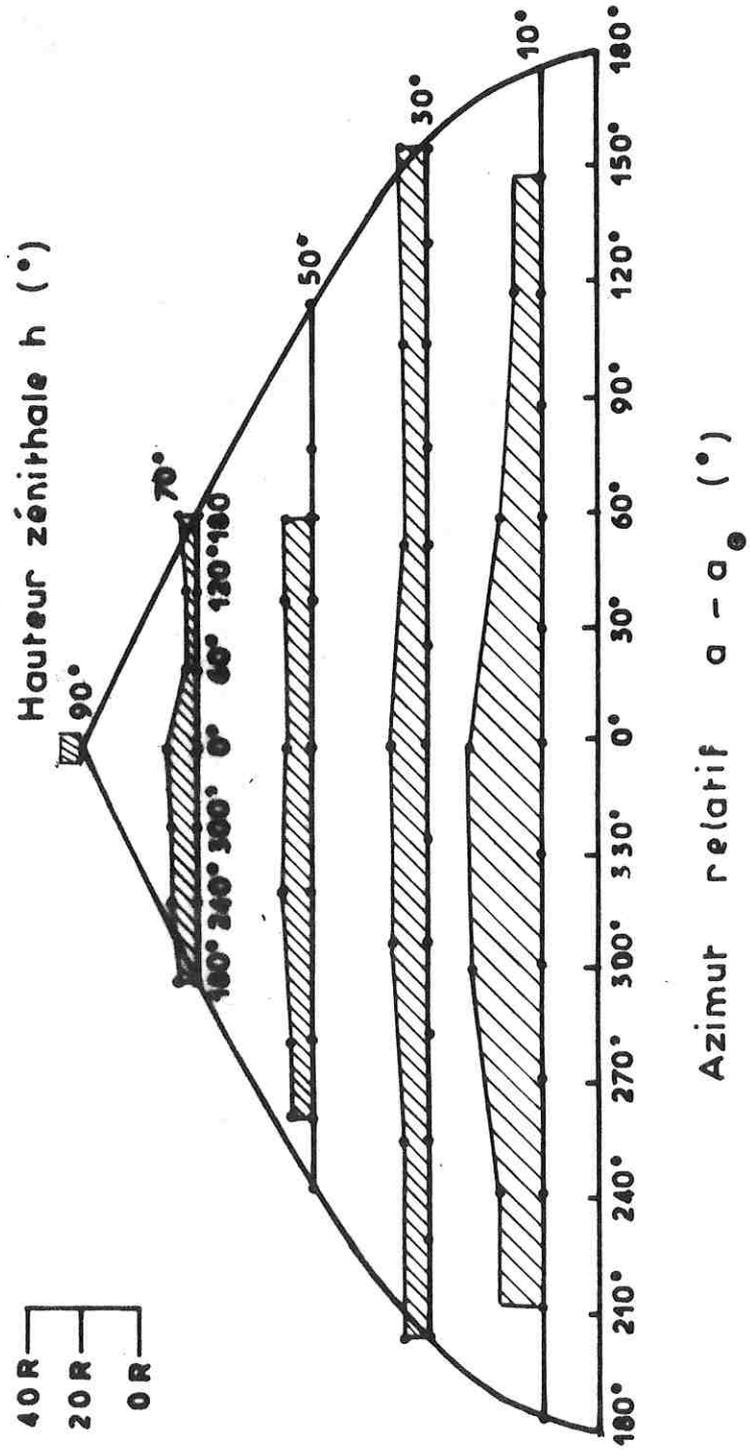
Des observations ont aussi été effectuées en France depuis l'Observatoire de Haute-Provence par Dufay (Dufay et Dufay - 1960), Ingham (1968) et nous-mêmes (Levasseur - 1970). Rappelons que nous utilisons la maquette d'identification de l'expérience H α D2A, modifiée par l'adjonction d'un polariseur. Et mentionnons enfin les quatre nuits d'observation d'Ingham (1962) en Bolivie, qui furent les seules observations en zone équatoriale ; mais, effectuées en période de faible activité magnétique, elles ne donnèrent pas à leur auteur la chance de découvrir les "aurores équatoriales"...(voir chapitre 5).

b) Résultats -

Les mesures effectuées au sol présentent toujours un bruit élevé (≥ 10 R) dû à la diffusion troposphérique des sources nébulaires et de la géocouronne elle-même, à l'extinction atmosphérique, à la mauvaise connaissance des signaux nébulaires et zodiacaux, et à la faible sensibilité des détecteurs. Il apparaît que :

- les émissivités intégrées mesurées la nuit varient entre 4 et 30 R suivant la direction des observations.
- l'émission présente une variation diurne : toutes choses égales par ailleurs, les signaux sont d'environ 20 % plus élevés le matin que le soir.
- il est possible qu'il existe des variations sporadiques, des variations saisonnières, et des variations liées au cycle solaire. En tout état de cause, le changement de la géométrie des observations effectuées depuis un observatoire fixe peut impliquer une variation saisonnière apparente.
- Le taux de polarisation de l'émission H α géocoronale est compris entre 15 et 30 %, ce qui est en bon accord avec la théorie et confirme donc que l'émission observée est due à la fluorescence du Ly β solaire : il est facile de déterminer la

Figure 2 - DISTRIBUTION DE L'EMISSIVITE INTEGREE H_{α}
EN FONCTION DE $\alpha - \alpha_0$ ET h POUR δ
COMPRIS ENTRE 25° ET 30°
[d'après Tinsley - 1967]



polarisation de la lumière réémise par un atome d'hydrogène placé dans le champ magnétique terrestre : elle présente, vis à vis de l'axe de quantification constitué par l'axe de propagation de la lumière incidente, trois états de polarisation (π), (σ^+) et (σ^-) ; dans l'hypothèse - justifiée par la faible épaisseur optique en Ly β et H α - d'une diffusion simple, nous avons calculé que cette polarisation devrait atteindre 29 %.

I - 2. Ordre de grandeur de l'émissivité intégrée -

Bien que l'origine de l'émission H α soit expliquée, un problème sérieux se pose à propos de l'ordre de grandeur, puisque l'émissivité intégrée observée semble être deux à trois fois plus élevée que ne le laisse prévoir la théorie. L'émissivité intégrée peut en effet être calculée en résolvant l'équation de transfert du rayonnement, si l'on connaît la distribution de l'hydrogène atomique et le flux au centre de la raie Ly β solaire.

a) Distribution théorique de l'hydrogène atomique

Une revue exhaustive du problème a été rédigée par Bertaux (1974). Nous nous contenterons de signaler que le nuage d'hydrogène entourant la Terre peut être partagé en trois régions, correspondant à des processus physiques distincts :

- en-dessous de 100 km, la distribution d'hydrogène est contrôlée par des processus photochimiques et un brassage turbulent. Toutefois, le milieu étant complètement absorbant à Ly β au-dessous de 100 km, il est inutile de considérer cette région dans les calculs de transfert de rayonnement.

- entre 100 et 500 km, la distribution d'hydrogène est régie par la diffusion moléculaire. Kockarts et Nicolet (1962-1963) ont calculé une série de distributions en régime stationnaire à partir des équations de continuité et de diffusion.

- au delà d'une région appelée exobase ou niveau critique, et dont l'altitude est voisine de 500 km, les collisions deviennent négligeables et les atomes présentent une distribution maxwellienne de vitesse, déterminée par la température T_e de l'exobase (Chamberlain, 1963). Suivant leur vitesse initiale, les particules décrivent des trajectoires hyperboliques, ballistiques, ou satellites. Les orbites satellites deviennent théoriquement rares au delà de 2,5 rayons terrestres, ou rayon critique satellite r_{CS} . A plus de 15 rayons terrestres, c'est-à-dire quelques 100 000 km d'altitude, la densité en hydrogène n'est plus que de l'ordre de 5 atomes cm^{-3} .

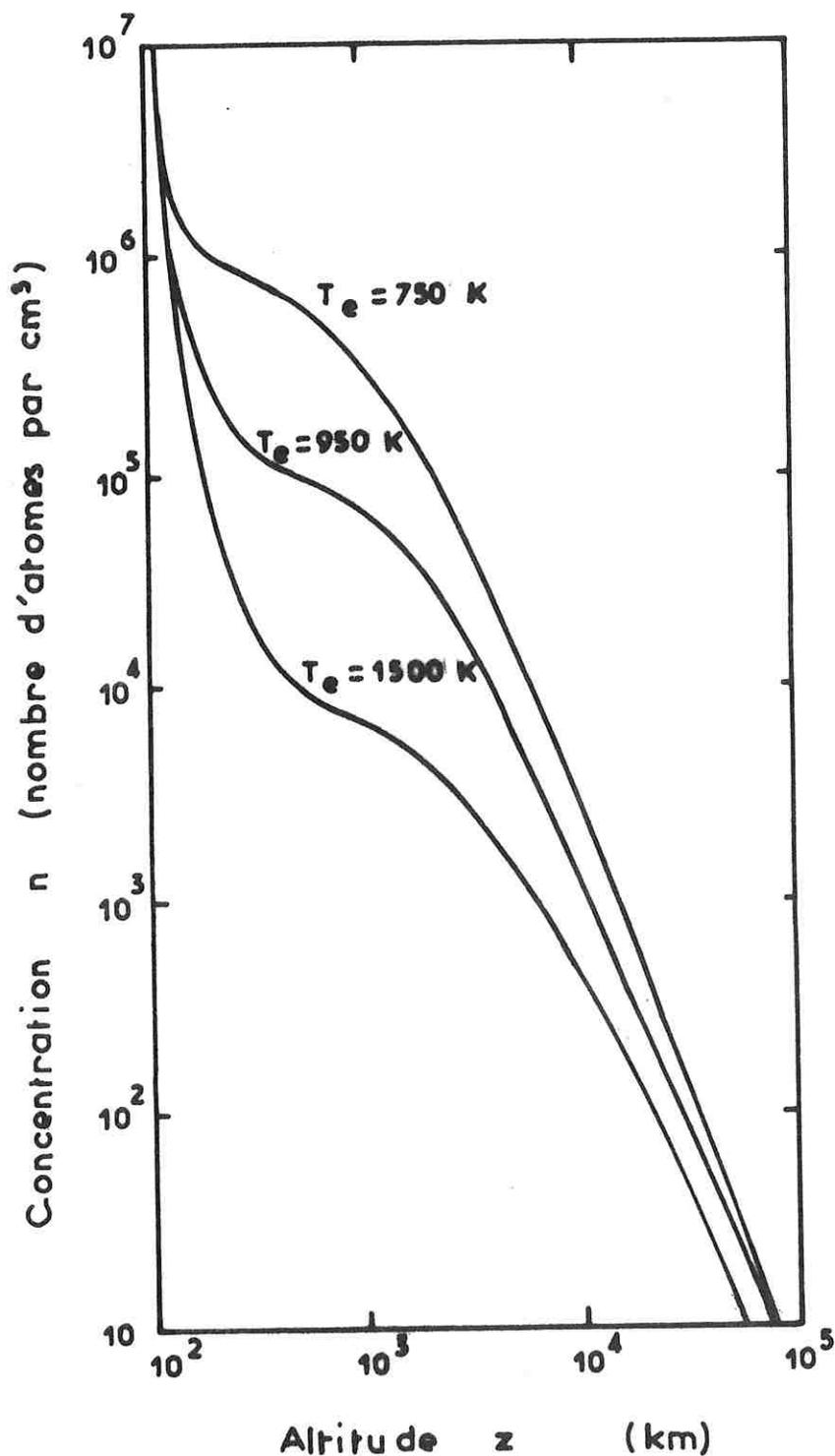
Les modèles les plus généralement utilisés sont, pour la commodité des calculs, des modèles à symétrie sphérique, où la concentration $n(H)$ en hydrogène n'est fonction que de la distance géocentrique

Figure 3 - EXEMPLES DE CONCENTRATION EN HYDROGENE

[D'après Meier et Mange - 1970]

$n(H) = 3 \times 10^7$ à 100 km

$r_{CS} = 2.5$ rayons terrestres



$r = R + z$. Dans le modèle présenté sur la figure 3 (d'après Meier et Mange, 1970), la concentration présente un profil de Kockarts et Nicolet en-dessous de 500 km et un profil de Chamberlain au delà. Des observations récentes en Ly α (Vidal-Madjar, Blamont et Phissamay - 1974 ; Bertaux - 1975 ; Thomas et Anderson - 1975) ont établi que, dans l'exosphère, le modèle de Chamberlain constitue effectivement une approximation assez bonne de la réalité ; l'écart est sans doute dû, d'une part à la non uniformité de la distribution de densité et température au niveau de l'exobase et d'autre part à l'action de la pression de radiation sur les particules en orbites satellites (Bertaux - 1974). Les observations ont aussi permis de connaître à 20 % près la concentration d'hydrogène à 500 km pour T_e compris entre 900 et 1200°K.

b) Flux au centre de la raie Ly β solaire

Le flux Ly β solaire total a été mesuré à plusieurs reprises (Hall et Hinteregger - 1970 ; Hinteregger - 1975). Il varie évidemment avec l'activité solaire et n'est guère connu qu'à 30 % près. Le flux F_0 au centre de la raie peut être évalué à partir du flux total en admettant que le profil de la raie mis en évidence par Tousey (1963) lors d'un tir de fusée est stable. Dans ces conditions, F_0 doit, pour des activités solaires moyennes, être de l'ordre de $(3,6 \pm 2) \times 10^9$ photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$.

c) Résolution de l'équation de transfert de rayonnement

Le flux solaire à Ly β est absorbé puis réémis en fluorescence, avec une probabilité (1-B) à la longueur d'onde H α (figure 1). L'épaisseur optique à Ly β autorise des diffusions multiples, et le transfert à toute la géocouronne du côté nuit de la radiation. A partir de certaines hypothèses simplificatrices, la résolution de l'équation de transfert se ramène à un calcul d'émissivité intégrée. Le problème de la diffusion multiple dans une atmosphère planétaire à géométrie sphérique a été traité pour la première fois en Ly α par Thomas (1963). Les méthodes de résolution ont été discutées et améliorées par Meier et Mange (1970) et Bertaux (1971) et aussi adaptées à H α . Nous admettrons avec eux que :

- la température T_e est uniforme dans la géocouronne
- le profil de la raie est plat au voisinage de son centre
- la section efficace d'absorption à la fréquence ν , $\sigma(\nu)$, a un profil Doppler

$$\sigma(\nu) = \sigma_0 \exp - \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} \right)^2 = \sigma_0 \exp(-x^2)$$

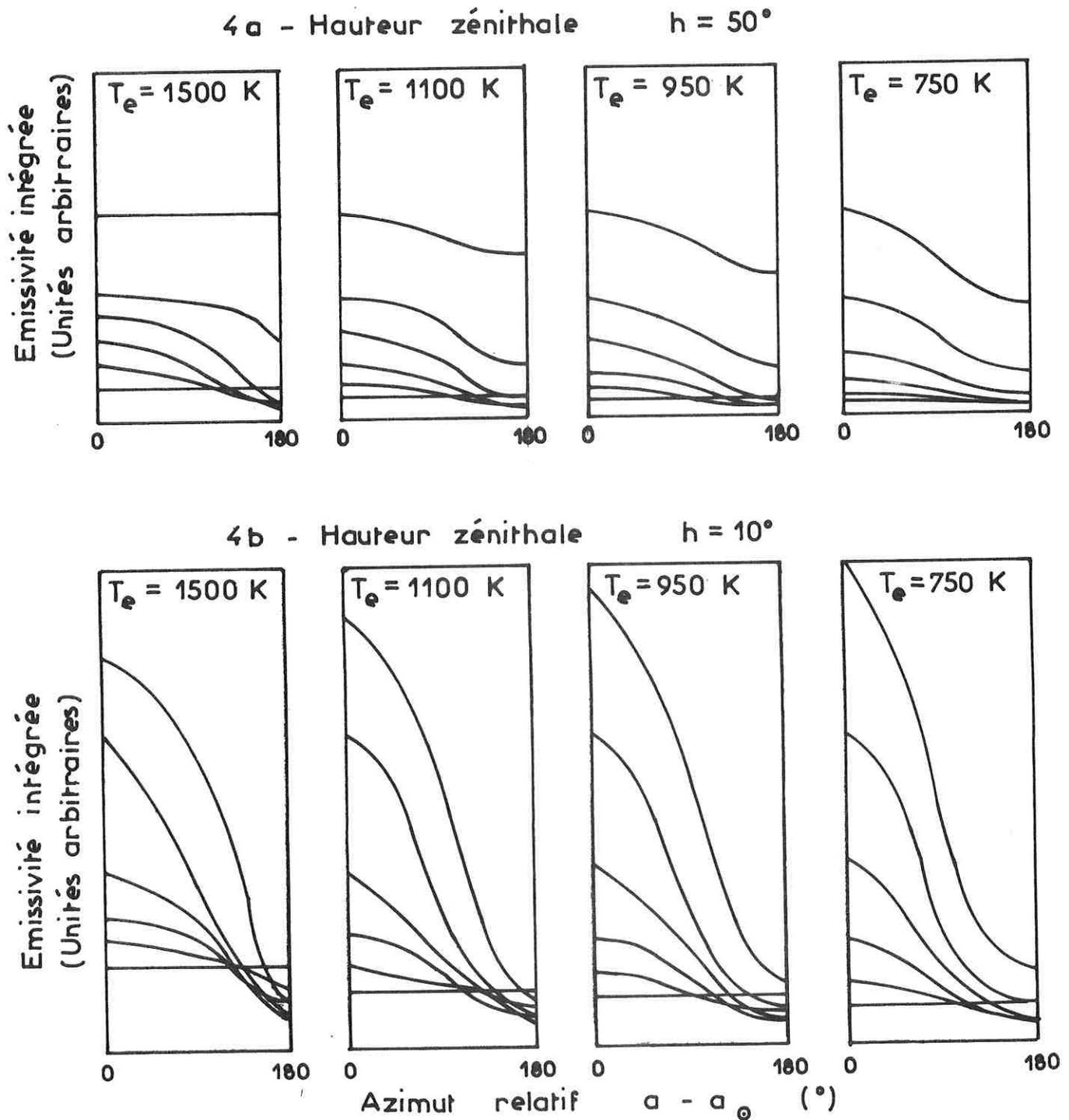
avec

$$\sigma_0 = \frac{\pi q_e^2}{mc} f \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D}$$

Figure 4 - CALCUL DE L'EMISSIVITE INTEGREE H α AU SOL EN FONCTION DE $a - a_{\odot}$ POUR 4 MODELES D'HYDROGENE DETERMINES A PARTIR DE T_e

Les 6 courbes correspondent, de haut en bas, à $\delta = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ et 90°

[D'après Tinsley et Meier - 1971]



Le flux solaire est ajusté de façon à conserver un signal constant pour $\delta = 30^\circ$ et $a - a_{\odot} = 0^\circ$

$$\Delta v_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_H}}$$

q_e , charge de l'électron
 m_e , masse de l'électron
 c , vitesse de la lumière
 f , force d'oscillateur de la transition Ly β ,
 m_H , masse de l'atome d'hydrogène

- la diffusion est isotrope

- il y a une complète redistribution en fréquence, de sorte que le coefficient d'émission a le même profil Doppler que la section efficace d'absorption.

La probabilité pour qu'un photon traverse le milieu ou soit absorbé par lui peut alors être décrite par les fonctions de Holstein (1947)

$$T(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[-\tau \exp(-x^2) \right] dx$$

et

$$G(\tau) = \frac{-\partial T}{\partial \tau}$$

avec

$$\tau = \sigma_0 \int_r^{r'} n(l) dl \quad \text{épaisseur optique entre deux points de distances géocentriques } r \text{ et } r'$$

L'émissivité $J(r)$, qui représente le nombre de photons émis isotropiquement par unité de volume et de temps au point r , est la somme de l'excitation primaire due au flux solaire et de la contribution de la géocouronne. Dans les conditions précédemment décrites, elle est solution de l'équation suivante :

$$J(r) = \sigma_0 n(H) \left[F_\odot \sqrt{\pi} v_D T(\tau_\odot) + B \int_r^\infty \frac{d\Omega}{4\pi} \int_r^\infty J(r') G(\tau) ds \right]$$

où τ_\odot représente l'épaisseur optique entre r et le Soleil. L'écriture peut être simplifiée en définissant la fonction source $S(r)$ par :

$$J(r) = F_\odot \sigma_0 \sqrt{\pi} v_D S(r)$$

d'où $S(r) = S_0(r) + B \sigma_0 n(H) \int_r^\infty \frac{d\Omega}{4\pi} \int_r^\infty S(r') G(\tau) ds$

avec $S_0(r) = n(H) T(\tau_\odot)$

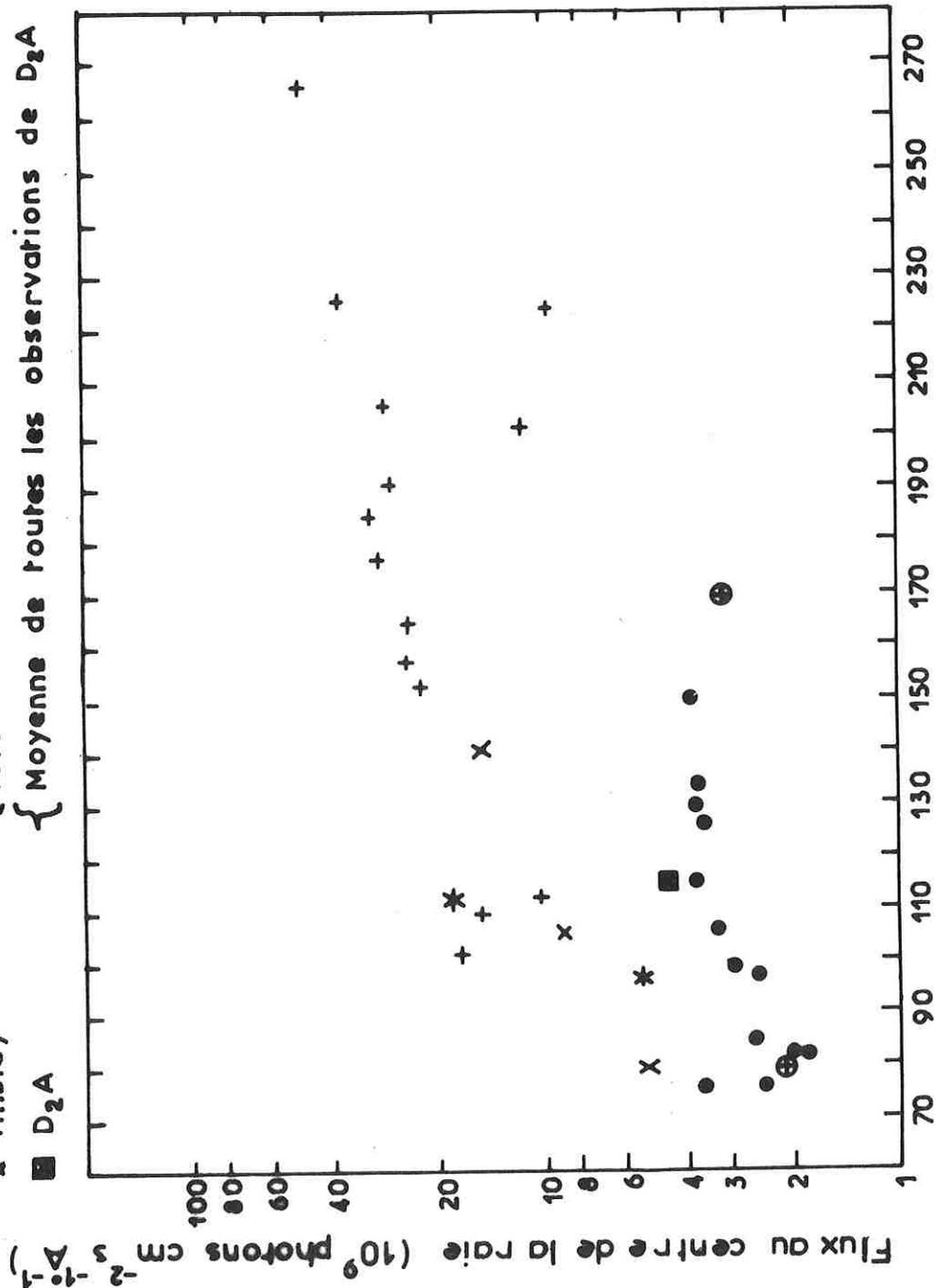
Figure 5 - EVOLUTION DU FLUX AU CENTRE DE LA RAIE Ly β SOLAIRE

o Hall et Hinteregger
 ● Tousey
 * Ingham
 + Fiskova
 x Tinsley
 ■ D₂A

Flux déduits des observations du flux Ly β solaire dans l'hypothèse où le flux au centre de la raie Ly β varie avec l'activité solaire comme le flux au centre de la raie Ly α (D'après Tinsley et Meier - 1971)

Flux requis pour donner à partir d'un modèle de distribution de l'hydrogène les taux d'émission détectés lors d'observations antérieures

{ Moyenne de toutes les observations de D₂A



Flux au centre de la raie Ly β solaire (10⁹ photons cm⁻² s⁻¹)

L'émissivité intégrée en H α sur la ligne de visée, c'est-à-dire dans la direction DV, s'exprime alors, en l'absence d'absorption, par l'intégrale :

$$\bar{I}_g(D, DV) = F_{\odot} \sigma_0 \sqrt{\pi} \Delta v_D (1-B) \frac{10^{-6}}{4\pi} \int_r^{\infty} S(r') ds \quad (\text{en R})$$

Il est donc possible, à partir d'une méthode du type couche homogène, de déduire l'émissivité du signal détecté. C'est évidemment au-dessous de 500 km, dans la région qui n'est guère connue par les observations antérieures, qu'une telle technique présente de l'intérêt.

d) Résultats

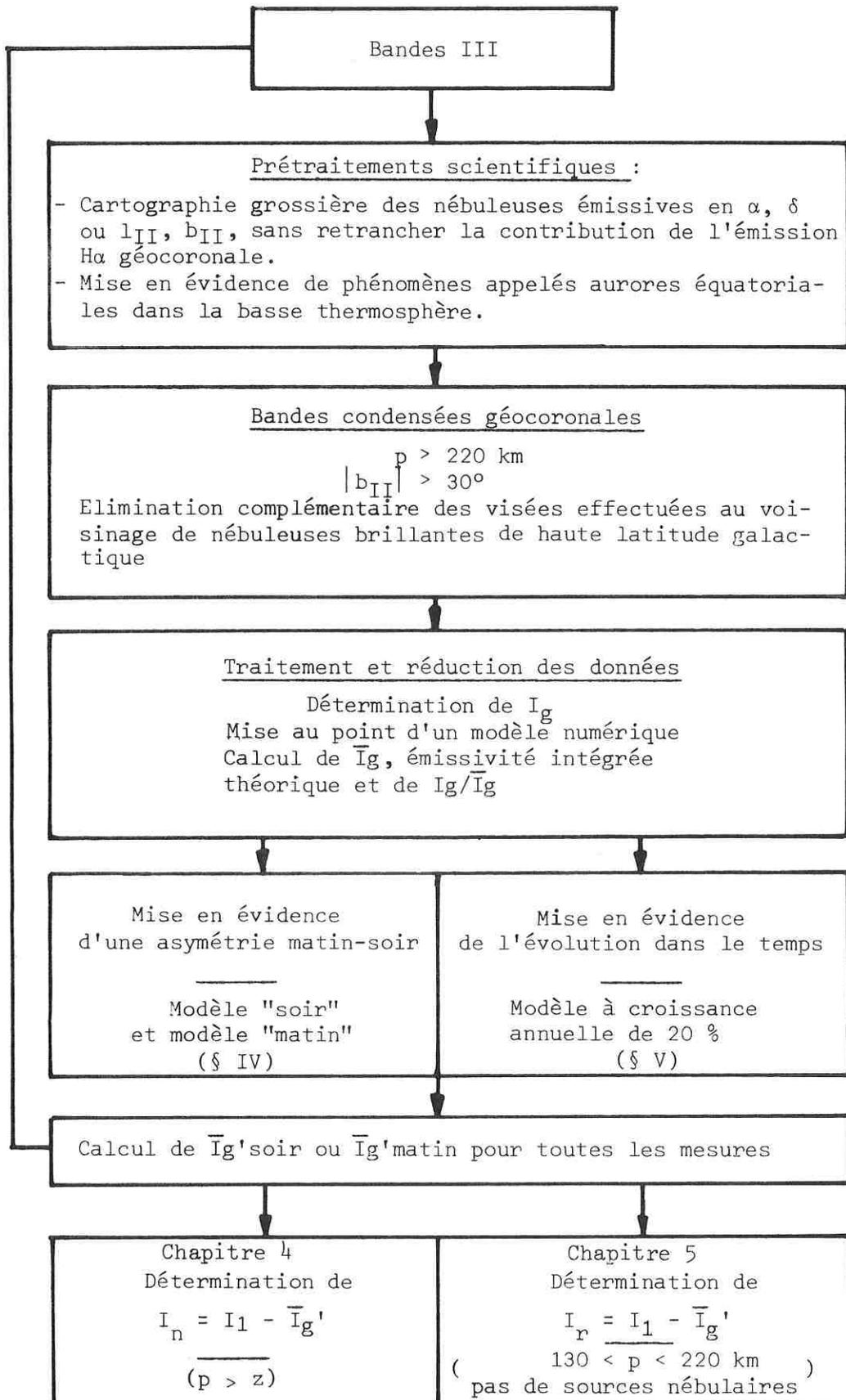
Les calculs de l'émissivité intégrée en H α ont été effectués par Tinsley et Meier (1971) avec une formulation analogue. La figure 4 présente les résultats obtenus pour 4 modèles d'atmosphère, correspondant à des températures différentes ; les émissivités intégrées sont présentées en fonction de l'azimut $a-a_{\odot}$ pour deux valeurs de la hauteur zénithale h , et pour une gamme d'angles de dépression solaire ; le flux solaire est arbitrairement ajusté de façon à laisser constant le signal à $s = 30^{\circ}$ et $a-a_{\odot} = 0^{\circ}$. L'émissivité intégrée varie d'autant plus avec l'azimut relatif que la hauteur zénithale est grande (on se rapproche plus, alors, du Soleil à $a-a_{\odot} = 0^{\circ}$ et de la direction antisolaire à $a-a_{\odot} = 180^{\circ}$). L'allure des courbes, qui n'est pas sensiblement modifiée par les variations de température, est en accord avec les observations (voir figures 2 et 12).

Mais le calcul de \bar{I}_g à partir des $n(H)$ et F_{\odot} présentés antérieurement aboutit à un signal (de l'ordre de 1 à 2 R pour $s = 90^{\circ}$, c'est-à-dire à minuit) bien inférieur au signal mesuré. En d'autres termes, le flux solaire qui serait nécessaire pour rendre compte des observations serait entre 2 et 5 fois plus grand que le flux observé, ainsi qu'il apparaît sur la figure 5.

En résumé, il semblait exister, avant le dépouillement des données de H α D2A, un désaccord entre la théorie et les observations. Ce désaccord pouvait être indifféremment attribué :

- à l'imperfection des observations
- à une mauvaise évaluation de $n(H)$ ou de F_{\odot}
- à une erreur dans les calculs de transfert de rayonnement
- à l'existence d'un arrière plan galactique de plusieurs rayleighs.

Figure 6 - SCHEMA DU TRAITEMENT DES DONNEES GEOCORONALES



II - DONNEES GEOCORONALES DE D2A

ET COMPARAISON AVEC DES LUMINANCES CALCULEES

Le signal I_1 reçu par le premier canal du photomultiplicateur provient, au fond continu près, de sources $H\alpha$. Une étude préliminaire nous a permis (figure 6)

- de tracer des cartes du ciel représentant grossièrement, sans retrancher la contribution géocoronale, les nébuleuses émissives en $H\alpha$; il apparait sur ces cartes - obtenues de façon plus rigoureuse dans le chapitre 4 - que le signal $H\alpha$ nébulaire est considérable dans la Voie Lactée ou encore pour $|b_{II}| < 30^\circ$, et peut atteindre des niveaux non négligeables dans quelques nébuleuses de haute latitude galactique répertoriées dans le tableau 1.
- de mettre en évidence un phénomène, que nous appelons maintenant "aurore équatoriale" ; il sera étudié systématiquement dans le chapitre 5 ; il correspond à une augmentation du signal $H\alpha$ dans la basse thermosphère équatoriale, augmentation due à la précipitation dans la thermosphère de particules énergétiques du courant annulaire.

Toujours est-il que, en éliminant toutes les visées effectuées à basse latitude galactique et celles effectuées à haute latitude galactique au voisinage de nébuleuses brillantes, ainsi que les visées dont le paramètre d'impact p est inférieur à 220 km, on est sûr de ne recevoir par le premier canal que l'émission $H\alpha$ géocoronale. Alors :

$$I_g = I_1 = [(M - M_0) - \epsilon_1(N - N_0)] \Omega_1(T) C_1 - k\epsilon(1,b)$$

- où
- M est le signal total reçu sur la voie 1
 - M_0 est le courant d'obscurité sur la voie 1
 - N est le signal total reçu sur la voie 2
 - N_0 est le courant d'obscurité sur la voie 2
 - ϵ_1 est le coefficient d'étalonnage relatif pour la voie 1
 - $\Omega_1(T)$ est le coefficient thermique pour la voie 1
 - C_1 est le coefficient d'étalonnage absolu pour la voie 1
 - $k\epsilon(1,b)$ est le terme résiduel provenant de la lumière intégrée des étoiles en fonction des coordonnées galactiques.

Le fonctionnement de l'instrument pendant 26 mois sans dégradation ni fluctuation à courte période (Annexe D) permet donc de surveiller pendant plus de deux ans l'émission $H\alpha$ géocoronale (qui, rappelons-le, dépend à la fois du flux au centre de la raie $Ly\beta$ solaire et de la quantité d'hydrogène éclairé en diffusion simple ou multiple) dans le plan perpendiculaire à la direction Terre-Soleil.

TABLEAU 1

COORDONNEES GALACTIQUES DES "CENTRES" DES
NEBULEUSES RELATIVEMENT BRILLANTES A HAUTE LATITUDE GALACTIQUE

$l_{II} (^{\circ})$	$b_{II} (^{\circ})$
320	53
243	61
24	69
8	69
293	- 61
281	- 34
251	- 80
230	- 80
199	- 77
191	- 53
176	- 76
173	- 46
157	- 47
149	- 31
84	- 59
63	- 87
48	- 68
27	- 67
23	- 83

Voir aussi tableau 6
du chapitre 4

II - 1. Choix des données

a) Fabrication de bandes condensées

Les bandes condensées géocoronales ont été créées à partir des bandes III. Les mesures sélectionnées répondent aux critères suivants :

- l'angle de dépression solaire est supérieur à 15° , c'est-à-dire que la mesure est effectuée en phase nuit et que les photocathodes ne risquent pas d'être éblouies.
- l'altitude du point le plus bas sur la ligne de visée est supérieure à 220 km. Ainsi, il n'y a pas de risque de contamination par des aurores équatoriales et, moins encore, par des émissions telluriques.
- la latitude galactique est supérieure à 30° en valeur absolue ; la mesure n'est effectuée ni dans la Voie Lactée, ni dans une région H_{II} et il n'y a pas d'étoile brillante dans le champ.
- le satellite n'est pas dans l'Anomalie de l'Atlantique Sud, et le courant d'obscurité reste inférieur à 300 coups s^{-1} sur les deux canaux.

Les informations notées sur les bandes condensées sont, pour chaque mesure gardée, toutes les informations des bandes III (soit 70 paramètres). Les bandes ainsi créées (n° 6472, 2791 et 6463) groupent 146416 mesures, rangées par ordre chronologique.

b) Bilan

Pour ces mesures, M est en général compris entre 500 et 3000 coups s^{-1} et N entre 400 et 2400 coups s^{-1} , d'où un signal H α géocoronal compris entre 0,5 et 10R. Le calcul d'erreur (Annexe E) établit que, dans de telles conditions, l'erreur sur une mesure individuelle atteint facilement (sans tenir compte de l'erreur systématique dans l'étalonnage absolu), en raison de l'incertitude due aux compteurs et de l'erreur due à la fluctuation statistique, 1 à 3 rayleighs. L'erreur relative est en général inférieure à 0,4.

II - 2. Présentation des données

a) Choix d'un système de coordonnées

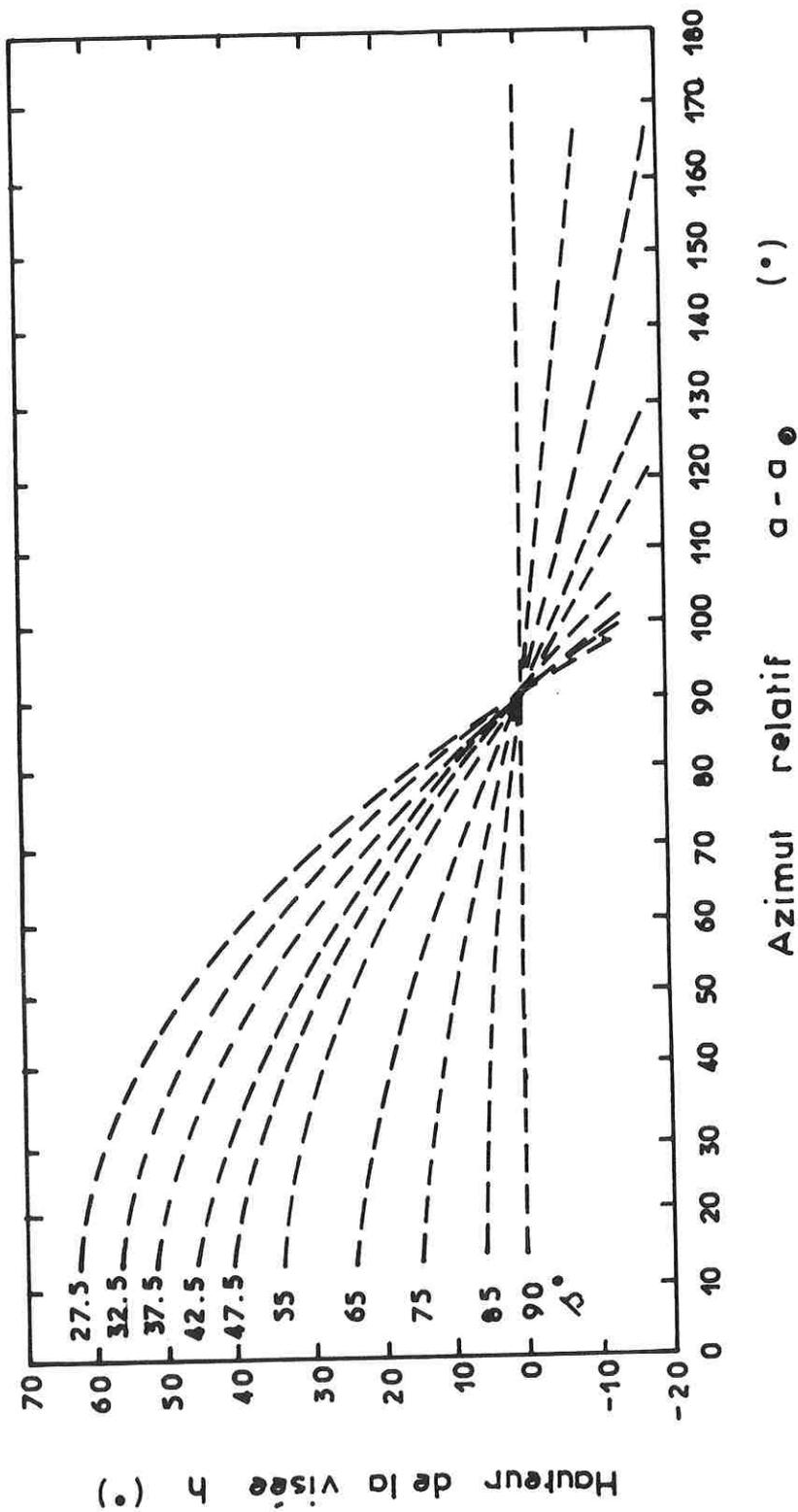
Pour mettre en évidence les taux d'émission H α géocoronale, il faut utiliser un système lié au point d'observation et à la direction du Soleil. Nous avons choisi d'utiliser (voir chapitre 1 - figure 17).

- l'élévation h de la direction de visée, encore appelée hauteur zénithale ou hauteur sur le plan horizontal local : elle est égale

RELATION ENTRE HAUTEUR ET AZIMUT RELATIF DES OBSERVATIONS A BORD DE D₂A POUR DIFFERENTS ANGLES DE DEPRESSION SOLAIRE

Figure 7 -

Les observations sont faites en phase nuit, pour $\Delta \geq 25^\circ$
le paramètre d'impact étant supérieur à 220 km, la hauteur des
visées est toujours supérieure à -20° .



à $\pi/2$ moins la distance zénithale de la direction de visée. Pour les observations géocoronales considérées, elle est toujours comprise entre $- 20^\circ$ et $+ 75^\circ$.

- l'azimut relatif $a - a_0$, ou différence entre l'azimut de la direction de visée et celui du Soleil.

- l'angle de dépression solaire s , ou hauteur du Soleil en-dessous de l'horizon, compté positivement vers le nadir ; il est égal à la distance zénithale du Soleil moins $\pi/2$; il peut être remplacé par l'heure locale H.L. qui présente l'avantage de faire une distinction entre l'avant-minuit et l'après-minuit.

En fait, puisque les observations à bord de D2A sont toujours effectuées perpendiculairement au Soleil, choisir deux de ces variables revient à fixer la troisième. La figure 7 présente la relation entre h et $a - a_0$ pour toute une gamme de valeurs de s : à s fixé, lorsque $a - a_0$ croît, c'est-à-dire lorsque la ligne de visée s'éloigne du Soleil, h décroît, c'est-à-dire que des couches plus denses de l'atmosphère sont explorées ; et nous verrons qu'il en résulte en général une augmentation de I_g .

b) Données des bandes III

La sélection des données réduit à 200 environ le nombre d'observations géocoronales au cours d'une nuit orbitale. La figure 8 présente, en fonction de la hauteur zénithale, les données recueillies sur une orbite du 20 avril 1971, lendemain de la mise sous tension de l'expérience. Les mesures faites à des heures locales différentes sont regroupées par tranches d'une heure, c'est-à-dire encore par tranches de 10 à 15° pour l'angle de dépression solaire. Ce mode de présentation, lié à la géométrie des observations qui, à bord de D2A ne peuvent être faites à $a - a_0$ et h constants lorsque T.U. (c'est-à-dire s) varie, amplifie la dispersion : des mesures faites à des angles de dépression solaire distants de 15° et, donc, à des azimuts relatifs distants de 10 à 20° peuvent apparaître sous la même abscisse. Néanmoins la figure 8 montre bien - et ce résultat est général, ainsi qu'il apparaît sur les figures 21 et 22 qui présentent les données brutes du 27 mai 1971 - que :

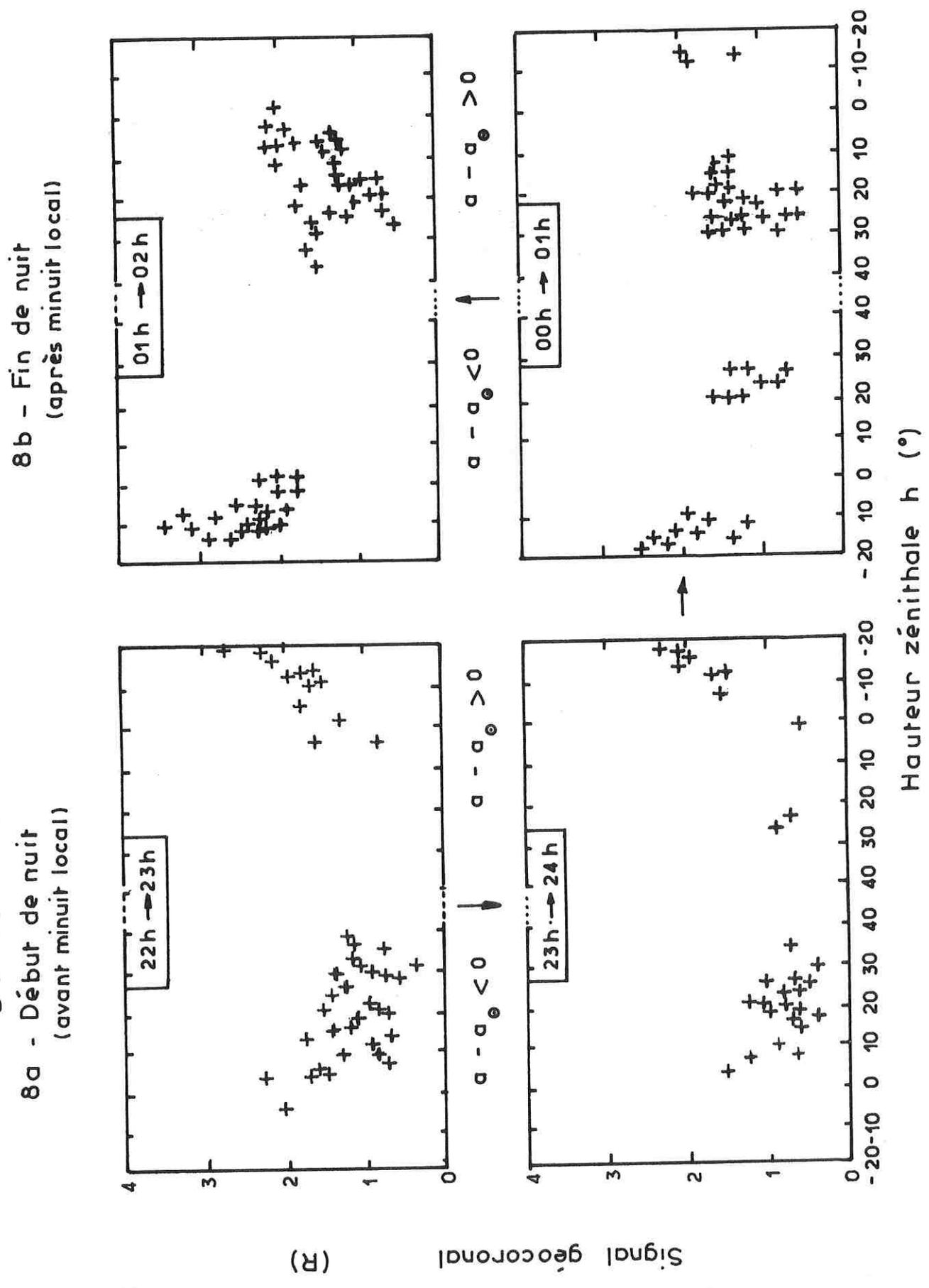
- l'erreur sur une mesure individuelle est inférieure à $2 R$

- le signal géocoronal est à peu près deux fois moins élevé que ne le laissent prévoir les observations antérieures et donc, en accord avec la théorie. Ce point avait déjà été mis en évidence lors de l'étude préliminaire des données du satellite D2A (Blamont et al. 1971 - Levasseur 1972).

c) Principe de la réduction des données

Puisque les données individuelles sont bruitées, il convient, pour améliorer la précision des mesures, de calculer (tout comme lors

Figure 8 - DISTRIBUTION DES DONNEES GEORONALES BRUTES RECUEILLES AU COURS D'UNE ORBITE DU 20 AVRIL 1971



de l'étude de la lumière zodiacale) la moyenne des émissivités intégrées détectées dans les mêmes conditions. Mais il n'existe pas dans ce cas un seul paramètre (tel β), mais deux paramètres indépendants : h ou $a-a_0$ et s ; de sorte qu'il est pratiquement impossible de trouver au cours d'une même orbite plusieurs observations vraiment comparables.

On pourrait évidemment choisir de ne tenir compte que d'un paramètre, s par exemple, et de calculer la moyenne de toutes les émissivités intégrées détectées, lorsque s varie de quelques degrés. C'est ce que nous ferons en IV.1, lorsque nous regrouperons toutes les mesures effectuées au cours d'une rotation du satellite autour de son axe. Mais, si une telle sommation introduit une erreur négligeable lorsque s est supérieur à 50° , elle n'offre pratiquement aucun intérêt lorsque s est inférieur à 50° , puisque les régions explorées en azimut relatif ou hauteur présentent alors des écarts de plusieurs rayleighs (voir figures 4 et 10).

Nous avons donc mis au point un programme qui, étant donné un ensemble de mesures, effectue une partition en 6×9 sous-ensembles correspondant à 6 gammes d'azimuts relatifs ($0 - 30^\circ$; $30 - 60^\circ$; $60 - 90^\circ$; $90 - 120^\circ$; $120 - 160^\circ$ et $160 - 180^\circ$) et 9 gammes d'angles de dépression solaire ($25 - 30^\circ$; $30 - 35^\circ$; $35 - 40^\circ$; $40 - 45^\circ$; $45 - 50^\circ$; $50 - 60^\circ$; $60 - 70^\circ$; $70 - 80^\circ$ et $80 - 90^\circ$). De plus ce programme distingue les observations effectuées depuis un satellite dont l'altitude est inférieure à 575 km de celles effectuées depuis un satellite dont l'altitude est supérieure à 575 km et sépare les observations effectuées avant minuit de celles effectuées après minuit. Enfin, pour chacun des 216 sous-ensembles de mesures obtenus, le programme calcule :

- le nombre n de mesures
- la valeur moyenne de signal $H\alpha$: $\sum_{i=1}^n I_{gi}/n$
- l'écart quadratique moyen $i=1$
- la valeur moyenne de $a-a_0$
- la valeur moyenne de h
- la valeur moyenne de s
- la valeur moyenne de l'altitude z du satellite
- la valeur moyenne du jour julien des observations.

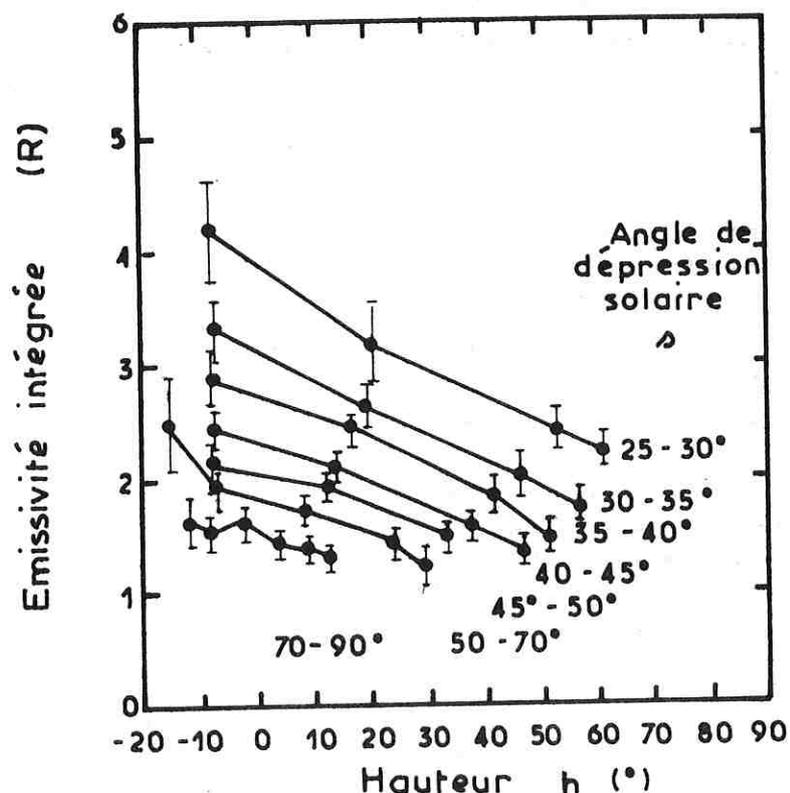
On constate que, lorsque plus de 5000 données sont traitées simultanément, le nombre de mesures regroupées est suffisamment élevé pour que l'écart quadratique moyen soit bien inférieur à 0,5 R. Il faut cependant remarquer que le satellite doit en moyenne fonctionner pendant un mois pour accumuler 5000 observations géocoronales, de sorte qu'on ne peut espérer par cette méthode de réduction des données mettre en évidence des variations à courte période.

En résumé :

Le signal $H\alpha$ mesuré un jour donné n'est guère connu qu'à 1 rayleigh près, que l'on choisisse un intervalle d'heure locale d'ordre de

Figure 9 - VALEURS MOYENNES DES OBSERVATIONS GEOCORONALES EFFECTUEES ENTRE LE 1^{er} JUIN ET LE 15 JUILLET 1971

9a - Etude en fonction de la hauteur zénithale



9b - Etude en fonction de l'azimut relatif (Quand $\alpha - \alpha_{\odot}$, $h \searrow$ (fig 7) et le signal augmente)

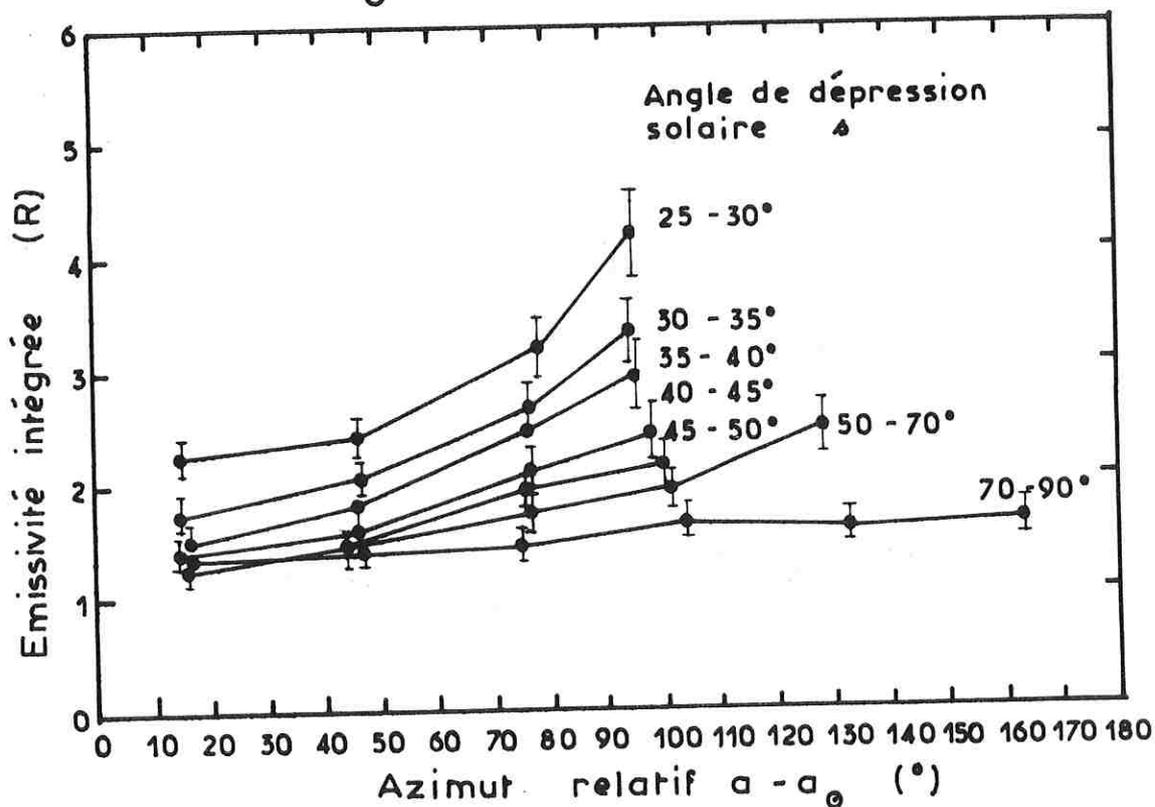


TABLEAU 2
VALEURS NUMERIQUES UTILISEES DANS LES CALCULS
DE TRANSFERT DE RAYONNEMENT

λ_o	=	c/v_o	=	$1,025 \times 10^{-5}$	cm
c	=			$2,99793 \times 10^{10}$	cm s ⁻¹
q_e^2	=			$23,0677 \times 10^{-20}$	ues cgs
m	=			$9,1084 \times 10^{-28}$	g
f	=			0,079	
m_H	=			$1,6733 \times 10^{-24}$	g
B	=			0,8816	
T_e	=			950	K
F_\odot	=			$5,0 \times 10^9$	photons cm ⁻² s ⁻¹ Å ⁻¹

TABLEAU 3
PREMIER MODELE DE CONCENTRATION D'HYDROGENE
 (Calcul de \bar{I}_g)

$T_e = 950$ K Niveau critique satellite = 2,5 rayons terrestres
 Flux au centre de la raie Ly β solaire = $5,0 \times 10^9$ photons cm⁻² s⁻¹ Å⁻¹

Altitude z(km)	Nombre d'atomes par cm ³
100	$3,01 \times 10^7$
120	$2,16 \times 10^6$
215	$1,83 \times 10^5$
650	$9,19 \times 10^4$
1000	$6,50 \times 10^4$
5000	$5,62 \times 10^3$
10000	$1,33 \times 10^3$
25000	$1,56 \times 10^2$
50000	$2,81 \times 10$
70000	$1,24 \times 10$

1 h (figure 8) ou d'une minute (en négligeant les variations dues à l'exploration en azimut ou hauteur). Par contre, la moyenne sur un mois ou plus peut être connue avec une précision très satisfaisante.

d) Résultats

La figure 9 présente les émissivités intégrées moyennes obtenues sur une période de 45 jours pour les 9 gammes d'angles de dépression solaire en fonction de l'élévation d'une part et de l'azimut relatif d'autre part. On constate que les problèmes de bruit sont pratiquement éliminés et que, au voisinage de minuit, l'émissivité intégrée, qui est pratiquement constante, n'atteint pas deux rayleighs.

La figure 10 présente le bilan global de toutes les observations pendant les 26 mois de fonctionnement du satellite. Chacun des points correspond à la moyenne de quelques 2000 mesures. Ce regroupement extrême de toutes les données cache en fait deux phénomènes qui seront mis en évidence, et étudiés systématiquement dans les paragraphes IV et V : les émissivités sont plus élevées après minuit qu'avant minuit, d'où une asymétrie matin-soir du nuage d'hydrogène géocoronale ; et d'un mois sur l'autre, l'émission H α géocoronale moyenne peut varier, traduisant une évolution du flux au centre de la raie Ly β solaire, ou du nuage d'hydrogène. La distinction sur la figure 10 entre les basses et les hautes altitudes met en évidence la contribution de l'hydrogène thermosphérique qui sera étudiée plus systématiquement dans le paragraphe VI.

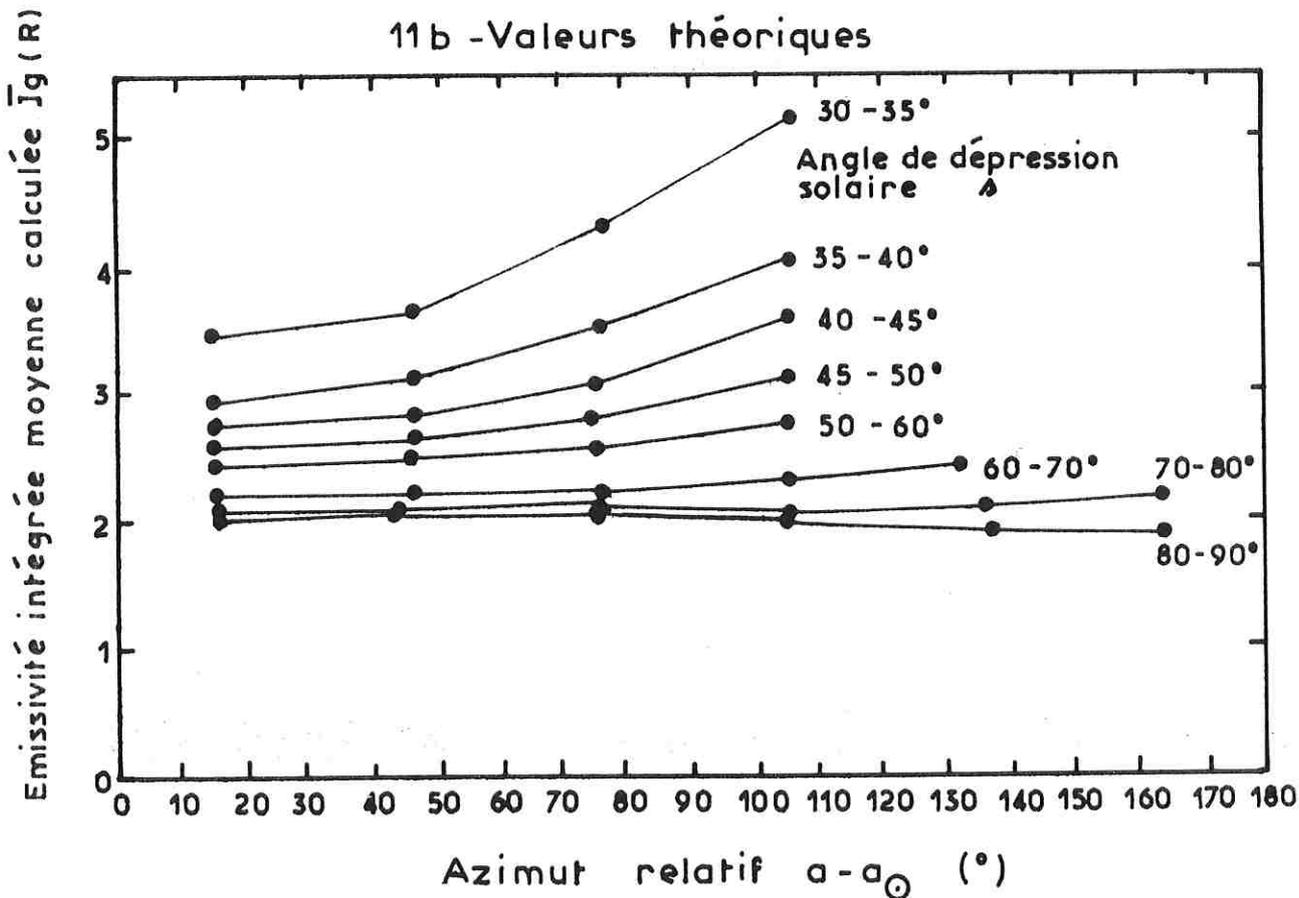
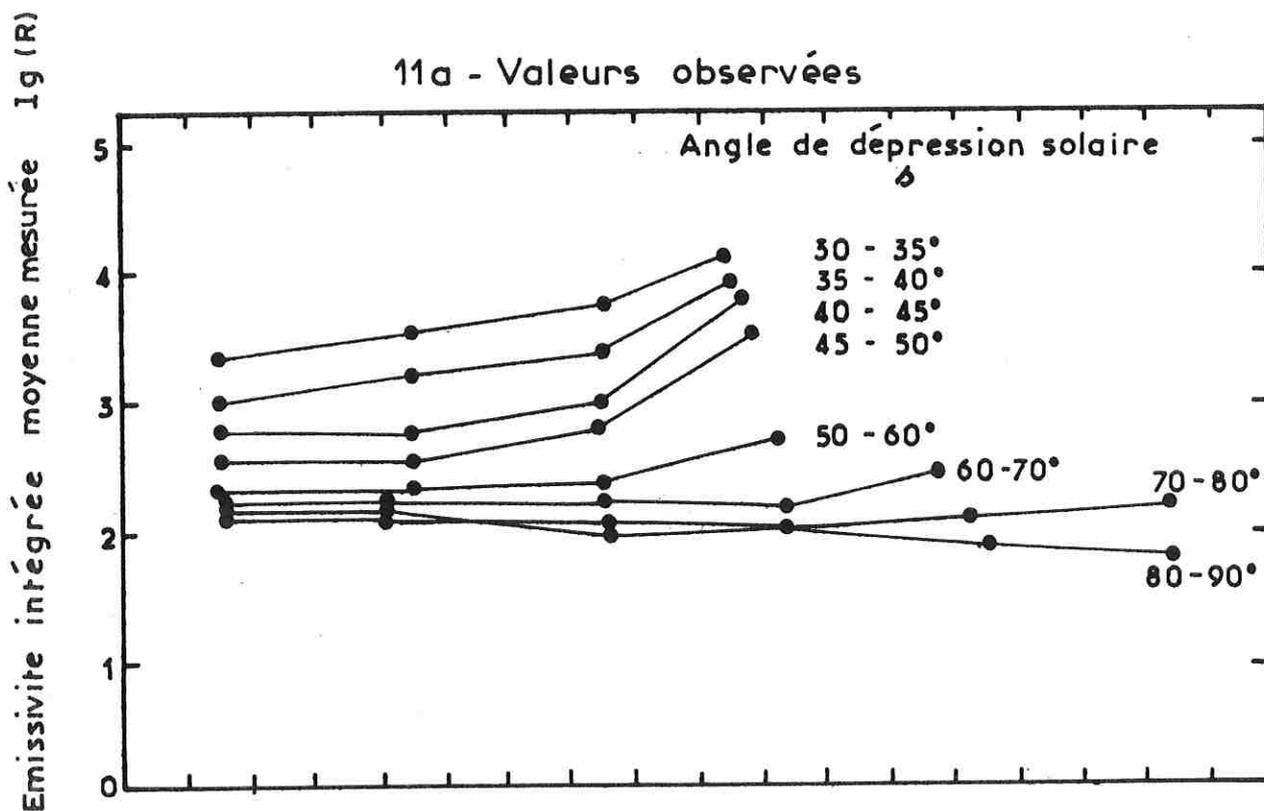
II - 3. Interprétation = Mise au point d'un modèle numérique global -

Nous avons adapté à l'émission H α le programme de transfert de rayonnement mis au point au Service d'Aéronomie par Bertaux (1974) pour l'émission Ly α . Les intégrations sont effectuées par une méthode d'inversion matricielle sur l'ordinateur CDC 7600 du CNES.

a) Description du modèle numérique

Il s'agit du modèle Kockarts, Nicolet, Chamberlain décrit précédemment (I-2a et figure 3). Les valeurs numériques utilisées sont indiquées sur le tableau 2. La température exosphérique moyenne a été déduite de tables (Tinsley - communication personnelle) donnant jour après jour entre 1961 et 1975 le nombre de tâches solaires, le flux solaire à 10,7 cm, l'indice A $_p$ (voir chapitre 5-II-1-a) et la température exosphérique T $_e$. Pour une température voisine de 950 K, la concentration à 500 km est de l'ordre de 10⁵ atomes cm⁻³, d'où le modèle d'hydrogène utilisé, et présenté dans le tableau 3. Le flux au centre de la raie Ly β solaire est le paramètre le moins bien connu et n'est certainement pas une constante. Nous avons choisi de normaliser tous les calculs à la situation du 19 avril 1971, date de la mise sous tension de l'expérience (le flux solaire à 10,7 cm valait alors 138 \times 10²² Wm⁻²Hz⁻¹):

Figure 11 - COMPARAISON ENTRE LES VALEURS OBSERVEES TOUT AU LONG DE L'ANNEE 1972 ET LES VALEURS THEORIQUES



Les hauteurs zénithales h correspondantes sont déduites de la fig. 7

en cherchant à minimiser l'écart entre les émissivités intégrées mesurées ce jour là et les émissivités intégrées calculées dans les mêmes conditions, on trouve que F_0 doit être de l'ordre de 5×10^9 photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$.

b) Calcul de l'émissivité intégrée théorique \bar{I}_g

Le traitement est effectué en deux étapes : dans un premier temps, les fonctions sources sont calculées pour des altitudes de 120, 130, 150, 200, 300, 500, 800, 1500, 2668, 3942, 6490, 9000, 12740, 19110, 25480, 31850, 38220, 50960, 70070, ou enfin 89180 km et des angles de dépression solaire de -90, -75, -60, -45, -30, -15, 0, 15, 30, 45, 60, 75 ou 90°. Dans un second temps, \bar{I}_g est calculé pour chacune des 146416 observations géocoronales à partir des fonctions sources et des paramètres qui définissent la position du satellite et la direction de visée.

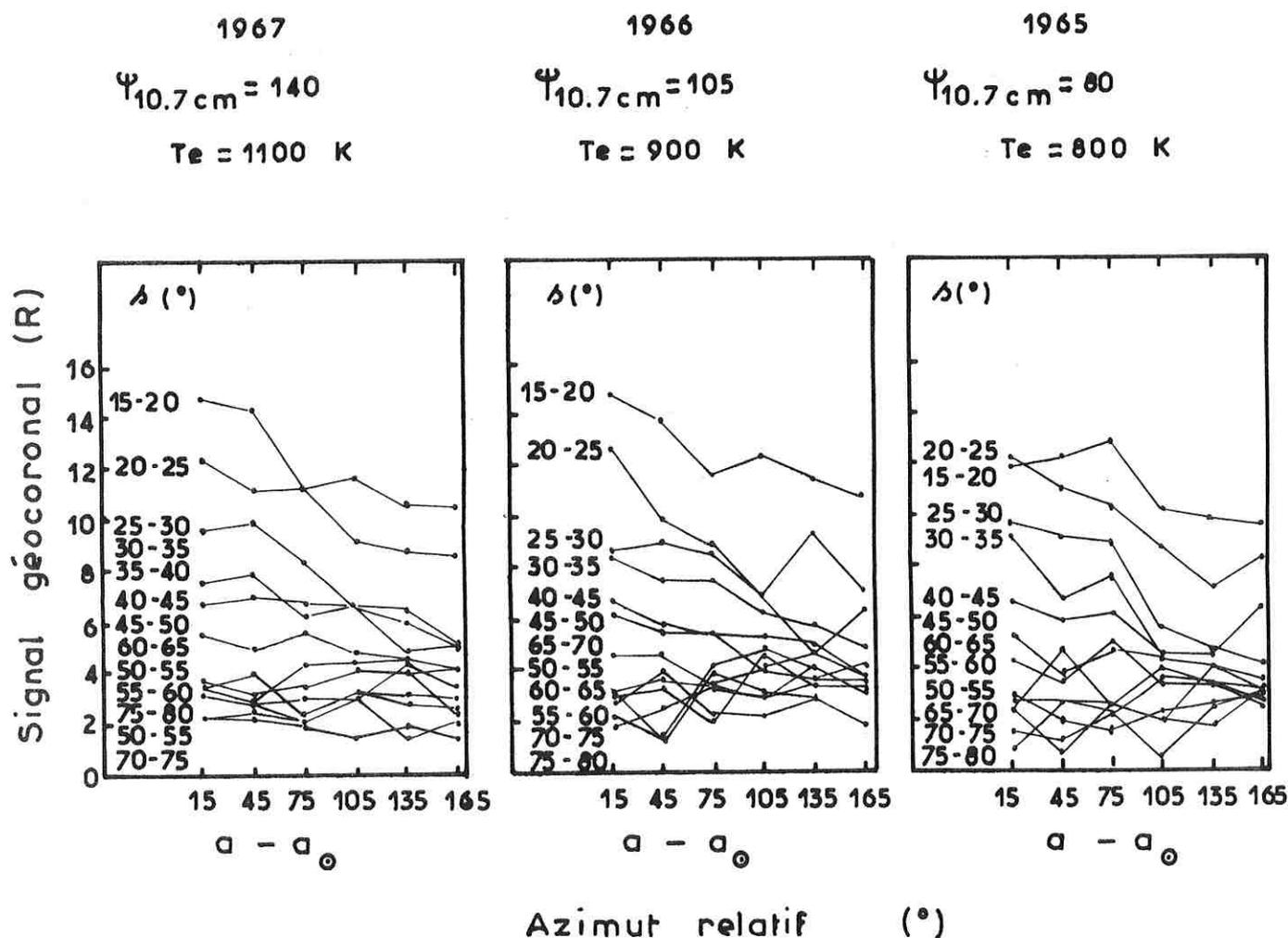
c) Comparaison entre les observations et la théorie

La figure 11 fournit un exemple de comparaison pour l'année 1972, en présentant les valeurs moyennes des I_g mesurées et des \bar{I}_g calculées dans les mêmes conditions en fonction de $a-a_0$ pour 8 gammes d'angles de dépression solaire. L'allure des courbes est tout à fait comparable - sauf peut être en début ou en fin de nuit (s petit) - et les émissivités intégrées sont du même ordre de grandeur.

En conclusion, l'expérience HaD2A a permis de mesurer l'émission H α géocoronale pendant 26 mois dans le plan perpendiculaire à la ligne Terre-Soleil. Les ordres de grandeur des émissivités intégrées mesurées semblent être en bon accord avec les émissivités calculées à partir d'un modèle numérique élémentaire. La discussion qui suit va permettre d'expliquer l'origine du désaccord qui existait entre les observations faites antérieurement et la théorie.

Figure 12 - EVOLUTION DU SIGNAL H α GEOCORONAL
 AVEC L'AZIMUT RELATIF POUR
 DIFFERENTES VALEURS DE L'ANGLE
 DE DEPRESSION SOLAIRE
 HAUTEUR $h = 50^\circ$

[D'après Tinsley et Meier - 1971]



III - DISCUSSION DES RESULTATS

III - 1. Comparaison avec les résultats de Tinsley

a) Présentation rapide des résultats de Tinsley

Ainsi qu'il a été dit précédemment, des observations ont été menées au sol par Tinsley (1968,1970) entre 1965 et 1968, époque à laquelle l'activité solaire pouvait être comparée à celle existant lors des observations de D2A.

- Corrections introduites lors de la réduction des données

La diffusion troposphérique des sources nébulaires (et aussi de la géocouronne) nécessite une correction importante. Une autre correction doit aussi être faite pour tenir compte du fait que la lumière zodiacale présente une absorption en $H\alpha$; à cet effet le signal zodiacal est évalué à partir des données de Smith, Roach et Owen (1965) et la largeur équivalente de la raie $H\alpha$ solaire est prise égale à 3,18 Å. Enfin les mesures sont éventuellement effectuées en direction de nébuleuses émissives (la latitude galactique est toutefois toujours supérieure à 15° en valeur absolue) et une correction moyenne égale à $1/\sin(b_{II})$ rayleighs est appliquée.

- Résultats et conclusion

La figure 12 présente la moyenne de tous les signaux détectés à une hauteur zénithale de 50° en fonction de l'azimut relatif au Soleil pour différents angles de dépression solaire ; des résultats ont aussi été obtenus pour $h = 10^\circ, 30^\circ, \text{ et } 70^\circ$. Tinsley et Meier (1971) ont conclu à l'existence d'un désaccord entre les observations et la théorie, puisque le flux $Ly\beta$ solaire nécessaire pour produire de telles émissivités intégrées devrait être deux à trois fois plus élevé que ne le laissent prévoir les mesures de flux.

b) Comparaison entre les mesures au sol et les mesures en satellite

A angle de dépression solaire, hauteur zénithale, et azimut relatif égaux, les taux d'émission détectés par Tinsley sont plus élevés que ceux mis en évidence par D2A. Ces différences apparaissent sur le tableau 4. Les erreurs aléatoires dans les données de Tinsley étant plus importantes que les différences systématiques existant entre les observations menées à 1100, 900 et 800 K, une moyenne a été utilisée lors de la comparaison. Une différence systématique de l'ordre de 5 R se manifeste. Les valeurs plus importantes obtenues

TABEAU 4

COMPARAISON ENTRE LES OBSERVATIONS DE TINSLEY ET LES NOTRES

h(°) hauteur zénithale	a-a ₀ (°) azimuth relatif	s(°) angle de dépression solaire	I _{Tinsley} (R)	I _g (R)	ΔI (R)
50	50	25	9,5	3,8	5,7
	30	35	7,2	3,2	4,0
30	70	25	10,0	4,0	6,0
	62	35	8,4	3,4	5,0
	50	45	7,6	2,6	5,0
	35	55	4,5	2,2	2,3
10	85	25	12,0	4,6	7,4
	83	35	10,2	3,6	6,6
	80	45	7,9	2,9	5,0
	75	55	7,2	2,3	4,9
	65	65	6,0	2,2	3,8
	45	75	6,0	2,1	3,9

pour $h = 10^\circ$ ne doivent pas être considérées comme très réalistes (Tinsley, communication personnelle) ; en effet, pour de très faibles hauteurs zénithales, les observations au sol sont certainement exagérées par l'effet de la diffusion troposphérique.

Quelles peuvent être les causes de cette différence ?

- Effet de la couche d'hydrogène située entre D2A et la Terre :

Il faut tout d'abord, en entreprenant la comparaison, ne pas oublier que les mesures de D2A sont, dans 80 % des cas, effectuées au-dessus de l'altitude du satellite ; c'est en particulier le cas des observations comparées, pour lesquelles la hauteur zénithale est positive. Nous avons établi, aussi bien à partir de nos observations (voir VI, 1) que de nos calculs théoriques que la contribution du nuage d'hydrogène entre 150 et 600 km est, dans des conditions moyennes d'observation, de l'ordre du rayleigh. Il nous avait d'ailleurs semblé, lors d'observations effectuées à l'Observatoire de Haute Provence avec la maquette d'identification transformée que - toutes choses égales par ailleurs - l'émission géocoronale enregistrée depuis le sol était de 0,25 à 1,75 R plus élevée que celle enregistrée depuis le satellite, alors que les signaux en provenance d'une nébuleuse émissive étaient équivalents (Annexe D).

C'est donc en fait une différence systématique de 4R qui apparaît entre les mesures de Tinsley et celles de D2A.

- Effet de la lumière zodiacale :

Tinsley (1967) utilise la valeur du signal zodiacal pour corriger l'effet de la raie de Fraunhofer de la lumière zodiacale à la longueur d'onde $H\alpha$. Mais il se réfère aux tables de Smith, Roach et Owen (1965) qui sont maintenant reconnues comme étant trop élevées, d'un facteur 2 environ (voir chapitre 2-IV-2). Sur notre suggestion, Tinsley va traiter à nouveau ses données ; mais on peut immédiatement remarquer que, pour des observations au pôle de l'écliptique, où le signal zodiacal est de l'ordre de $68 S_{10}(\text{vis})$, il devra retrancher $68 \times 0,0045 \times 3,18$ soit 1R, et lorsque le signal zodiacal atteint $200 S_{10}(\text{vis})$, ce sont 2,9R qu'il devra retrancher.

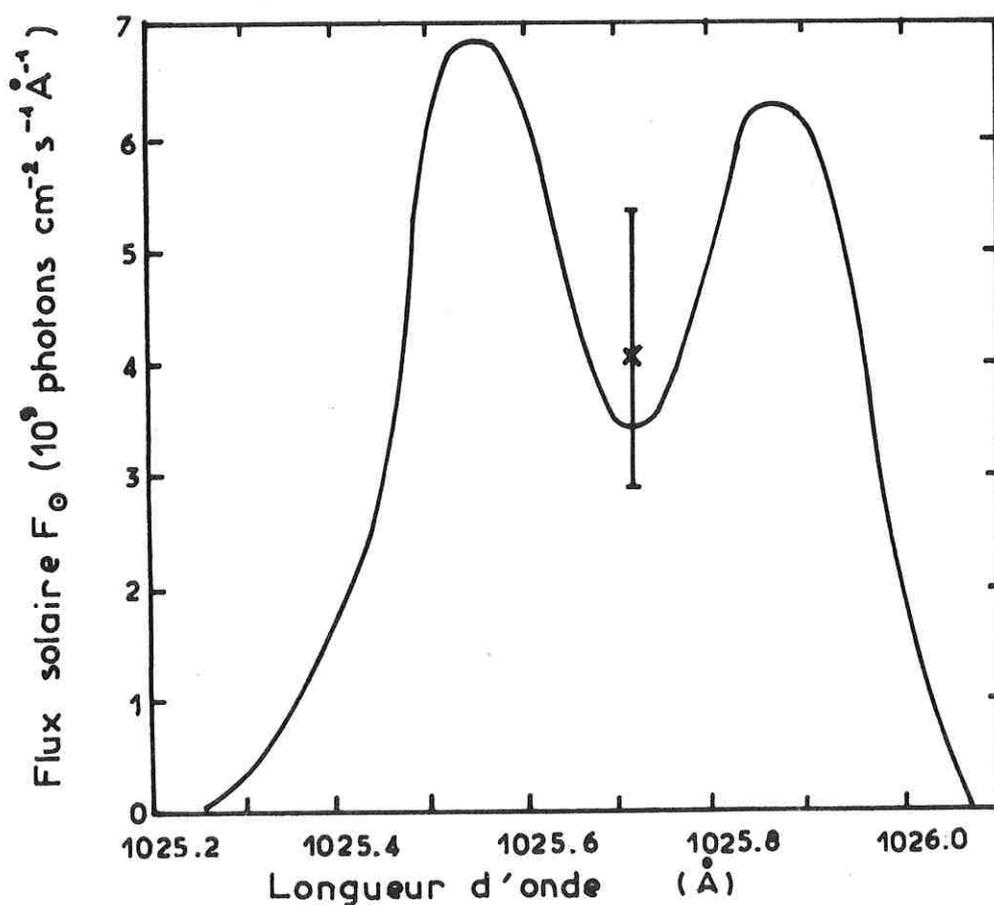
- Méthode d'enregistrement des données de Tinsley :

L'enregistrement est analogique et il est probable (Tinsley, communication personnelle) qu'une exagération systématique du signal de l'ordre de 0,5 R apparaît dans les mesures au sol.

c) Bilan

En tenant compte de ces trois effets et en ajoutant que l'erreur d'étalonnage des mesures au sol est évaluée à $\pm 20\%$, que la diffu-

Figure 13- PROFIL DE LA RAIE
Ly β SOLAIRE
[d'après les observations de Skylab 4]



La croix indique le flux au centre de la raie après correction des absorptions par H et O atmosphériques et des effets instrumentaux.

sion troposphérique introduit des erreurs systématiques importantes, ainsi que l'évaluation globale du signal nébulaire, Tinsley et nous-même avons pu conclure que les deux séries d'observations sont bien cohérentes et que les observations au sol pourraient être améliorées en utilisant nos résultats sur la lumière zodiacale et les nébuleuses émissives. Cet accord entre nos données signifie en particulier :

- que les étalonnages absolus des deux expériences sont comparables, si toutefois le signal géocoronal n'a pas varié de façon considérable entre 1965 et 1973.
- que l'apparent désaccord entre les observations et la théorie est maintenant résolu, puisque nos mesures correspondent bien à un flux Ly β solaire au centre de la raie de 5×10^9 photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, un modèle d'hydrogène présentant 10^5 atomes cm^{-3} à 500 km et une température exosphérique de 950 K.

III - 2. Comparaison de la valeur du flux solaire utilisé dans le modèle numérique avec une valeur récente -

Nicolas, Bartoe, Kjeldseth Moe et Tousey (1975) ont récemment publié un nouveau profil de la raie Lyman β solaire, obtenu le 23 décembre 1973 depuis Skylab 4 (figure 13). D'après les résultats de Hall et Hinteregger (1970), on peut considérer que le flux solaire total pour la raie Lyman β vaut (lorsque le flux solaire à 10,7 cm atteint 110) $3,0 \times 10^9$ photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Des incertitudes sont introduites dans le profil par :

- le bruit expérimental
- l'absorption par l'hydrogène géocoronal à $1025,722 \text{ \AA}$
- l'absorption par l'oxygène géocoronal à $1025,7616 \text{ \AA}$
- la bande passante expérimentale (0,1 \AA)
- les contributions relatives des régions actives et calmes du Soleil.

Prinz et Meier (communication personnelle) estiment que le flux au centre doit valoir $(4,1 \pm 1,3) \times 10^9$ photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$.

Cette valeur n'est donc que 18 % plus faible que celle que nous avons utilisée dans le modèle numérique. Mais si, en anticipant sur le paragraphe suivant, nous remarquons que la concentration nocturne en hydrogène est en moyenne 10 % plus élevée que la concentration diurne, alors nos mesures correspondent à un flux au centre de la raie Ly β solaire de l'ordre de $4,5 \times 10^9$ photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$.

La valeur du flux Lyman β solaire au centre de la raie que nous déduisons de nos observations est donc certainement très réaliste, et des valeurs de l'ordre de 15×10^9 photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$ qui avaient été déduites d'observations au sol de l'émission H α géocoronale doivent être définitivement éliminées.

TABLEAU 5

COMPARAISON ENTRE NOS OBSERVATIONS, NOS LUMINANCES CALCULEES,
ET CELLES CALCULEES PAR LE N.R.L.

$h(^{\circ})$ hauteur zénithale	$a-a_0 (^{\circ})$ azimuth relatif	$(^{\circ})$ angle de dépression solaire	I_g (R)	\bar{I}_g (R)	$I_{N.R.L.}$
15	82	27,5	4,2	4,9	4,1
	78	35	3,5	3,9	3,4
	50	65	2,2	2,2	1,8
0	90	27,5	4,3	5,1	4,9
	90	35	3,8	4,2	3,7
	90	65	2,1	2,2	2,1
-15	98	27,5	4,5	5,3	5,3
	102	35	4,1	4,6	3,8
	125	65	2,3	2,3	2,1

III - 3. Comparaison de nos calculs des valeurs théoriques avec des calculs indépendants -

Ainsi qu'il a été indiqué dans le second paragraphe, les calculs de transfert radiatif reposent sur des programmes informatiques passablement complexes. C'est seulement en comparant les résultats obtenus avec les mêmes conditions initiales par des programmes écrits indépendamment que l'on peut être certain de l'exactitude des calculs.

L'équipe de Naval Research Laboratory a depuis quelques années développé un programme de transfert radiatif adapté à l'émission $H\alpha$ géocoronale pour un modèle d'hydrogène à symétrie sphérique (Meier, 1969 ; Tinsley et Meier, 1971). Pour une température exosphérique de 950 K, les concentrations en hydrogène dans le modèle de Meier sont analogues à celles que nous utilisons, en particulier à l'exobase. Les calculs ont été menés pour un flux au centre de la raie Lyman β solaire de 5×10^9 photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$. L'altitude du satellite, c'est-à-dire du point d'où sont faites les observations, est supposée constamment égale à 700 km.

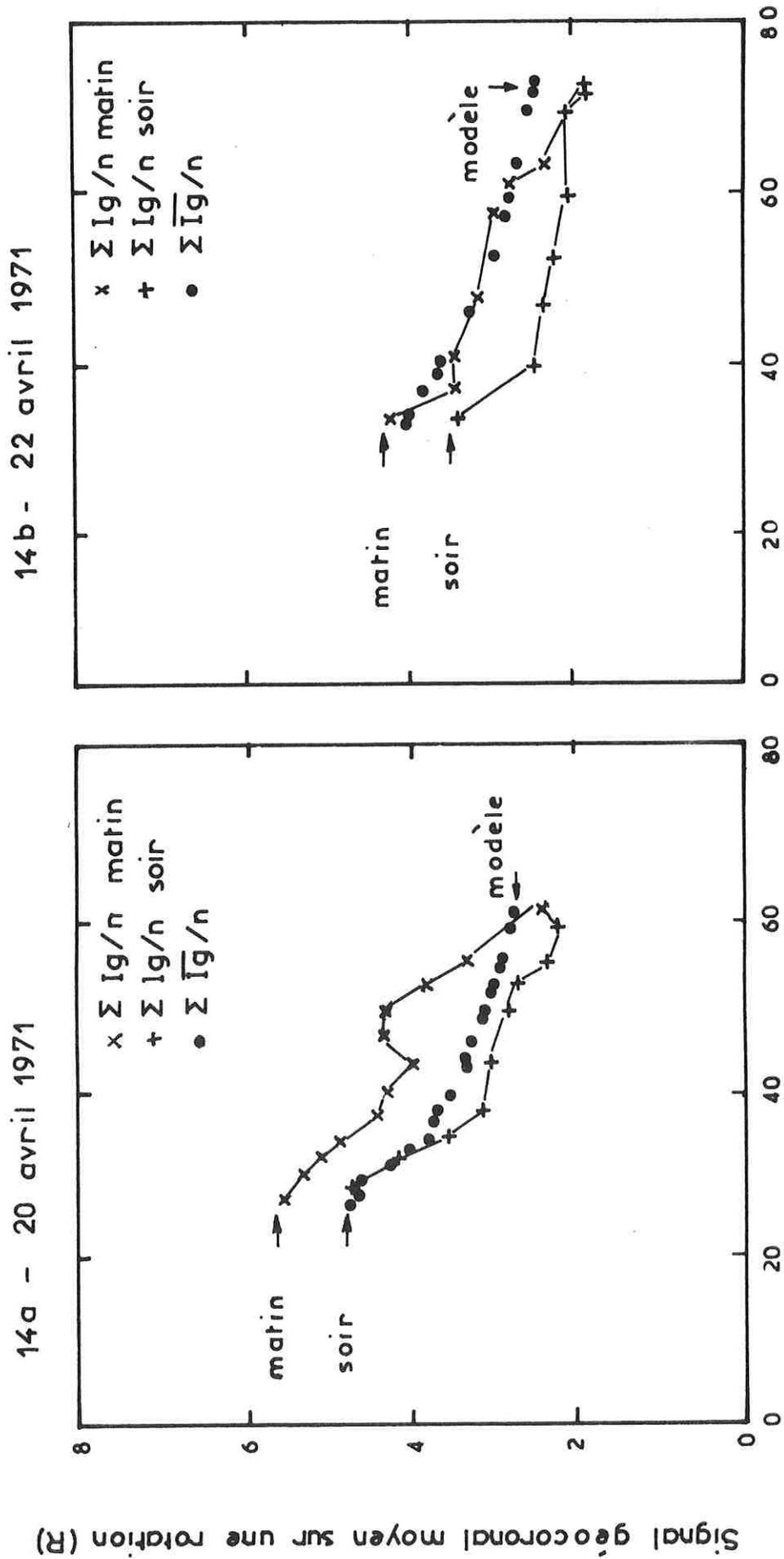
Le tableau 5 présente, pour des valeurs de h , $a-a_0$ et s facilement accessibles à partir du programme du N.R.L., les émissivités :

- mesurées par D2A pendant les 26 mois de fonctionnement et déduites des valeurs moyennes présentées sur la figure 11a
- calculées par notre programme de transfert radiatif à partir du modèle numérique présenté ci-dessus pour chacune des mesures de D2A et déduites des valeurs moyennes présentées sur la figure 11b
- calculées par le programme du N.R.L.

L'accord entre les deux types de calcul est bon, ce qui prouve que les méthodes de calcul de transfert radiatif avec diffusion multiple sont opérationnelles. Il apparaît aussi sur le tableau 5 que l'accord entre les observations et les calculs est satisfaisant.

En conclusion, l'expérience $H\alpha$ D2A résout le problème du désaccord qui semblait exister entre les observations et la théorie (désaccord qui était donc dû à l'imperfection de la réduction des données recueillies au sol) et détermine à partir d'un modèle raisonnable de $n(H)$, la valeur de F_0 . De plus, nous confirmons les calculs de transfert de rayonnement et nous pouvons affirmer que le signal nébulaire diffus est, aux pôles de la Galaxie, inférieur à 1 R (voir chapitre 4).

Figure 14 - EVOLUTION DE LA VALEUR MOYENNE DU SIGNAL
GECORONAL SUR UNE ROTATION D'UNE MINUTE
DU SATELLITE



Angle de dépression solaire Δ (°)

Les écarts quadratiques moyens sont compris entre 0,4 et 1,2 R

IV - VARIATION JOURNALIERE
 DE L'EMISSION H α GEOCORONALE :
ASYMETRIE MATIN-SOIR

Soient deux observations effectuées depuis des altitudes voisines dans le même azimut relatif, à la même hauteur, pour le même angle de dépression solaire, mais l'une le soir, c'est-à-dire à une heure locale comprise entre 20 et 24 et l'autre le matin, c'est-à-dire à une heure locale comprise entre 00 et 04. Si les émissions détectées sont différentes, alors une asymétrie du nuage géocoronal se trouve mise en évidence. Il paraît légitime, au vu des mesures in situ antérieures (Tinsley, Hodges et Strobel - 1975) et de la variation de la contribution à l'émissivité avec l'altitude (figure 26) de se référer surtout à l'heure locale du point sous satellite. En fait, une ambiguïté apparaît à ce niveau : des visées peuvent être effectuées du côté soir en début de nuit, comme en fin de nuit, de même que des visées peuvent être effectuées du côté matin avant ou après minuit local (voir par exemple figure 20). Pour ne pas risquer de comparer des observations effectuées à des époques trop différentes, on peut choisir d'étudier une orbite particulière, ou encore de traiter systématiquement toutes les données et de déterminer des valeurs moyennes.

IV - 1. Etude d'orbites particulières -

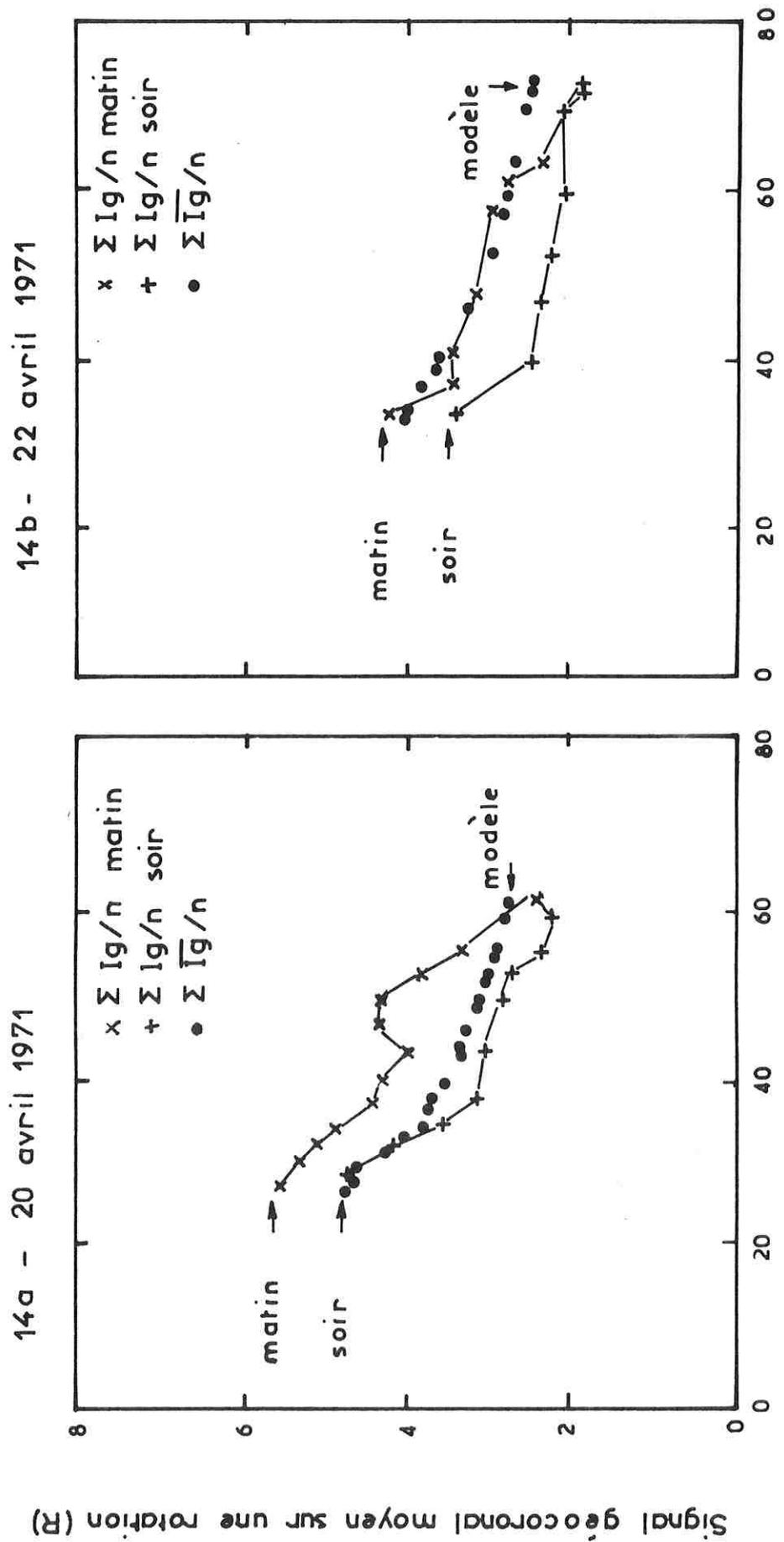
a) Principe

Ainsi qu'il a été dit précédemment, le bruit sur une mesure individuelle est relativement élevé et il est impossible de trouver plusieurs mesures effectuées exactement dans les mêmes conditions au cours d'une seule nuit orbitale. Mais on peut choisir de regrouper les n observations géocoronales faites au cours d'une rotation d'une minute du satellite autour de son axe ($n \sim 15$), observations pour lesquelles H.L. et s sont fixes, cependant que $a-a_0$ et h varient. D'une rotation à la suivante, les valeurs moyennes peuvent varier de façon discontinue si un des critères d'élimination revient à chasser certaines mesures qui augmenteraient ou diminueraient spécialement la valeur moyenne ; cependant, l'allure générale de l'évolution de la luminance moyenne en fonction de l'heure locale se manifeste.

b) Résultats

La figure 14 présente les valeurs de $\frac{\sum_{i=1}^n I_{gi}}{n}$ avant et après minuit

Figure 14 - EVOLUTION DE LA VALEUR MOYENNE DU SIGNAL GEORONAL SUR UNE ROTATION D'UNE MINUTE DU SATELLITE



Angle de dépression solaire Δ (°)

Les écarts quadratiques moyens sont compris entre 0,4 et 1,2 R

IV - VARIATION JOURNALIERE
 DE L'EMISSION H α GEOCORONALE :
ASYMETRIE MATIN-SOIR

Soient deux observations effectuées depuis des altitudes voisines dans le même azimut relatif, à la même hauteur, pour le même angle de dépression solaire, mais l'une le soir, c'est-à-dire à une heure locale comprise entre 20 et 24 et l'autre le matin, c'est-à-dire à une heure locale comprise entre 00 et 04. Si les émissions détectées sont différentes, alors une asymétrie du nuage géocoronal se trouve mise en évidence. Il paraît légitime, au vu des mesures in situ antérieures (Tinsley, Hodges et Strobel - 1975) et de la variation de la contribution à l'émissivité avec l'altitude (figure 26) de se référer surtout à l'heure locale du point sous satellite. En fait, une ambiguïté apparaît à ce niveau : des visées peuvent être effectuées du côté soir en début de nuit, comme en fin de nuit, de même que des visées peuvent être effectuées du côté matin avant ou après minuit local (voir par exemple figure 20). Pour ne pas risquer de comparer des observations effectuées à des époques trop différentes, on peut choisir d'étudier une orbite particulière, ou encore de traiter systématiquement toutes les données et de déterminer des valeurs moyennes.

IV - 1. Etude d'orbites particulières -

a) Principe

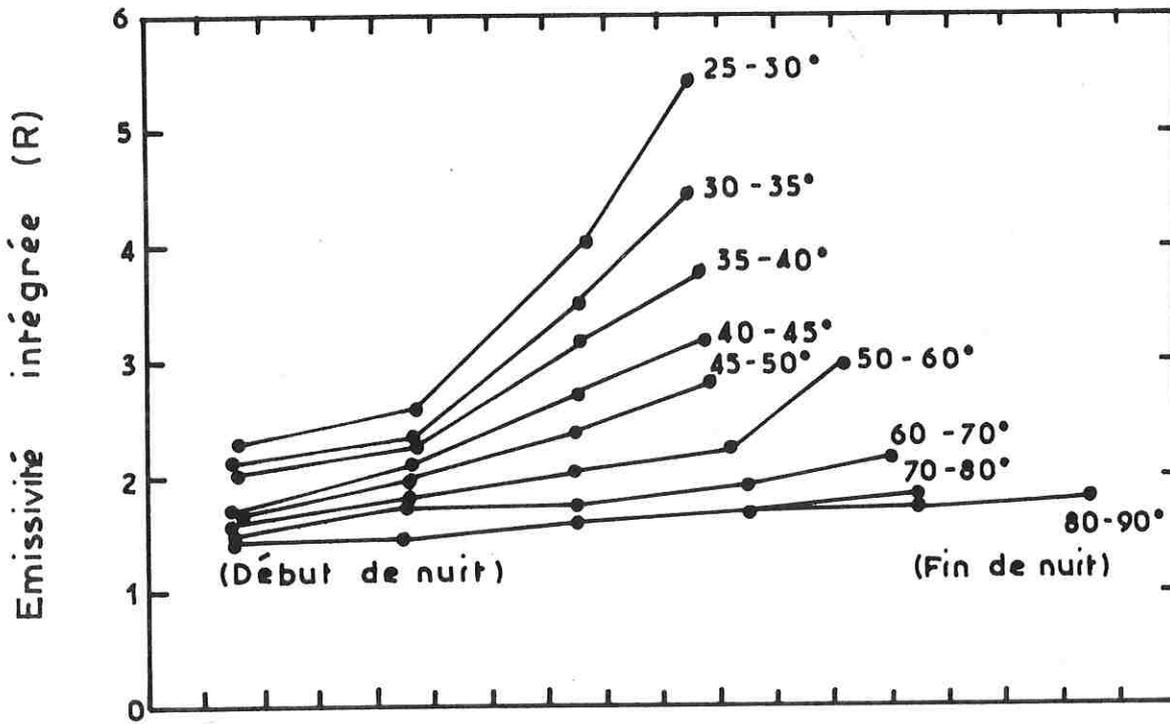
Ainsi qu'il a été dit précédemment, le bruit sur une mesure individuelle est relativement élevé et il est impossible de trouver plusieurs mesures effectuées exactement dans les mêmes conditions au cours d'une seule nuit orbitale. Mais on peut choisir de regrouper les n observations géocoronales faites au cours d'une rotation d'une minute du satellite autour de son axe ($n \sim 15$), observations pour lesquelles $H.L.$ et s sont fixes, cependant que $a-a_0$ et h varient. D'une rotation à la suivante, les valeurs moyennes peuvent varier de façon discontinue si un des critères d'élimination revient à chasser certaines mesures qui augmenteraient ou diminueraient spécialement la valeur moyenne ; cependant, l'allure générale de l'évolution de la luminance moyenne en fonction de l'heure locale se manifeste.

b) Résultats

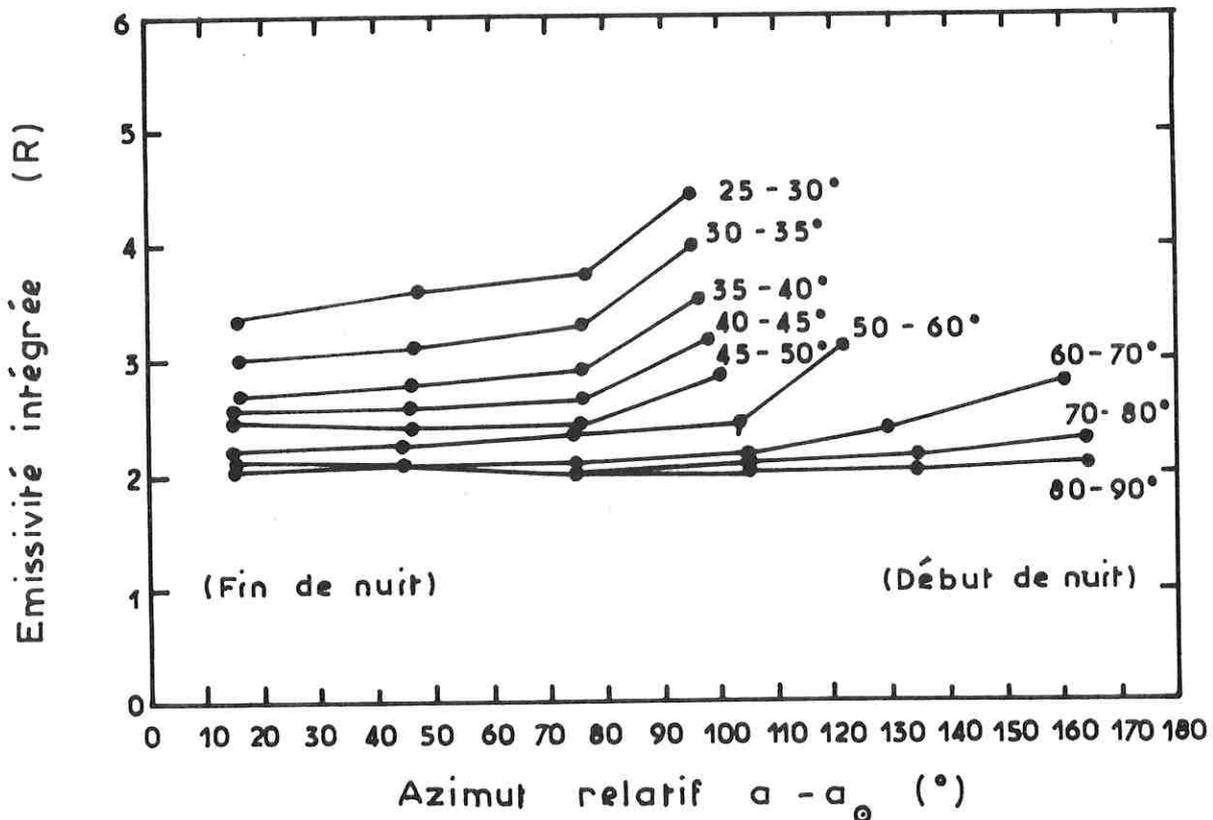
La figure 14 présente les valeurs de $\sum_{i=1}^n I_{gi}/n$ avant et après minuit

Figure 15 - ECART ENTRE LES OBSERVATIONS EFFECTUEES EN DEBUT DE NUIT ET CELLES EFFECTUEES EN FIN DE NUIT

15 a - Observations effectuées du côté soir



15 b - Observations effectuées du côté matin



local, ainsi que $\sum_{i=1}^n \bar{I}_{gi} / n$ en fonction de l'angle de dépression solaire pour les orbites enregistrées les 20 et 22 avril 1971. Les valeurs expérimentales n'ont été portées sur le graphique que pour $n \geq 12$. L'écart quadratique moyen est, pour la moyenne des luminances théoriques, de l'ordre de $0,8 R$ à $s = 40^\circ$ et pour la moyenne des luminances mesurées de l'ordre de $1R$. Il est inférieur à $0,5R$ pour s supérieur à 50° ; en effet la luminance est alors à peu près constante quels que soient $a-a_0$ et h . Deux points méritent d'être soulignés :

- d'un jour à l'autre, les luminances peuvent varier de façon sensible. On constate qu'elles sont plus faibles le 22 que le 20 avril ; il faudrait attendre la fin juin 1971 pour retrouver des luminances très élevées. Ce phénomène sera interprété en V.2 par la variation du flux $Ly\beta$ solaire (on peut en particulier noter que le flux solaire à $10,7$ cm est passé de 137×10^{22} à $120 \times 10^{22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ entre les 20 et 22 avril 1971).

- les luminances sont toujours plus élevées le matin que le soir (à angle de dépression solaire égal). L'accroissement est de l'ordre de 20 à 30 %. La quantité d'hydrogène contenue dans une colonne verticale est donc plus importante le matin que le soir.

IV - 2. Etude générale -

a) Principe

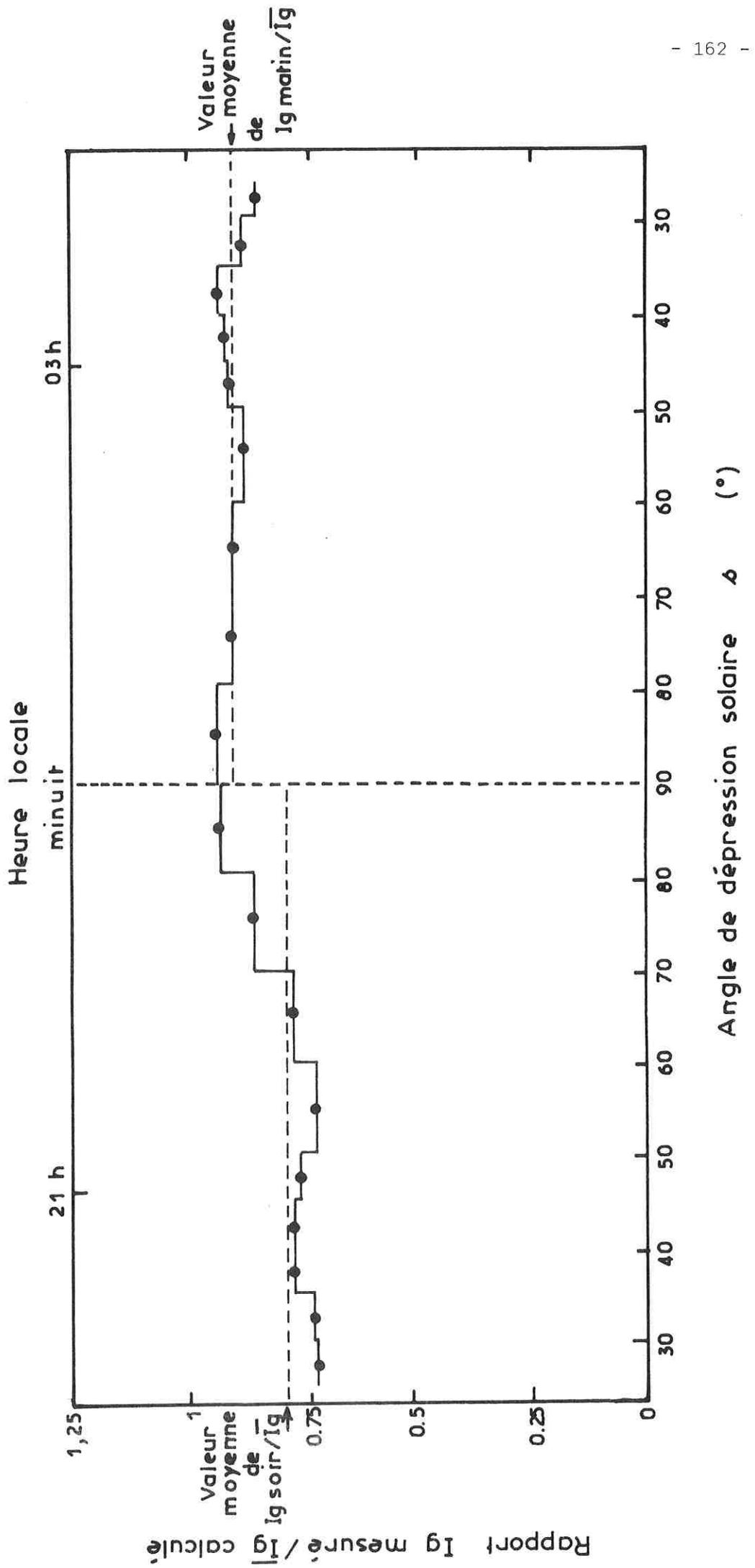
En considérant non plus quelques observations isolées, mais les 146416 observations géocoronales, on s'affranchit des problèmes de bruit et l'évolution des luminances avec les flux $Ly\beta$ solaire n'a pas à être considérée. On peut même, afin de traiter simultanément des mesures correspondant à des azimuts relatifs, hauteurs et angles de dépression solaire différents, s'intéresser à la moyenne des rapports $I_g \text{ soir} / \bar{I}_g$ et $I_g \text{ matin} / \bar{I}_g$.

b) Résultats

On constate que 47 % des mesures sont effectuées le soir, contre 53 % le matin. La figure 15 présente le bilan global de toutes les observations : toutes choses égales par ailleurs, le signal est toujours plus élevé en fin de nuit qu'en début de nuit. L'accroissement moyen entre 21 h et 03 h est d'ailleurs égal à 21 %

Le point important est en fait l'évolution des rapports $I_g \text{ soir} / \bar{I}_g$ et $I_g \text{ matin} / \bar{I}_g$ en fonction de l'angle de dépression solaire, ou encore de l'heure locale. Cette évolution apparaît sur la figure 16, qui présente les valeurs moyennes obtenues pendant les 26 mois de fonctionnement du satellite pour 9 gammes d'angles de dépression solaire

Figure 16 - ETUDE SYSTEMATIQUE DE L'ASYMETRIE MATIN - SOIR
 PENDANT TOUTE LA DUREE DE VIE DE $H\alpha$ D₂A



(25 - 30° ; 30 - 35° ; 35 - 40° ; 40 - 45° ; 45 - 50° ; 50 - 60° ; 60 - 70° ; 70 - 80° ; 80 - 90°). Dans chacune de ces gammes, le nombre de mesures utilisées pour calculer la valeur moyenne est de l'ordre de 8000, ce qui annule les problèmes d'erreurs dues aux fluctuations statistiques ; il faut cependant remarquer que la distribution du nombre d'observations en fonction de l'heure locale n'est pas constante au cours des 26 mois, de sorte que les fluctuations visibles sur la figure 16 peuvent traduire une certaine évolution à long terme. Néanmoins, il apparaît que le rapport I_g/\bar{I}_g croît de façon quasi linéaire, et avec une pente de l'ordre de 6 % par heure entre 21 h et minuit et qu'il reste à peu près stationnaire entre minuit et 3 h du matin.

c) Interprétation

La variation journalière de l'émission H α géocoronale est simplement liée à la variation diurne de l'hydrogène atomique, qui a été observée directement à bord d'Explorer 32 par Brinton et Mayr (1971) et depuis Arecibo par Ho et Moorcroft (1971) et qui a pu aussi être déduite d'observations en Ly α effectuées à bord d'OSO 4 (Meier et Mange, 1973) et d'OSO 5 (Vidal-Madjar, Blamont, Phissamay, 1973). Il a été établi que le nuage d'hydrogène présente un maximum de densité à 4h, un minimum à 16h et un rapport de 1,8 entre les deux extrema ; cette description est en accord avec nos observations qui montrent une nette croissance - de l'ordre de 5 à 10 % par heure - du rapport I_g/\bar{I}_g en début de nuit et une relative stabilité de ce rapport en fin de nuit.

Bien que la densité du nuage d'hydrogène varie très probablement de façon continue avec l'heure locale, nous avons pu, à partir des résultats présentés ici, mettre au point deux modèles correspondant, l'un à la moyenne des observations effectuées le soir et l'autre à la moyenne des observations effectuées le matin. Les émissivités intégrées \bar{I}_g soir ou \bar{I}_g matin calculées à partir de ces modèles (les distributions d'hydrogène correspondantes sont présentées dans le tableau 6) traduisent sensiblement mieux la réalité que les émissivités intégrées \bar{I}_g calculées à partir du modèle initial.

Mais plutôt que de confirmer ici un résultat déjà connu, nous allons maintenant essayer de parvenir à des résultats nouveaux concernant l'évolution de l'émission H α géocoronale au cours des mois et l'émissivité dans la thermosphère, résultats permettant de mieux connaître le flux Ly β solaire ou la concentration en hydrogène (en particulier en-dessous de l'exosphère).

TABLEAU 6

DEUXIEME MODELE DE CONCENTRATION D'HYDROGENE

(calcul de \bar{I}_g soir et \bar{I}_g matin)

$T_e = 950 \text{ K}$ - Niveau critique satellite = 2,5 rayons terrestres

Flux au centre de la raie Ly β solaire = $4,5 \times 10^9 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$

Altitude z(km)	Nombre d'atomes par cm ³	
	Soir	Matin
100	$3,08 \times 10^7$	$3,55 \times 10^7$
120	$2,21 \times 10^6$	$2,55 \times 10^6$
215	$1,87 \times 10^5$	$2,16 \times 10^5$
650	$9,40 \times 10^4$	$1,08 \times 10^5$
1000	$6,65 \times 10^4$	$7,67 \times 10^4$
5000	$5,75 \times 10^3$	$6,63 \times 10^3$
10000	$1,36 \times 10^3$	$1,57 \times 10^3$
25000	$1,60 \times 10^2$	$1,85 \times 10^2$
50000	$2,87 \times 10$	$3,32 \times 10^2$
70000	$1,26 \times 10$	$1,46 \times 10$

V - EVOLUTION A LONG TERME
DE L'EMISSION H α GEOCORONALE

V - 1. Mise en évidence

a) Principe

Pour tenter de mettre en évidence une certaine évolution de l'émission H α géocoronale avec le temps, il faut pouvoir comparer des données absolues comparables, et extrêmement peu bruitées. Si des variations du jour au lendemain existent, il est peu probable qu'elles puissent être mises en évidence ici ; par contre, on peut s'attendre à des variations à long terme, plus ou moins corrélées au cycle solaire. Aussi avons nous choisi :

- de nous intéresser, afin de pouvoir considérer simultanément des mesures effectuées à azimut relatif, hauteur et angle de dépression solaire différents, au rapport du signal H α géocoronale mesuré I_g au signal théorique \bar{I}_g calculé dans les mêmes conditions par le programme de transfert radiatif à partir du modèle numérique moyen. Il a en effet été établi dans le deuxième paragraphe que ce rapport ne dépend pratiquement ni de l'angle de dépression solaire, ni de l'azimut relatif (et donc de la hauteur).

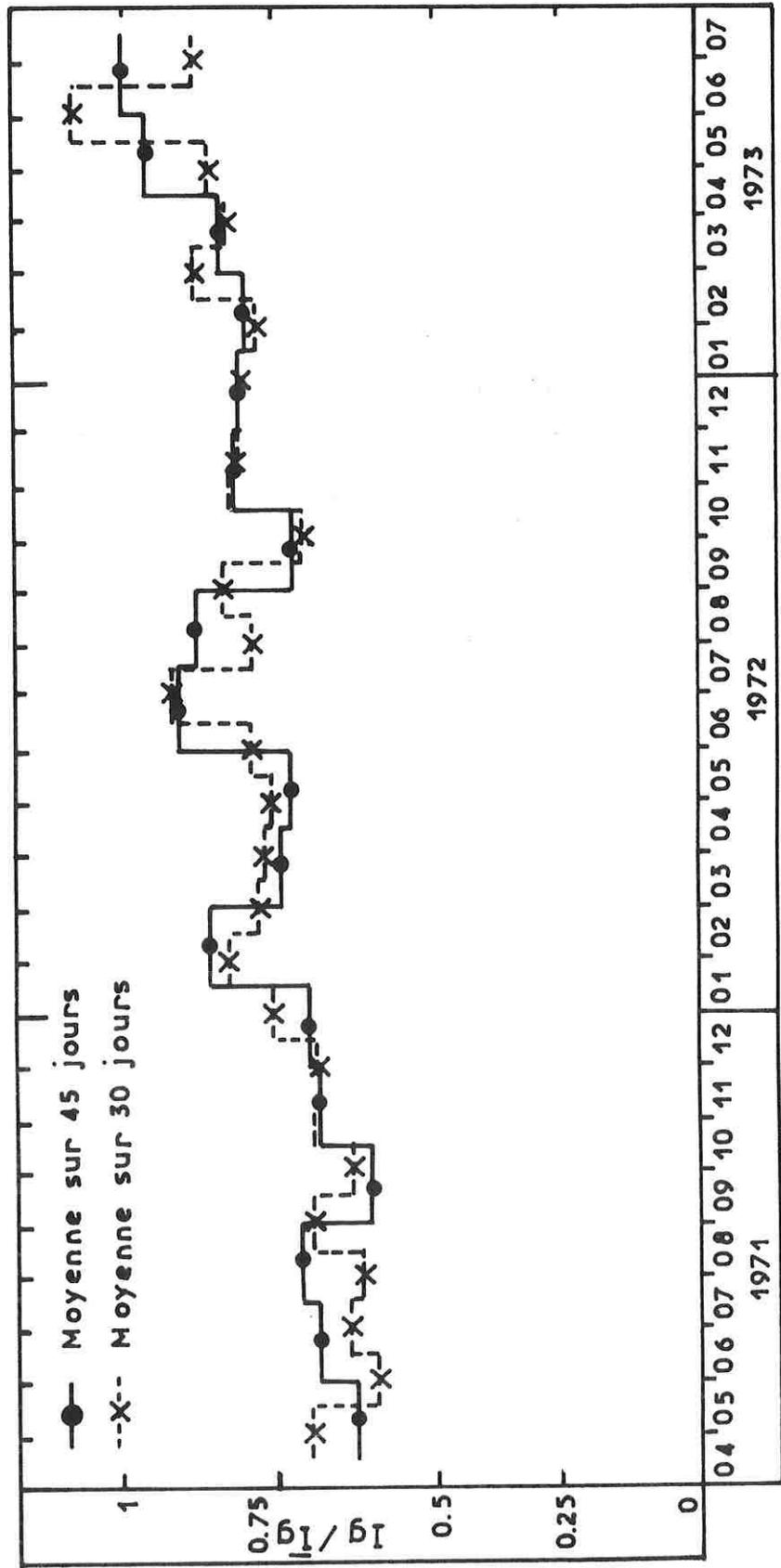
- de regrouper toutes les mesures effectuées pendant plusieurs semaines consécutives pour minimiser les problèmes de bruit. Pour ne pas risquer d'être en phase dans nos sommations avec la révolution solaire, nous avons choisi de regrouper les mesures faites pendant 45 jours (le nombre de données traitées simultanément est alors voisin de 8500).

b) Résultats

La figure 17 présente l'évolution du rapport I_g/\bar{I}_g en fonction du temps. Il a été vérifié que l'utilisation d'un autre "filtre" temporel ou d'une autre origine des temps donnent le même type de résultat, ainsi qu'en témoigne la courbe pointillée. Deux phénomènes sont spécialement évidents :

- une lente croissance du rapport, c'est-à-dire encore, avec un modèle stable, du signal H α mesuré avec le temps. Nous savons (Annexe D) que la dynamique de la chaîne de comptage n'a pas bougé ; le filtre H α pourrait avoir vieilli avec le temps ; mais puisqu'il était initialement centré à 6563 Å, toute augmentation du signal signifierait que sa transmission

Figure 17 - EVOLUTION DU RAPPORT I_g / \bar{I}_g PENDANT LA DUREE DE VIE DE $H\alpha D_2A$



aurait augmenté au cours du temps, ce qui n'est guère réaliste ; qui plus est, les tracés de cartes de nébuleuses émissives (voir chapitre 4, et en particulier figure 10) prouvent, pour des sources non plus de l'ordre de quelques rayleighs, mais de dizaines de rayleighs, que la réponse de l'instrument n'a pas varié.

- des extrema bien localisés, en particulier deux maxima en février et juin 1972 et deux minima en septembre 1971 et avril 1972.

Aucun effet saisonnier ne se manifeste donc en première analyse ; par contre, une croissance annuelle de l'ordre de 20 % et des variations à court terme sont mises en évidence. De plus, avec cette méthode de sommation sur 30 à 45 jours, aucune augmentation notable du signal H α ne se manifeste début août 1972, époque à laquelle l'activité solaire était spécialement forte.

V - 2. Etude des paramètres susceptibles de produire l'évolution à long terme -

La luminance géocoronale en H α est d'autant plus élevée que les trois variables suivantes le sont : la température exosphérique, la concentration à toute altitude en hydrogène géocoronale et le flux au centre de la raie Lyman β solaire. Si la première est maintenant bien connue jour après jour, la seconde n'est déterminée qu'à 100 km et ce, jusqu'à la fin 1971, cependant que l'évolution de la troisième n'a jamais été observée.

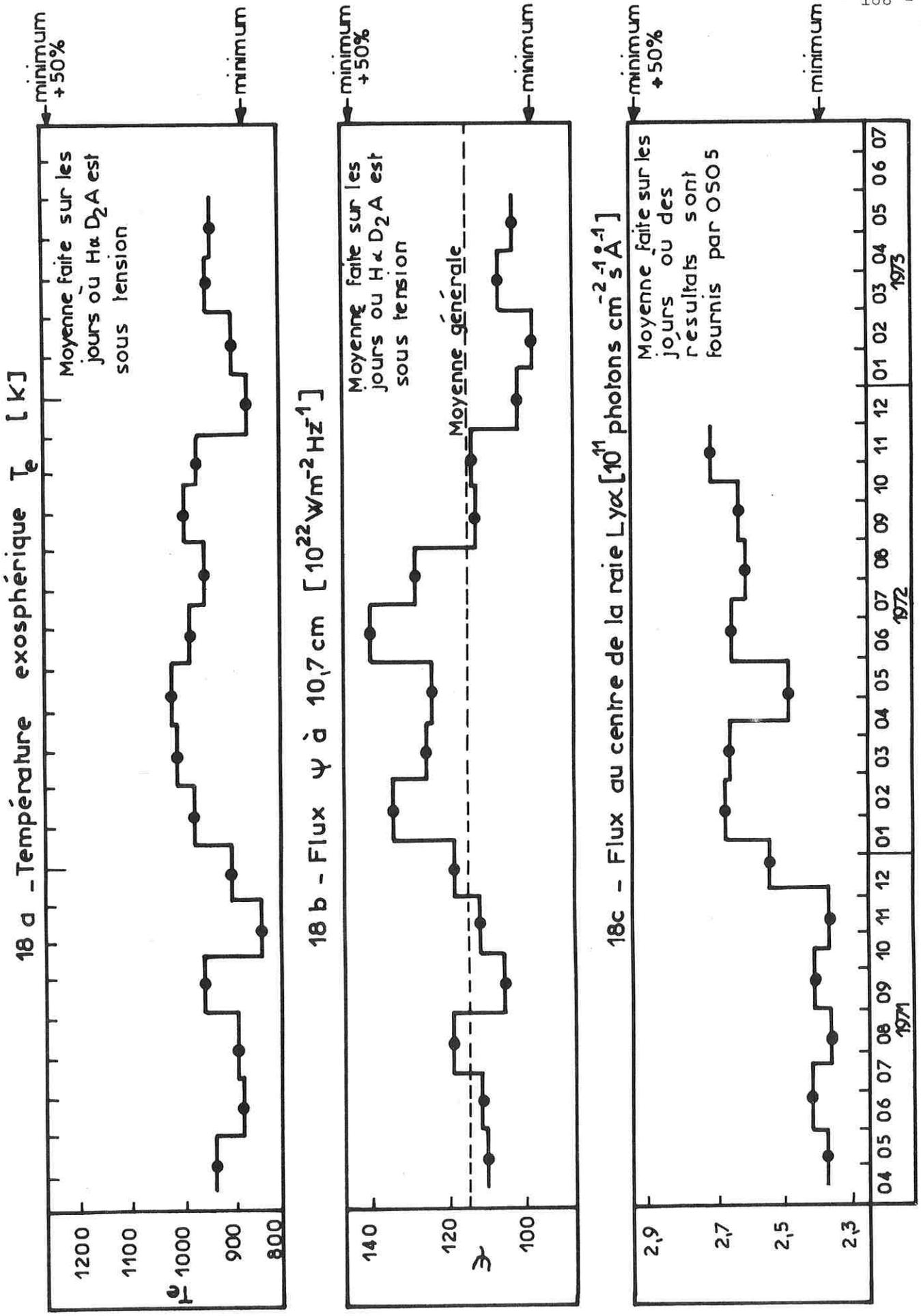
a) Température exosphérique T_e

La figure 18a a été obtenue à partir de tables (Tinsley - communication personnelle) donnant, entre 1961 et 1974, la température exosphérique nocturne. La valeur moyenne est calculée sur les périodes de 45 jours précédemment considérées, en pondérant chaque valeur journalière par le nombre de mesures géocoronales effectuées ce jour là ; elle passe par un maximum assez peu marqué en avril-mai 1972 et, restant comprise entre 850 et 1005, présente des variations au plus égales à 9 % par rapport à sa valeur moyenne.

b) Concentration en hydrogène $n(H)$

Il a été établi, en particulier par Vidal-Madjar (1973) que, lorsque T_e augmente, $n(H)$ diminue. Il semble, à partir des données publiées pour 1971, que le produit $T_e n(H)$ diminue alors. On pourrait donc penser que, globalement, ce produit n'a pas subi de grosses variations entre 1971 et 1973, sauf peut-être le passage par un minimum vers avril 1972.

Figure 18 - EVOLUTION DE DIFFERENTS PARAMETRES PENDANT LA DUREE DE VIE DE H α D $_2$ A



c) Paramètres solaires connus : Flux à 10,7 cm et flux Ly α

- Le flux ψ est mesuré jour après jour (voir chapitre 5-II-1-c). Si, pendant les 26 mois de durée de vie de D2A, il a varié entre 81 et $203 \times 10^{22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$, le flux moyen, calculé comme T_e moyen, est resté compris entre 96 et 138, avec une valeur moyenne de 113,5 ; les niveaux de février et juin 1972 sont spécialement élevés et une décroissance s'amorce à la fin 1972 et en 1973 (figure 18b).

- L'évolution du flux Ly α solaire devrait être assez comparable à celle de ψ . Ses variations sont dues à des fluctuations de l'intensité des plages solaires, ou encore, à des modifications de la forme de raie. Le flux au centre de la raie Ly α solaire a été mesuré, en moyenne tous les deux ou trois jours, par le satellite OSO 5 entre 1969 et 1972 (Vidal Madjar - 1975). Nous pouvons donc calculer sa valeur approximative pour les périodes de 45 jours considérées, d'où le tracé de la figure 18c. Le flux moyen varie entre 2,39 et $3,09 \times 10^{11} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$. Il est sensiblement plus élevé en 1972 qu'en 1971 ; si le flux ψ de novembre 1972 est égal à celui de novembre 1971, le flux Ly α , au contraire, présente une augmentation de 21 % pendant cette période.

V - 3. Interprétation -

Il est évident qu'il existe une analogie entre l'évolution du flux ψ et celle du rapport I_g/\bar{I}_g (calculé pour un flux Ly β constant de $5 \times 10^9 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$, ou encore un flux de $4,5 \times 10^9$ et une concentration accrue de 10 %). L'analogie entre le flux au centre de la raie Ly α et I_g/\bar{I}_g est encore meilleure, bien qu'elle ne puisse pas être poursuivie en 1973. Et, en effet, le rapport I_g/\bar{I}_g est 20 % plus élevé en novembre 1972 qu'en novembre 1971.

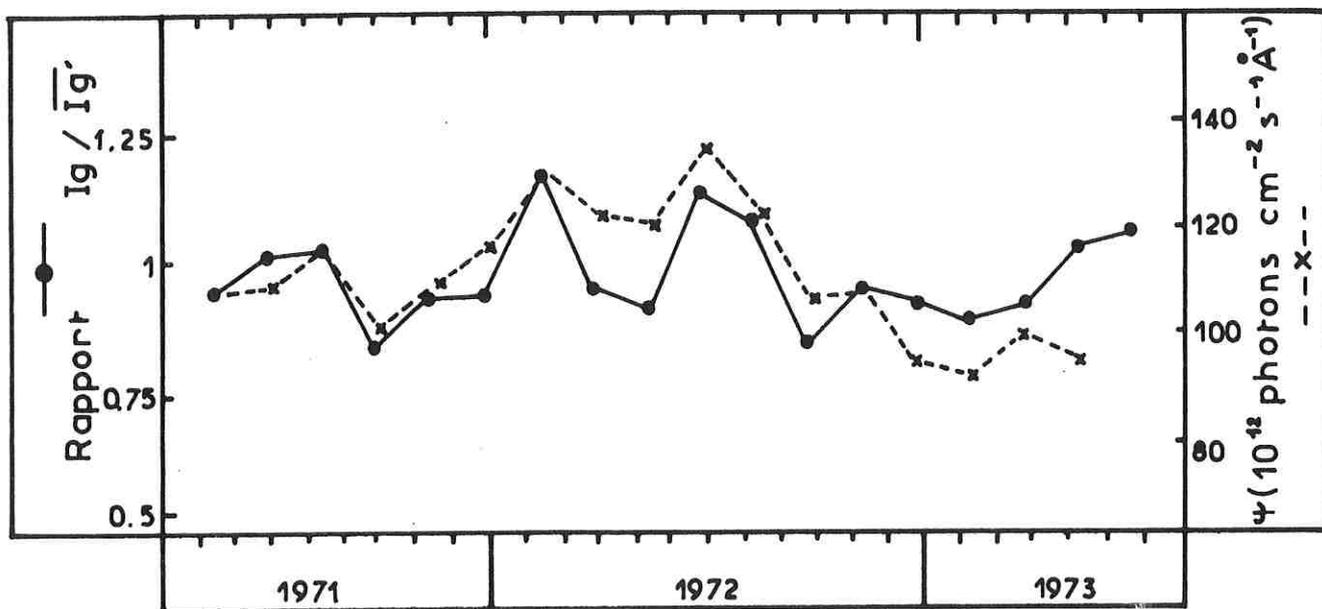
Il semble donc que l'on puisse attribuer à des variations du flux Ly β solaire les extrema mis en évidence sur la figure 17. La lente croissance dans le temps du rapport entre 1971 et 1972 est certainement imputable à une croissance globale du flux Ly β solaire. L'effet observé en 1973 peut être causé aussi bien par une croissance du flux Ly β solaire que par une augmentation de la densité en hydrogène (plus probable puisque, bien que T_e varie peu en 1973, le flux solaire décroît alors sensiblement).

Application à la mise au point d'un nouveau modèle numérique

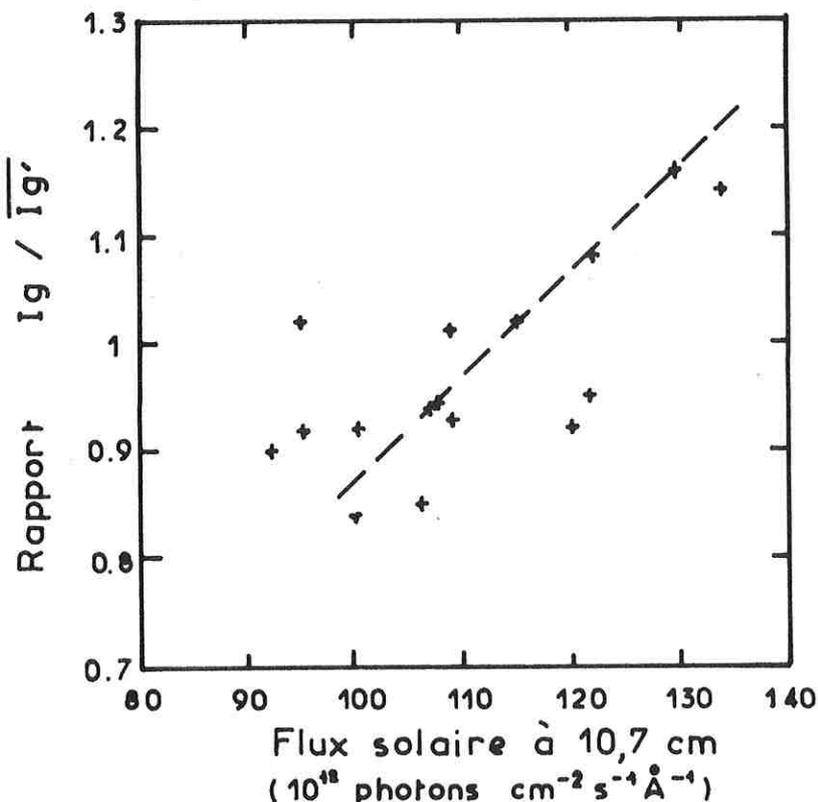
Nous avons mis au point, pour nous rapprocher par le calcul de l'évolution à long terme mise en évidence, un modèle dans lequel le produit $n(H)F_{\odot}$ augmente de 20 % par an entre 1971 et 1973, en conservant les valeurs précédemment indiquées en mars 1973. Nous avons ensuite calculé les nouvelles émissivités théoriques \bar{I}_g' pour toutes les observations géocorales et les rapports I_g/\bar{I}_g' . La figure 19a présente l'évolution dans le temps de I_g/\bar{I}_g' qui suit remarquablement, si l'on normalise les deux

Figure 19 - MISE EN EVIDENCE DE LA RELATION ENTRE LE SIGNAL H α ET LE FLUX SOLAIRE

19a - Evolution pendant la durée de vie de H α D₂A



19 b - Corrélation entre $I_g / \overline{I_g'}$ et ψ
(Coefficient de corrélation normé ~ 0.75)



Dans le rapport $I_g / \overline{I_g'}$, $\overline{I_g'}$ correspond à un modèle dans lequel $n(H) F_{\odot}$ croît de 20 % par an entre 1971 et 1973

courbes, l'évolution du flux radio. Ce résultat est d'ailleurs confirmé par la figure 18b qui présente, pour les 17 périodes de 45 jours considérées, le rapport \bar{I}_g/\bar{I}_g' en fonction de ψ . La relation existant entre \bar{I}_g/\bar{I}_g' et ψ peut être approchée par : $\bar{I}_g/\bar{I}_g' \sim 0,0096\psi - 0,084$. Nous disposons donc à ce niveau :

- d'un premier modèle, à symétrie sphérique, stable dans le temps,
- d'un second modèle, correspondant à deux sous-modèles distincts pour les observations du soir d'une part (\bar{I}_g soir) et du matin d'autre part (\bar{I}_g matin),
- d'un troisième modèle (conservant la séparation soir-matin) pour lequel le produit $n(H)F_0$ évolue linéairement dans le temps, avec une croissance annuelle de 20 % (\bar{I}_g' soir, \bar{I}_g' matin). Les valeurs utilisées pour mars 1973 sont indiquées sur le tableau 6.

Pour toutes les observations des bandes III, \bar{I}_g' soir ou \bar{I}_g' matin sont calculées (chapitre I - figure 14) et insérées comme une 71ème valeur numérique sur les bandes III. L'écart entre la luminance géocoronale vraie et la luminance géocoronale calculée, qui n'est guère imputable qu'à des variations à court terme du flux solaire, est inférieur à 1,5 R.

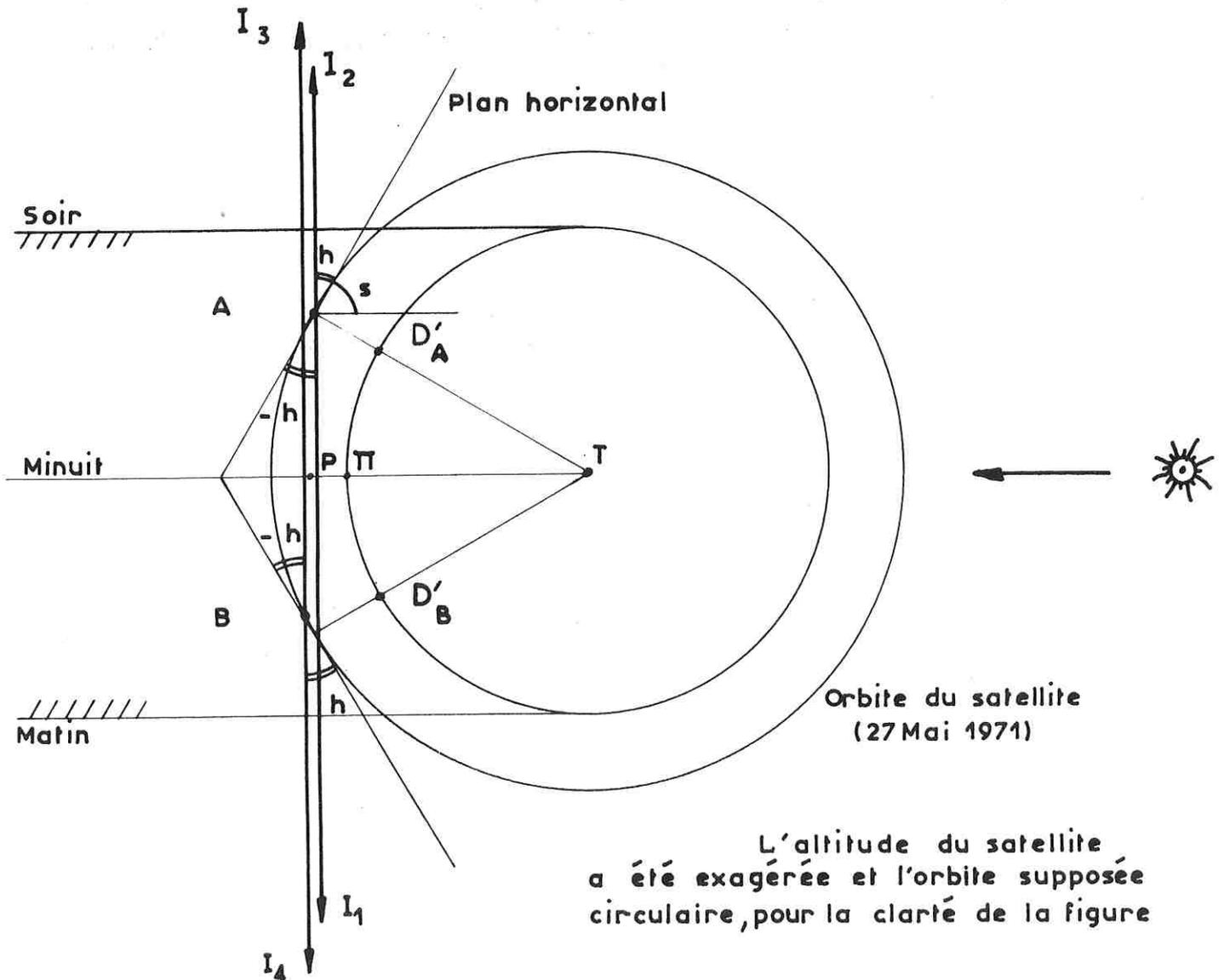
En conclusion, il ressort de notre étude que l'évolution à long terme du signal H α géocoronale doit assez bien traduire celle du flux Ly β solaire. Ce flux F_0 semble donc, d'une année sur l'autre, évoluer comme le flux Ly α solaire. Le point représentatif de nos observations, indiqué sur la figure 5 :

$$\psi = 113,5 \times 10^{22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$$

$$F_0 = (4,5 - 5) \times 10^9 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$$

correspond à l'activité solaire moyenne lors des observations de H α D2A.

Figure 20- OBSERVATION DE L'HYDROGENE EN DESSOUS DU SATELLITE D₂A



VI - ETUDE DE LA CONTRIBUTION DE L'HYDROGENESITUE AU-DESSOUS DE L'ORBITE DU SATELLITE

Soit deux observations effectuées depuis des altitudes voisines, dans la même direction, avec le même angle de dépression solaire (pour assurer des éclaircissements identiques sur les lignes de visée), mais l'une au-dessous du plan horizontal local et l'autre au-dessus du plan horizontal local ; la différence entre les signaux géocoronaux enregistrés lors des deux observations représente nécessairement le double de l'émissivité intégrée de la couche d'hydrogène AP ou BP située entre le satellite et le point d'impact sur la ligne de visée sous le satellite (figure 20). Les couches d'hydrogène situées au-dessous de l'orbite du satellite sont toujours traversées par la ligne de visée lorsque la hauteur zénithale h par rapport au plan horizontal local est négative. Et, pratiquement, les deux observations comparables ont des élévations opposées et des azimuts relatifs au soleil voisins. Pour ne pas risquer de comparer des observations effectuées à des époques trop différentes, on peut soit trouver des orbites particulières qui répondent aux conditions décrites ci-dessous, soit traiter systématiquement toutes les données et déterminer des valeurs moyennes.

VI - 1. Etude d'orbites particulièresa) Principe

A certaines époques de l'année, le Soleil se trouve dans le plan de l'orbite du satellite. Les observations effectuées (figure 20) depuis deux points, tels A (en début de nuit) et B (en fin de nuit), symétriques par rapport à la ligne de minuit, sont comparables lorsque leurs hauteurs sont opposées. Ainsi les différences $I_1 (A, -h, a - a_0 > 0) - I_4 (B, +h, a - a_0 > 0)$ et

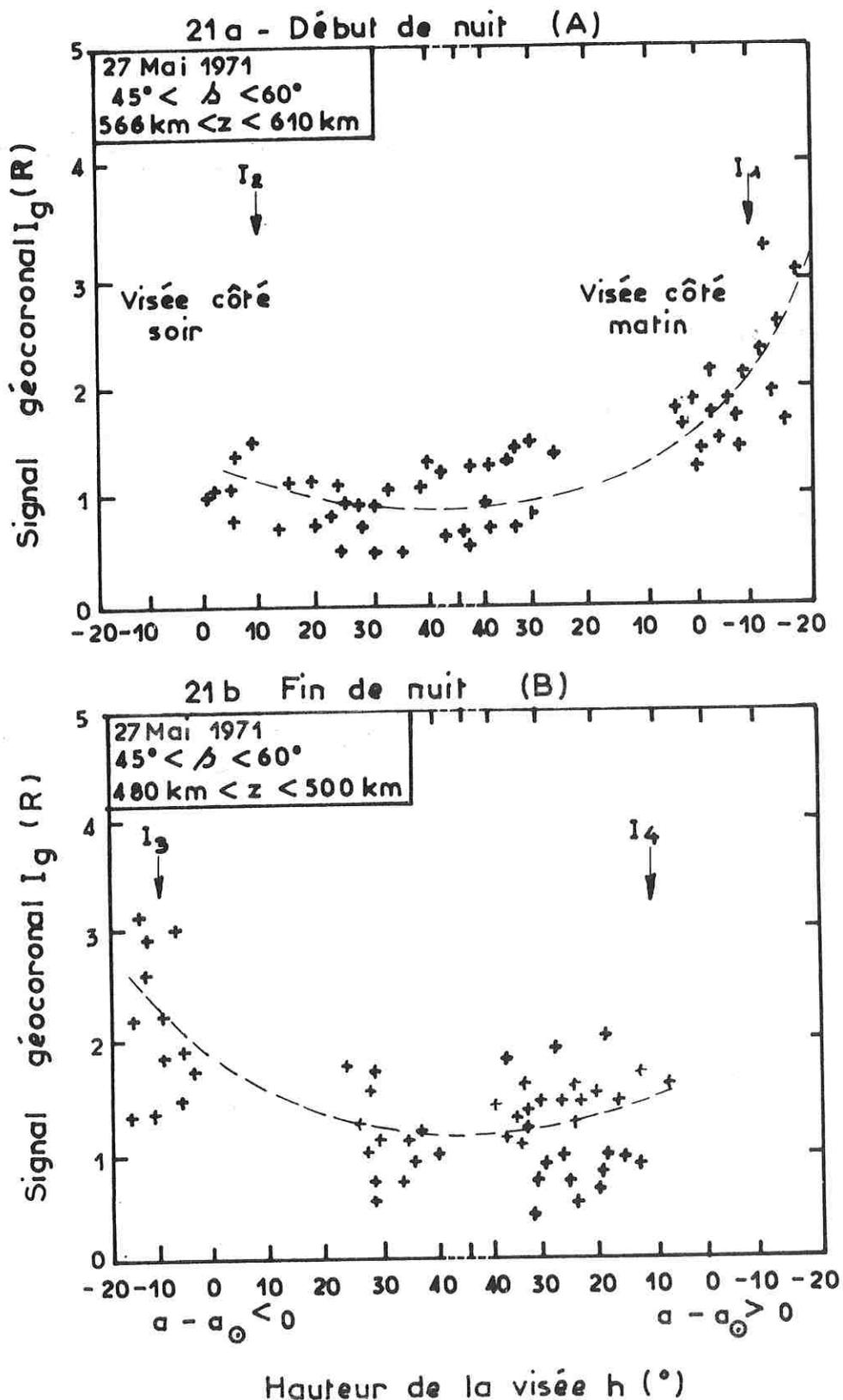
$$I_3 (B, -h, a - a_0 < 0) - I_2 (A, +h, a - a_0 < 0)$$

donnent directement le double de l'émissivité intégrée due à la contribution de l'hydrogène entre le satellite et le point d'impact P. Le nuage d'hydrogène n'étant pas symétrique, on peut s'attendre à un écart entre les deux différences ; En tout état de cause, c'est

$$\Delta I = [(I_1 - I_4) + (I_3 - I_2)]/4$$

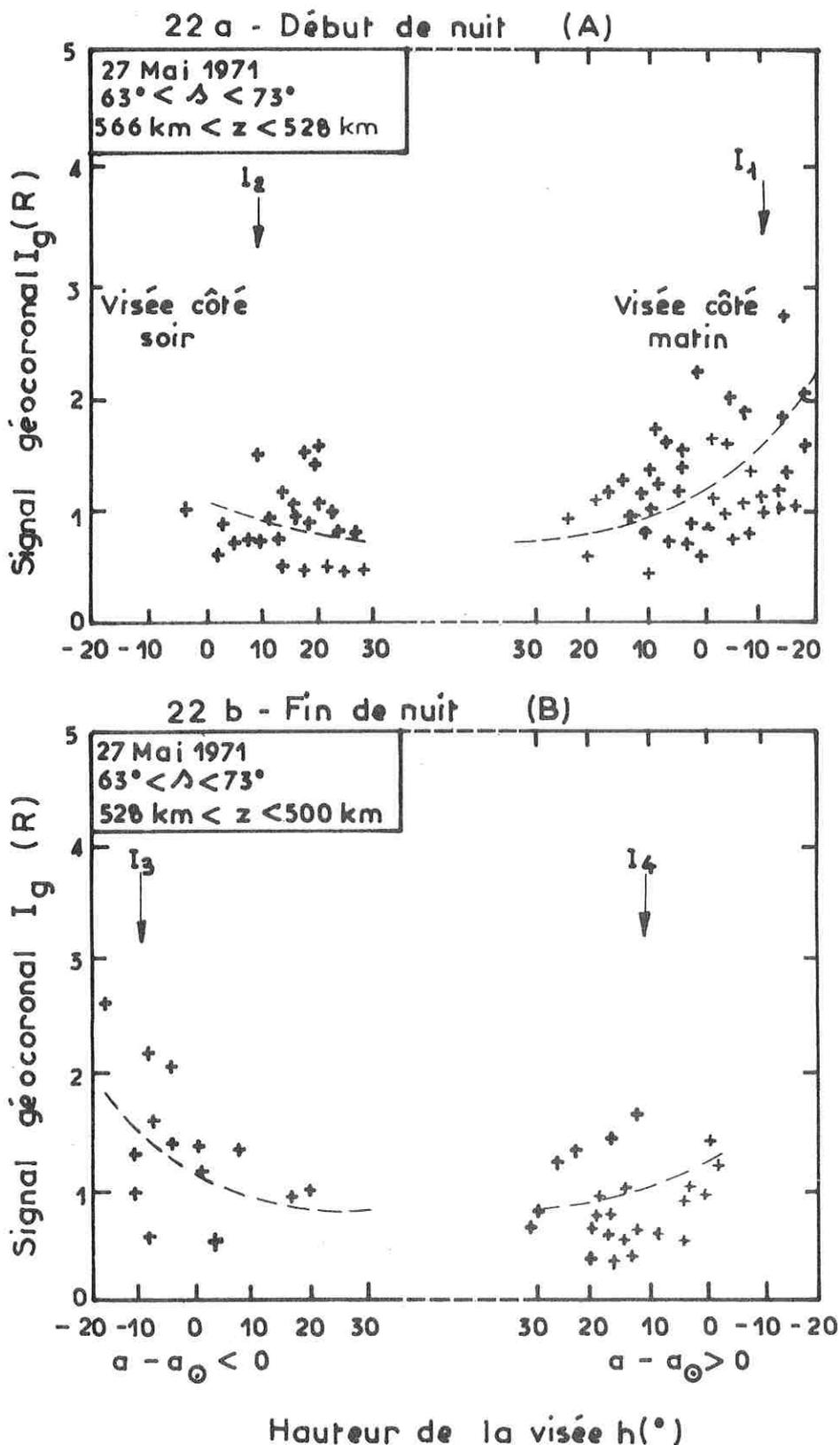
qui donne l'émissivité intégrée entre D et P sur la ligne de visée considérée.

Figure 21 - DETERMINATION DE I_1 I_2 I_3 I_4 POUR $\Delta = 53^\circ$



Les courbes pointillées ont été obtenues à partir d'un programme de moindres carrés non linéaires

Figure 22 - DETERMINATION DE $I_1 I_2 I_3 I_4$ POUR $\Delta = 68^\circ$



Les courbes pointillées ont été obtenues à partir d'un programme de moindres carrés non linéaires

TABLEAU 7

CONTRIBUTION ΔI DE LA COUCHE D'HYDROGENE COMPRISE

ENTRE L'ALTITUDE z DU SATELLITE ET L'ALTITUDE $z-p$

LE 27 MAI 1971

p (km)	$ h $ ($^{\circ}$)	I_1 (R)	I_2 (R)	I_3 (R)	I_4 (R)	$I_1 - I_4$	$I_3 - I_2$	ΔI
$45^{\circ} < s < 60^{\circ}$								
40	6,19	1,80	1,15	2,05	1,65	0,15	0,90	0,26
80	8,75	1,92	1,10	2,15	1,55	0,37	1,05	0,36
120	10,72	2,05	1,07	2,25	1,50	0,55	1,17	0,43
160	12,39	2,17	1,05	2,35	1,47	0,70	1,30	0,50
200	13,86	2,30	1,02	2,45	1,45	0,85	1,43	0,87
240	15,19	2,40	1,00	2,55	1,40	1,00	1,55	0,64
280	16,41	2,55	0,99	2,65	1,37	1,17	1,66	0,71
$63^{\circ} < s < 73^{\circ}$								
40	6,19	1,40	0,97	1,25	1,13	0,27	0,28	0,14
80	8,75	1,50	0,92	1,35	1,08	0,42	0,43	0,21
120	10,72	1,57	0,87	1,42	1,03	0,54	0,55	0,27
160	12,39	1,65	0,86	1,50	1,00	0,65	0,64	0,32
200	13,86	1,75	0,84	1,57	0,97	0,78	0,73	0,38
240	15,19	1,85	0,82	1,70	0,95	0,90	0,88	0,45
280	16,41	1,95	0,80	1,82	0,93	1,02	1,02	0,51

b) Résultats

Les figures 21 et 22 donnent l'évolution du signal $H\alpha$ géocoronal en fonction de la hauteur zénithale pour des angles de dépression solaire compris entre 45° et 60° d'une part, 63° et 73° d'autre part ; dans le premier cas, des hauteurs comprises entre -18° et $+45^\circ$ sont explorées ; dans le second cas, elles sont seulement comprises entre -18° et $+27^\circ$. Les tracés 21a et 22a correspondent à la région du point A, et les tracés 21b et 22b à celle du point B. Tous les points de mesure proviennent des trois orbites consécutives enregistrées le 27 mai 1971, date à laquelle le soleil se trouvait dans le plan de l'orbite du satellite. Leur dispersion est due à l'erreur sur une mesure individuelle (incertitude due à la méthode de comptage, et fluctuations statistiques), mais aussi à la variation de l'angle de dépression solaire et des conditions géométriques pour la série de mesures considérée. Toutefois, cette dispersion n'est que de l'ordre du rayleigh, et nous avons pu déterminer par un programme de moindres carrés non linéaires les courbes représentant l'évolution du signal géocoronal en fonction de la hauteur. Le tableau 7 présente les différentes valeurs de ΔI en fonction du niveau p atteint en dessous de l'orbite du satellite ;

$$p = (1 - \cos h)(z + R)$$

Il apparaît à la lecture de ce tableau que I est multiplié par un facteur voisin de 1,5 lorsque l'angle de dépression solaire passe de 68° à 53° . Par ailleurs, en extrapolant les résultats trouvés jusqu'à $h = -20^\circ$, on établit que la contribution de l'hydrogène situé au-dessous de l'orbite du satellite doit atteindre $1R$ si $s = 53^\circ$ et $0,7R$ si $s = 68^\circ$. Ceci fournit une indication sur la contribution totale de la couche d'hydrogène entre le satellite et la Terre puisque, dans les plus basses couches, l'effet de l'absorption par l'oxygène se fait sentir, de sorte que l'émissivité s'annule.

A partir de ces résultats, il doit être possible de mieux connaître la distribution d'hydrogène en-dessous du satellite: bien que l'émissivité ne soit pas constante, elle ne doit guère être fonction, dans une première approximation, que de la distance au sol. En utilisant un système de couches concentriques de 40 km d'épaisseur par exemple, le problème se ramène à la résolution d'un système linéaire dont la matrice caractéristique est triangulaire. C'est le calcul que nous développerons après avoir également examiné les résultats globaux.

Figure 23 - EVOLUTION DE I_g AVEC h POUR DIFFERENTES VALEURS DE Δ

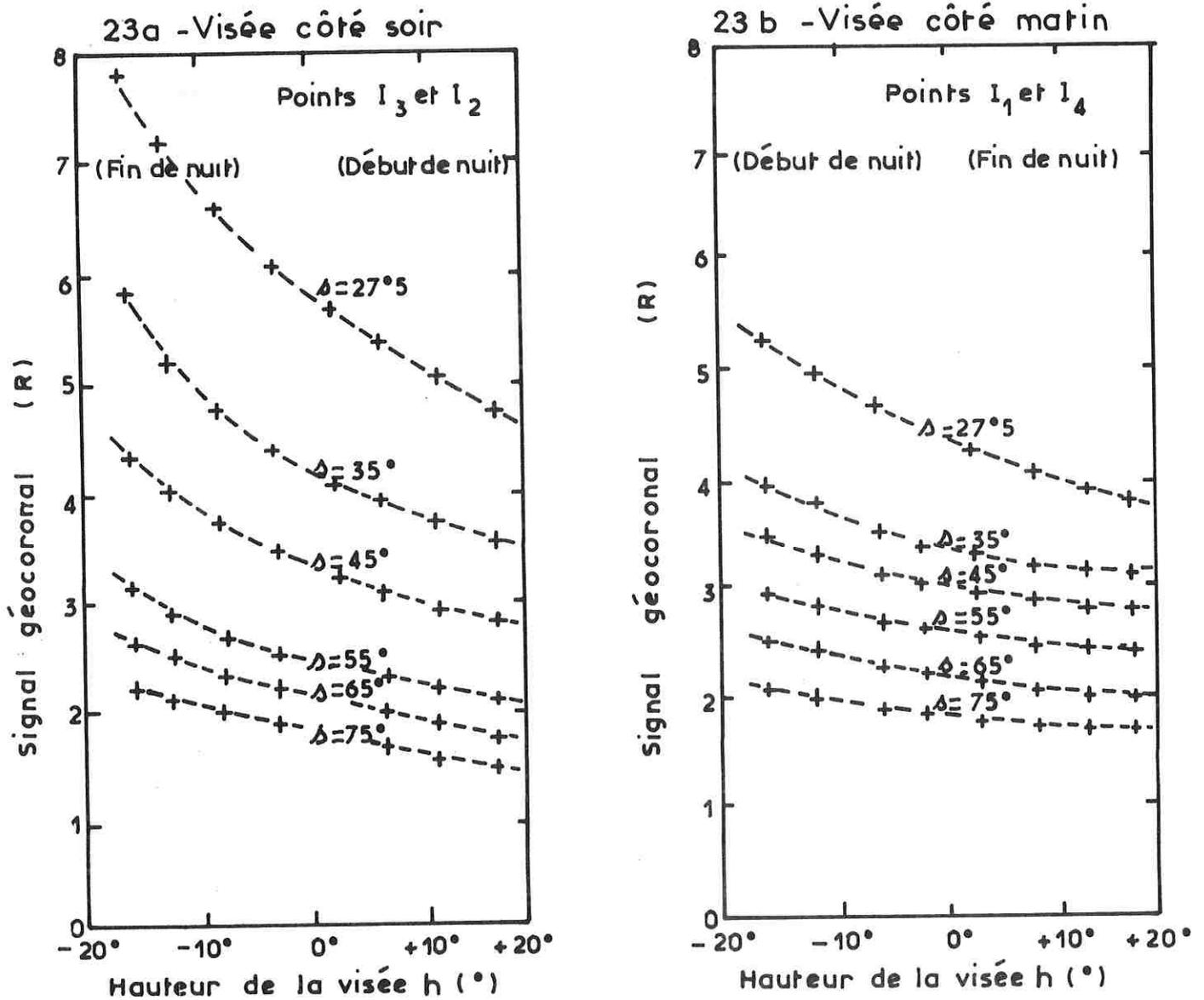


TABLEAU 8

VALEUR MOYENNE DE LA CONTRIBUTION ΔI DE LA COUCHE D'HYDROGENE
SITUEE ENTRE $z = 600$ km et $z-p$ POUR TOUTES LES DONNEES DE D2A

p (km)	$ h $ (°)	$s \sim 27,5^\circ$	$s \sim 35^\circ$	$s \sim 45^\circ$	$s \sim 55^\circ$	$s \sim 65^\circ$	$s \sim 75^\circ$
40	6,19	0,38	0,25	0,19	0,13	0,12	0,09
80	8,75	0,54	0,35	0,26	0,18	0,17	0,13
120	10,72	0,69	0,46	0,32	0,22	0,21	0,16
160	12,39	0,80	0,55	0,37	0,28	0,25	0,19
200	13,86	0,90	0,63	0,44	0,31	0,28	0,22
240	15,19	1,03	0,72	0,49	0,38	0,31	0,26
280	16,41	1,15	0,82	0,54	0,41	0,35	0,29

VI - 2. Etude générale -

a) Principe

Avec un programme de tri analogue à celui décrit dans le paragraphe II, les mesures ont été regroupées en fonction :

- de l'altitude z du satellite, qui peut être comprise entre 450 et 550 km, 550 et 650 km ou 650 et 700 km.
- de l'angle de dépression solaire s , qui peut être compris entre 25 et 30°, 30 et 40°, 40 et 50°, 50 et 60°, 60 et 70°, 70 et 80°.
- de la hauteur zénithale h , qui peut être comprise entre - 20 et - 15°, - 15 et - 10°, - 10 et - 5°, - 5 et 0°, 0 et 5°, 5 et 10°, 10 et 15°, 15 et 20°.

De plus, on a distingué les visées effectuées du côté du soir (points du type I_2 ou I_3 , suivant que la hauteur est positive ou négative) de celles effectuées du côté du matin (points du type I_4 ou I_1 , toujours suivant le signe de h).

b) Résultats

La figure 23 donne l'évolution du signal $H\alpha$ en fonction de la hauteur zénithale pour les 6 valeurs moyennes de l'angle de dépression solaire. Les points représentatifs ont été obtenus en faisant la moyenne de toutes les observations de D2A regroupées sur les bandes condensées géocoronales et pour lesquelles

$$\begin{array}{l} 550 \text{ km} < z < 650 \text{ km} \\ 25^\circ < s < 80^\circ \\ -20^\circ < h < +20^\circ \end{array}$$

Environ 22500 points de mesure ont été utilisés, et chaque point représentatif est une moyenne de quelques 200 à 300 points de mesure. Aussi, à ce niveau, les erreurs dues aux fluctuations statistiques des compteurs et à la variation annuelle n'apparaissent pratiquement plus et des courbes peuvent être facilement tracées. Le tableau 8 présente les différentes valeurs de ΔI en fonction du niveau p atteint en dessous de l'orbite du satellite pour les 6 angles de dépression solaire. Les valeurs obtenues pour z compris entre 450 et 550 km ou entre 650 et 700 km auraient indiqué le même type de variation.

Les résultats présentés ci-dessus confirment les résultats obtenus lors de l'étude des observations du 27 mai 1971 et mettent en évidence l'effet de l'angle de dépression solaire.

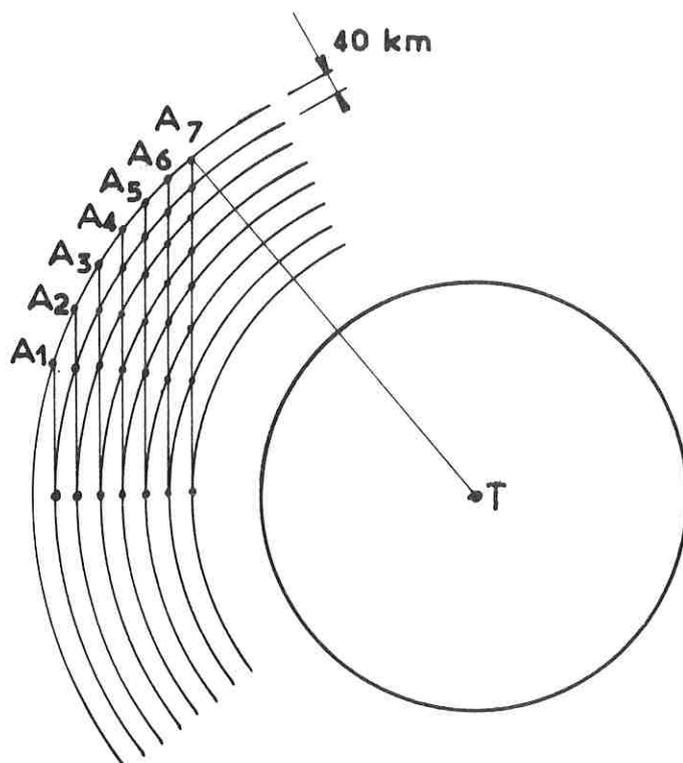
TABLEAU 9

LONGUEUR (km) DES COUCHES HOMOGENES

TRAVERSEES POUR LES 7 VISEES CONSIDEREES

n° visée	couche 1	couche 2	couche 3	couche 4	couche 5	couche 6	couche 7
satellite à z = 500 km							
1	740						
2	307	738					
3	236	306	736				
4	199	236	305	734			
5	176	199	235	304	732		
6	159	176	198	234	304	729	
7	147	159	175	198	233	303	727
satellite à z = 600 km							
1	746						
2	309	744					
3	238	309	741				
4	201	237	308	739			
5	177	201	236	307	737		
6	160	177	199	236	308	735	
7	148	160	176	199	235	305	733

Figure 24 - LONGUEUR DES COUCHES EMISSIVES TRAVERSEES SOUS LE SATELLITE



Pour la clarté de la figure, l'échelle n'est pas respectée

VI - 3. Détermination de l'émissivité de couches situées au-dessous de l'altitude du satellite -

Des programmes élaborés ont été développés au Service d'Aéronomie, en particulier par Thuillier (1973) pour restituer une distribution verticale à partir d'une hypothèse de stratification horizontale. Dans le cas simple de notre problème, nous faisons l'hypothèse que la distribution d'hydrogène est homogène à l'intérieur de couches concentriques de 40 km d'épaisseur, et la distribution verticale de l'émissivité peut être restituée par un calcul élémentaire :

a) Calcul de l'émissivité (figure 24)

Lors d'une visée depuis le satellite (point A₁) avec h₁ = - 6°19, la ligne de visée ne traverse que la première couche et

$$\Delta I_1 = J_1 l_{11}$$

où l₁₁ représente la longueur de la première couche entre A₁ et P₁ (exprimée par exemple en milliers de km, si l'on choisit, pour ne pas manipuler des nombres trop petits, d'exprimer l'émissivité en rayleighs par milliers de kilomètres). De même, lorsque h₂ = - 8°75, la ligne de visée traverse les deux premières couches et

$$\Delta I_2 = J_1 l_{21} + J_2 l_{22} \quad ; \quad \text{puis} :$$

$$\Delta I_3 = J_1 l_{31} + J_2 l_{32} + J_3 l_{33}$$

$$\Delta I_4 = J_1 l_{41} + J_2 l_{42} + J_3 l_{43} + J_4 l_{44}$$

$$\Delta I_5 = J_1 l_{51} + J_2 l_{52} + J_3 l_{53} + J_4 l_{54} + J_5 l_{55}$$

$$\Delta I_6 = J_1 l_{61} + J_2 l_{62} + J_3 l_{63} + J_4 l_{64} + J_5 l_{65} + J_6 l_{66}$$

$$\Delta I_7 = J_1 l_{71} + J_2 l_{72} + J_3 l_{73} + J_4 l_{74} + J_5 l_{75} + J_6 l_{76} + J_7 l_{77}$$

Le tableau 9 donne les coefficients l_{ij} de la matrice L. Les calculs ont été menés par itération à partir de formules du type :

$$l_{11} = [(R + z)^2 - (R + z - 40)^2]^{1/2}$$

$$l_{22} = [(R + z - 40)^2 - (R + z - 80)^2]^{1/2}$$

$$l_{nm} = [(R + z - (n-1)40)^2 - (R + z - n \times 40)^2]^{1/2}$$

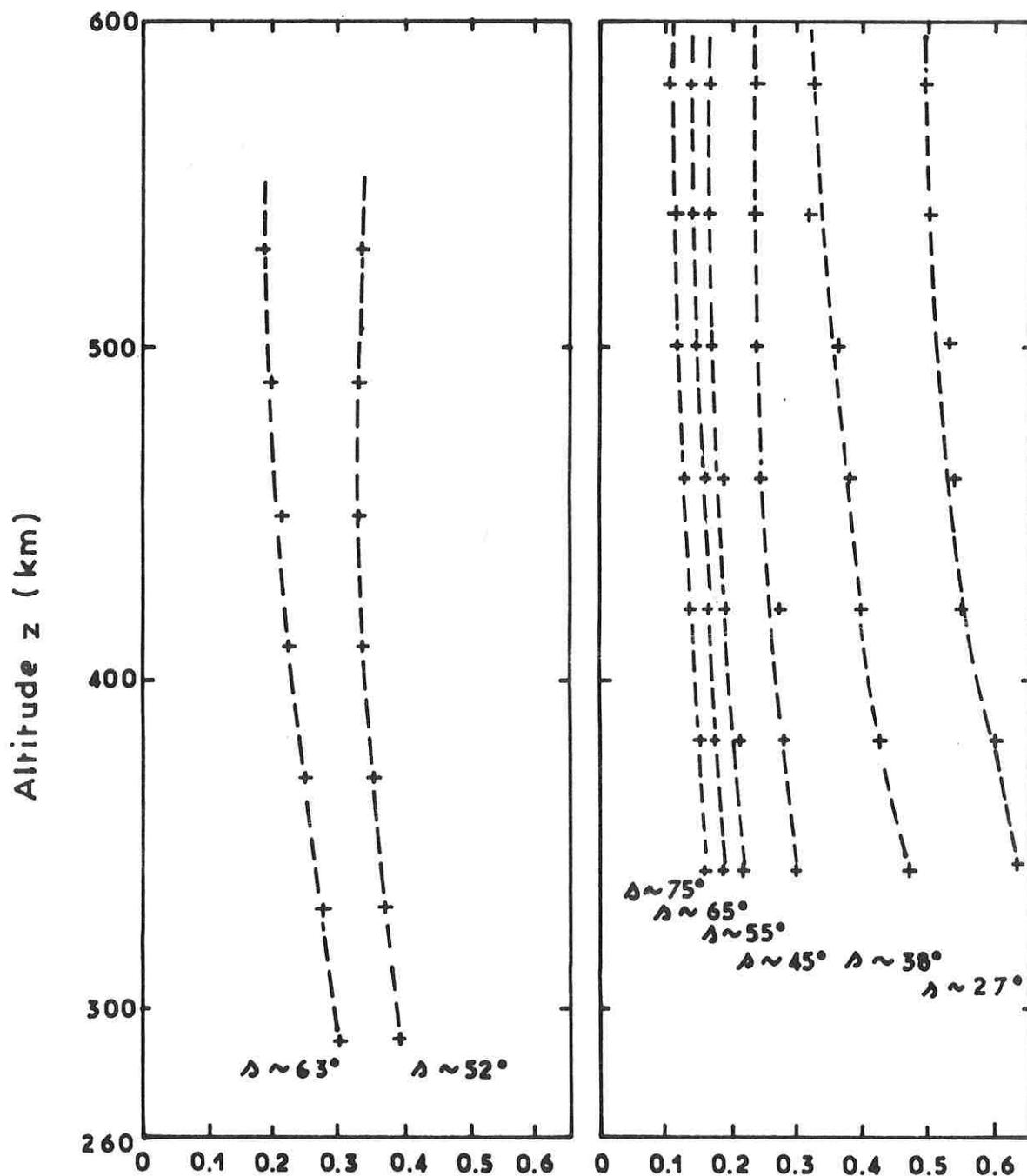
$$l_{21} = l_{22} - [(R + z)^2 - (R + z - 80)^2]^{1/2}$$

$$(p < n) \quad l_{np} = \sum_{j=n}^{p+1} l_{nj} - [(R + z - (p-1)40)^2 - (R + z - n \times 40)^2]^{1/2}$$

Figure 25 - DISTRIBUTION DE L'EMISSIVITE
H α GEOCORONALE DANS LA
THERMOSPHERE EN FONCTION
DE L'ALTITUDE

25 a - Données du
27-04-1971
(Alt. moyenne 550 km)

25 b - Moyenne de toutes
les données 1971 - 1973



Le rayon terrestre moyen est pris égal à 6371 km et l'altitude z du satellite est soit de 500 km soit de 600 km. On constate d'ailleurs que, pour les k_{ij} , l'effet de la variation d'altitude du satellite est toujours inférieur à 10 km.

Connaissant maintenant le vecteur ΔI et la matrice L , il suffit d'inverser le système pour déterminer le vecteur E qui caractérise l'émissivité des couches situées en-dessous de l'altitude du satellite:

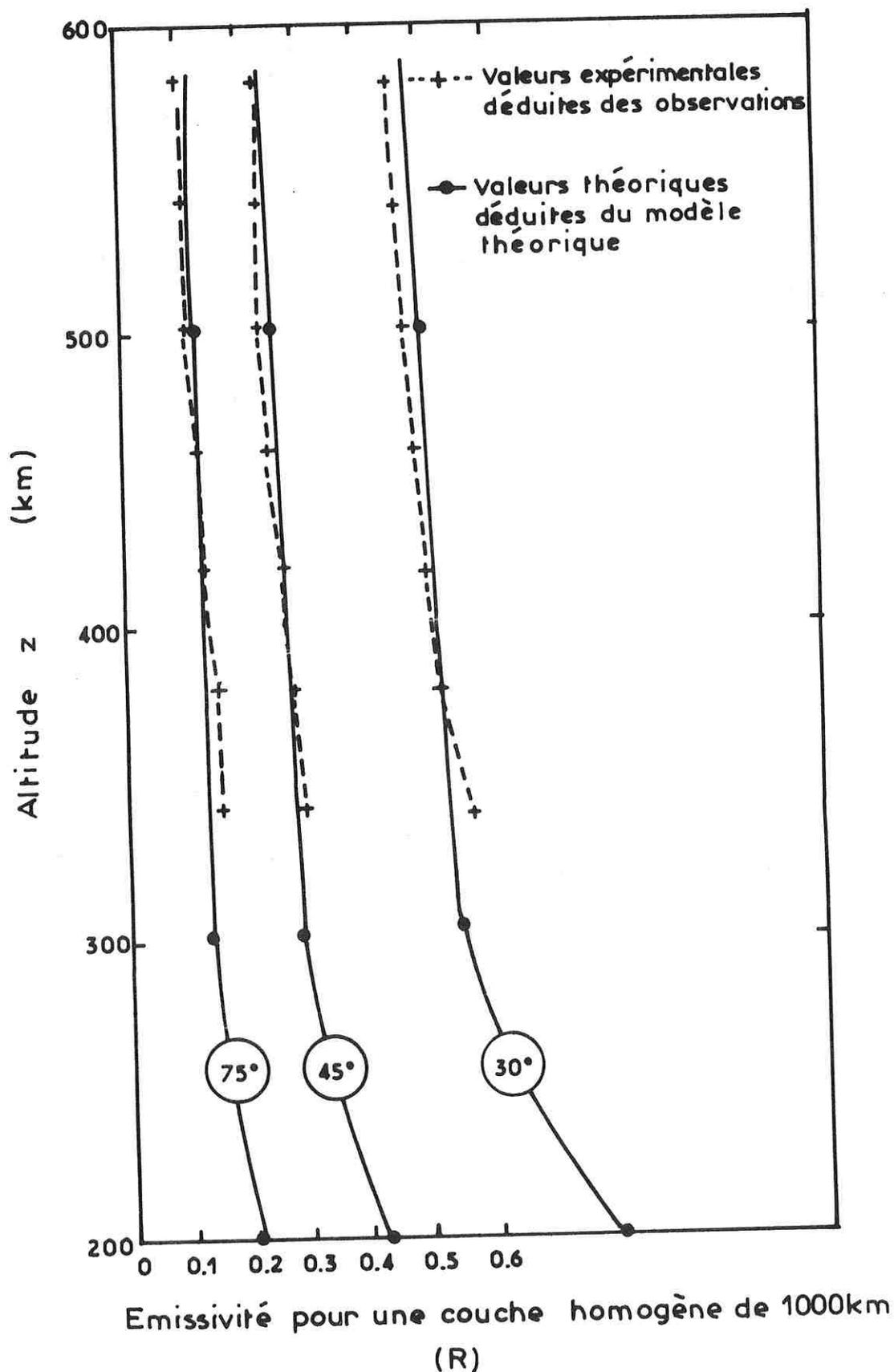
$$J = L^{-1} \Delta I$$

Les vecteurs J sont déterminés pour les 2 vecteurs ΔI calculés le 27 avril 1971 et les 6 vecteurs ΔI moyens calculés à partir de l'ensemble des données. Les résultats sont traduits sur la figure 25 qui met en évidence la distribution verticale de l'émissivité. La méthode utilisée ici est peu précise, puisqu'elle suppose que l'émissivité est constante à l'intérieur d'une couche et qu'elle présente une indétermination systématique due à l'altitude du satellite. Néanmoins elle suffit pour mettre en évidence une décroissance faible de l'émissivité avec l'altitude.

b) Comparaison avec l'émissivité des modèles numériques

Dans le modèle numérique moyen envisagé précédemment, la fonction source est calculée pour des altitudes et des angles de dépression solaire donnés. Or, la fonction source n'est rien d'autre qu'une émissivité par unité de longueur et peut s'exprimer en 10^6 photons $\text{cm}^{-2} (10^3 \text{ km})^{-1} \text{ s}^{-1} (4\pi \text{ stéradian})^{-1}$, c'est-à-dire en rayleighs pour une visée de 1000 km. Il devient alors possible de comparer cette distribution verticale théorique de l'émissivité avec la distribution mise en évidence par D2A. Les résultats obtenus à partir de la moyenne de toutes les observations faites entre 550 et 650 km et à partir du modèle moyen calculé avec \bar{I}_g 'soir et \bar{I}_g 'matin en pondérant par le nombre d'observations du soir d'une part et du matin d'autre part, sont indiqués sur la figure 26. Les angles de dépression solaires sont pris égaux à 75° , 45° et 30° . Il y a un remarquable accord entre le modèle et les observations : tout au plus semble-t-il qu'au-dessous de 400 km, l'émissivité croît un peu plus vite dans la réalité que dans le modèle.

Figure 26 - COMPARAISON ENTRE LES DISTRIBUTIONS VERTICALES EXPERIMENTALE ET THEORIQUE POUR L'EMISSIVITE $H\alpha$ GEOCORONALE DANS LA THERMOSPHERE



En résumé, la distribution verticale de l'émissivité déduite de l'ensemble de toutes les données H α du satellite D2A est compatible avec un modèle de 10⁵ atomes d'hydrogène par cm³ à l'exobase et un profil de Kockarts et Nicolet dans la thermosphère. La méthode utilisée ici ne permet certes pas de mettre en évidence des inhomogénéités locales puisque le signal est intégré sur toute la ligne de visée. Elle pourrait néanmoins être avantageusement utilisée :

- par une expérience effectuant des balayages moins rapides des couches au-dessous de 600 km pour déterminer l'émissivité dans les basses couches de la thermosphère, et donc les conditions aux limites.
- par une expérience fonctionnant le jour (éventuellement moins sensible que H α D2A, mais ayant une plus grande dynamique de comptage), pour déduire de la distribution verticale de l'émissivité lorsque les diffusions multiples deviennent négligeables, la densité d'hydrogène dans la thermosphère.

CONCLUSION

Près de 150 000 observations géocoronales, ne présentant aucun risque de contamination par des signaux parasites, ont été faites dans le plan perpendiculaire à la direction Terre-Soleil. La géométrie des observations implique qu'il est difficile de trouver au cours d'une même orbite deux observations vraiment comparables et que la réduction des données brutes doit être faite sur plusieurs semaines. L'abondance des données et la mesure simultanée du signal zodiacal rendent l'erreur sur les mesures réduites inférieure à 0,5 R. Il ressort de l'analyse des données que :

- 1) Les signaux H α détectés sont à peu près deux fois moins élevés que ne le laissaient prévoir les observations au sol antérieures. Mais, en tenant compte de l'effet de la couche d'hydrogène située entre le satellite et la Terre, et de la mauvaise estimation du signal zodiacal pour les expériences au sol, toutes les observations deviennent cohérentes.
- 2) Dans toutes les directions, les valeurs observées sont en bon accord avec les valeurs théoriques que nous calculons par des méthodes classiques de transfert de rayonnement, à partir d'un modèle simple d'hydrogène ($T_e \sim 950$ K ; 10^5 atomes cm^{-3} à 500 km ; distribution de Kockarts-Nicolet dans la thermosphère et de Chamberlain dans l'exosphère) et d'un flux au centre de la raie Ly β solaire de $4,5$ à 5×10^9 photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$.
- 3) La distribution verticale de l'émissivité dans la thermosphère est déterminée à partir des données ; elle est compatible avec les concentrations choisies pour le modèle numérique.
- 4) Une variation journalière de l'émission H α géocoronale apparaît ; elle est interprétée en terme d'asymétrie matin-soir du nuage d'hydrogène.
- 5) L'évolution à long terme de l'émission H α géocoronale est observée ; le signal H α a tendance à croître dans le temps et passe par des extrema bien localisés ; la croissance observée est attribuée à une augmentation du flux solaire en 1972 et à une augmentation de la concentration en hydrogène en 1973.

Pour parvenir à ces résultats, nous avons mis au point :

- une méthode simple de détermination de l'émissivité locale dans la thermosphère
- un modèle numérique qui, tout en conservant la symétrie sphérique pour la simplicité des calculs, rend compte de l'asymétrie matin-soir et de l'évolution à long terme.

Nous pouvons donc calculer une luminance géocoronale théorique aussi peu éloignée de la réalité que possible, en tout point et en toute direction, entre avril 1971 et juin 1973. Cela revient à dire que nous pouvons soustraire l'émission H α géocoronale de nos observations faites en visant des nébuleuses émissives ou encore les basses couches de la thermosphère. Mais surtout, cela signifie que le problème du mécanisme de l'émission est maintenant expliqué.

CHAPITRE 4

OBSERVATION DE NEBULEUSES EMISSIVES

Introduction	p. 191
I - Revue du problème	p. 193
1. Origine de l'émission H α	
2. Bilan des observations antérieures	
3. Ordre de grandeur de l'émissivité intégrée	
a - Régions HI	
b - Régions HII	
II - Données nébulaires de D2A	p. 199
1. Choix des données	
a - Fabrication de bandes condensées	
b - Elimination complémentaire optionnelle	
c - Bilan	
2. Problème des raies parasites	
a - Mécanisme d'émission	
b - Raies parasites au voisinage de H α	
c - Application à l'observation des nébuleuses émissives avec le photomètre	
3. Présentation des données	
a - Données brutes	
b - Principe de la réduction des données	
4. Cartes de nébuleuses émissives en H α	
a - Etude d'une région, semestre par semestre	
b - Cartographie galactique	
c - Cartographie équatoriale	
III - Discussion des résultats	p. 217
1. Valeur absolue des émissivités intégrées	
a - Comparaison avec les résultats de Johnson	
b - Comparaison avec les résultats de Zhidkov	
c - Comparaison avec les résultats de Tinsley	
d - Comparaison avec les résultats de Reynolds, Roesler et Scherb	

2. Exemple d'utilisation des données pour une meilleure connaissance des nébuleuses répertoriées
 - a - Nébuleuse de Gum
 - b - Boucle de Barnard
3. Exemple d'utilisation des données pour une meilleure connaissance des régions non répertoriées
 - a - Nébuleuses étendues peu intenses
 - b - Emission $H\alpha$ diffuse

Conclusion

p. 227

TABEAU 1

DIFFERENTS TYPES DE NEBULEUSES

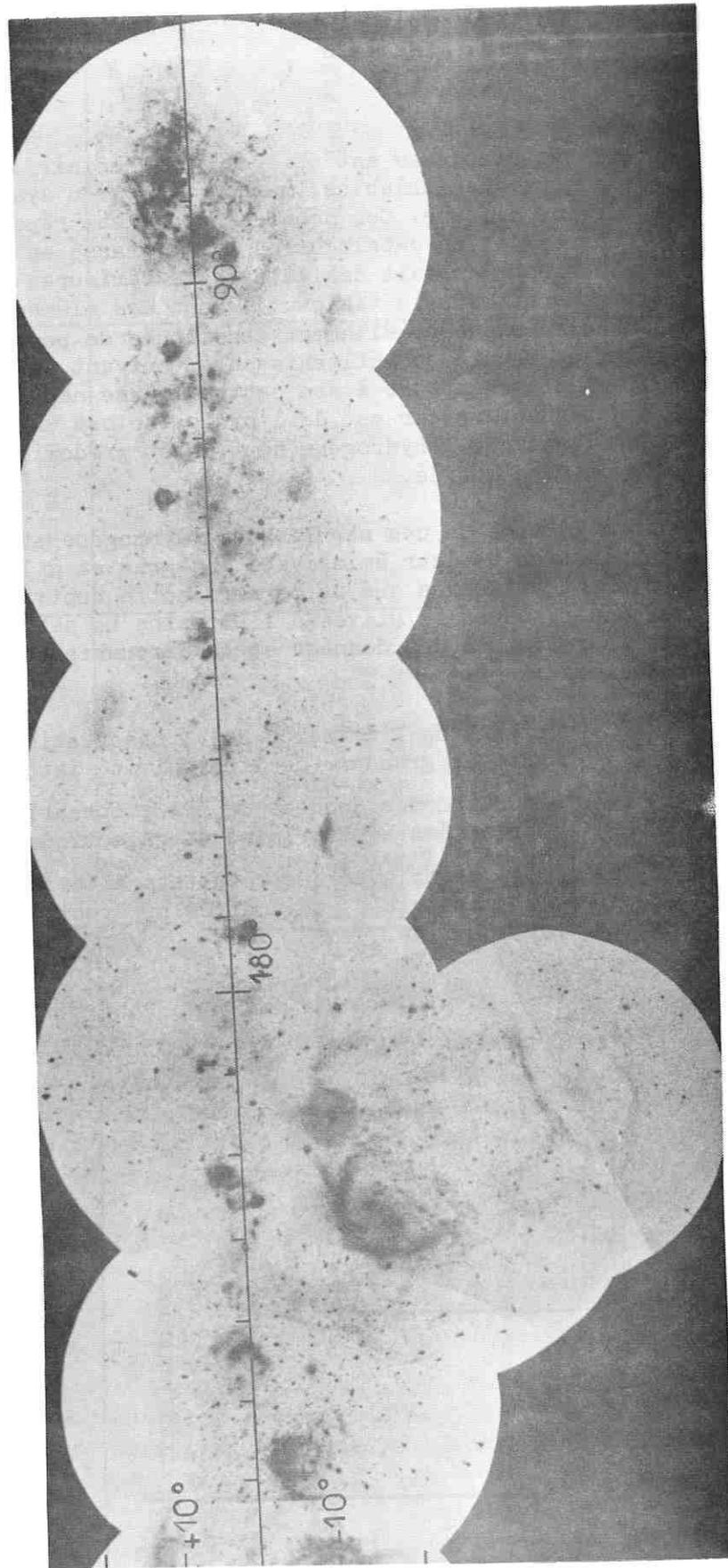
Dénomination	Origine de l'émission H α	Exemples
<p>Extragalactiques ...</p> <p>Nébuleuses dites obscures ou réfléchissantes suivant la position d'étoiles brillantes par rapport à leur centre</p>		<p>Andromède</p> <p>Nuages de Magellan</p>
<p>Galactiques</p> <p>Constituées de poussières</p> <p>Constituées d'hydrogène Régions H_I ou H_{II}</p>	<p>Photoionisation</p> <p>Photoionisation</p> <p>Collision et effet synchrotron</p>	<p>Tête de cheval</p> <p>Nébuleuse des Pléiades</p> <p>Anneau de la Lyre</p> <p>Nébuleuse de λ Orionis</p> <p>Nébuleuse du Crabe</p>

Le terme de nébuleuse est utilisé pour définir des objets célestes profondément dissemblables, mais éloignés du système solaire et d'apparence diffuse. Ces nébuleuses ont été répertoriées dès 1787 par Messier et un catalogue en a été dressé en 1888 (N.G.C. - Dreyer). Certaines sont en fait des galaxies extérieures ; d'autres, ainsi qu'il apparaît sur le tableau 1, sont des éléments de notre Galaxie. Une nébuleuse essentiellement constituée de poussières est une nébuleuse obscure ou réfléchissante (suivant la position d'étoiles brillantes par rapport à son centre) ; une nébuleuse galactique dont le constituant majeur est de l'hydrogène est une région HI, ou encore HII, suivant que l'hydrogène neutre est prédominant ou non par rapport à l'hydrogène ionisé.

C'est à l'étude de ces nébuleuses d'hydrogène et en particulier à la détermination de leur émissivité intégrée et à la détection de régions faiblement émissives que se bornera notre contribution : une revue des connaissances relatives à l'émission $H\alpha$ nébulaire sera effectuée, puis la réduction des données et la discussion des résultats seront présentées :

- I Origine de l'émission $H\alpha$; observations antérieures et ordre de grandeur de l'émissivité intégrée.
- II Réduction des données de D2A ; obtention de cartes en coordonnées équatoriales et galactiques.
- III Comparaison avec des résultats antérieurs : valeurs absolues des émissivités - diamètres apparents - nébuleuses non répertoriées.

Figure 1 - PHOTOGRAPHIE EN $H\alpha$ DE
L'HEMISPHERE NORD DE NOTRE GALAXIE
[D'après Sivan - photo publiée dans Astron. Astrophys. suppl. 16 - 1974]



I - REVUE DU PROBLEME

I - 1. Origine de l'émission H α

Le rayonnement U.V. des étoiles chaudes, du type Wolf-Rayet, O, B₀ ou B₁ de la classification de Harvard, ionise l'hydrogène des nébuleuses planétaires qui entourent l'étoile excitatrice, ou des nébuleuses diffuses qui constituent de grands nuages de forme irrégulière. La recombinaison des atomes sur les différents niveaux engendre l'émission de séries de raies avec, en particulier, la raie rouge H α qui est la plus intense dans le visible, et de spectres continus adjacents à ces séries.

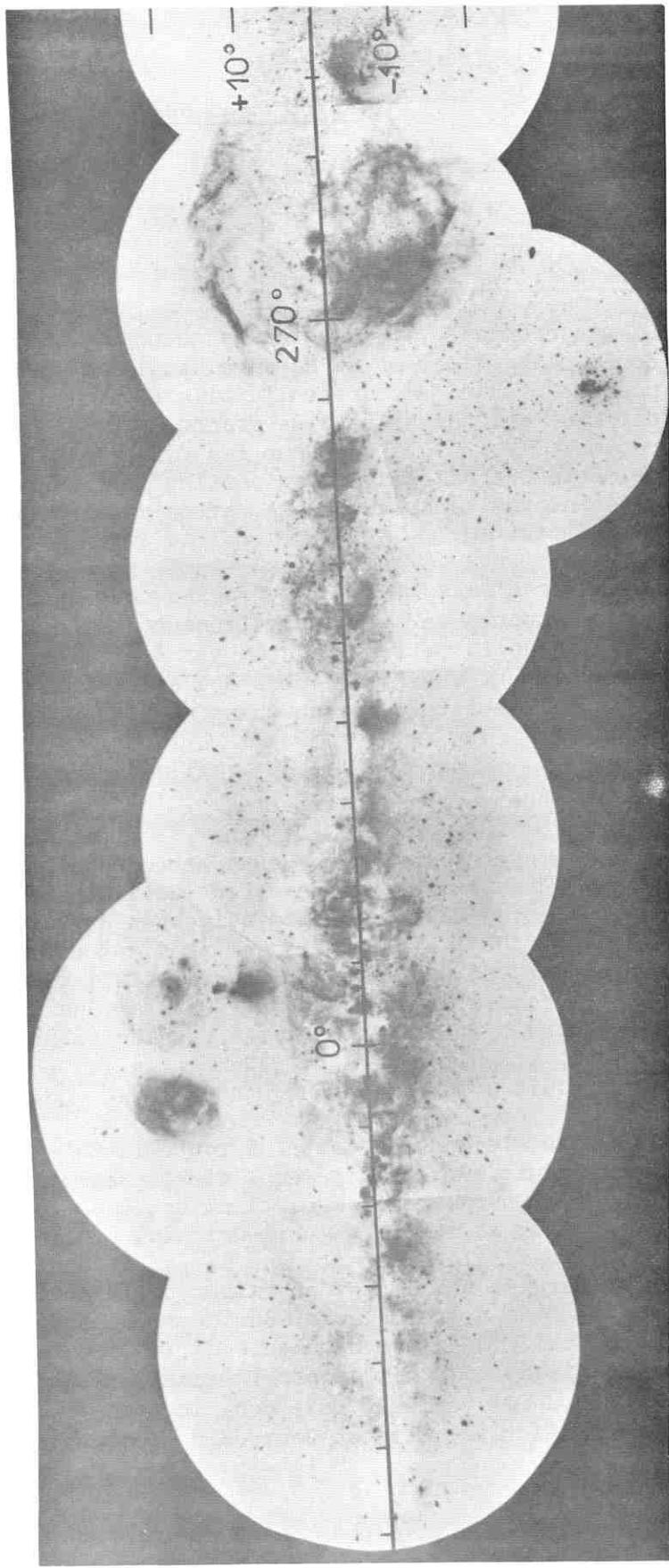
Les raies d'émission de l'hydrogène sont aussi observées dans les résidus de supernovae. Elles proviennent des collisions avec le gaz interstellaire de la matière éjectée par l'étoile lors de son explosion ; elles peuvent aussi être dues à l'effet synchrotron (déplacement d'électrons relativistes dans un champ magnétique).

I - 2. Bilan des observations antérieures

Les premières observations au spectrographe des raies d'émission de l'hydrogène interstellaire datent de 1938 (Struve et Elvey). Les premières photos des régions émissives en H α ont été obtenues en 1948 (Strömgren 1948 ; Shajn et Hase - 1952); mais c'est surtout à partir de 1951 que des cartes ont été publiées par Courtès (1951 a) et b). Ces résultats ont été complétés par Johnson (1955) et Sharpless (1959) dans l'hémisphère nord ; et par Bok, Bester et Wade (1955), Gum (1955), Rodgers, Campbell et Whiteoak (1960), Georgelin et Georgelin (1970), et enfin Sivan (1974 a) et b)) dans l'hémisphère sud.

A ce jour, le montage photo de toute la Galaxie, publié par Sivan, et reproduit sur les figures 1 et 2, présente les résultats les plus complets. On remarque en particulier, dans la partie boréale, la boucle de Barnard, la nébuleuse de λ Orionis, et la dentelle du Cygne. L'intensité maximale apparaît dans la partie australe, entre le Sagittaire et la Carène, simplement en raison de la position excentrée du système solaire dans notre Galaxie. Sur cette seconde photo, la nébuleuse de ζ Ophiuchi, la grande nébuleuse de Gum, et les nuages de Magellan se dessinent très nettement. L'émission provient de nuages qui sont à des distances variées, mais dont la disposition est maintenant bien déterminée (Georgelin et Georgelin - communication personnelle).

Figure 2 - PHOTOGRAPHIE EN H α DE
L'HEMISPHERE SUD DE NOTRE GALAXIE
[D'après Sivan - photo publiée dans Astron. Astrophys. suppl. 16 - 1974]



Les nébuleuses identifiées par photo au sol peuvent avoir des diamètres apparents très faibles. Mais, pour sortir du continuum tellurique ou interplanétaire et de l'émission H α géocoronale, elles doivent présenter une intensité suffisante et de toutes façons les difficultés de l'étalonnage absolu des plaques photo font que leur émissivité intégrée n'est pas connue avec précision.

1 - 3. Ordre de grandeur de l'émissivité en H α

a - Régions HI

Dans les régions HI, la densité n_H en hydrogène est déjà une vingtaine de fois plus forte que dans le gaz interstellaire galactique et approche 20 atomes cm^{-3} . Sous l'effet ionisant des étoiles excitatrices, mais aussi des rayons cosmiques peu énergétiques, et des rayons X, la densité électronique n_e atteint en moyenne 0,05 électron cm^{-3} . D'où, pour un nuage occupant, par exemple, 20 parsecs sur la ligne de visée, une "mesure d'émission"

$$n_e^2 dl = (0,05)^2 \times 20 = 0,05 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$$

L'émissivité intégrée s'écrit pour la raie H α

$$\int \epsilon_\alpha \phi(T_{e1}) n_e n_H^+ \exp[-\tau_\alpha(l)] dl$$

où ϵ_α est la probabilité d'émission d'un photon H α par recombinaison.

T_{e1} est la température électronique

$\phi(T_{e1})$ est le coefficient de recombinaison effectif.

$\tau_\alpha(l)$ est l'épaisseur optique en H α à la distance l .

Pour T_{e1} de l'ordre de 100 K, dans un nuage analogue au nuage précédemment défini, l'émissivité intégrée n'est que de l'ordre de 8×10^4 photons $\text{H}\alpha \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ soit 1 R (Reynolds - Roesler - Scherb et Boldt - 1971). Il est donc clair que de telles régions, si tant est qu'on puisse admettre qu'elles émettent en H α ou H β , ne peuvent guère être décelées à ces longueurs d'onde (Reynolds, Roesler et Scherb - 1973a).

C'est à partir d'observations à 21 cm que la morphologie complexe des régions HI a été déterminée. Elles sont surtout distribuées le long des trois bras spiraux les plus facilement observables de la Galaxie ; le bras d'Orion, proche du Soleil, le bras du Sagittaire qui passe au voisinage de la direction du centre galactique et le bras de Persée.

b - Régions HII

Dans ces régions, qui sont d'ailleurs éventuellement entourées par des régions HI, l'hydrogène est totalement ionisé et la sphère d'ionisation est appelée sphère de Strömngren. Lorsque l'ionisation provient de l'explosion passée d'une supernova, on peut parler de sphère de Strömngren fossile.

Une relation simple existe d'ailleurs entre le rayon r de la sphère ionisée, la densité en hydrogène n_H et le type spectral de l'étoile excitatrice, qui détermine un paramètre r_0 (figure 3)

$$r = r_0 n_H^{-2/3}$$

Pour une région présentant une densité électronique n_e typique de 3 électrons cm^{-3} et occupant comme dans l'exemple précédent 20 parsecs sur la ligne de visée, l'émissivité intégrée est, pour T_e voisin de 10^4 K, de l'ordre de 4×10^6 photons $\text{H}\alpha \text{ cm}^2\text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}$ (Reynolds, 1971), soit environ 50 R.

La largeur de la raie $\text{H}\alpha$ est de quelques dixièmes d'angströms et de telles régions peuvent être remarquablement bien connues par l'astronomie optique en $\text{H}\alpha$; ce sont elles qui apparaissent nettement sur les photographies présentées. Le seul problème est que, pour des visées effectuées depuis le sol, l'erreur expérimentale due à la géocouronne est de quelques rayleighs. Le diamètre apparent des nébuleuses n'est donc pas vraiment déterminé, puisque l'émission nébulaire décroît rapidement lorsque la visée s'éloigne du centre de la nébuleuse et que la longueur de région émissive traversée décroît.

Au contraire, si le diamètre apparent α_M d'une nébuleuse sphérique, distante de $OS = d$ du système solaire (figure 4) est bien connu, il devient possible de mieux connaître la distribution en hydrogène à l'intérieur de la sphère. En effet, bien que l'émissivité $\text{H}\alpha$ ne soit pas constante dans toute la sphère, on peut admettre que le problème présente une symétrie de révolution, et que l'émissivité J n'est fonction que de la distance x au centre de la sphère. Donc, pour une visée s'écartant de α de l'axe OS , l'émissivité nébulaire intégrée est

$$I_n(\alpha) = 2 \int \frac{d \sin \alpha_M}{d \sin \alpha} J(x) dx$$

Le calcul de $J(x)$ revient à inverser une équation intégrale. Une méthode simple peut être proposée : représenter l'émission par un système de M couches de distance au centre $(x_i, x_i + 1)$ à l'intérieur desquelles $J(x) = J_i$. La connaissance de $I(\alpha_i)$ où $x_i = d \sin \alpha_i$ ramène le problème à la résolution d'un système de M équations à M inconnues, dont la matrice caractéristique est triangulaire (voir chapitre 3 - VI)

TABLEAU 2

BANDES CONDENSEES

"GALACTIQUE" ET "EXTRAGALACTIQUE"

Informations relatives à chaque mesure

1.	$I_{\text{h}} = I_1 - \bar{I}_g$	= intensité nébulaire en R *
2.	$Y(15) = l_{\text{II}}$	= longitude galactique de la direction visée
3.	$Y(16) = b_{\text{II}}$	= latitude galactique de la direction visée
4.	$Y(61) = \alpha$	= ascension droite de la direction visée
5.	$Y(62) = \delta$	= déclinaison de la direction visée
6.	$Y(40) = T_j$	= temps julien
7.	$Y(64)$	= indicateur à 13 moments

* lorsque la différence ainsi calculée est très légèrement négative, la valeur 0 est écrite sur la bande.

II - DONNEES NEBULAIRES

DE D2A

Le signal reçu par le premier canal du photomultiplicateur provient, au fond continu près, d'éventuels phénomènes transitoires advenant dans la basse thermosphère, de la géocouronne, et des étoiles ou nébuleuses émissives en H α (et NII). Si la visée est faite au-dessus du plan horizontal local, et s'il n'y a pas d'étoile brillante dans le champ, l'émissivité nébulaire s'écrit :

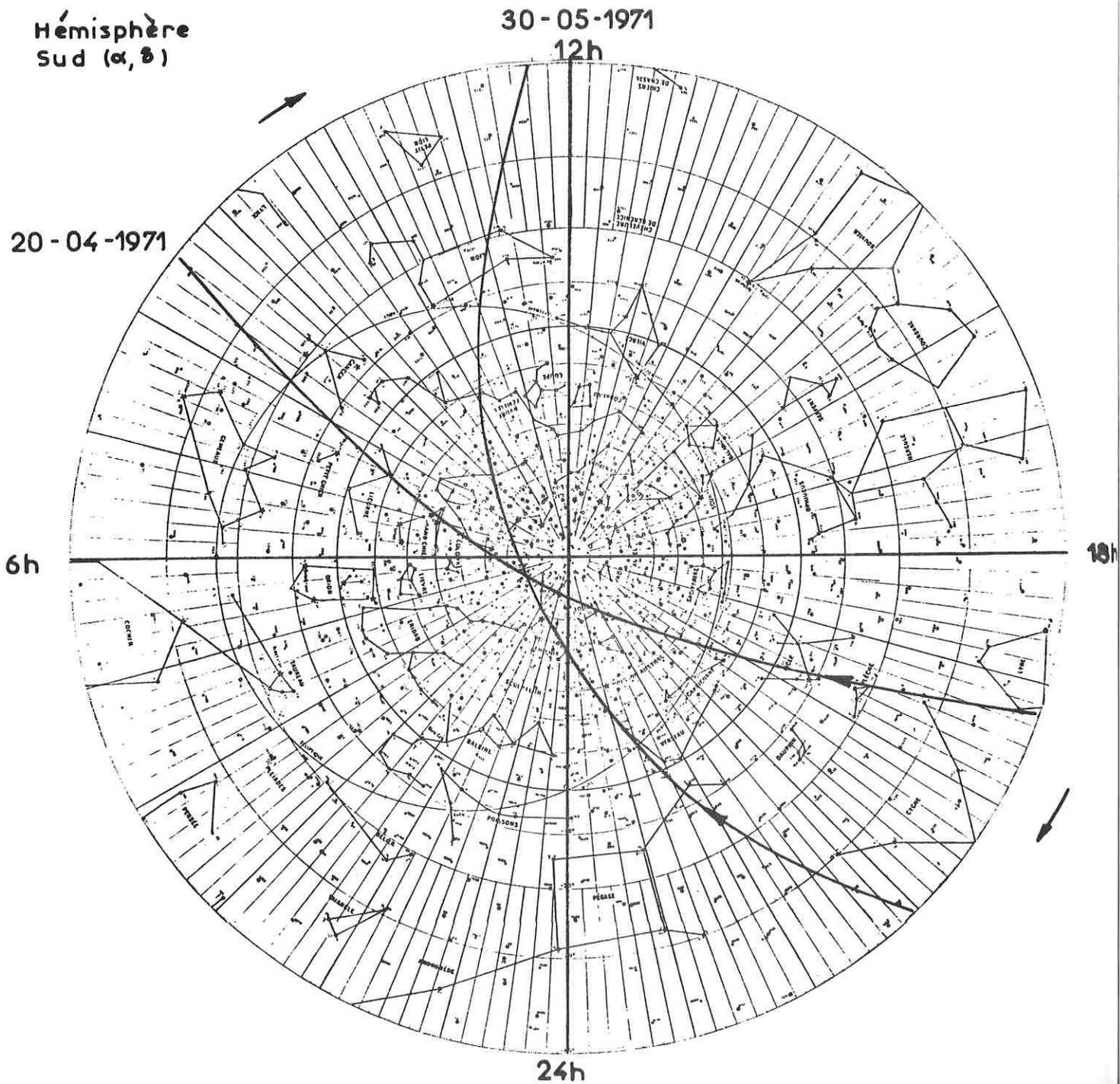
$$I_n = I_1 - \overline{I}'_g = [(M-M_0) - \epsilon_1(N-N_0)] \Omega_1(T)C_1 - ke(1,b) - \overline{I}'_g$$

- où
- M est le signal total reçu sur la voie 1
 - M₀ est le courant d'obscurité sur la voie 1
 - N est le signal total reçu sur la voie 2
 - N₀ est le courant d'obscurité sur la voie 2
 - ϵ_1 est le coefficient d'étalonnage relatif pour la voie 1
 - $\Omega_1(T)$ est le coefficient thermique
 - C₁ est le coefficient d'étalonnage absolu pour la voie 1
 - ke(1,b) est le terme résiduel provenant de la lumière intégrée des étoiles en fonction des coordonnées galactiques.
 - \overline{I}'_g est la luminance géocoronale théorique.

La ligne de visée de l'expérience balaye la sphère céleste à chaque rotation du satellite autour de son axe. Sans tenir compte des observations effectuées en phase jour, ni de celles effectuées au-dessous du plan horizontal local, vers la Terre ou la basse atmosphère, chaque révolution du satellite permet de mesurer l'émissivité nébulaire en plus de 100 points répartis sur un grand cercle de la sphère céleste. En fait, plusieurs orbites consécutives correspondent au balayage de la même région du ciel, puisque le champ de l'expérience perpendiculairement à la ligne de visée est de 2°40'. Avec une précession de l'ordre de 1° par jour (figure 5), le satellite explore donc tout le ciel en 6 mois et 5 cartes doivent pouvoir être obtenues à partir des observations ; une petite zone "blanche", correspondant aux orbites plein soleil, qui se répètent d'ailleurs à peu près tous les 6 mois, doit apparaître sur ces cartes.

Figure 5 - EXPLORATION DE LA SPHERE CELESTE PAR $H\alpha$ D₂A

Le cercle d'observation de la sphère céleste est balayé à chaque rotation du satellite autour de son axe (1mn en rapide) - Une observation de 7/8s est faite toutes les 2s - Toutes les 24h, 30 mn d'observations (soit 900 mesures) sont enregistrées



II - 1. Choix des données

a - Fabrication de bandes condensées

Les critères de sélection des mesures ne sont pas sévères, l'idée étant que l'émission nébulaire est constante pendant les 26 mois de données et que les causes d'erreurs aléatoires disparaissent lorsque tous les résultats correspondant aux 5 balayages successifs de la sphère céleste sont étudiés simultanément. Les mesures choisies sont celles pour lesquelles :

- l'angle de dépression solaire est supérieur à 25° , afin que l'émission géocoronale soit faible.

- l'altitude du point le plus bas sur la ligne de visée est l'altitude du satellite. Ainsi, il n'y a pas de risque de contamination par les émissions telluriques ou aurorales.

Les informations indiquées dans le tableau 2 sont notées sur deux bandes condensées, dites "galactique" (n° 2917) ou "extragalactique" (n° 4931) suivant que la valeur absolue de la latitude galactique b_{II} est inférieure ou supérieure à 30° .

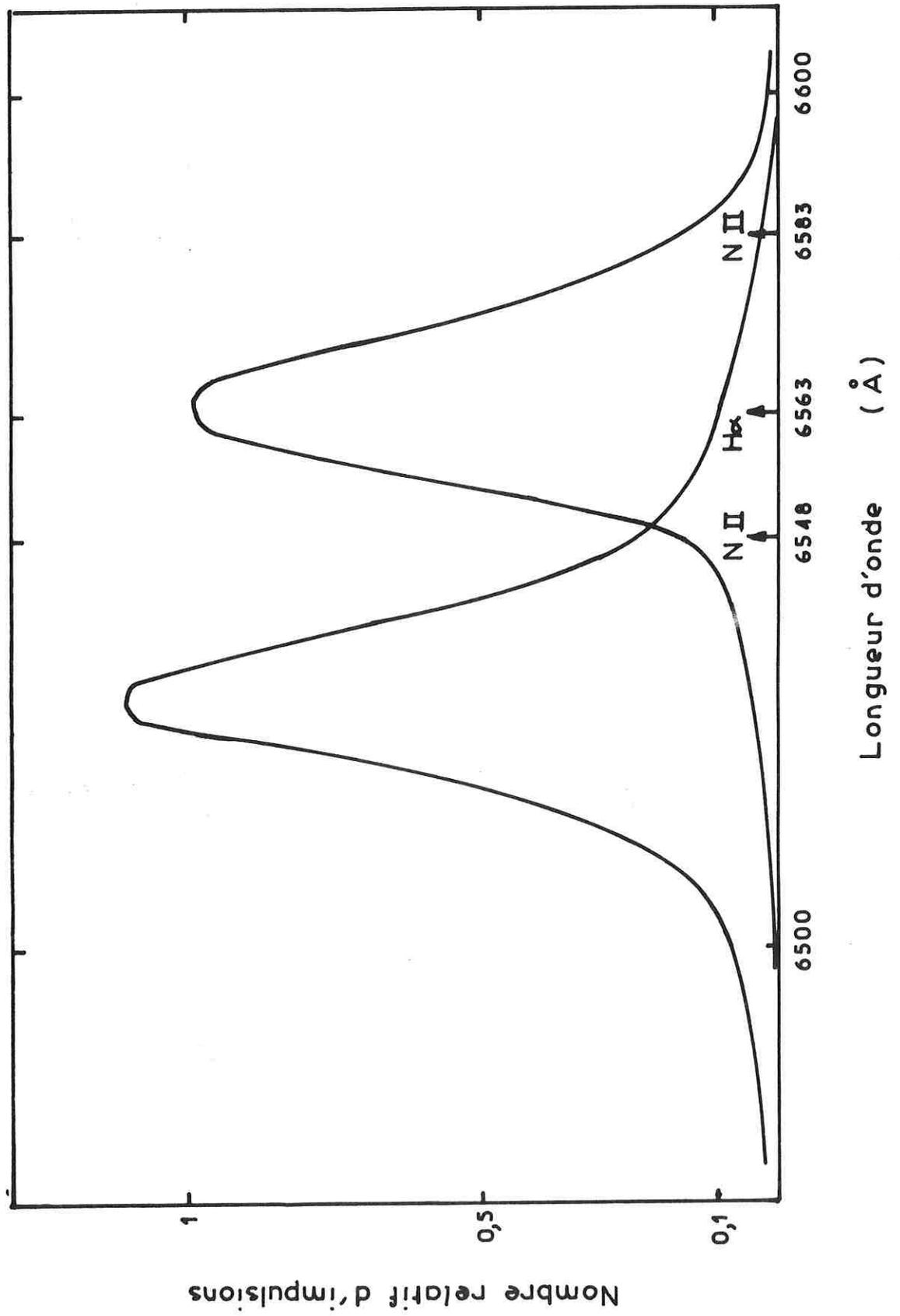
b - Elimination complémentaire optionnelle

Lorsqu'une étoile brillante passe dans le champ, le signal recueilli sur la voie fond continu s'élève et l'erreur sur la mesure individuelle augmente. Aussi, toutes les mesures pour lesquelles une étoile plus brillante que le 5^e magnitude photographique se trouve dans le champ de l'expérience (ou à moins d'un demi degré des bords de celui-ci) peuvent-elles, au risque de faire apparaître des plages blanches sur les cartes de nébuleuses, être éliminées par un test sur l'état de l'indicateur à 13 moments.

c - Bilan

Il reste finalement 126016 mesures galactiques et 150292 mesures extragalactiques, pour lesquelles I_N est compris entre 0 et 70 R. Le calcul d'erreur (Annexe E) établit que l'erreur sur une mesure individuelle, due aux fluctuations statistiques des compteurs, à la valeur adoptée pour k_e , mais surtout à l'évaluation du signal géocoronal est inférieure à 5R.

Figure 6 - EFFET DES RAIES DE N⁺ SUR L'EXPERIENCE



II - 2. Problèmes des raies parasites

a - Mécanisme d'émission

Le spectre d'émission d'un certain nombre d'ions ou atomes risque d'apparaître dans le milieu interstellaire sous forme de raies interdites. En effet, si les niveaux excités métastables de la particule sont assez proches du niveau fondamental, ils peuvent être excités au cours d'une collision inélastique avec un électron thermique du milieu. Les conditions physiques et, en particulier, la faible densité, donnent une durée de vie suffisante à la particule pour qu'apparaisse une émission spontanée du niveau 2 au niveau 1 (fondamental).

b - Raies parasites au voisinage de H α

Les deux raies observables sont celles de N⁺ :

$$\begin{array}{rcl} \text{NII} & 6548 \overset{\circ}{\text{Å}} & 1 D_2 \rightarrow 3 P_1 \\ & 6583 \overset{\circ}{\text{Å}} & 1 D_2 \rightarrow 3 P_2 \end{array}$$

Comte (1973) a établi que le doublet émet approximativement

$$9,1 \times 10^{-8} T_{el}^{1/2} 10^{-9500/T_{el}} n_e n_{N^+} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

et que la raie à 6583 Å est à peu près 3 fois plus intense que la raie à 6548 Å. De plus, il a mesuré le rapport $I(6563 \overset{\circ}{\text{Å}}) / I(6583 \overset{\circ}{\text{Å}})$ dans les galaxies N.G.C. 4258, N.G.C. 598 (M33) et N.G.C. 5194 (M51) tout comme dans des régions HII galactiques ; ce rapport reste compris entre 1 et 13, tout en étant le plus souvent voisin de 3 et est maintenant bien connu.

c - Application à l'observation de nébuleuses émissives avec le photomètre H α D2A.

Le photomètre ne peut pas distinguer entre H α et NII. Mais la contribution de la raie à 6548 Å est négligeable, puisqu'elle est vue avec la même réponse instrumentale par les deux canaux (figure 6) et donc finalement soustraite. La contribution de la raie à 6583 Å représente au plus 23 % de la raie H α ; elle est en moyenne de l'ordre de 8 % de la raie H α .

II - 3. Présentation des données

Elle est faite sous forme de cartes du ciel, soit en coordonnées galactiques, soit en coordonnées équatoriales.

Figure 7 - MISE EN EVIDENCE DE LA DISPERSION DES MESURES

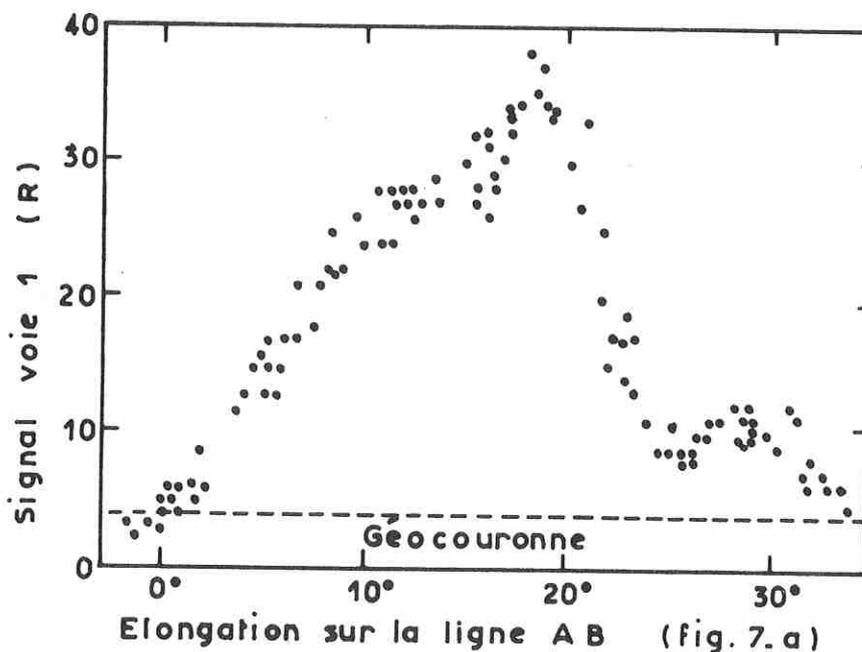
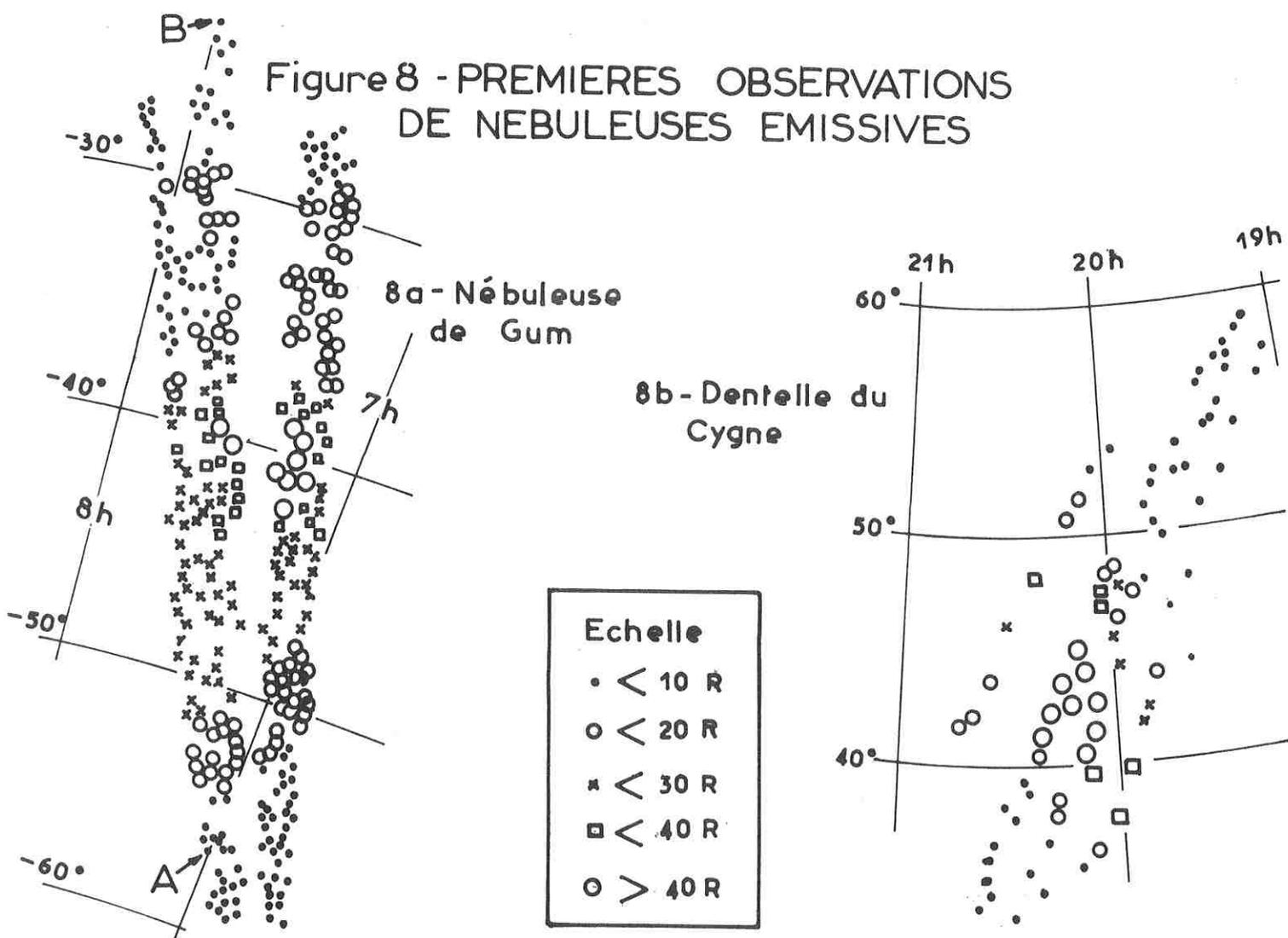


Figure 8 - PREMIERES OBSERVATIONS DE NEBULEUSES EMISSIVES



á - Données brutes

La figure 7, qui présente les signaux en provenance de la nébuleuse de Gum recueillis au cours d'une vingtaine de rotations du satellite autour de son axe, met en évidence une dispersion inférieure à 5 R et confirme la stabilité de l'instrument. Le signal géocoronal n'est d'ailleurs pas calculé à partir d'un modèle numérique, mais simplement évalué grossièrement à partir de sa valeur moyenne pendant les observations. C'est d'ailleurs par cette technique que des cartes partielles de nébuleuses analogues à celles de la figure 8 ont pu être tracées immédiatement après le lancement du satellite (Levasseur - 1971 ; Blamont et Levasseur - 1971).

Une carte complète de la nébuleuse de Gum en α , δ a été tracée manuellement à partir de toutes les mesures obtenues entre $\alpha = 90^\circ$ et 150° d'une part, $\delta = -25^\circ$ et -75° d'autre part pendant les six premiers mois de fonctionnement du satellite. Elle mettait bien en évidence le balayage du satellite, avec une avance de 1° par jour et une discontinuité correspondant aux 48 heures de flottement dans la programmation de la télémessure après la panne de l'enregistreur. Bien que le champ de l'expérience soit de $6^\circ 35' \times 2^\circ 40'$ (allongé dans le sens des lignes de balayage), la multitude des points composant la carte permet en quelque sorte de la déconvoluer et d'obtenir une image assez précise, sur laquelle se dessinent des structures filamenteuses de moins de 1° de côté. Notre but, toutefois, n'est pas de fabriquer de mauvaises photos, mais de connaître l'émissivité avec le maximum de précision.

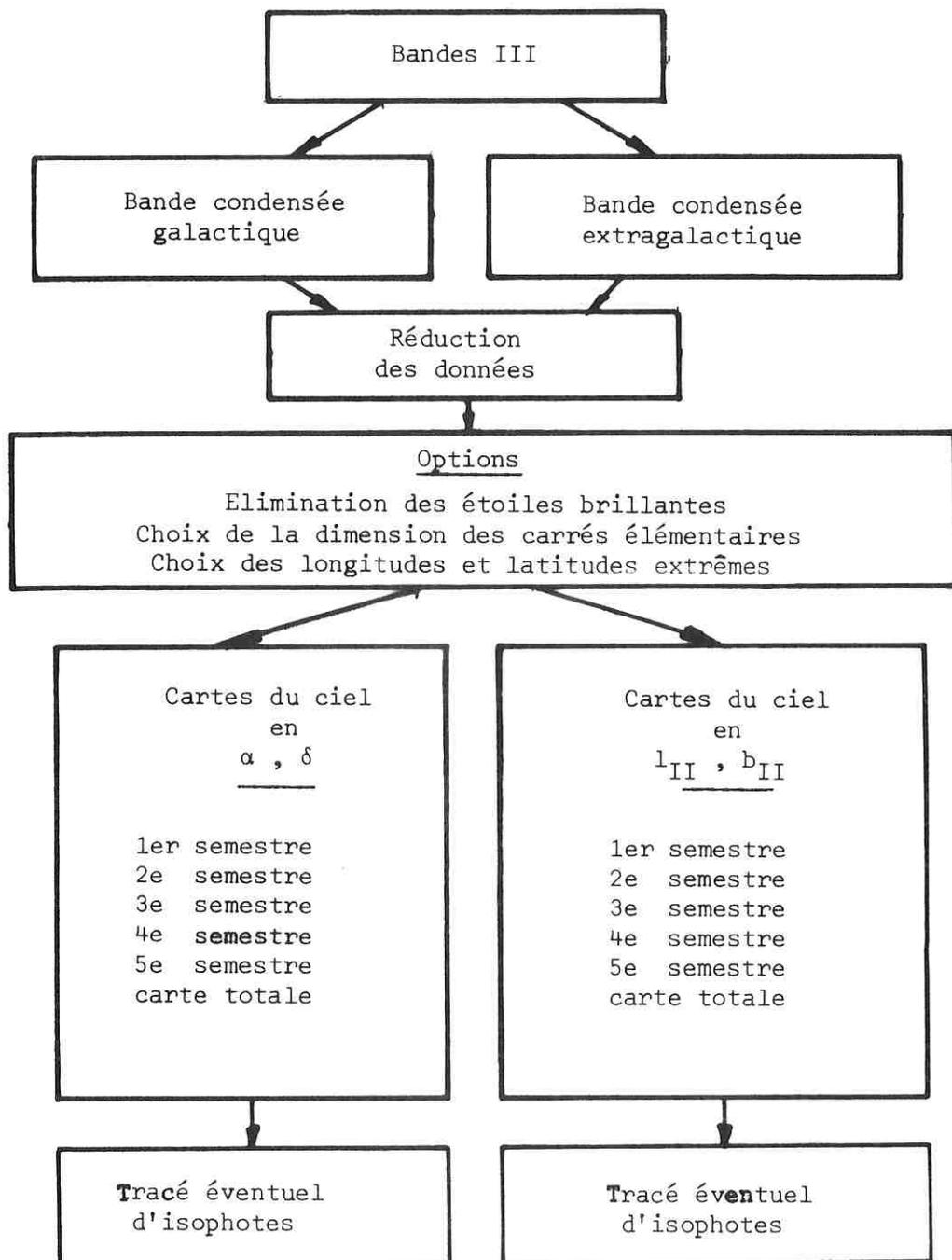
b - Principe de la réduction des données

La précision des mesures est améliorée en considérant simultanément toutes les observations effectuées dans la même direction pendant les 48 heures consécutives durant lesquelles elle était explorée. S'il n'y a pas de dégradation de l'expérience au cours des 26 mois de fonctionnement, il est encore plus intéressant de regrouper toutes les observations effectuées en 4 ou 5 séquences à 6 mois d'intervalle. La direction étant connue à la précision du champ près, il est légitime d'associer toutes les mesures effectuées dans des domaines carrés élémentaires de 2° de côté.

- Résultats du calcul d'erreur

La valeur moyenne est calculée d'après les formules présentées dans le chapitre 1 (II-2-b). Les tests préliminaires ont prouvé que, lorsqu'une quinzaine de mesures au moins sont effectuées dans la direction considérée, l'erreur probable est inférieure à 1 R. De plus, en basse et moyenne latitude, il y a environ 20 mesures par carré élémentaire de 2° de côté pour une séquence d'observation de 48 heures.

Figure 9 - SCHEMA DU TRAITEMENT



- Mise en forme des données

La mise au point du programme de cartographie a été assurée par le CNES. Le schéma du traitement informatique est présenté sur la figure 9. Une partition du plan (α, δ) ou (l_{II}, b_{II}) en carrés élémentaires est effectuée. Dans chacun de ces carrés, et pour $|\delta|$ ou $|b_{II}|$ inférieur à 57° (au delà de cette latitude, une représentation cartésienne ou de Mercator est déraisonnable), le signal $(H\alpha + NII)$ moyen correspondant aux mesures conservées sur les bandes galactiques ou extragalactiques après élimination des étoiles est calculé selon la méthode décrite ci-dessus. Lorsque ϵ_p est inférieur à $.1 R$ et que n est supérieur à 5, la valeur moyenne est portée sur les cartes du ciel.

Ces cartes sont tracées en trichromie avec différents types de caractères qui permettent de lire directement, rayleigh par rayleigh, l'émissivité nébulaire intégrée moyenne entre 0 R et 69 R. (tableau 3). Dans cet ouvrage, les zones rouges (20-40 R) apparaîtront en gris clair, et les zones bleues (plus de 40 R) en gris foncé.

En (α, δ) tout comme en (l_{II}, b_{II}) , 6 cartes sont tracées, correspondant aux 5 semestres de fonctionnement de l'expérience (le dernier est partiel, mais correspond à une rotation lente et, donc, à un champ réduit) et au regroupement de toutes les données. Après ces cartes, des cartes de contours, moins précises, mais plus rapidement interprétables, sont tracées. Les régions présentant entre 10 et 20 R sont pointillées ; entre 20 et 30 R, elles sont hachurées verticalement ; entre 30 et 40 R, obliquement ; des croisillons verticaux apparaissent entre 40 et 50 R, puis obliques entre 50 et 60 R ; enfin, au delà, les régions plus intenses figurent en noir.

TABLEAU 3

LEGENDE DES CARTES DE NEBULEUSES EN TRICHROMIE

Conditions sur n et/ou ϵ_p	Intervalle semi-ouvert à droite auquel appartient $\langle I_n \rangle$		Signe tracé dans le carré élémentaire
$n < 5$ ou $\epsilon_p > 2R$	$\langle I_n \rangle$		Pas de tracé
$n > 5$ et $\epsilon_p < 2R$	$\langle I_n \rangle < 20$ <hr/>	0 , 1 1 , 2 2 , 3 3 , 4 4 , 5 : : 9 , 10 10 , 11 11 , 12 12 , 13 : : 19 , 20	(noir) . + 2 3 4 9 0 1 2 9
	$20 \leq \langle I_n \rangle \leq 40$ <hr/>	20 , 21 21 , 22 22 , 23 : : 29 , 30 30 , 31 31 , 32 32 , 33 : : 39 , 40	(rouge) 0 1 2 9 0 1 2 9
	$\langle I_n \rangle \geq 40$ <hr/>	40 , 41 41 , 42 42 , 43 : : 49 , 50 50 , 51 51 , 52 52 , 53 : : 59 , 60 60 , 61 61 , 62 62 , 63 : : 69 , + ∞	(bleu) 0 1 2 9 0 1 2 9 0 1 2 9

II - 4. Cartes de nébuleuses émissives en H α

a - Etude d'une région, semestre après semestre

Cette étude n'est pas destinée à fournir des résultats astronomiques, mais, simplement, à tester l'évolution de l'expérience en fonction du temps et, donc, à compléter l'étalonnage en vol (Annexe D). Nous avons choisi de présenter ici la nébuleuse la plus spectaculaire en raison de son grand diamètre apparent, à savoir la nébuleuse de Gum. La figure 10, à comparer à la figure 16, reproduit les 5 cartes de contour de cette nébuleuse, obtenues semestre par semestre à partir des cartes (α , δ), sans élimination des mesures correspondant à des étoiles brillantes (afin d'éviter les discontinuités). Il est clair, à la précision de l'expérience près, que ces cartes sont identiques. Ceci prouve que la réponse de l'instrument ne s'est pas dégradée avec le temps, que le photomultiplicateur n'a pas vieilli, que les filtres ne se sont pas élargis ou n'ont pas glissé en longueur d'onde. De plus, il est permis d'affirmer, au vu de cette figure, tout comme des figures 0, 7 et 8 que l'expérience ne fluctue pas d'un jour à l'autre car, sinon, aucun tracé de nébuleuses ne se dessinerait !

b - Cartographie galactique (l_{II}, b_{II})

La grande figure 11 reproduit toute la carte du ciel en coordonnées galactiques jusqu'à des latitudes galactiques de $\pm 57^\circ$. Toute la région sinusoïdale sans aucun point de mesure traduit les visées en période de plein Soleil. On reconnaît sur la figure 11 (qui doit être comparée aux figures 1 et 2, d'après Sivan), les nuages de Magellan ($b_{II} \sim -40^\circ$, $l_{II} \sim 280^\circ$), la nébuleuse de Gum ($l_{II} \sim 260^\circ$), la boucle de Barnard ($l_{II} \sim 210^\circ$), la dentelle du Cygne ($l_{II} \sim 80^\circ$) et ζ Ophiuchi ($b_{II} \sim 20^\circ$, $l_{II} \sim 10^\circ$).

c - Cartographie équatoriale (α , δ)

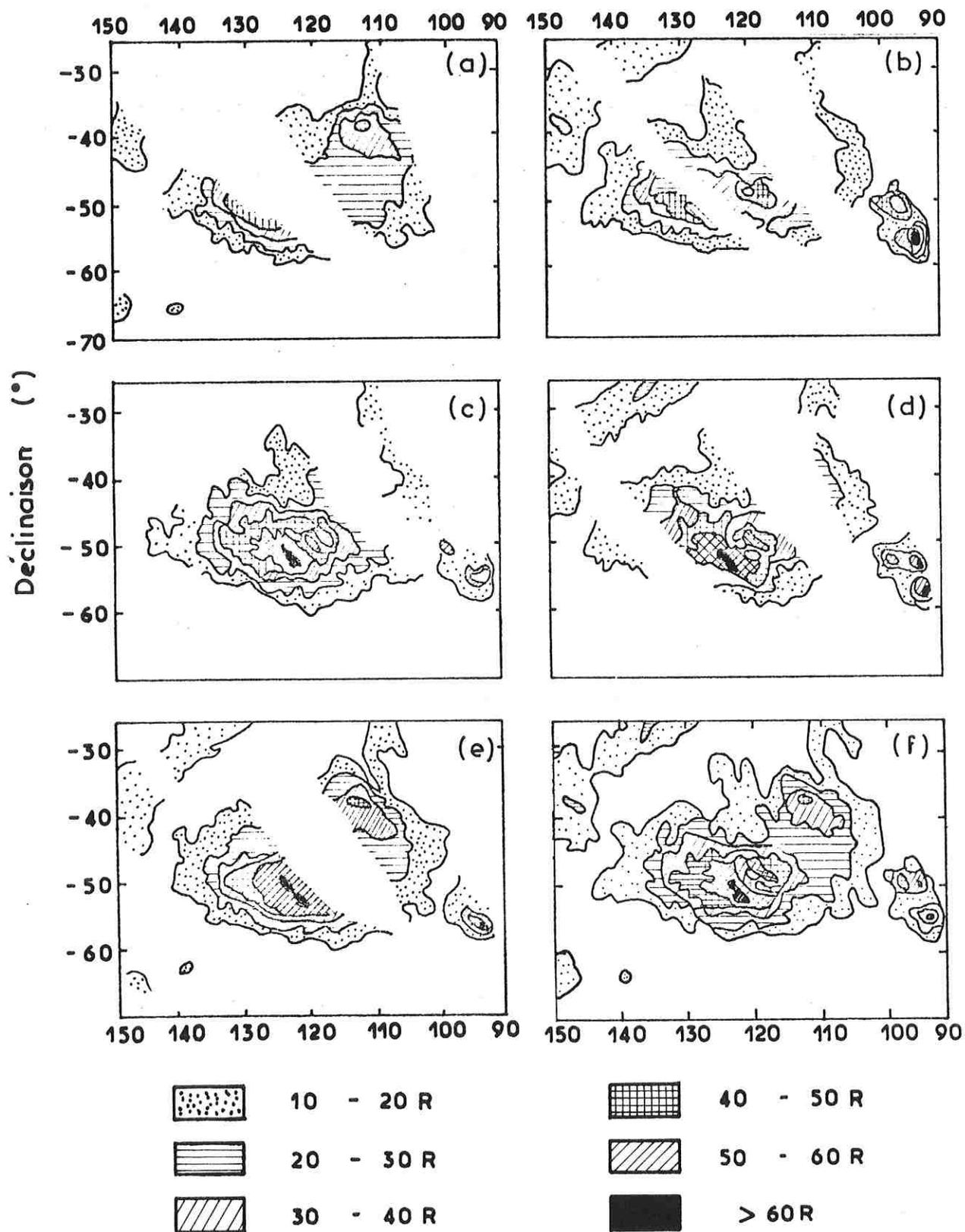
La figure 12 reproduit toute la carte du ciel en coordonnées équatoriales, jusqu'à des déclinaisons de $\pm 57^\circ$. Les visées d'étoiles ont, tout comme dans le cas de la figure 11, été éliminées, d'où l'apparition de quelques plages sans aucune valeur numérique. Des plages de faible émissivité, qui n'avaient jamais été détectées antérieurement apparaissent, en particulier au delà de $|b_{II}| = 25^\circ$. Celles qui correspondent à des régions HII pourront être identifiées par un travail photographique ultérieur.

Si ces cartes ne dessinent pas avec la netteté qu'on serait en droit d'attendre de photographies les filaments nébulaires, elles permettent au contraire de bien connaître la distribution de l'émissivité intégrée. Ainsi, la figure 13 donne, par pas de 5° , l'évolution de l'émissivité intégrée nébulaire sommée sur toutes les longitudes avec la latitude galactique ; la courbe supérieure (en pointillés)

Figure 10 - CARTES α, δ DE LA NEBULEUSE DE GUM

a,b,c,d,e Cartes semestrielles
f Carte totale

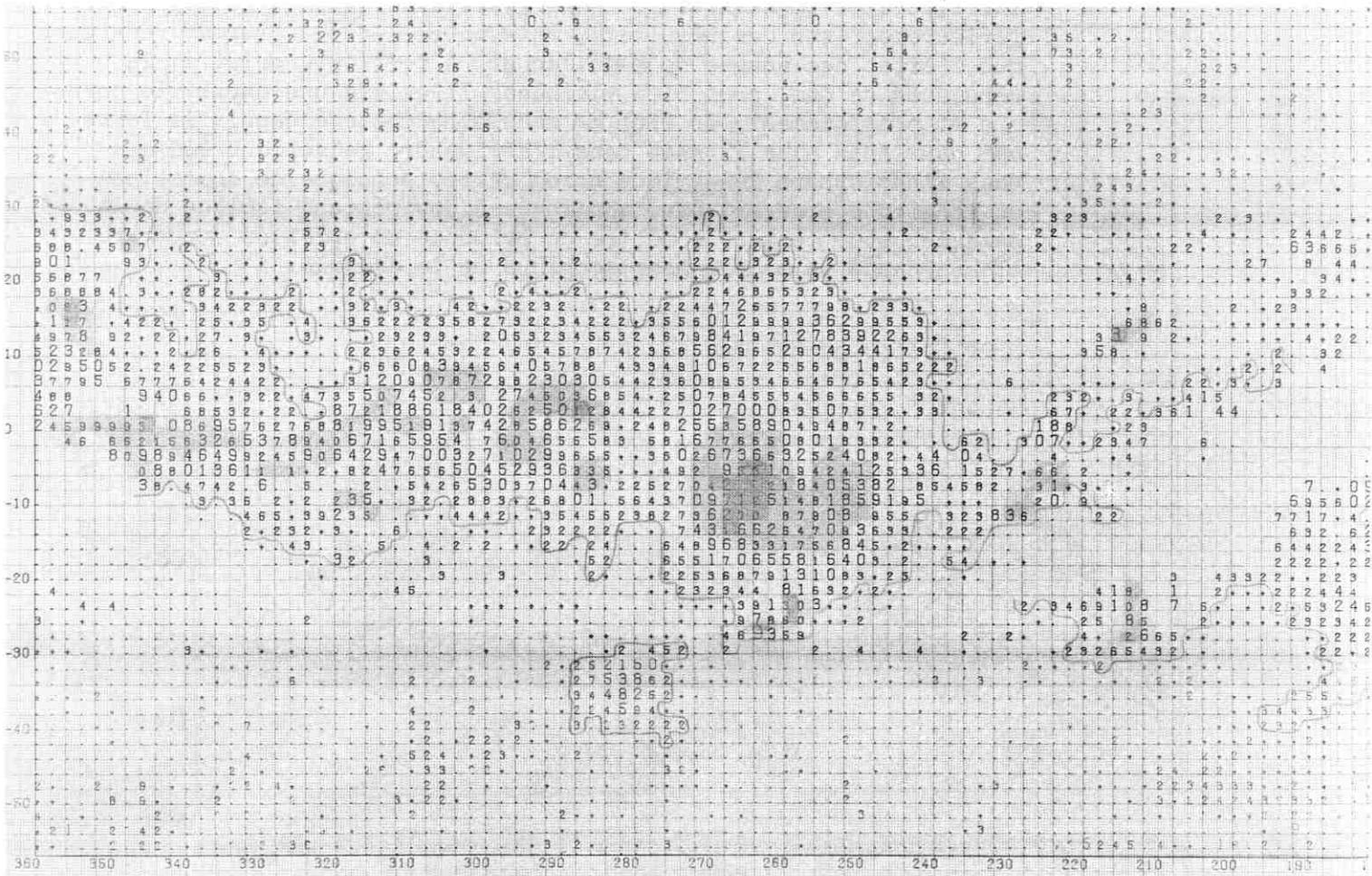
Ascension droite (°)



donne, à partir de toutes les données des bandes condensées, la borne supérieure de l'émissivité nébulaire moyenne ; la courbe inférieure (en trait plein), obtenue après élimination des mesures effectuées au voisinage d'étoiles brillantes et éventuellement susceptibles d'exciter des nuages d'hydrogènes voisins, donne la borne inférieure de l'émissivité nébulaire moyenne. Nous reviendrons ultérieurement sur ces résultats, mais on peut dès à présent remarquer que l'effet des nuages de Magellan et, à fortiori, celui de la nébuleuse de Gum, sont bien visibles. Il existe une asymétrie nord-sud et, pratiquement, le flux H α nébulaire observé depuis la Terre est deux fois plus intense dans l'hémisphère galactique sud que dans l'hémisphère galactique nord. Cette technique de sommation en longitude pourrait être appliquée à des régions isolées de la Galaxie, pour tenter de mettre en évidence un effet de structure et accéder à un modèle macroscopique de la Galaxie.

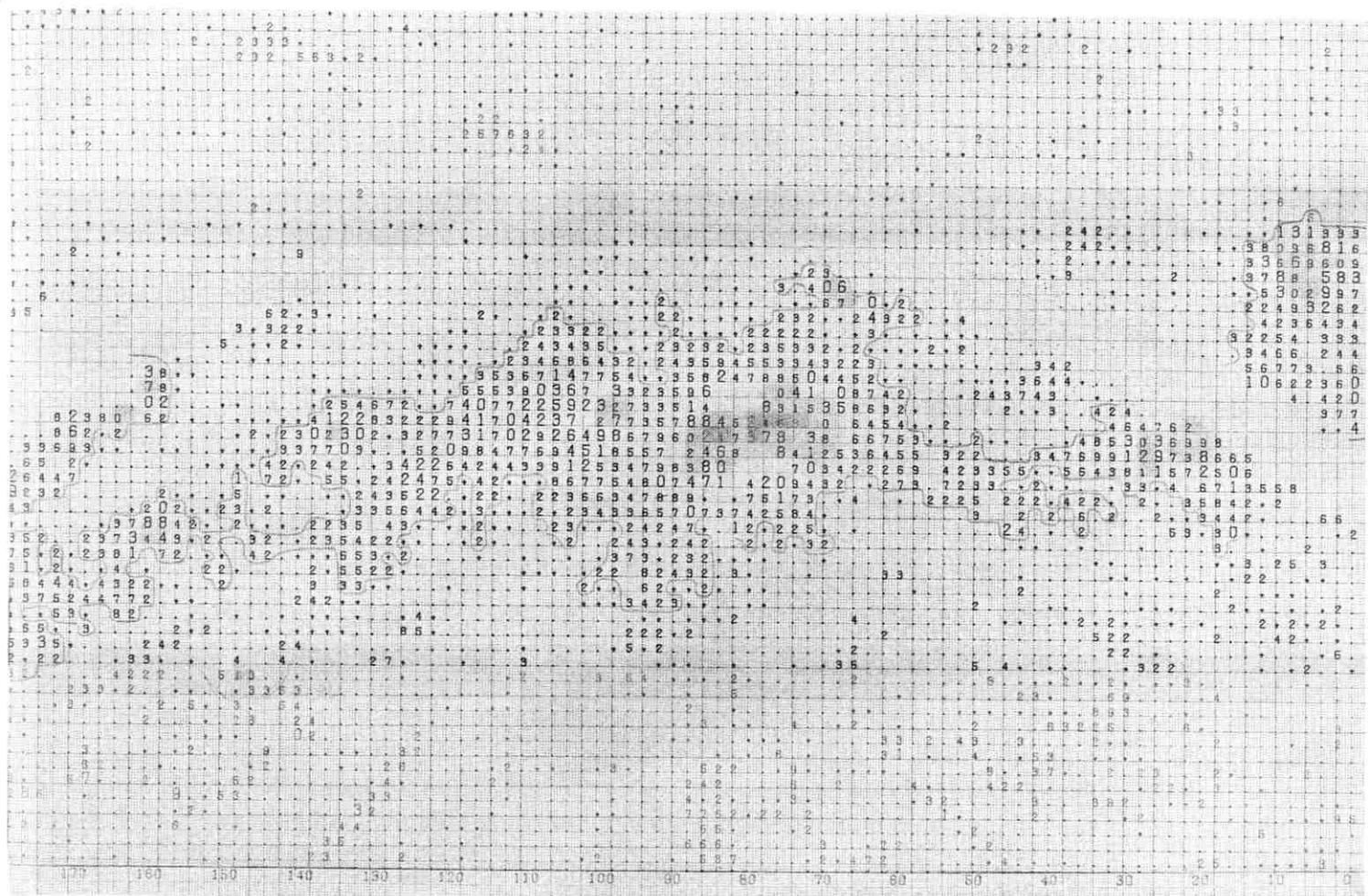
Figure 11

Légende: voir tableau 3



Longitude

CARTE DU CIEL (H α) EN COORDONNEES GALACTIQUES

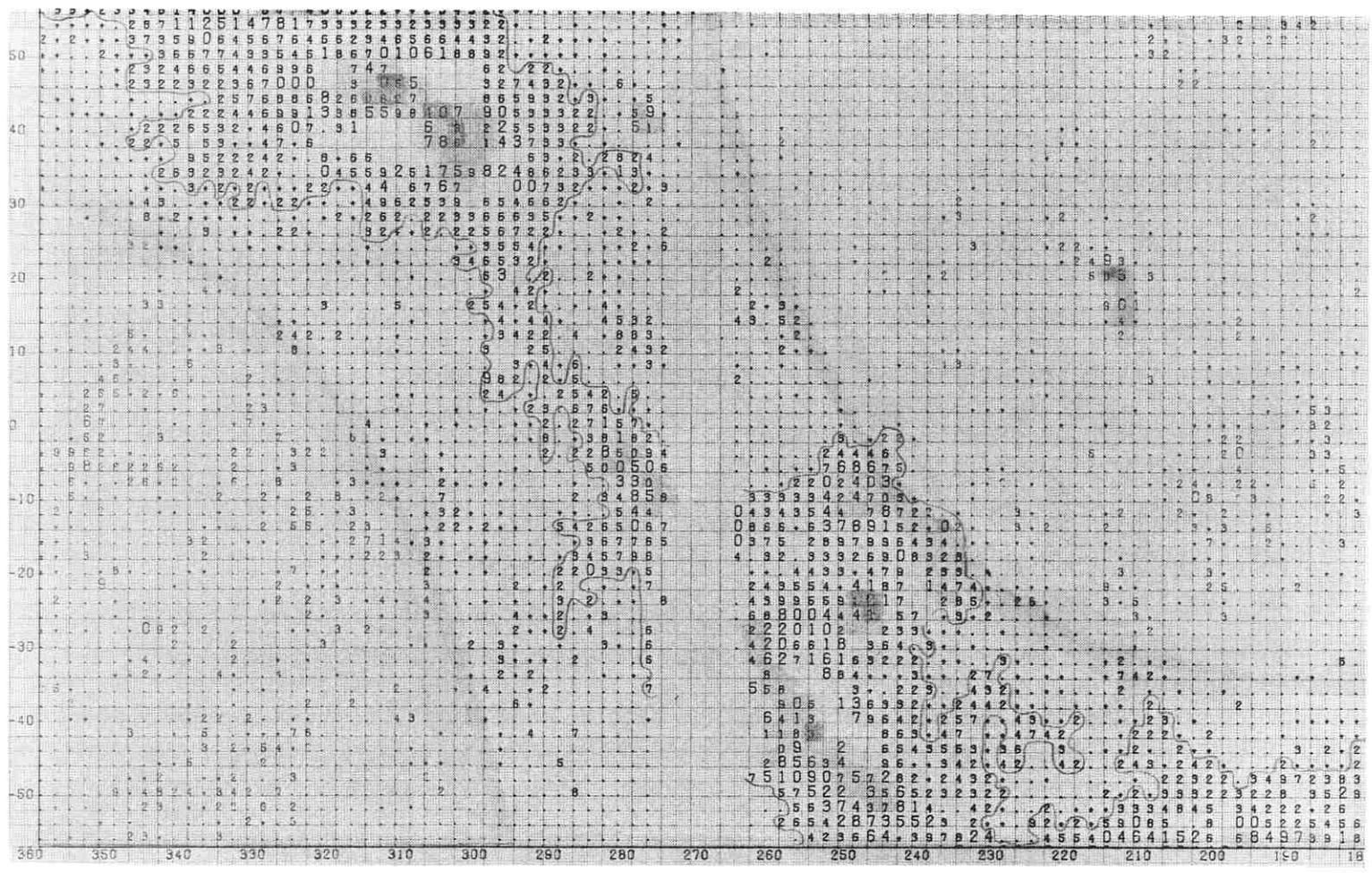


galactique

l_{II} ($^{\circ}$)

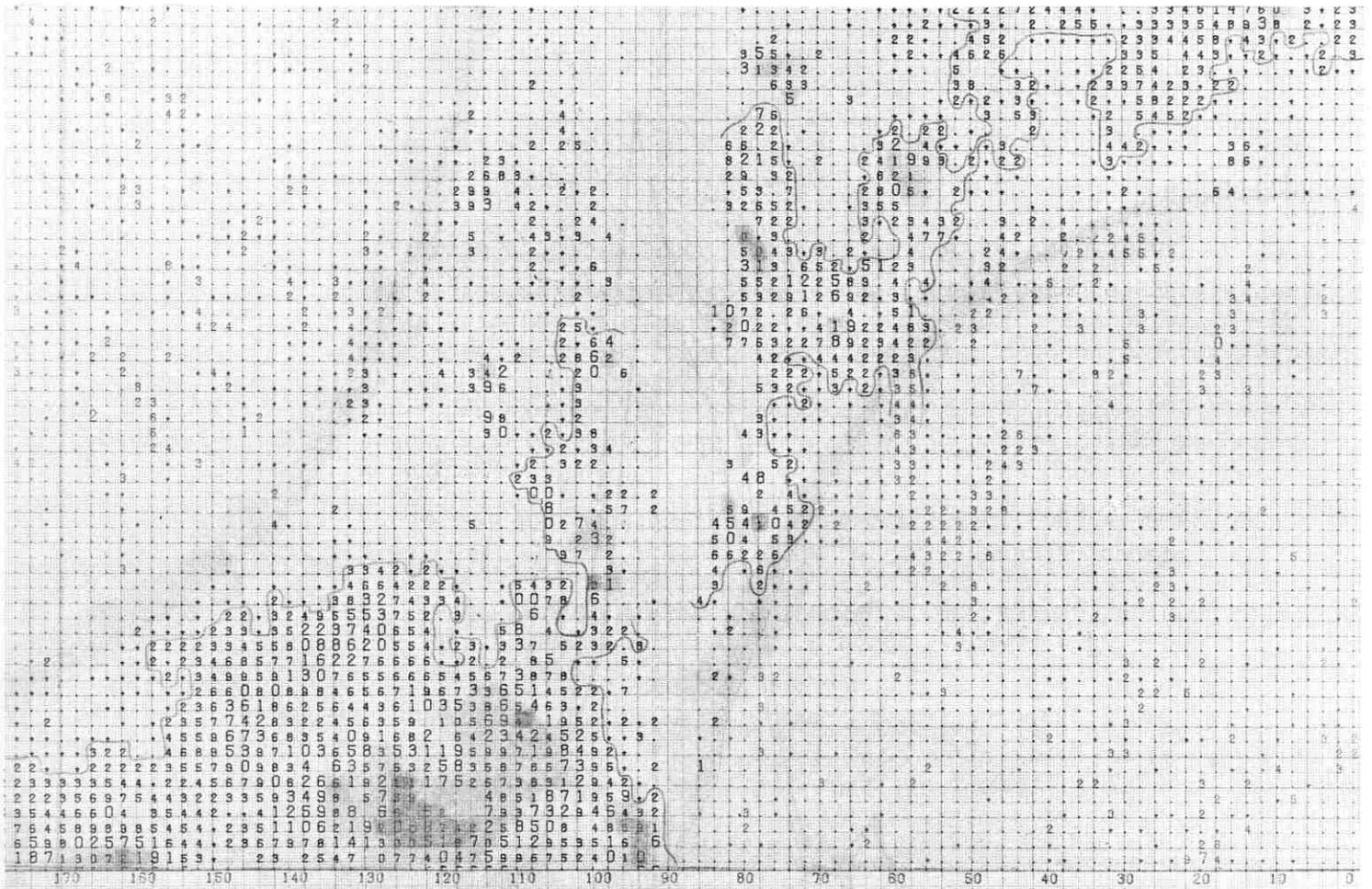
Figure 12

Légende : voir tableau 3



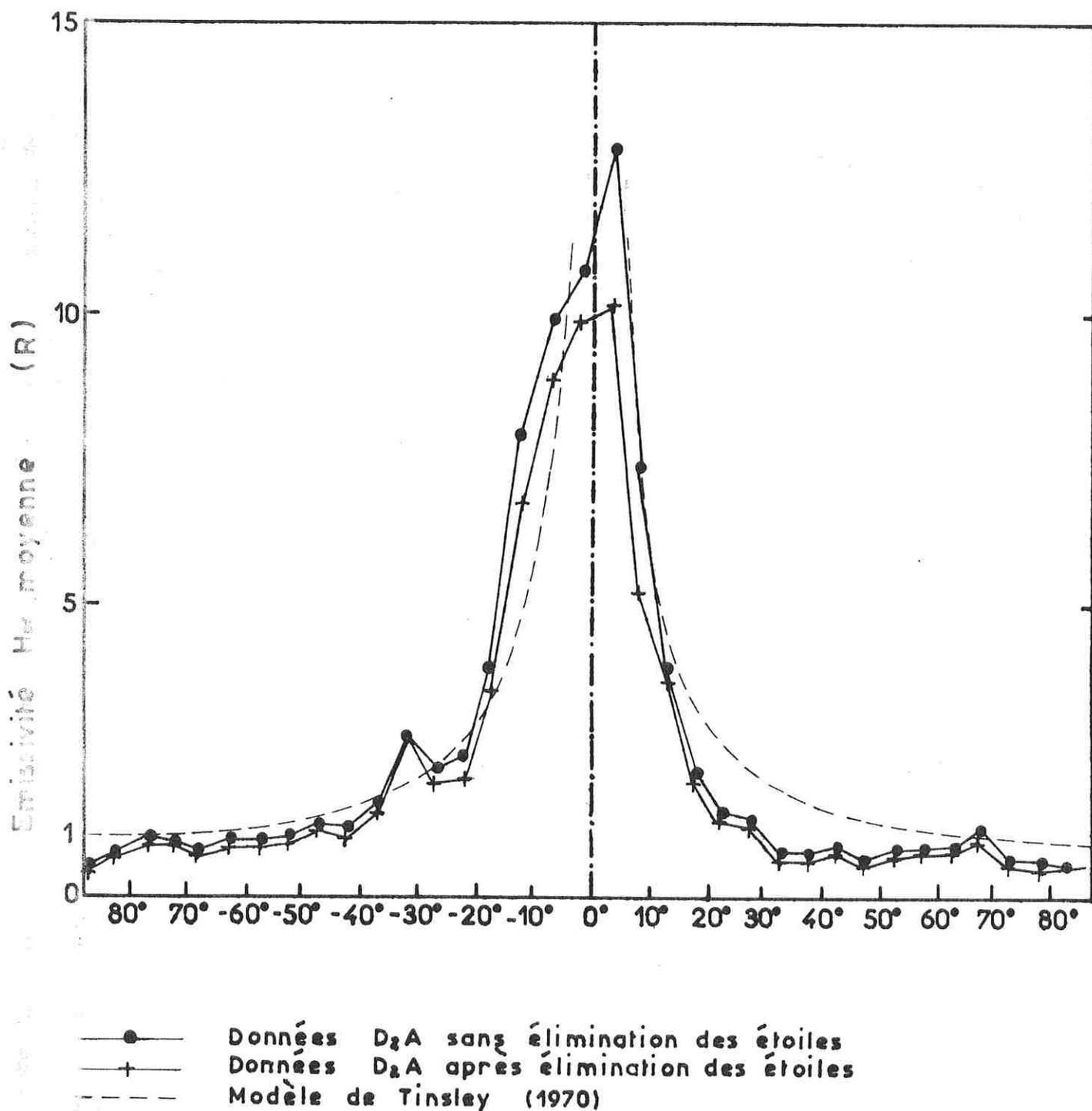
Ascension

CARTE DU CIEL (H α) EN COORDONNEES EQUATORIALES



droite α ($^{\circ}$)

Figure 13 - DISTRIBUTION DE L'EMISSIVITE
INTEGREE H α NEBULAIRE EN
FONCTION DE LA LATITUDE
GALACTIQUE



III - DISCUSSION DES RESULTATS

III - 1. Valeur absolue des émissivités intégrées

Ainsi qu'il a été dit précédemment, peu de résultats relatifs aux valeurs absolues des émissivités ont été publiés. En tout état de cause, ils ne concernaient pas toute la sphère céleste.

a - Comparaison avec les résultats de Johnson (1960)

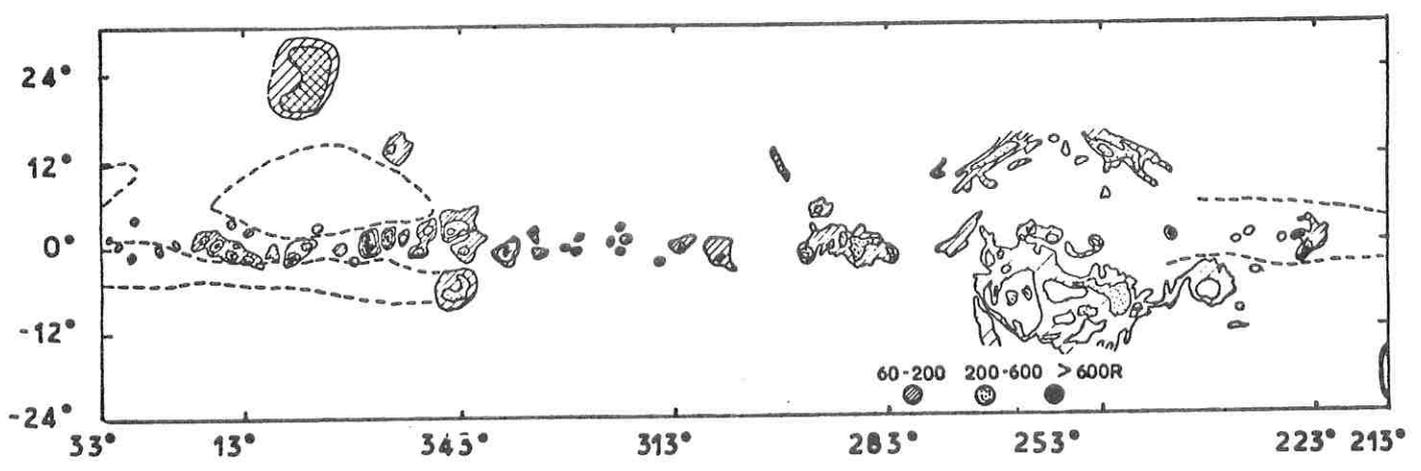
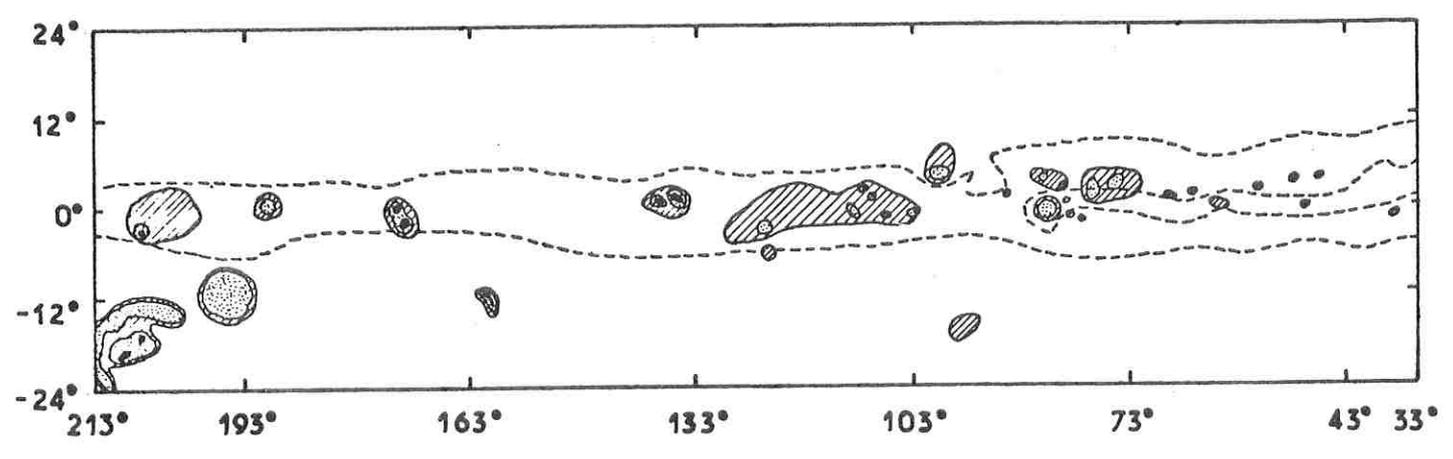
Les ordres de grandeur présentés par Johnson pour des observations de la Voie Lactée australe ne sont pas relatifs à l'émission $H\alpha$ nébulaire, mais à l'ensemble du signal reçu par ses plaques photographiques dans une bande passante de 326 Å autour de la raie $H\alpha$.

Ainsi par exemple, au voisinage de ($l_{II} = 242^\circ$, $b_{II} = 0^\circ$) passe une isophote à 100×10^{-6} erg $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$. Or les émissions parasites à retrancher sont :

- les raies telluriques, essentiellement (OH) et (OI), de l'ordre de 15×10^{-6} erg $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ d'après Johnson.
- le continuum atmosphérique, "ni bien mesuré, ni bien expliqué" qui s'élèverait, toujours d'après Johnson, à 40 ou 50×10^{-6} erg $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$.
- la lumière zodiacale, à laquelle, pour ($\lambda - \lambda_0 = 103^\circ$, $\beta = -46^\circ$), nous pouvons attribuer 85 $S_{10}(\text{vis})$, soit 0,38 R/Å, c'est-à-dire 124 R ou 29×10^{-6} erg $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$.
- la raie $H\alpha$ géocoronale, de l'ordre de 2 R ou $0,5 \times 10^{-6}$ erg $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$.

Donc, pour un signal de 100 unités, l'émission nébulaire vraie est inférieure à 10 et, en tenant compte de la contribution des raies de NII, l'émission $H\alpha$ est au plus de 7, soit 29 R. Précisément, il apparaît sur la figure 11 que, dans la région considérée, D2A a détecté un signal de 25 R. Les valeurs absolues proposées par Johnson ont été utilisées par Montbriand, Tinsley et Vallance Jones (1965) pour, à partir des photographies en $H\alpha$ de la sphère céleste disponibles à cette époque, obtenir des cartes de contour avec trois niveaux d'intensité. Afin de prendre en considération les

Figure 14 - ISOPHOTES DE L'EMISSION H α
NEBULAIRE D'APRES MONTBRIAND
ET AL. (1965)
(coordonnées l_{II} , b_{II})



émissions parasites, ils ont simplement retranché le signal obtenu par Johnson avec un filtre jaune du signal obtenu avec un filtre rouge (et incluant H α). Dans la région que nous examinons ici, ils considèrent que le signal est compris entre 60 et 200 R (figure 14, à comparer avec notre figure 12) ; et en tenant compte des incertitudes de la méthode, ils concluent que les valeurs numériques qu'ils proposent ne sont guère connues qu'à un facteur 3 près. Nous pouvons donc à ce niveau conclure que nos résultats sont en bon accord avec ces cartes et présentent une précision très largement supérieure.

b - Comparaison avec les résultats de Zhidkov (1973)

Avec un spectromètre Fabry-Pérot de 1°30 de champ, Zhidkov a détecté dans la Voie Lactée des signaux compris entre 6 et 1660 R. Les intensités sont déterminées par comparaison avec N.G.C. 7000 ($\alpha = 20^{\circ}58$, $\delta = 44^{\circ}$) et l'étalonnage absolu repose sur les résultats antérieurs de Gershberg et Pronik (1959), obtenus comme ceux de Johnson avec un filtre à très large bande passante. Aussi est-ce certainement pour les mêmes raisons que celles développées ci-dessus que nous détectons 51 R nébulaires là où Zhidkov en totalise 800 (dans un champ, il est vrai, plus petit ; mais la nébuleuse observée a un champ de 3°).

c - Comparaison avec les résultats de Tinsley (1970)

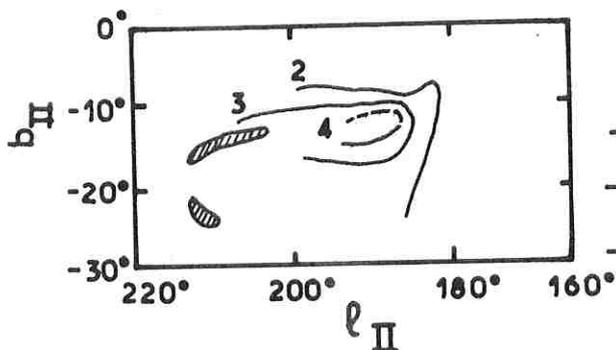
En comparant des mesures géocoronales effectuées dans les mêmes conditions d'azimut, de hauteur et de dépression solaire, et pour des latitudes galactiques différentes, Tinsley a trouvé que, entre 10 et 90°, l'émissivité H α nébulaire varie grossièrement comme l'inverse du sinus de la latitude galactique. La courbe correspondante apparaît en trait fin sur la figure 13 et est en remarquable accord avec nos observations.

d - Comparaison avec les résultats de Reynolds, Roesler et Scherb (1973 b) et c))

Des observations en H α et H β ont été menées avec un spectromètre Fabry-Pérot au télescope de 91 cm du Goddard Space Flight Center. Pour une direction donnée, un balayage en vitesse radiale permet de séparer la composante géocoronale des composantes galactiques et extra-galactiques, cependant que le courant d'obscurité du photomultiplicateur, la lumière parasite, la lumière interplanétaire et la lumière stellaire (au delà de la 11^{ème} magnitude) apparaissent en fond continu (Reynolds, Roesler, Scherb et Boldt - 1971).

Figure 15 - ISOPHOTES OBTENUES PAR REYNOLDS ET AL. (1971; 1973)

15a - Région de la Boucle de Barnard et d'Orion
(H β . 1 \rightarrow 0,5 - 0,8 R)



15 b - Régions du Cygne et d'Ophiuchus
(H α 1 \rightarrow 1,25 - 2,5 R)

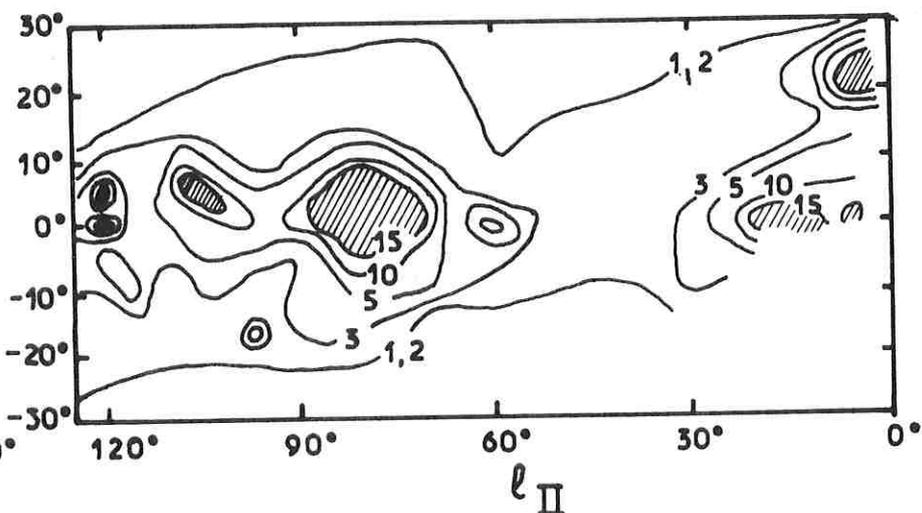


TABLEAU 4

COMPARAISON DES RESULTATS

DE REYNOLDS ET AL. AVEC LES NOTRES

Isophote Reynolds \rightarrow Signal H α	Emissivité nébulaire moyenne sur l'isophote pour l'expérience H α D2A
2 coups s ⁻¹	4 a 7,7 R 9,6 R 7,8 - 14 R
3 coups s ⁻¹	
4 coups s ⁻¹	
1,2 coups s ⁻¹	4 b 1,5 R 3,3 R 7,6 R 11,9 R 19,3 R
3 "	
5 "	
10 "	
15 "	

Les premières valeurs absolues publiées se réfèrent à $H\beta$; un signal de 1 coup par seconde correspond à $(0,65 \pm 0,15) R$; et selon qu'il s'agit d'une région HII ou HI, il faut s'attendre à une émissivité $H\alpha$ de 4 à 8 fois plus grande (Reynolds - 1971). La figure 15 a reproduit les isophotes obtenues au voisinage de N.G.C. 1499 California ($l_{III} \sim 160^\circ$) et de la nébuleuse de λ Orionis ($180^\circ < l_{III} < 200^\circ$). Il y a bon accord sauf peut-être pour l'arc pointillé sur l'isophote à 4 cps s^{-1} , aussi bien en structure qu'en émissivité intégrée (tableau 4 a) avec nos résultats.

La deuxième série de résultats se rapporte à $H\alpha$; un signal de 1 coup par seconde correspond à 4 cm^{-6} pc ou encore $(1,75 \pm 0,75) R$. La figure 15 b reproduit les résultats obtenus entre $l_{III} = 0$ et 126° dans les régions d'Ophiuchus et du Cygne. Le tableau 4 b résume la comparaison. Là encore, les ordres de grandeur sont en bon accord.

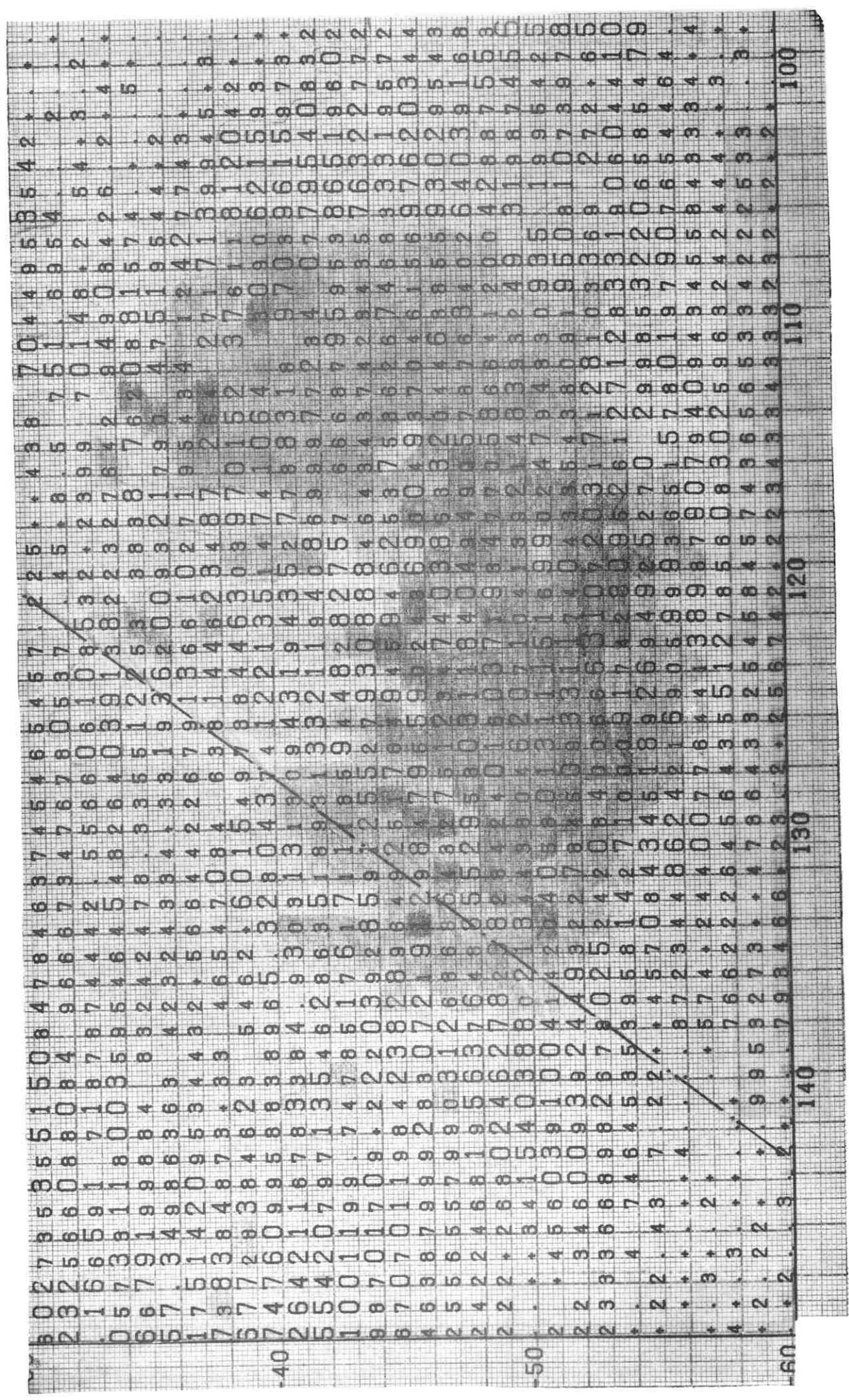
En conclusion, les figures 11 et 12 donnent, par carré élémentaire de 2° de côté, la valeur moyenne de l'émissivité intégrée due au signal $H\alpha$ nébulaire, à la contribution du signal NII ($\sim 8\%$) près ; les erreurs accidentelles et isolées sont inférieures à 1 R ; l'erreur systématique dans la détermination de la valeur absolue du signal ne doit pas, d'après la comparaison qui vient d'être faite, et aussi d'après celle qui avait été faite entre nos résultats zodiacaux et ceux d'autres auteurs, être supérieure à $\pm 10\%$ (à faible et moyenne latitude tout du moins).

Il convient de ne pas oublier, d'une part que les émissivités en provenance de nébuleuses sensiblement éloignées les unes des autres, peuvent être intégrées sur la même ligne de visée, d'autre part que, pour des expériences présentant un champ plus réduit que la nôtre, le signal recueilli localement pourrait être très largement supérieur. Néanmoins nos résultats doivent permettre de tenir compte une fois pour toutes correctement de l'arrière plan galactique, à condition de se référer aux cartes 11 et 12, plutôt qu'à la figure 13 (même au delà de 30° de latitude galactique où l'émissivité galactique moyenne est de l'ordre du rayleigh, il existe des nébuleuses dépassant 20 R). Ils peuvent donc être très utiles pour le dépouillement d'observations des raies $H\alpha$ ou $H\beta$ (après division par 4 dans une région HII et 8 dans une région HI) géocoronales ou aurorales.

Par ailleurs, il doit être possible, à partir des valeurs numériques que nous proposons, d'aller plus avant dans la connaissance des nébuleuses, et en particulier de leur densité électronique...

Figure 16 - CARTE α , δ TOTALE DE LA NEBULEUSE DE GUM
(Etoiles brillantes gardées)

Trace du plan galactique



Ascension droite α (°)

Declinaison δ (°)

III - 2. Exemples d'utilisation des données pour une meilleure connaissance des nébuleuses répertoriées.

Les cartes présentées mettent en évidence des plages d'où provient une émission H α nébulaire aussi faible que 1R. Les bords des nébuleuses apparaissent avec une précision angulaire de l'ordre de 2°. D'où la possibilité de connaître non seulement l'émissivité intégrée à 1 R près, mais encore le rayon à 0,035 d près, où d est la distance au système solaire du centre de la nébuleuse. Nous nous contenterons ici de décrire à titre d'exemple des résultats relatifs à trois nébuleuses remarquables par leur extension, leur émissivité ou leur forme.

a) Nébuleuse de Gum

C'est donc la nébuleuse la plus étendue de la sphère céleste, parce que **probablement** la plus proche du système solaire. Elle a été l'objet de nombreuses études dans tout le spectre électromagnétique ; des références peuvent être trouvées chez Miller et Muzzio (1975). Rappelons simplement que l'émission peut être attribuée au rayonnement de l'étoile double γ Velorum qui, avec une magnitude visuelle de 1,83 constitue l'étoile Wolf-Rayet la plus brillante, mais aussi à ζ Puppis ($m_V = 2,25$ - classe O5) et à P Puppis ($m_V = 4,10$ - classe B0). Ces étoiles sont à (400 ± 100) pc du système solaire et leur température remarquablement élevée ($\sim 40\,000$ K pour ζ Puppis) autorise une extension de l'ordre de 150 pc, c'est-à-dire un diamètre apparent de quelques 20°. Mais, la présence au centre de la nébuleuse de radio sources intenses et en particulier de Vela X conduit à penser que l'ionisation est l'effet résiduel de l'explosion d'une supernova. Et précisément, un pulsar, PSR 0833-45, a été détecté au centre de la nébuleuse ; ce pulsar serait à quelques 450 pc du système solaire et l'explosion aurait eu lieu il y a au moins 10 000 ans.

Bien que la structure de la nébuleuse soit loin d'être homogène, il apparaît sur la figure 16 que son diamètre apparent est compris entre 40° et 70°, suivant que l'on tient compte ou non de fragments extérieurs qui lui sont probablement associés. Son rayon est par conséquent compris entre 145 pc et 315 pc ; la distance au système solaire du front de la nébuleuse est donc au moins égale à 120 pc et l'on peut calculer que, s'il n'y a pas de ralentissement dans l'expansion de la nébuleuse, le plasma qui la constitue n'atteindra le système solaire que dans quelques $6,6 \times 10^5$ ans. Nos observations prouveraient donc définitivement, si l'on admettait comme bien connue la distance des étoiles excitées au système solaire, que la Terre est extérieure à la nébuleuse de Gum.

TABLEAU 6

CARACTERISTIQUES DE QUELQUES NEBULEUSES

RELATIVEMENT BRILLANTES OBSERVEES A HAUTE LATITUDE GALACTIQUE

$$(|b_{II}| > 30^\circ)$$

Coordonnées du centre apparent		Diamètre angulaire	Signal détecté maximal (R) (par 2°)	Remarques
$l_{II}(\circ)$	$b_{II}(\circ)$			
320	53	4	12	
243	61	< 2	11	
24	69	6	19	
8	69	4	26	
304	- 45	4	5	Petit nuage de Magellan
293	- 61			
281	- 34	8	18	Grand nuage de Magellan
251	- 80	< 2	16	
230	- 80	< 2	17	
199	- 77	< 2	13	
191	- 53	< 2	10	
176	- 76	< 2	20	
173	- 46	< 2	20	
157	- 47	< 2	19	
149	- 31	4	11	
84	- 59	4	22	
63	- 87	< 2	13	
48	- 68	< 2	27	
27	- 67	< 2	11	
23	- 83	< 1	11	

b) Boucle de Barnard

La boucle de Barnard, visible dans la constellation d'Orion est la nébuleuse qui présente les plages les plus intenses en H α . Elle a été découverte par Barnard en 1895. Elle a la forme d'une demi-ellipse centrée à ($l_{II} = 207^\circ$, $b_{II} = -20^\circ 5$) et il est généralement admis que son centre est à 450 pc du système solaire. Son exceptionnelle luminance dans l'ultraviolet a été observée depuis Gemini 11 (O'Dell - York et Henize - 1967).

D'après nos observations, l'émissivité intégrée le long d'un diamètre de la nébuleuse peut atteindre 68 R et le diamètre est de l'ordre de 200 pc. L'émissivité volumique en H α est donc de 11×10^{-25} erg cm $^{-3}$ s $^{-1}$; ce qui est tout à fait comparable à la valeur de $7,5 \times 10^{-25}$ erg cm $^{-3}$ s $^{-1}$ proposée par Menon (1958).

c) Nébuleuse ζ Ophiuchi

La nébuleuse ζ Ophiuchi tout comme la nébuleuse λ Orionis, qui n'apparaît malheureusement pas en totalité sur les cartes (en raison des discontinuités dues aux époques de plein Soleil) a une apparence bien circulaire. Le rayon apparent moyen est de l'ordre de $(6 \pm 2)^\circ$. L'émissivité intégrée est égale à 27 R dans le cercle central de 2° de rayon, à 24 R dans le premier anneau, s'éloignant jusqu'à 4° du centre, et à 15 R dans le deuxième anneau, s'éloignant jusqu'à 6° du centre. En inversant le système, on trouve pour les émissivités locales dans ces trois régions des valeurs très voisines, avec peut être un signal légèrement plus intense aux bords qu'au centre de la nébuleuse.

IV - 3. Exemple d'utilisation des données pour une meilleure connaissance des régions non répertoriées.

a) Nébuleuses étendues peu intenses

A latitude galactique supérieure à 30° en valeur absolue, les cartes reproduites sur les figures 11 et 12 mettent en évidence des régions émissives en H α . Leur localisation, déjà indiquée dans le tableau 1 du chapitre 3, est précisée par le tableau 6 qui présente les coordonnées présumées du centre de la nébuleuse, son diamètre angulaire et le signal maximal détecté lors de sa visée. Il semble que certaines n'aient pas été détectées antérieurement en raison de la faible valeur du signal. Mais, par contre, certaines régions HII, telles les n $^\circ$ 33 et 36 du catalogue de Sharpless dont les champs sont inférieurs à la minute d'arc, n'apparaissent pas sur les figures.

b) Emission H α diffuse

En l'absence de nuage absorbant (comme dans la constellation de l'Aigle ou du Centaure par exemple) et de région émissive au

contour bien dessiné, le signal résiduel est dû à une émission $H\alpha$ diffuse d'origine galactique ou extragalactique (Courtès - 1951-a ; Meaburn - 1972).

Dans le plan de la Galaxie, entre $l_{II} = 32^\circ$ et $l_{II} = 280^\circ$, l'émission $H\alpha$ est toujours supérieure à 5 R ; cette émission provient très certainement du bras du Sagittaire qui passe dans la direction du centre galactique ; il s'agirait donc peut-être d'une région HI. Entre $l_{II} = 254^\circ$ et $l_{II} = 59^\circ$, c'est-à-dire dans le bras local proche du Soleil, l'émission résiduelle semble inférieure à 2 R.

Aux pôles de la Galaxie, le signal $H\alpha$ détecté est certainement inférieur à 1 R et semble très voisin de 0,5 R (voir figure 13). Ce résultat confirme les mesures de Reynolds, Roesler et Scherb (1973-a) et impose une borne supérieure à la luminance $H\alpha$ du milieu interstellaire, qui avait pu être surévaluée pour tenter d'expliquer le désaccord entre les observations au sol de l'émission $H\alpha$ géocoronale et la théorie (chapitre 3-III). Il devient alors possible (Thomas et Blamont - 1976) de calculer que la limite supérieure de la luminance L_{α} du milieu interstellaire est de l'ordre de 10 à 20 R, ce qui fait descendre d'un ordre de grandeur la limite antérieurement admise.

CONCLUSION

Près de 300 000 observations de l'émission $H\alpha$ sont faites pendant la durée de vie du satellite D2A à une altitude supérieure à 450 km. La faible contribution de l'émission $H\alpha$ géocoronale calculée à partir d'un modèle numérique qui donne des résultats en bon accord avec les observations purement géocoronales, est retranchée. Des cartes en coordonnées galactiques ou équatoriales (figures 11 et 12) de l'émission $H\alpha$ nébulaire peuvent alors être obtenues. Nos observations apportent :

- 1) La mise en évidence de nébuleuses étendues peu intenses à haute latitude galactique (tableau 6).
- 2) La détermination, à 10 % près, de la valeur moyenne par carré élémentaire de 2° de côté de l'émissivité intégrée due au signal $H\alpha$ nébulaire.
- 3) L'évaluation, à 2° près, du diamètre apparent des nébuleuses de forme sphérique.
- 4) La représentation de l'émissivité intégrée $H\alpha$ nébulaire en fonction de la latitude galactique (figure 13) ; l'asymétrie nord-sud de la Galaxie est mise en évidence ; l'émission $H\alpha$ diffuse, qui peut atteindre 5R dans le plan galactique, est évaluée à 0,5R aux pôles.

Ces résultats peuvent être utilisés pour :

- estimer, quelque soit la direction de visée, la contribution des nébuleuses émissives lors d'études ultérieures des fluctuations des signaux géocoronaux ou auroraux (en $H\alpha$ ou même en $H\beta$)
 - remonter à la connaissance de l'émissivité volumique dans une nébuleuse de forme sphérique dont la distance du système solaire est connu en utilisant un modèle de nébuleuse en couches homogènes concentriques.
 - évaluer l'émission $Ly\alpha$ interstellaire, afin de déterminer la température du gaz interstellaire.
-

CHAPITRE 5

OBSERVATION D'AUORES EQUATORIALES

CHAPITRE 5

OBSERVATION D'AUORES EQUATORIALES

Introduction

p. 229

I - Mise en évidence à partir des observations de D2A dans la basse thermosphère

p. 231

1. Choix des données
 - a - Fabrication d'une bande condensée
 - b - Elimination complémentaire
 - c - Bilan
2. Influence du paramètre d'impact
 - a - Présentation des résultats
 - b - Interprétation sommaire
 - c - Conclusion
3. Influence de la latitude géomagnétique
 - a - Probabilité d'occurrence d'un évènement
 - b - Conclusion
4. Etude en fonction du temps
 - a - Présentation des résultats
 - b - Notion d'évènement

II - Origine des évènements

p. 243

1. Présentation rapide de la magnétosphère et de ses perturbations
 - a - Description sommaire
 - b - Région de piégeage permanent
 - c - Paramètres susceptibles de caractériser l'activité magnétique
 - d - Application aux évènements mis en évidence par D2A
2. Corrélation des évènements avec des phénomènes magnétosphériques
3. Interprétation
 - a - Observation de protons énergétiques dans la thermosphère équatoriale
 - b - Calcul de l'émission induite par ces protons
 - c - Origine probable des protons énergétiques observés dans la thermosphère équatoriale en période d'activité magnétique

Conclusion

p. 257

Dès les premiers mois de dépouillement de l'expérience, un renforcement occasionnel de l'émission $H\alpha$ a été observé dans la basse thermosphère équatoriale (figure 1) et ce, en l'absence de toute nébuleuse émissive en arrière plan, et de tout risque d'erreur dû à un signal trop intense sur le second canal. Cette émission complémentaire, susceptible d'atteindre plusieurs dizaines de rayleighs sur la ligne de visée ne se manifestait qu'en période d'activité géomagnétique. Aussi avons nous pensé qu'elle était due à la précipitation de protons dans la basse thermosphère équatoriale (Levasseur et Blamont, 1973 -a), ce qui nous a autorisés à la baptiser "aurore équatoriale".

L'étude qui va être présentée ci-dessous :

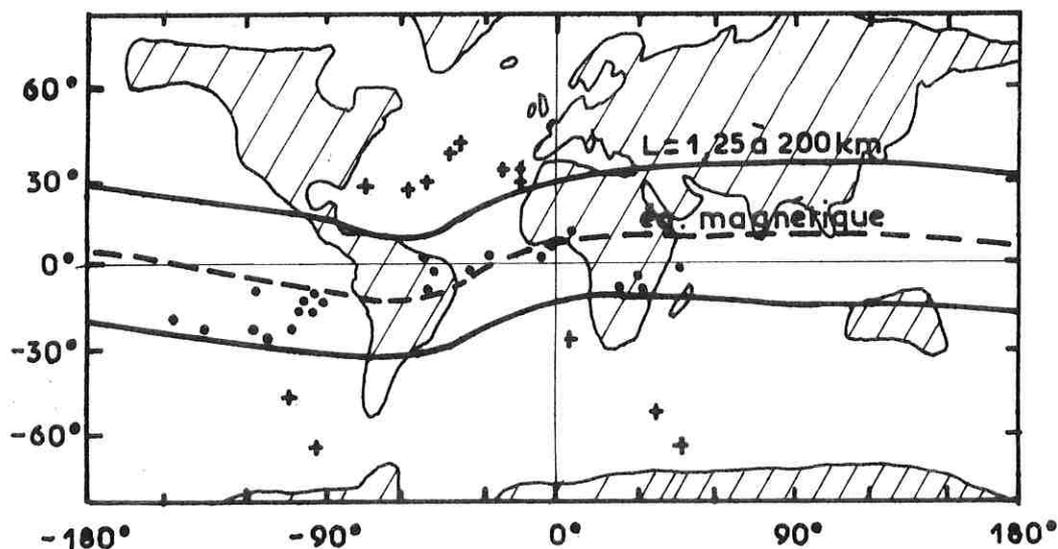
- I s'intéresse systématiquement à toutes les observations faites par D2A, dans la basse thermosphère, afin d'étudier leur dépendance en fonction du paramètre d'impact, de la latitude géomagnétique, et du temps.
- II tente, après quelques rappels sur la magnétosphère, d'en présenter une interprétation globale, en particulier à la lumière des résultats d'autres observateurs, (postérieurs à notre mise en évidence du phénomène).

Figure 1- MISE EN EVIDENCE D'UNE EMISSION H α DANS LA BASSE THERMOSPHERE EQUATORIALE

[D'après Levasseur et Blamont - 1973 - b]

Projection sur la terre des points d'impacts
d'altitude comprise entre 130 et 190 km pour
les 20 et 21 avril 1971, 23 juin 1971, 14 septembre 1971,
19 et 20 avril 1972

Le satellite est à l'extérieur de l'Anomalie
de l'Atlantique Sud.



Les ronds (•) correspondent à des signaux résiduels
supérieurs à 15R

Les croix (+) correspondent à des signaux résiduels
inférieurs à 1,5R

I - MISE EN EVIDENCE DES AURORES EQUATORIALES

Le signal reçu par le premier canal du photomultiplicateur est, au fond continu près, le signal H α qui provient de la géocouronne et aussi, éventuellement, d'un phénomène transitoire dans la basse thermosphère, ou d'une source stellaire. Si le signal ne provient pas d'une étoile ou d'une nébuleuse émissive, alors la luminance résiduelle non géocoronale de la basse thermosphère s'écrit :

$$I_r = I_1 - \bar{I}_g' = [(M - M_o) - \epsilon_1(N - N_o)]\Omega_1(T) C_1 - ke(1,b) - \bar{I}_g'$$

- où
- M est le signal total reçu sur la voie 1
 - M_o est le courant d'obscurité voie 1
 - N est le signal total reçu sur la voie 2
 - N_o est le courant d'obscurité voie 2
 - ϵ_1 est le coefficient d'étalonnage relatif voie 1
 - $\Omega_1(T)$ est le coefficient thermique
 - C₁ est le coefficient d'étalonnage absolu voie 1
 - ke(1, b) est le terme résiduel provenant de la lumière intégrée des étoiles en fonction des coordonnées galactiques.
 - \bar{I}_g' est la luminance géocoronale théorique, déterminée à partir du modèle numérique décrit dans le chapitre 3.

I - 1. Choix des données

a) Fabrication d'une bande condensée

La bande condensée basse thermosphère a été créée à partir des bandes III avec les critères suivants :

- l'altitude du point le plus bas sur la ligne de visée est comprise entre 130 et 220 km.
- l'angle de dépression solaire est supérieur à 25°, afin que l'émission géocoronale soit faible.
- la Lune n'est pas levée ou, si elle est levée, l'angle entre la Lune et la ligne de visée est suffisamment grand pour qu'il n'y ait pas de lumière lunaire dans le champ (voir chapitre 2-III-1-c). Ainsi le signal fond continu reste nominal.
- la latitude galactique est supérieure à 30° en valeur absolue ; il n'y a pas d'étoile brillante dans le champ, et la mesure n'est effectuée ni dans la Voie Lactée, ni dans les nuages de Magellan.

TABLEAU 1

BILAN DES DONNEES GARDEES
DANS LA BASSE THERMOSPHERE

Nombre de données	Total	$I_r > 5R$ (%)		$I_r > 15R$ (%)	
Ecrites sur la bande	1920	868	45%	454	24%
Conservées après élimination nébulaire	1873	834	44%	430	23%
p < 180 km	949	611	64%	361	38%
p > 180 km	924	223	24%	69	7%
Point d'impact dans l'Anomalie	413	222	53%	138	33%
Point d'impact hors Anomalie	1460	612	42%	292	20%

- le satellite n'est pas dans l'Anomalie de l'Atlantique Sud, et le courant d'obscurité reste inférieur à 300 coups s^{-1} sur les deux canaux.

- le paramètre d'impact décroît entre le début et la fin de la mesure, de sorte que le photomultiplicateur ne risque pas d'avoir été ébloui par la Terre dans les secondes précédentes.

Les informations notées sur la bande condensée sont, pour chaque mesure gardée, toutes les informations des bandes III (soit 70 paramètres), plus la valeur calculée I_r de l'émission résiduelle.

La bande ainsi créée (n° 3340) regroupe 1920 mesures. Pour 420 d'entre elles, le point d'impact est dans l'Anomalie de l'Atlantique Sud sans que le satellite ne s'y trouve.

b) Élimination complémentaire

Il existe des nébuleuses émissives à haute latitude galactique, dont certaines semblent avoir été mises en évidence pour la première fois par H α D2A et dont la luminance est supérieure à celle de la géocouronne. Si, à certaines époques elles ont pu être observées au-dessus des basses couches thermosphériques, à d'autres époques, elles pourraient être des sources d'erreur dans l'évaluation de l'émission résiduelle (voir tableau 1 du chapitre 3). Les visées effectuées dans un champ de $(8 \times 8)^\circ 2$ autour du centre de ces nébuleuses émissives sont éliminées.

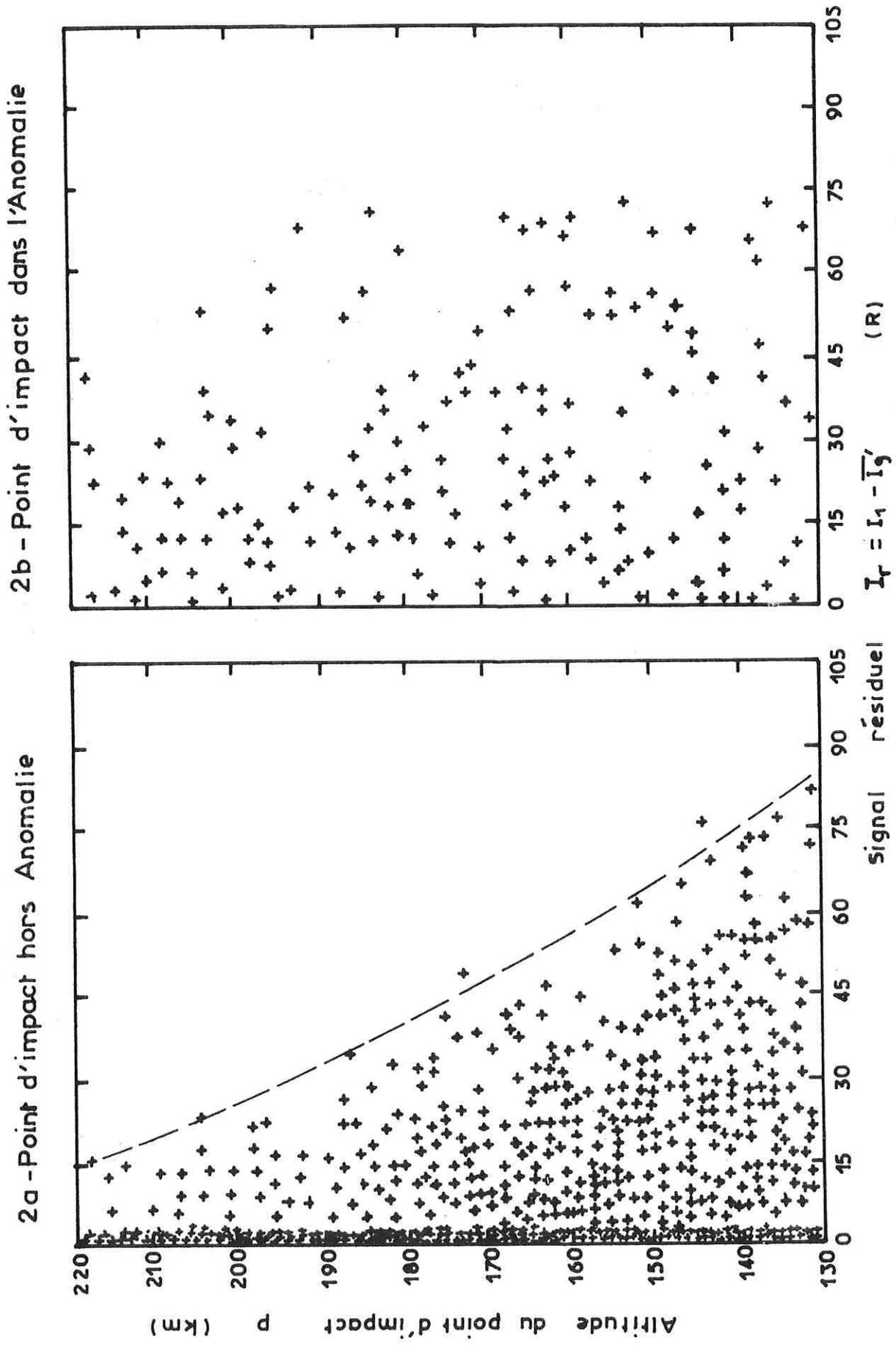
c) Bilan

Il reste, après l'élimination complémentaire, 1873 mesures dans la basse thermosphère, dont 413 pour lesquelles le point d'impact est dans l'Anomalie de l'Atlantique Sud. Pour ces mesures, M est compris entre 500 et 6000 coups s^{-1} et N entre 400 et 2400 coups s^{-1} , d'où une intensité H α résiduelle comprise entre 0 et 80 R.

La luminance géocoronale réelle est en fait mal connue, et on ne peut que borner supérieurement l'émissivité H α nébulaire. Le calcul d'erreur indique donc simplement à partir de quelle valeur l'émission résiduelle doit être significative. Il apparaît (Annexe E) que tout I_r supérieur à 5 R a de fortes probabilités d'être significatif, et que tout I_r supérieur à 15 R doit traduire un phénomène physique.

Précisément, 430 mesures, soit 23 % du total présentent une luminance résiduelle supérieure à 15 R. De plus (tableau 1) :

Figure 2 - MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET DE L'ALTITUDE
DU POINT D'IMPACT



Lorsque plusieurs points de mesure sont équivalents, aux barres d'erreur près, ils sont représentés par une même croix sur les figures

- Il n'y en a que 7 % qui présentent une luminance résiduelle certainement significative lorsque le paramètre d'impact est supérieur à 180 km ; contre 38 % lorsqu'il est compris entre 130 et 180 km. A titre de vérification, on a d'ailleurs testé toutes les mesures effectuées au-dessus de 220 km avec les mêmes critères :

- . angle de dépression solaire supérieur à 25°
- . Lune sans influence
- . latitude galactique supérieure à 30° en valeur absolue, pas d'étoile brillante, de Voie Lactée, ou de nébuleuse émissive dans le champ.

Moins d'une trentaine d'entre elles, soit 0,08 % du total présentent une luminance résiduelle supérieure à 15 R. Comme elles sont d'ailleurs isolées, il n'est pas impossible qu'elles correspondent simplement à un pic parasite dans le courant d'obscurité, ou à une erreur de télémessure.

- La luminance résiduelle est plus fréquemment significative lorsque le point d'impact est dans l'Anomalie de l'Atlantique Sud (33 %) que lorsqu'il est extérieur à celle-ci (20 %).

Nous allons maintenant tenter de mieux comprendre ces effets liés l'un à la localisation en altitude de la visée, l'autre à sa localisation en latitude et longitude, pour pouvoir étudier intrinsèquement le phénomène physique.

I - 2. Influence du paramètre d'impact

C'est lorsque l'on s'intéresse à l'altitude du point le plus bas sur la ligne de visée (paramètre d'impact) qu'il devient bien clair que les phénomènes observés sont liés à l'altitude.

a) Présentation des résultats

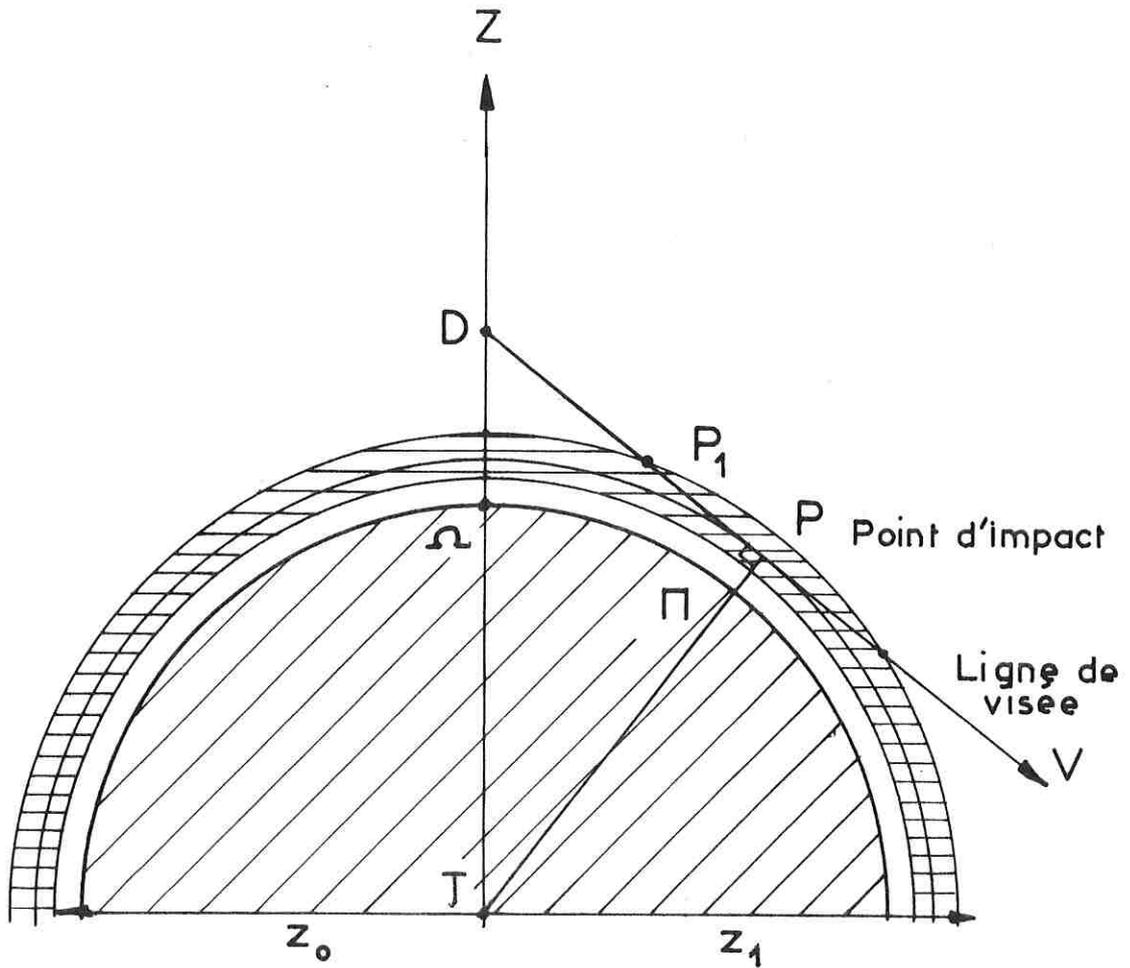
La figure 2 présente, pour toutes les mesures sélectionnées avec visée respectivement hors de l'Anomalie et dans l'Anomalie, la luminance résiduelle en fonction de l'altitude du point le plus bas sur la ligne de visée.

Il apparaît que le signal décroît quand l'altitude croît; plus précisément, il prend toutes les valeurs possibles, jusqu'à une valeur limite, qui est d'autant plus faible que l'altitude est élevée, et qui apparaît en pointillé sur la figure 2a. Le plus fort signal enregistré est de 79 R et il apparaît que le signal résiduel est toujours plus important dans l'Anomalie de l'Atlantique Sud.

b) Interprétation sommaire

Il existe donc une région émissive entre une certaine altitude z_0 (inférieure à 130 km) et une altitude z_1 (au plus égale à 220 km, mais pas nécessairement constante dans le temps). Les valeurs très élevées que prend éventuellement le signal résiduel sont dues à un effet de couche émissive vue presque tangentiellement.

Figure 3 - GEOMETRIE DES OBSERVATIONS
DANS LA BASSE THERMOSPHERE



Soit en effet (figure 3), une visée effectuée depuis le satellite D, à l'altitude z , dans la direction V. P est le point d'impact et $\pi P = p$ le paramètre d'impact. Pour p inférieur à z_1 , l'épaisseur de la couche émissive traversée est :

$$\begin{aligned} 2(P_1P) &= 2[(R + z_1)^2 - (R + p)^2]^{1/2} \\ &= 2[z_1^2 - p^2 + 2R(z_1 - p)]^{1/2} \\ &= 2(z_1 - p)^{1/2} (z_1 + p + 2R)^{1/2} \end{aligned}$$

Il est certain que la couche émissive n'est pas homogène, et même que son altitude maximale n'est pas constante. Néanmoins, en multipliant les luminances résiduelles par le facteur

$$(z_0 - z_1) / 2P_1P = (z_1 - p)^{-1/2} 2^{-1} (z_1 + p + 2R)^{-1/2} (z_0 - z_1)$$

on obtient l'ordre de grandeur du signal résiduel qui serait détecté par une visée au zénith depuis une altitude de 130 km. L'erreur sur I_r normalisé, soit $\langle I_r \rangle$ est au plus égale au produit de l'erreur sur I_r par la borne supérieure du facteur correctif, l'erreur sur p étant négligeable. D'où :

$$\langle \Delta I_r \rangle \leq \Delta I_r \times 0,0415$$

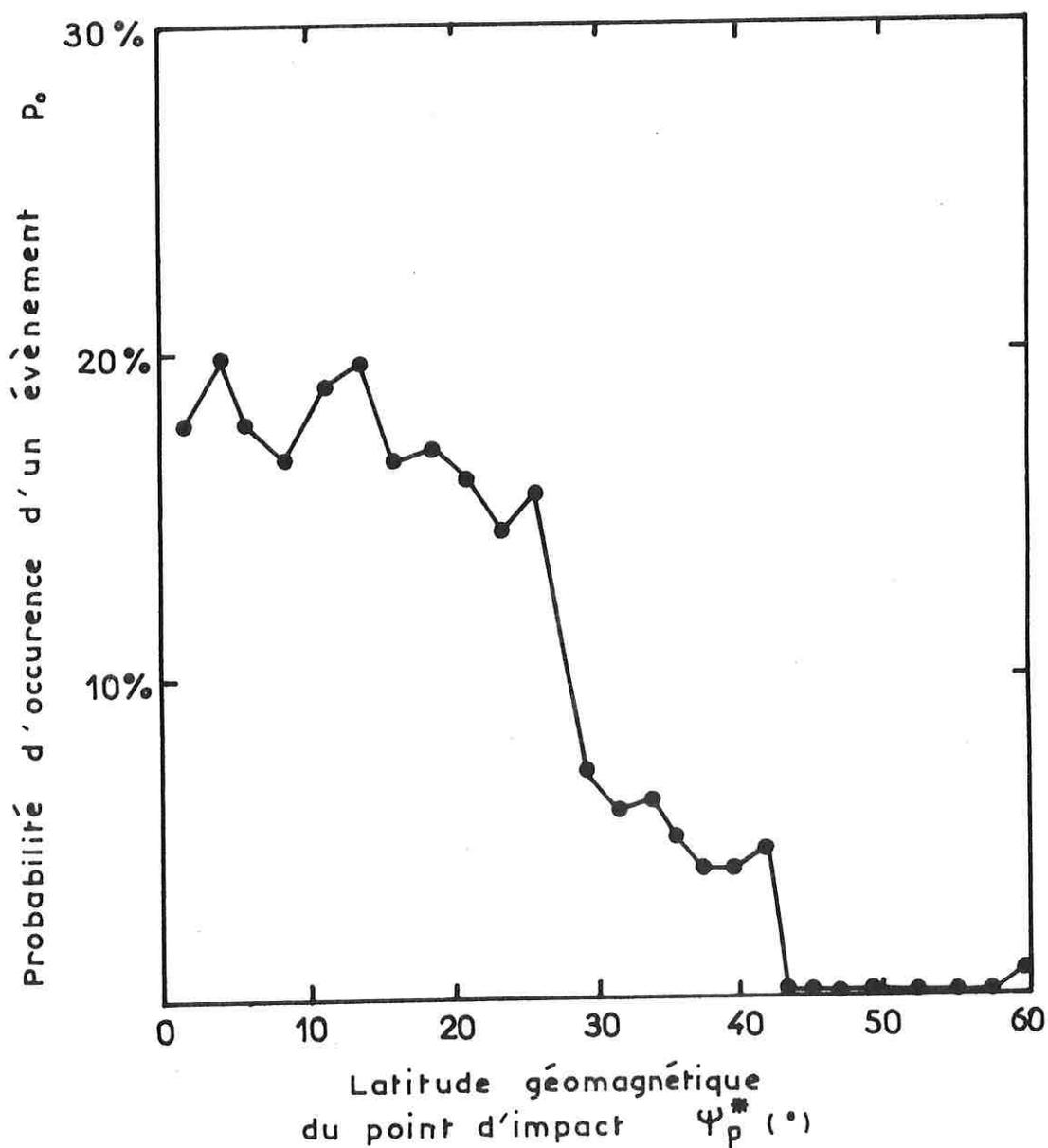
Les luminances normalisées supérieures à 0,75 R traduisent nécessairement un phénomène physique, cependant les luminances normalisées supérieures à 0,2 R ont une forte probabilité d'être significatives.

c) Conclusion

La luminance résiduelle a d'autant plus de chance d'être grande que le paramètre d'impact est petit. Tout se passe comme si, pour certaines observations, il existait une couche émissive d'où proviendrait, pour une visée au zénith au-dessus de 130 km, un signal compris entre 0,75 R et 3 R. Le modèle élémentaire de couche homogène n'est, certes, guère satisfaisant, et la région 180 km - 140 km est plus émissive que la région 220 km - 180 km, cependant qu'il semble (bien qu'il soit présomptueux de conclure avec certitude) que le maximum d'émission se produise au voisinage de 140 km. En tout état de cause, ce sont des mesures effectuées à la même latitude géomagnétique, et au même instant, qu'il faudrait pouvoir comparer pour déterminer un modèle de couches émissives concentriques en résolvant un système d'équations linéaires. Par ailleurs, on remarquera que, pour les mesures normalisées effectuées dans l'Anomalie

Figure 4 - PROBABILITE D'OCCURENCE
D'UN EVENEMENT ($\langle I_p \rangle > 0.75R$)
EN FONCTION DE LA LATITUDE
GEOMAGNETIQUE

(Hémisphère nord)



(figure 2b), l'effet du paramètre d'impact n'est absolument pas évident : dans cette zone, il y a toujours une augmentation sensible de l'émission $H\alpha$, et il faudrait sans doute effectuer une partition de l'Anomalie en domaines dans lesquels le champ magnétique varie peu pour interpréter les résultats obtenus.

I - 3. Influence de la latitude géomagnétique

L'étude en fonction de la latitude géomagnétique du point d'impact montre que les phénomènes observés sont équatoriaux.

a) Probabilité d'occurrence d'un évènement

A chaque latitude, le signal prend toutes les valeurs possibles, jusqu'à une valeur limite qui décroît avec la latitude entre 0 et 30°, puis croît à nouveau dans les zones aurorales. Le signal résiduel est spécialement intense dans l'Anomalie de l'Atlantique Sud.

En fait, la panne de l'enregistreur de bord, et le fonctionnement du satellite en télémessure directe impliquent que le nombre de mesures est loin d'être constant avec la latitude. Il est donc plus légitime de s'intéresser, pour chaque région (par exemple pour des domaines limités par des parallèles distants de 2,5°), au rapport du nombre de mesures anormales au nombre total de mesures. L'organigramme de la figure 4 donne le pourcentage p_0 de détection de signaux normalisés supérieurs à 0,75 R en fonction de la latitude géomagnétique.

Les calculs sont menés lorsque le nombre n de mesures est supérieur à 15, afin de pouvoir admettre que le pourcentage calculé, qui est une variable aléatoire de la probabilité réelle ne s'écarte pas trop de la loi de Laplace-Gauss. L'écart maximum entre la probabilité et la valeur calculée est donné sur les organigrammes au niveau de confiance 0,68 par

$$\left[p_0(1 - p_0) / n \right]^{1/2}$$

Il vient en effet pour un risque 0,32 :

$$2[1 - \theta(\zeta)] = 0,32$$

$$\text{soit } \zeta \sim 1$$

TABLEAU 2

JOURS D'OBSERVATION D'AUORES EQUATORIALES

$$p < 180 \text{ km} - |\psi_p^*| < 27^\circ - \langle I_c \rangle > 0,75 \text{ R}$$

Point d'impact hors Anomalie

Mois	Jour	Corrélation avec l'activité magnétique			
		Orage à début brusque	S.I.	Dst agité	
Avril 1971	21	x		x	
	22			x	
	29		x		
Mai 1971	02			x	
	03				
Juin 1971	22	x			
	23	x			
	25			x	
Juillet 1971	18		x		
	21	x			
	22			x	
Septembre 1971	13		x		
	16	x		x	
Décembre 1971	17	x		x	
	18			x	
	19			x	
	20			x	
	21			x	
	15	x		x	
	16			x	
Avril 1972	18		x		
	19				
Août 1972	20	x			
	04	x		x	
	05			x	
	06			x	
Septembre 1972	07			x	
	10		x		
	Octobre 1972	12			
		13			
		14		x	x
	29			x	
	30			x	
	31	x			

(voir page suivante)

b) Conclusion

La probabilité d'observer une luminance résiduelle anormalement élevée s'effondre à partir de $|\psi_p^*| = 27^\circ$. A la précision du calcul statistique près, elle est constante et égale à 19 % à basse latitude magnétique. Elle fluctue très sensiblement dans l'Anomalie de l'Atlantique Sud et à haute latitude magnétique. Tout se passe donc comme si la couche émissive décrite précédemment n'existait que dans les zones équatoriales ou polaires. Cependant, le très petit nombre de mesures effectuées à haute latitude magnétique par le satellite D2A (inclinaison 46°) fait qu'il ne sera pas question ici des données en régions polaires.

I - 4. Etude en fonction du temps

a) Présentation des résultats

Si, parmi toutes les mesures gardées, on sélectionne, après normalisation en fonction du paramètre d'impact, celles qui sont effectuées en-dessous de 180 km et hors Anomalie, on peut alors comparer des mesures qui, à un ordre de grandeur près, sont légitimement comparables. Le tableau 2 présenté sur les deux pages suivantes donne la liste des jours pour lesquels la luminance normalisée est à peu près toujours supérieure à 0,75 R à basse latitude géomagnétique. Il apparait que ces jours se présentent en séquence ou, plus précisément, que lorsqu'une émission est détectée à partir d'une certaine heure un jour donné, elle est encore visible en tout point de la basse thermosphère au cours des heures suivantes avec toutefois, une décroissance assez forte de l'intensité après 6 à 8 heures d'observation.

b) Notion d'évènement

Ces séquences constituent ce que nous conviendrons d'appeler des évènements. Il nous reste maintenant à tenter de comprendre pourquoi ces évènements liés à l'existence d'une couche émissive dans la basse thermosphère équatoriale ont pu se produire et à expliquer leur localisation spatiale et temporelle. Toutefois, avant de passer à l'interprétation des observations, trois remarques méritent d'être faites :

Pour toutes les mesures effectuées à $p < 180$ km et $|\psi_p^*| < 27^\circ$ en dehors de l'Anomalie de l'Atlantique Sud, aucun effet lié à la longitude du point d'impact ne se manifeste. Par contre, il semble qu'il existe un effet lié à l'heure locale du point d'impact (les signaux résiduels passent par un maximum entre 01 h et 02 h, d'où la possibilité d'une nouvelle normalisation) et plus d'évènements sont observés en hiver qu'en été.

Novembre 1972	01			X
	02			X
Décembre 1972	07		X	
	09			
	10			
Janvier 1973	03	X		
	04			
Février 1973	05		X	
Mars 1973	01			
	02		X	X
	06			X
Avril 1973	02			X
	29			X
Mai 1973	01	X		
	02		X	
Juin 1973	02			X
	03			
	04			

Remarque : Une cinquantaine de jours d'observation d'aurores équatoriales sont mis en évidence, non pas sur 26 mois de données, mais sur 140 jours pour lesquels un nombre significatif de mesures sont effectuées dans la basse thermosphère équatoriale.

II - ORIGINE DU PHENOMENE

II - 1. Présentation rapide de la magnétosphère et de ses perturbations

Le champ magnétique terrestre provient essentiellement de l'intérieur du globe et, plus précisément, du noyau. Il est mesuré près du sol par des observatoires magnétiques et éventuellement par des campagnes de mesures en avion ; son étude expérimentale dans l'environnement terrestre a commencé avec l'ère spatiale et a permis de préciser la morphologie de la magnétosphère. Son interaction avec les particules solaires ionisées et l'existence d'effets de marées impliquent l'existence de courants dans la haute atmosphère, qui font fluctuer le champ principal.

a) Description sommaire

- Des descriptions exhaustives du champ magnétique terrestre peuvent être trouvées chez Chamberlain (1961), Gendrin (1970) ou Lebeau (1971). Pour expliquer simplement la provenance des paramètres utilisés, il suffit de se rappeler que, en l'absence de courants, tout champ magnétique \vec{H} est représentable par un potentiel

$$\vec{H} = -\vec{\nabla}V$$

Ce potentiel est développable en harmoniques sphériques (variables τ , θ , L) et s'écrit donc

$$V = a \sum_{\ell=1}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^{\ell+1} \sum_{m=0}^{\ell} (g_{\ell}^m \cos mL + h_{\ell}^m \sin mL) P_{\ell}^m(\sin\theta)$$

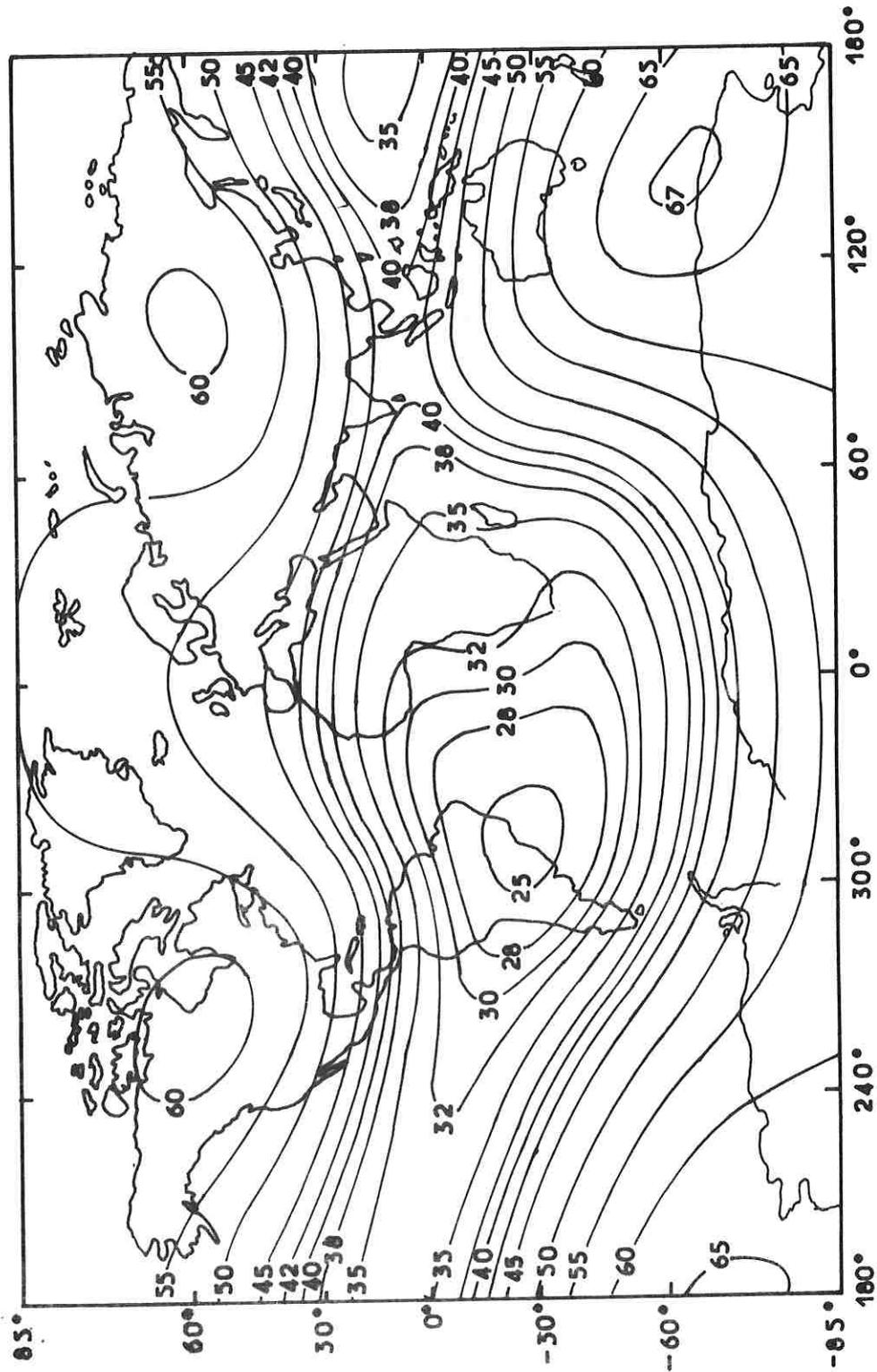
où :

P_{ℓ}^m est un polynôme de Legendre associé

a , g_{ℓ}^m et h_{ℓ}^m sont des coefficients déterminés expérimentalement par l'analyse en harmoniques sphériques du champ considéré.

Ainsi la figure 6 présente une carte de l'intensité du champ au sol (mesures de Juillet 1965) pour un développement à quelques termes. La très faible valeur du champ au voisinage de l'Amérique du Sud et de l'Afrique du Sud correspond à l'Anomalie de l'Atlantique Sud.

Figure 5 - INTENSITE DU CHAMP MAGNETIQUE TERRESTRE (gauss)



- En première approximation, ($l = 1, m = 0$) le potentiel peut s'écrire

$$V = - \frac{M \cos \theta}{r^2}$$

$$M \sim 8,1 \times 10^{15} \text{ T m}^3$$

Le champ est alors celui d'un dipôle situé au centre de la Terre, ou encore d'une sphère uniformément magnétisée. Ce dipôle virtuel coupe la Terre au pôle géomagnétique nord de longitude géographique $L = -69^\circ$ et de latitude géographique $\phi = 78^\circ 3$ et au pôle géomagnétique sud ($111^\circ, -78^\circ 3$). Une meilleure approximation est donnée par un dipôle légèrement excentré et de même direction qui permet d'annuler les termes en a/r^3 du développement. Dans la détermination pour les bandes III des coordonnées magnétiques (L_p^*, ψ_p^*) du point d'impact, et des coordonnées géographiques (L_p', ψ_p') du point magnétiquement conjugué, c'est-à-dire tel que $L_p'^* = L_p^*, \psi_p'^* = -\psi_p^*$, (voir chapitre I-IV-3), nous avons utilisé un développement à l'ordre 11.

- Le champ magnétique décrit ci-dessus peut alors être représenté par ses lignes de force. En fait la structure réelle des lignes de force est différente de la structure théorique dès que l'on s'éloigne de la Terre : au delà de 5 rayons terrestres, il y a dissymétrie entre le côté jour et le côté nuit (figure 7) ; les lignes issues des hautes latitudes s'étendent du côté nuit pour former la queue de la magnétosphère, dont une couche de plasma assure la stabilité. Cet effet est évidemment dû à la présence du vent solaire ionisé.

b) La région de piégeage permanent de la magnétosphère

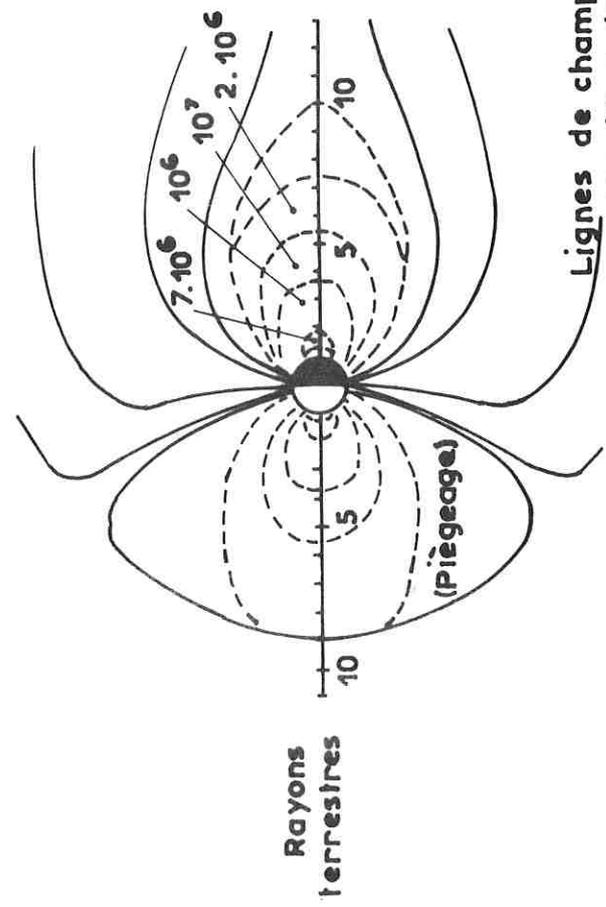
- Mouvement des particules : Les ceintures interne et externe de radiations, découvertes par Van Allen, (1959) constituent en fait une seule et même région de la magnétosphère qui piège, pour un intervalle de temps supérieur à une dérive complète autour de la Terre des protons, des électrons, et des particules α .

La description complète du mouvement des particules ne sera pas donnée ici. On se rappellera simplement que la théorie des invariants adiabatiques conduit à utiliser le système de coordonnées B, L (où le paramètre de Mc Ilwain L est peu différent de la distance géocentrique, en rayons terrestres du point le plus éloigné des lignes de forces qui engendrent la coquille magnétique considérée) ; et que l'étude du

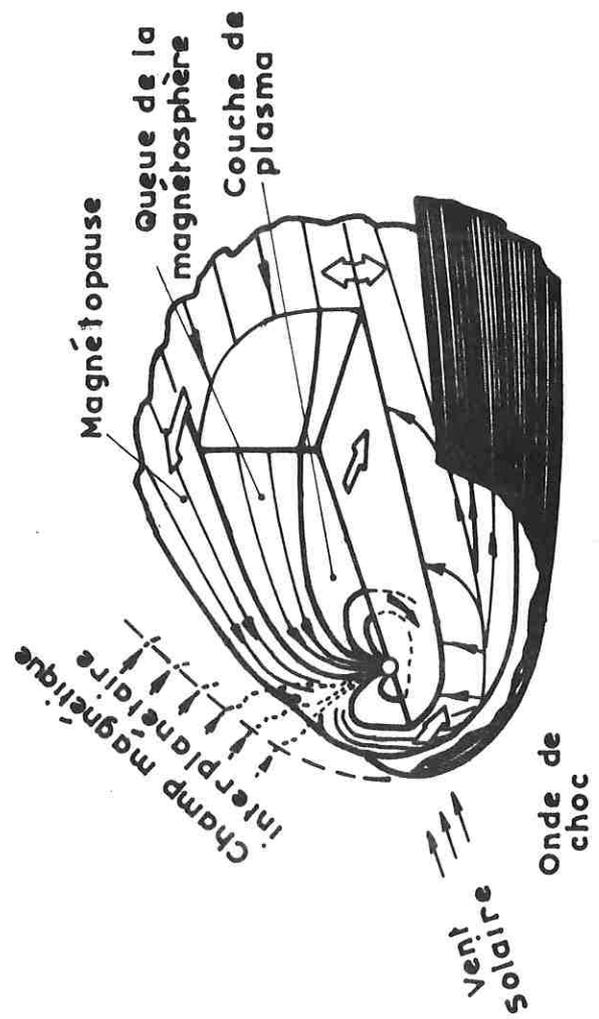
Figure 6 - STRUCTURE DE LA MAGNETOSPHERE

(D'après la carte des Air Force Cambridge Research Laboratories)

6a - Flux moyen d'électrons (él. cm⁻² s⁻¹) d'énergie supérieure à 0.5 MeV



6b - Effet du vent solaire sur la magnétosphère



Les différents courants sont indiqués par des flèches blanches, sauf le courant annulaire, figure par une flèche noire.

mouvement des particules est rendue plus complexe par l'existence de courants dans l'ionosphère ou la magnétosphère et de perturbations dont la durée est telle que certains invariants peuvent être violés.

- Sources et pertes : Les particules énergétiques piégées proviennent essentiellement de l'interaction nucléaire des rayons cosmiques primaires de très haute énergie avec l'atmosphère terrestre. Lorsqu'une particule explore une région de faible altitude, elle interagit avec l'atmosphère environnante par ionisation ou échange de charge. Ce processus est important dans les régions polaires où le point miroir est suffisamment bas. Dans les régions équatoriales, ce mécanisme intervient surtout au niveau de l'Anomalie de l'Atlantique sud où les lignes de force descendent vers le sol.

- Morphologie : La figure 8 montre que c'est à moins de 2,5 rayons terrestres que se trouvent les protons très énergétiques (Vette - 1970), cependant que la figure 9 donne la répartition des flux pour des protons d'énergie supérieure à 0,4 MeV. En fait, dans la zone de piègeage distante, il y a une grande dissymétrie en fonction de l'heure locale et, donc un effet de longitude, aussi bien pour les zones équatoriales qu'à haute latitude. Par ailleurs, des fluctuations sensibles peuvent intervenir dans cette distribution, puisqu'il y a une redistribution adiabatique de la population de particules avec les variations du champ magnétique et aussi des variations non adiabatiques (rupture d'un invariant) en période d'orage magnétique.

- Le courant annulaire, ou courant magnétosphérique équatorial : Lors de la phase principale d'un orage magnétique, l'intensité du champ magnétique décroît en basse et moyenne latitude à la surface de la Terre. Chapman et Ferraro (1933) ont suggéré que cette dépression transitoire provient de l'apparition d'un courant annulaire lorsqu'un flux de plasma solaire interagit avec le champ magnétique terrestre. Les mesures de Cahill (1966) situent le maximum de ce courant à $3,5 R_T$ dans le plan équatorial magnétique, cependant que celles de Frank (1967) à bord d'OGO 3, démontrent qu'une augmentation du flux des protons de la gamme 200 ev - 50 kev est à l'origine de ce courant dirigé vers l'ouest. Enfin, la décroissance des flux de protons après la phase principale de l'orage, semble indiquer que le processus de perte à ce niveau est essentiellement l'échange de charge avec les atomes d'hydrogène de l'exosphère (Swisher et Frank - 1968). Des observations récentes (Lyons - communication personnelle) donnent à penser que le courant est constitué non seulement de protons, mais encore d'ions He^+ , He^{++} et O^+ .

Figure 7 FLUX DE PROTONS D'ENERGIE
COMPRISE ENTRE 40 ET 110 Mev.

(D'après Vette - "Particles and field in the
magnetosphere". 1970. données de 1963)

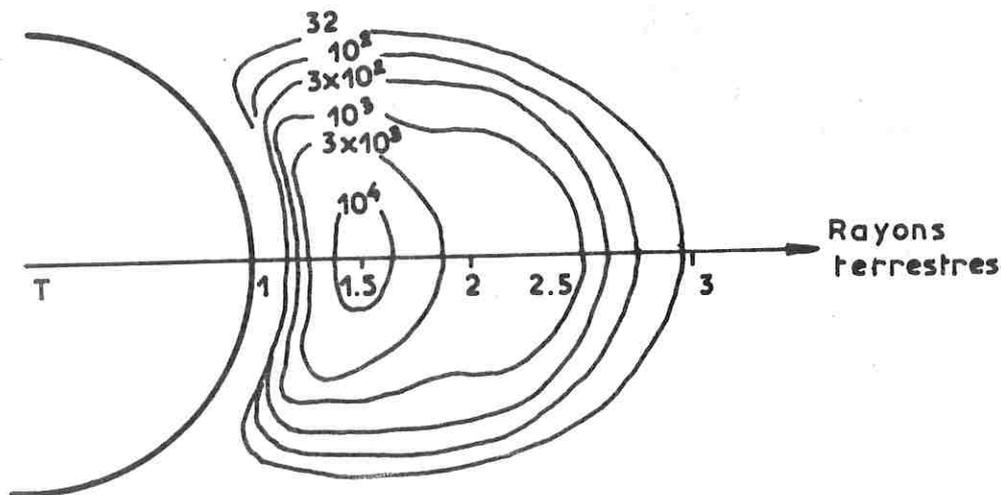
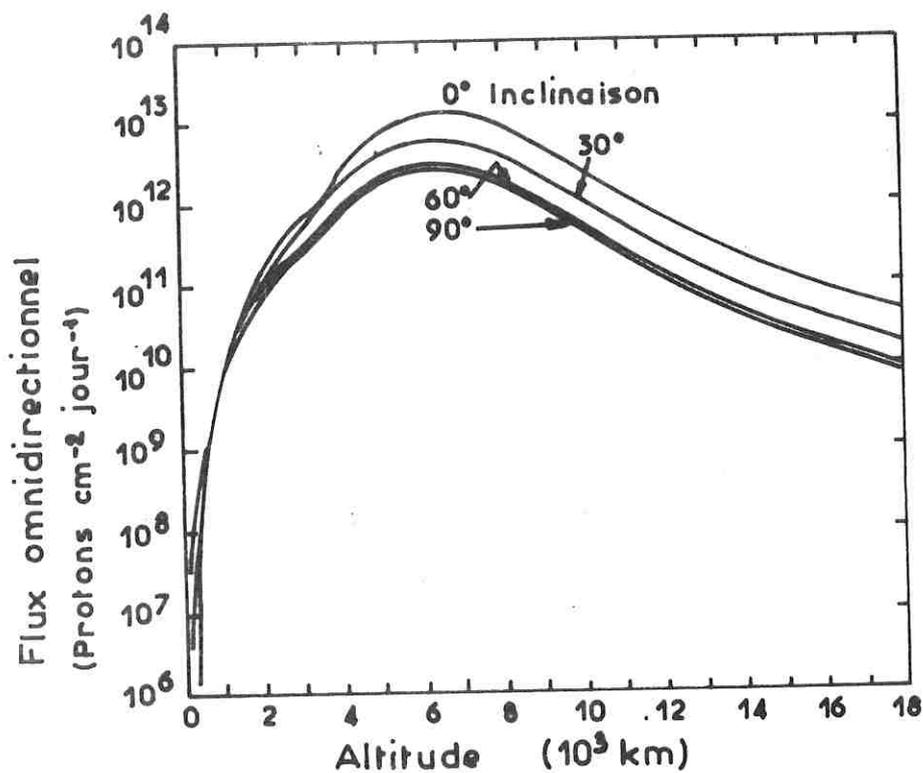


Figure 8 - FLUX DE PROTONS D'ENERGIE
SUPERIEURE A 0.4 Mev.



c) Description de quelques paramètres susceptibles de caractériser l'activité magnétique

L'activité magnétique est déterminée à partir de l'activité solaire (puisque ce sont les interactions du vent solaire avec la magnétosphère qui engendrent des modifications), à partir des composantes du champ magnétique terrestre et de l'amplitude de leur variation, enfin à partir de certains phénomènes qui sont liés à des fluctuations particulières. C'est dans les bandes de données ou les fascicules des Solar Geophysical Data (1971-1973) que la plupart des informations présentées sur la figure 10 ont été trouvées.

- Activité solaire : elle est mesurée par ψ , flux solaire observé tous les jours à 10,7 cm (ou 2800 MHz) depuis l'Algonquin Radio Observatory (Canada) et exprimé en $10^{-22} \text{ W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}$, et aussi par R_z , nombre de Zürich, communiqué comme son nom l'indique, z par la Suisse, et qui donne le nombre relatif de taches solaires.

- Variations du champ magnétique : elles sont mesurées essentiellement par l'indice K_p , qui caractérise, pour une période de 3 heures, l'amplitude des variations magnétiques. Il est déterminé en moyennant les données fournies par des observatoires situés, à 50 %, en Europe Occidentale. Il est compris entre 0 (très calme) et 9⁺ (extrêmement perturbé). On peut encore utiliser a_p , déduit de K_p par une échelle non plus logarithmique, mais linéaire (tableau 5), et A_p , qui est journalier :

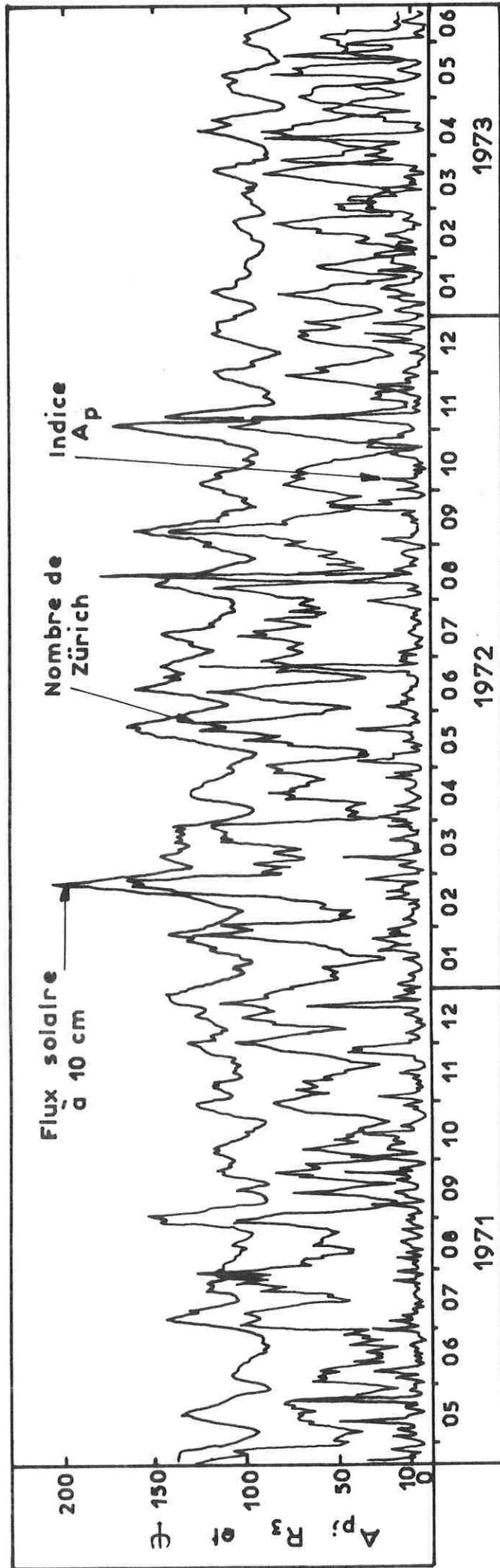
$$A_p = \frac{1}{8} \sum_{\text{jour}} a_p.$$

- Variations de certaines composantes du champ : le renforcement de la composante H du champ est caractéristique des orages à début brusques. Il peut aussi se produire sans que ne s'amorce l'évolution en orage ; on parle alors de "sudden impulses" ou S.I., qui sont la réponse à l'impact sur la magnétosphère d'une discontinuité du vent solaire. Le renforcement du terme à symétrie de révolution de la composante D est en général observé pendant la phase principale d'un orage magnétique, et provient du courant annulaire. On désigne ce phénomène sous le vocable de Dst agité (supérieur à 40 en valeur absolue).

d) Application aux évènements mis en évidence par H α D2A

Au vu de la description précédente, il est naturel d'imaginer que la couche émissive en H α mise en évidence par l'expérience est due à l'interaction de protons énergétiques piégés dans la magnétosphère

Figure 9 -EVOLUTION DE L'ACTIVITE MAGNETIQUE
ENTRE AVRIL 1971 ET JUIN 1973



avec la basse thermosphère équatoriale. Si l'existence de ces protons n'est pas vraiment étonnante dans l'Anomalie de l'Atlantique Sud, leur présence dans toute la zone équatoriale ne peut, au contraire, s'expliquer que par des perturbations du champ qui violent les invariants.

En tout état de cause, il convient d'abord de tenter de corrélérer les événements observés avec des phénomènes magnétosphériques et ensuite de démontrer que les ordres de grandeur de la luminance résiduelle détectée sont ceux qu'on est en droit d'attendre de la désexcitation de protons avant de pouvoir conclure.

II - 2. Corrélation des événements avec des phénomènes magnétosphériques

Ainsi qu'il apparaît sur le tableau 6, si une émission résiduelle normalisée supérieure à 0,75 R est détectée dans la basse thermosphère équatoriale un jour donné, alors une activité magnétique certaine existe ce jour là dans plus de 80 % des cas. De façon plus précise, des orages à début brusque ou des S.I. sont alors enregistrés dans 20 % des cas, et des Dst agités dans plus de 50 % des cas. Réciproquement, il n'existe pas de jours où aucune émission ne se manifeste dans la basse thermosphère équatoriale, alors qu'il existe une forte activité magnétique.

Mais il faut dire que la couverture spatio-temporelle des phénomènes par le satellite est loin d'être complète ; il n'existe que 140 jours d'observation pour lesquels l'attitude de D2A est telle que des visées peuvent être effectuées dans la basse thermosphère équatoriale.

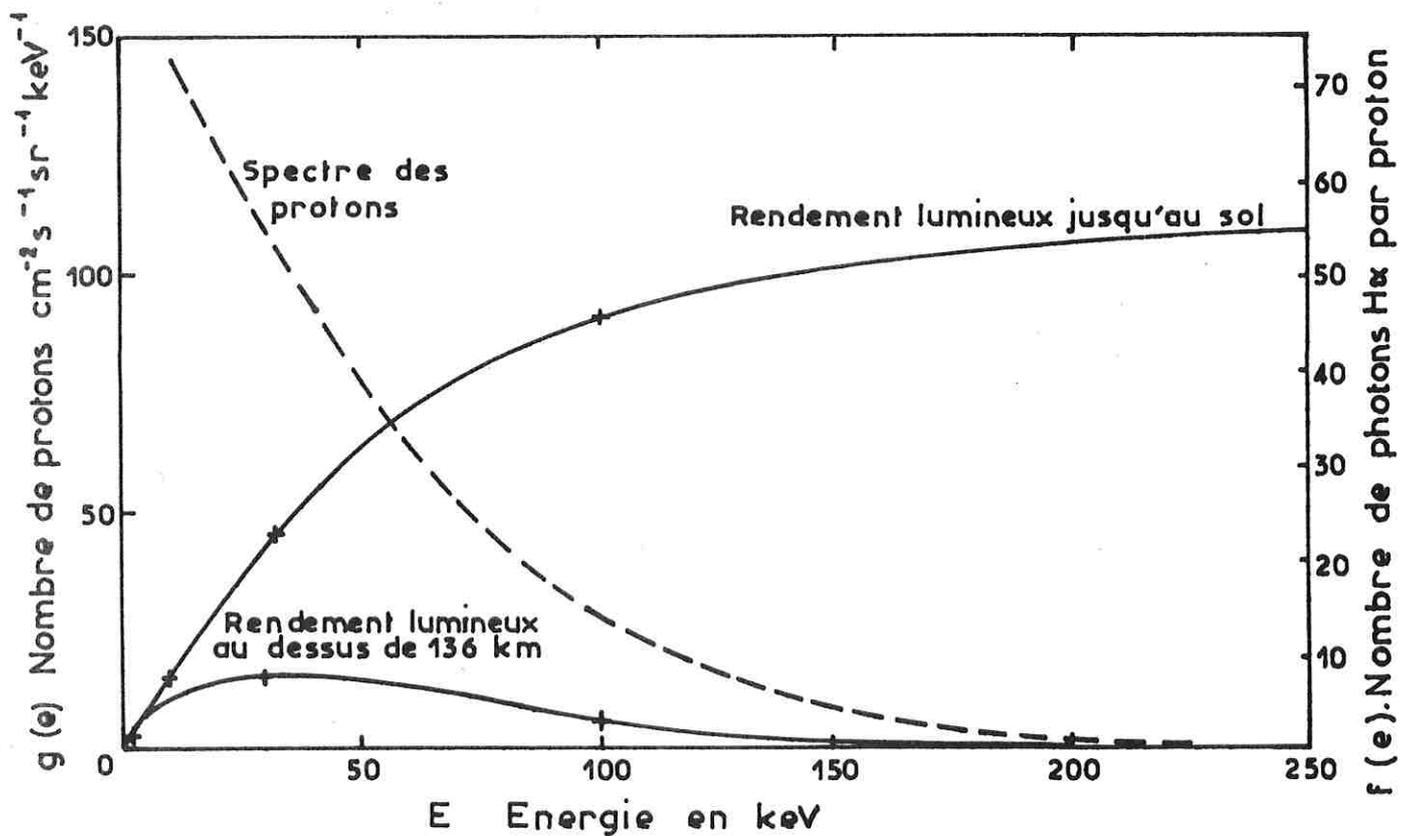
L'émission H α équatoriale mise en évidence semblerait donc être corrélée à des phénomènes magnétosphériques ; mais la complexité certaine du phénomène (couche émissive, temps de relaxation) ne permet pas encore de trouver un paramètre bien représentatif de son intensité. Les résultats obtenus peuvent sans doute être rapprochés de ceux de Meier et Weller qui, en 1975, ont récemment mis en évidence, à bord de STP 72 1, une émission équatoriale dans l'extrême ultra-violet, probablement imputable à He⁺ (304 Å). L'extension en latitude de cette émission est de l'ordre de 20° et sa magnitude semble également corrélée à des indices géomagnétiques.

TABLEAU 4

RENDEMENT LUMINEUX DES PROTONS ENERGETIQUES

Energie initiale du proton (keV)	Profondeur de pénétration maximale (km)	Nombre de photons émis par proton	
		total	au-dessus de 130 km
1	156	0,14	0,14
3	139	1,2	1,2
10	122	7,4	5,5
30	113	22,6	8,0
100	105	45,5	4
300	98	55,4	0,1

Figure 10 - EFFET DES PROTONS EN
FONCTION DE LEUR ENERGIE



II - 3. Interprétation

a - Observation de protons énergétiques dans la thermosphère équatoriale

Depuis plusieurs années, des protons et des électrons faiblement énergétiques (< 10 keV) ont été mis en évidence au voisinage de l'équateur entre 250 et 1000 km (Heikkila - 1971) à partir d'observations menées à bord de fusées ou depuis le satellite Isis 1. Le spectre de ces particules est remarquablement voisin de celui des particules aurorales, mais leur rendement lumineux n'est pas suffisant pour expliquer l'apparition d'une émission $H\alpha$.

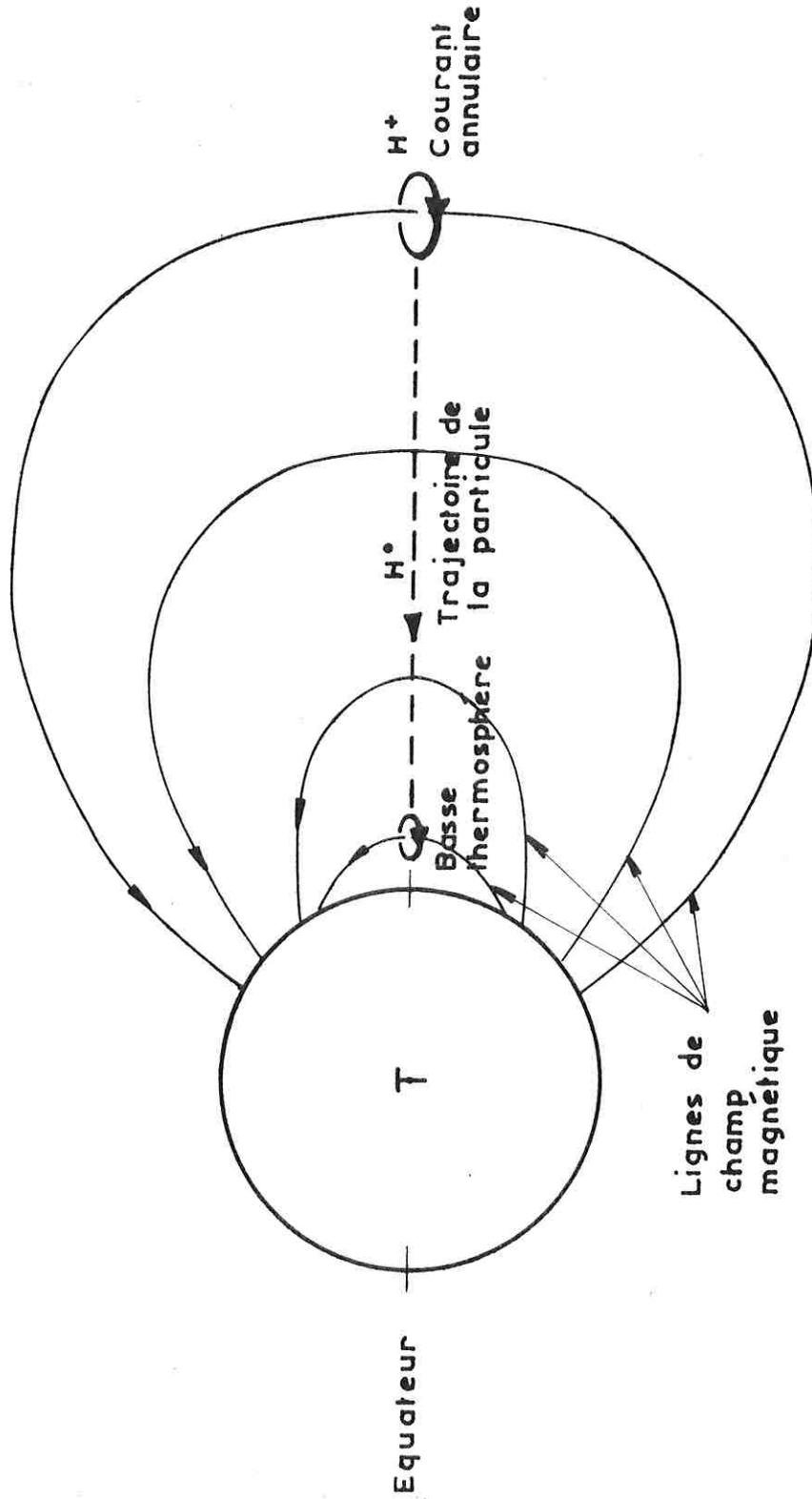
A l'autre bout du spectre (> 250 keV), Moritz (1972) ainsi qu'Hovestadt, Häusler et Scholer (1972) ont mis en évidence des flux de protons en zone équatoriale avec le satellite Azur. Une confirmation a d'ailleurs été apportée par l'observation, dans les mêmes conditions, d'ions He^+ depuis Esro 4 (Scholer, Hovestadt, et Morfill - 1975) dans la période du 4 au 19 décembre 1972, qui figure aussi dans nos données. Mais, cette fois-ci, les flux sont certainement trop faibles pour expliquer l'apparition d'une émission $H\alpha$.

Les observations de Mizera et Blake (1973), conduites entre 12,4 keV et 250 keV, et publiées après nos premières observations d'aurores équatoriales doivent apporter une réponse à la question posée. Ils ont en effet remarqué une augmentation (atteignant un rapport 12,5 ; d'où un flux de l'ordre de 10^{-4} ergs cm^{-2} s^{-1}) du flux de protons à l'équateur lors d'un orage géomagnétique (25 mars 1969) ; les mesures étaient conduites depuis le satellite OV1-17, entre 400 et 470 km, et l'heure locale était voisine de minuit. Les spectres obtenus par Mizera et Blake prolongent vers les moyennes énergies ceux d'Hovestadt ou de Moritz et, de plus, le même effet de dépendance avec l'activité magnétique se manifeste ; tous ces protons ont donc certainement une même origine.

b - Calcul de l'émission induite par ces protons

Des courbes indiquant le nombre de photons $H\alpha$ émis à chaque altitude pour une distribution isotrope de protons monoénergétiques ont été publiées par Eather et Burrows (1966). Nous les avons intégrées pour obtenir le nombre total de photons $H\alpha$ émis par des protons monoénergétiques d'énergie donnée dans leur traversée de l'atmosphère, soit depuis l'infini jusqu'au sol, soit, (afin de comparer avec nos mesures et, plus précisément avec les émissivités $\langle \bar{I}_r \rangle$ normalisées), depuis l'infini jusqu'à 130 km. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.

Figure 11 - REPRESENTATION SCHEMATIQUE DU PROCESSUS D'ECHANGE DE CHARGE EN DEUX ETAPES



Un proton est transformé en atome d'hydrogène par échange de charge avec l'hydrogène exosphérique puis traverse la magnétosphère. Cet hydrogène est à son tour ionisé dans la thermosphère

L'interpolation des valeurs du tableau permet d'obtenir une fonction $f(E)$, où E est l'énergie et f le rendement lumineux de l'interaction d'un proton avec l'atmosphère (figure 10). Disposant de ce rendement $f(E)$, il suffit d'injecter le spectre $g(E)$ des protons pour calculer l'intensité qu'on est en mesure d'attendre :

$$\bar{I}_r \text{ théorique} = 4 \pi 10^{-6} \int_{10}^{300} f(E) g(E) dE + \epsilon$$

où \bar{I}_r est exprimé en rayleighs, E en keV, $f(E)$ en photons par proton, $g(E)$ en protons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{stéradian}^{-1} \text{keV}^{-1}$; le spectre $g(E)$ des protons est déduit des observations de Mizera et Blake complétées aux bornes par celles d'Heikkila ou de Moritz ; ϵ représente la contribution des protons d'énergie inférieure à 10 keV ou supérieure à 300 keV, et peut être majoré par 0,3 R.

Le calcul a été mené pour l'émission totale observable depuis le sol d'une part, et pour l'émission qui serait visible au zénith au-dessus de 130 km. Nous avons obtenu respectivement 3,2 R et 1 R. En conclusion, donc, les protons observés par Mizera, Blake et Moritz, doivent nécessairement induire une émission $H\alpha$ dans la gamme d'altitude, de latitude et d'intensité où nous observons les aurores équatoriales, et ce, dans les mêmes conditions magnétiques. Cependant, l'énergie totale détectée depuis OV1-17 ($6 \times 10^{-4} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) semble être sensiblement inférieure à celle qui a dû engendrer les événements les plus spectaculaires observés par D2A.

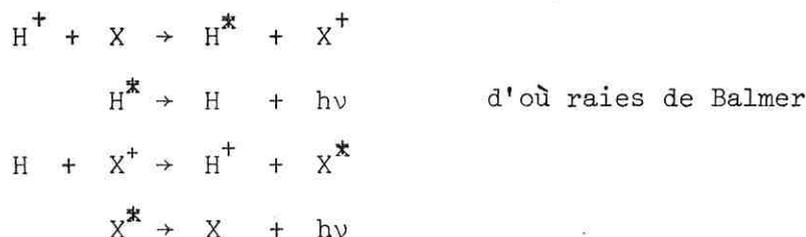
c - Origine probable des protons énergétiques observés dans la thermosphère équatoriale en période d'activité magnétique

Dans les régions où ils sont observés, les protons ont une section efficace de l'ordre de 10^{-17}cm^2 (Allison - 1958) et leur durée de vie est d'environ une seconde. Elle est donc du même ordre de grandeur que leur période d'oscillation entre deux points miroir, et beaucoup plus petite que leur période de dérive longitudinale. Par conséquent, l'existence de ces protons est tout à fait éphémère et une source continue doit exister pendant la période d'observation du phénomène. La localisation particulière des protons ($L < 2$) et la corrélation de leur existence avec des orages magnétiques imposent en fait des conditions très strictes sur leur source éventuelle.

Il a été avancé que des protons pourraient être localement accélérés lors de l'apparition d'irrégularités dans la densité électronique de l'ionosphère équatoriale (couche F diffuse) ; mais Christensen et Tinsley (1974) ne sont pas vraiment parvenus à corrélérer ces phénomènes ionosphériques avec les émissions optiques qu'induiraient ces protons. Moritz (1972), de son côté, a pensé que les protons pourraient trouver leur origine dans le courant annulaire qui se forme

à $L = 3$ environ lors de la phase principale d'un orage magnétique. En développant sa pensée, nous pouvons décrire comme suit l'enchaînement des processus (figure 11) :

- Les protons (mais la théorie s'applique aussi bien aux ions d'hélium) sont, par échange de charge avec les atomes de l'hydrogène exosphérique, transformés en neutres énergétiques, et ceci explique le processus de perte du courant annulaire.
- Ces neutres ne sont alors plus piégés par les lignes de champ, et peuvent descendre dans la magnétosphère.
- Lorsqu'ils parviennent à la thermosphère, les réactions d'échange de charge deviennent plus nombreuses, d'où l'apparition des protons mis en évidence par Mizera et Blake. Ces protons, dans une gamme d'énergie plus faible, constituent en quelque sorte une copie de la ceinture externe de radiation, et ont le même comportement spatial et temporel que les atomes du courant annulaire.
- Les constituants locaux, finalement, sont excités par ces particules, suivant une séquence qui peut se répéter des centaines de fois entre 300 et 100 km :



d'où l'apparition de l'émission optique de l'hydrogène que nous avons mise en évidence, mais aussi d'émissions de N_2^+ (3914 Å), He, et O.

Précisément, Prölss (1973) a développé un calcul théorique pour différents types de protons du courant annulaire (choix de la latitude du point miroir, de la latitude du point où a lieu l'échange de charge avec un atome exosphérique et enfin de l'angle d'attaque). En étudiant par des méthodes de Monte-Carlo les trajectoires de quelques millions de protons, il a trouvé que l'énergie totale détectée dans la thermosphère équatoriale dans un orage devrait atteindre 7×10^{-2} ergs cm^{-2} s^{-1} et que 10 R de $H\alpha$ devraient être produits.

CONCLUSION

Une émission H α a été découverte dans la basse thermosphère équatoriale. Sa luminance est variable, mais peut atteindre 60 R, ce qui correspondrait à quelques 7 R pour une visée au zénith depuis une altitude de 130 km. Cette émission disparaît lorsque la latitude géomagnétique du point d'impact dépasse 27° en valeur absolue. Enfin, si statistiquement elle apparaît presque un jour sur trois, elle se manifeste en fait de façon séquentielle pendant quelques jours et semble corrélée avec l'activité magnétique (orages à début brusque, S.I. ou Dst agité).

Cette émission pourrait être induite par des protons énergétiques (15 - 250 keV) traversant la thermosphère équatoriale. On peut d'ailleurs penser que ces protons proviennent d'un processus d'échange de charge en deux étapes, initialisé par des protons du courant annulaire lors de la phase principale d'un orage magnétique. Depuis une station au sol à basse latitude, l'étude suivie des émissions de l'hydrogène ou de l'oxygène dans le domaine visible devrait permettre de mieux suivre l'évolution du phénomène mis en évidence et fournir des indications sur les mécanismes de dépeuplement du courant annulaire.



A N N E X E S

ANNEXES

- A - Unités photométriques p. 261
1. Unités énergétiques
 - a - Flux lumineux
 - b - Emittance
 - c - Luminance
 2. Unités aéronomiques
 - a - Emissivité
 - b - Emissivité intégrée (Rayleigh)
 3. Unités astronomiques
 - a - Magnitude
 - b - Luminance en S_{10} (vis)
- B - Lumière émise par les étoiles : effet sur l'expérience p. 267
1. Signal dû aux étoiles traversant le champ
 2. Distribution dans le ciel
 3. Lumière intégrée des étoiles
 4. Conclusion : évaluation des erreurs
- C - Etalonnages en laboratoire p. 273
1. Qualification et étalonnage des filtres interférentiels
 - a - Contrôle mécanique
 - b - Réponse en longueur d'onde
 - c - Qualification à l'environnement spatial
 - d - Influence de la température
 2. Qualification et étalonnage du photomultiplicateur
 - a - Qualification à l'environnement spatial
 - b - Homogénéité des photocathodes
 - c - Courants d'obscurité
 - d - Effet magnétique
 - e - Défaut de blocage des photocathodes
 3. Tests de fonctionnement de l'expérience
 - a - Courants d'obscurité
 - b - Contrôles analogiques de la haute tension et de la température
 - c - Réponse des lampes de calibration interne et externe

- d - Taux de polarisation interne
- e - Effet du champ magnétique terrestre

- 4. Etalonnage relatif de l'expérience
 - a - Champ
 - b - Réponse spectrale
 - c - Première détermination du coefficient d'étalonnage relatif entre les deux voies
- 5. Etalonnage absolu de l'expérience
 - a - Linéarité de la chaîne de comptage
 - b - Sensibilité
 - c - Rapport signal sur bruit.

D - Fonctionnement de l'expérience en orbite

p. 289

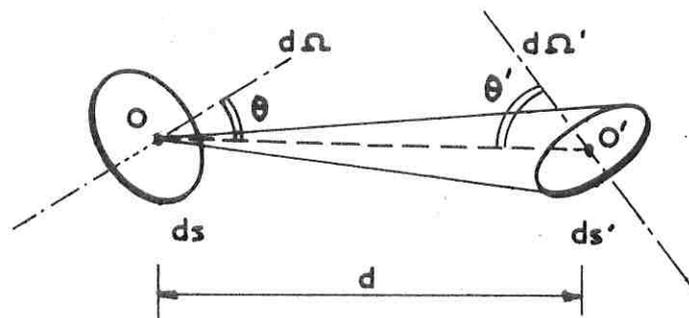
- 1. Courants d'obscurité du photomultiplicateur ; effet de l'Anomalie de l'Atlantique Sud
 - a - Evolution avec le temps
 - b - Evolution avec les coordonnées géographiques du point sous-satellite
 - c - Evolution avec la température
 - d - Distribution en fonction de l'altitude du satellite
- 2. Stabilité de l'expérience
 - a - Réponse de la lampe de calibration interne
 - b - Sources stellaires
 - c - Nébuleuses émissives
- 3. Etalonnage relatif : deuxième détermination du coefficient d'étalonnage relatif à partir des données géocoronales
- 4. Etalonnage absolu : deuxième détermination du coefficient d'étalonnage absolu à partir de l'observation de Véga.

E - Calcul d'erreur

p. 300

- 1. Mesures zodiacales
 - 2. Mesures géocoronales
 - 3. Mesures nébulaires
 - 4. Mesures dans la basse thermosphère
-

Figure 1 - DEFINITION DE
L'ETENDUE GEOMETRIQUE



A - UNITES PHOTOMETRIQUES

Les premières unités qui furent choisies pour mesurer des grandeurs photométriques étaient visuelles, et se référaient au spectre auquel est sensible la rétine de l'oeil humain. Il est apparu plus objectif d'utiliser des unités énergétiques qui se réfèrent à la puissance véhiculée par un pinceau lumineux. Enfin certaines unités ont été spécialement choisies en fonction de la nature physique de la source.

A - 1. Unités énergétiques

Rappelons rapidement que :

a- le flux lumineux est la quantité d'énergie traversant une section du pinceau lumineux par unité de temps. Il s'exprime en cgs en

$$\text{erg s}^{-1}$$

b- l'émittance d'une source est le rapport du flux émis à l'aire émettrice. Elle s'exprime, en cgs, en

$$\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

c- la luminance L d'une source est le rapport du flux émis dans une certaine direction à l'étendue géométrique du faisceau élémentaire suivant cette direction.

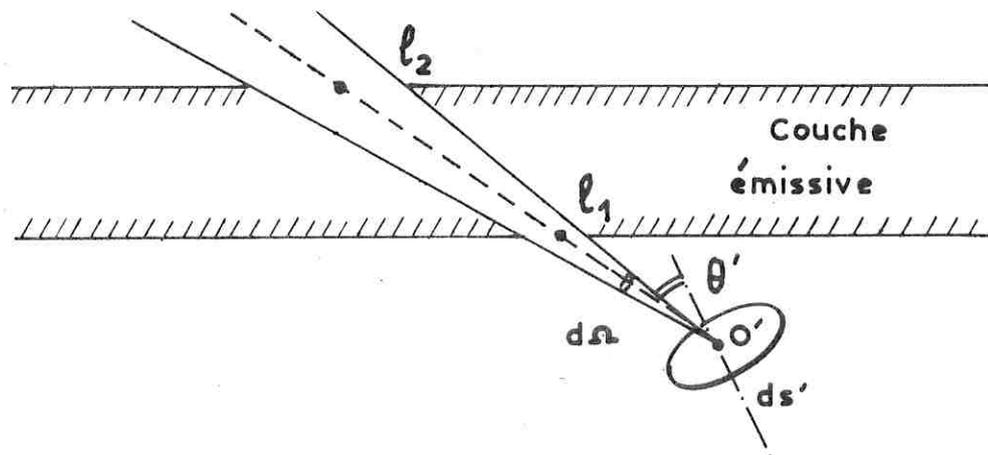
Soit $d\Omega$ l'angle solide sous lequel est vu le récepteur d'aire dS' , distant de d de la source d'aire dS ; et soit $d\Omega'$ l'angle solide sous lequel est vue la source ; l'étendue géométrique élémentaire s'écrit (figure 1)

$$\begin{aligned} d^2\Omega &= \frac{d\vec{S} \cdot d\vec{S}'}{d^2} \\ &= d\vec{S} \cdot d\vec{\Omega} \\ &= d\vec{S}' \cdot d\vec{\Omega}' \\ &= \frac{dS \cos\theta \, dS' \cos\theta'}{d^2} \end{aligned}$$

En c.g.s., la luminance s'exprime en

$$\text{erg. cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ stéradian}^{-1}$$

Figure 2 - NOTION D'EMISSIVITE
INTEGREE



ou, en m.k.s. en $\text{Wm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{stéradian}^{-1}$

$$\underline{1 \text{ Wm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ stéradian}^{-1} = 10^3 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ stéradian}^{-1}}$$

Cette grandeur exprime ce que recueille par unité de temps un instrument observant une source étendue dont l'émission est isotrope. Elle est encore appelée brillance et, malheureusement, car ce terme devrait être réservé au cas des sources ponctuelles, intensité.

A - 2. Unités aéronomiques

Dans les émissions du ciel nocturne, la source n'a pas deux mais trois dimensions : c'est un gaz atmosphérique qui émet de façon isotrope tout au long de son épaisseur sur la ligne de visée de l'instrument.

a - l'émissivité $J(l)$, ou taux d'émission en un point d'abscisse l , est le nombre de photons émis dans toute direction de l'espace, c'est-à-dire 4π stéradians, par unité de volume et par unité de temps. Elle s'exprime, en c.g.s. en

$$\underline{\text{photons cm}^{-3} \text{ s}^{-1} (4\pi \text{ stéradians})^{-1}}$$

b - l'émissivité intégrée I est le nombre total de photons émis dans toute direction de l'espace par unité de temps par une colonne de section unité autour de la ligne de visée (figure 2)

$$I = \int_{l_1}^{l_2} J(l) dl$$

En c.g.s., elle s'exprime en

$$\underline{\text{photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} (4\pi \text{ stéradians})^{-1}}$$

Cette unité est en fait très petite, puisque les ordres de grandeur des principales émissions aéronomiques pour des visées au sol dans la direction du zénith sont de 10^{10} .

Précisément, une nouvelle unité d'émissivité intégrée a été introduite en 1956 par Hunten, Roach et Chamberlain : le rayleigh

$$\underline{1 \text{ rayleigh (R)} = 10^6 \text{ photons cm}^{-2} (\text{colonne}) \text{ s}^{-1} (4\pi \text{ stéradians})^{-1}}$$

En admettant que l'émission est monochromatique à la longueur d'onde λ , et qu'il n'y a pas d'inhomogénéité dans l'angle solide considéré, la relation entre cette unité et la luminance s'écrit simplement :

$$L(\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ stéradian}^{-1}) = \frac{10^{-6}}{4\pi} \frac{hc}{\lambda} I(\text{R})$$

$$\sim \frac{10^{-13}}{6,326 \lambda (\mu\text{m})} I_{\text{R}}$$

TABLEAU 1

SIGNAL (EN S_{10} (VIS) APPARENTS)
DU A UNE ETOILE TRAVERSANT LE CHAMP

m_v	1 tour/mn	1 tour/4 mn	Nombre d'étoiles au moins aussi brillantes
0	570	1400	
1	227	560	
2	90	223	
3	36	89	
4	14	35	
4,7	7,5	19	1030 ($m_{pg} = 5$)
5	5,7	14	
5,54	3,5	8,6	2940 ($m_{pg} = 6$)
6	2,3	5,6	
7	0,9	2,2	
8	0,36	0,9	
9	0,14	0,35	
10	0,057	0,14	

A la longueur d'onde H α (6562,8 Å)

$$1 \text{ photon} = 3,0269 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$$

$$\text{et donc } 1 R (H\alpha) = 0,2409 \cdot 10^{-6} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ stéradian}^{-1}$$

A - 3. Unités astronomiques

a) la magnitude d'une étoile est - 2,5 fois le logarithme de sa luminance. Le système utilisé n'est pas énergétique, mais visuel ou encore photographique, photovisuel, bleu, ultraviolet, ou bolométrique.

b) la luminance à une longueur d'onde donnée de la lumière zodiacale (lumière solaire diffusée par le matériau interplanétaire) est généralement mesurée par comparaison avec des étoiles ; aussi est-il commode de l'exprimer en un nombre donné d'étoiles d'une magnitude donnée par stéradian ou par degré carré ($^{\circ}$)²

$$1 \text{ stéradian} = 3282,8 ({}^{\circ})^2$$

Ainsi,
$$1 S_{10}(\text{vis}) = 1 * \text{ magnitude } 10/{}^{\circ}2$$

est la luminance équivalente à celle d'une étoile de type solaire (G 2V) et de 10ème magnitude visuelle par degré carré.

Au voisinage de 5500 Å :

$$\begin{aligned} 1 S_{10}(\text{vis}) &= 3,8 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1} ({}^{\circ}2)^{-1} \\ &= 1,26 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1} \text{ stéradian}^{-1} \end{aligned}$$

A la longueur d'onde H α , la luminance est divisée par un facteur de l'ordre de 1,2. D'où finalement :

$$\begin{aligned} 1 S_{10}(\text{vis}) &= \frac{1,26 \cdot 10^{-9} \cdot 0,5}{1,9865 \cdot 10^{-12}} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1} \text{ stéradian}^{-1} \\ &= 348 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1} \text{ stéradian}^{-1} \\ &= 4,4 \cdot 10^{-3} R/\text{Å} \end{aligned}$$

En fait, la conversion exacte entre les différents systèmes d'unités n'est pas commode, en particulier lorsque la mesure de la lumière zodiacale est faite à une longueur d'onde différente de celle du système de magnitude stellaire utilisé.

Pour des mesures dans le jaune ou le rouge, on peut adopter :

$$1 S_{10}(\text{vis}) \sim 0,0045 R/\text{Å}$$

Pour des mesures dans le bleu,

$$1 S_{10}(\text{bleu}) \sim 0,0077 R/\text{Å}$$

TABLEAU 2

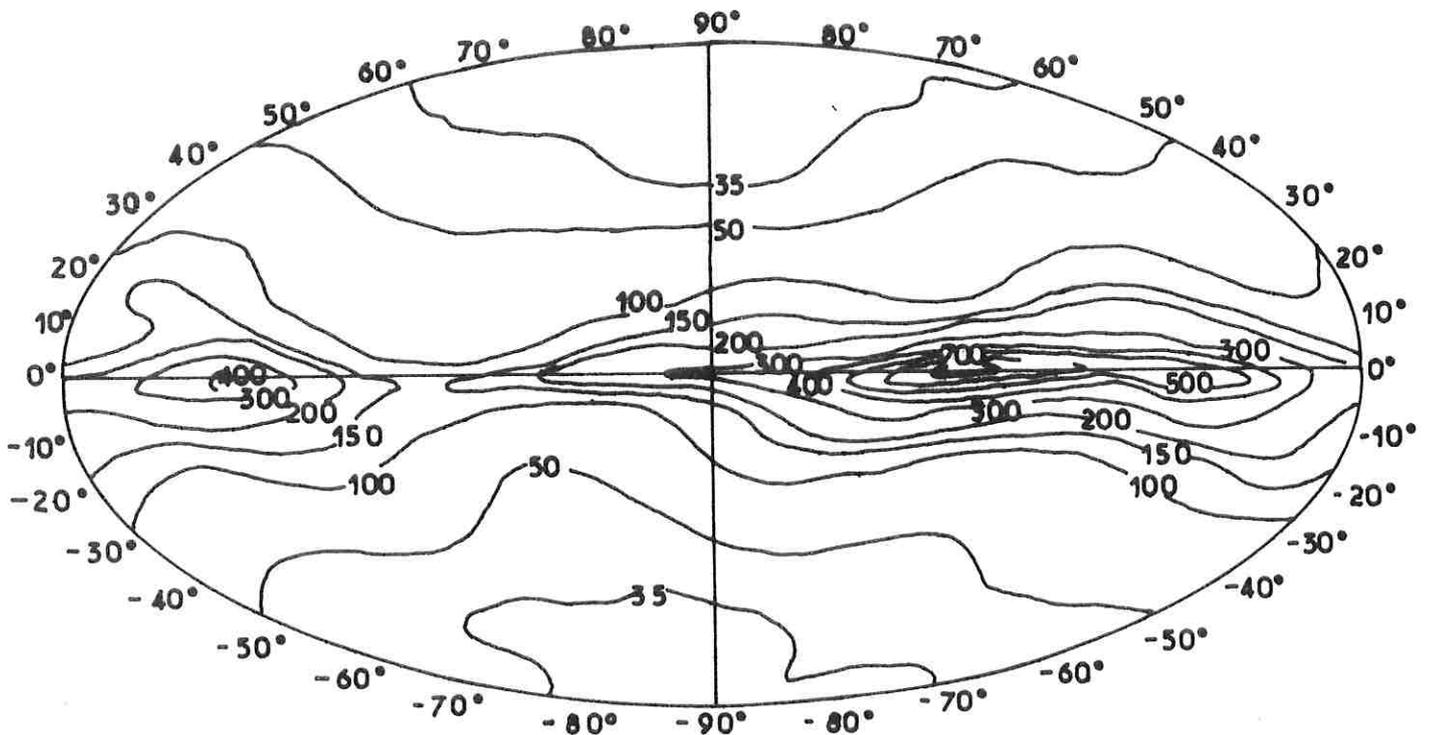
NOMBRE D'ETOILES PLUS BRILLANTES QUE m_{pg} 5 ou 6

m_{pg}	$0^\circ < b < 20^\circ$		$20^\circ < b < 40^\circ$		$40^\circ < b < 60^\circ$	
5	$0,0377/(\text{°})^2$	0,66/champ	$0,0221/(\text{°})^2$	0,38/champ	$0,0154/(\text{°})^2$	0,27/champ
6	$0,107/(\text{°})^2$	1,88/champ	$0,0631/(\text{°})^2$	1,10/champ	$0,0437/(\text{°})^2$	0,76/champ

Figure 3 - ISOPHOTES DE LA LUMIERE INTEGREE
DES ETOILES EN S_{10} (vis)

[D'après Roach et Megill-1961]

Système de coordonnées galactiques



B - LUMIERE EMISE PAR LES ETOILES
EFFET SUR L'EXPERIENCE

La lumière des étoiles peut, dans une première approche, être connue par des catalogues comme le Bright Stars (1964) ou le S.A.O. (1966) qui donnent le type spectral, la magnitude et les coordonnées des étoiles répertoriées.

B - 1. Signal dû aux étoiles traversant le champ de l'expérience -

Le champ réel est de $1^{\circ}20' \times 2^{\circ}40'$. En rotation rapide du satellite (1 tour/mn) il est de $6^{\circ}35' \times 2^{\circ}40'$, c'est-à-dire $17,5(^{\circ})^2$ pour le temps d'intégration de $7/8$ s ; en rotation lente (1 tour/4 mn), il est de $2^{\circ}40' \times 2^{\circ}40'$ soit $7,2(^{\circ})^2$ pour le même temps d'intégration.

Supposons que, pendant une mesure, une étoile de type solaire et de 10^{ème} magnitude visuelle traverse le champ de l'expérience. En rotation rapide, elle sera vue pendant au plus 20 % du temps d'intégration ($7/8$ s) et en rotation lente pendant au plus 50 % du temps. Toujours est-il que le photomètre aura totalisé un signal équivalent à celui d'une étoile de 10^{ème} magnitude dans $17,5(^{\circ})$ ou dans $7,2(^{\circ})^2$ soit $0,057 S_{10}(\text{vis})$ ou $0,14 S_{10}(\text{vis})$.

Le tableau 1 donne en fonction de la magnitude visuelle le signal maximum dû à une étoile de type solaire traversant le champ. Négliger une étoile moins brillante que la 5^{ème} magnitude photographique introduit donc une erreur inférieure à $8 S_{10}(\text{vis})$ en rotation rapide et négliger une étoile moins brillante que la 6^{ème} magnitude photographique introduit une erreur inférieure à $4 S_{10}(\text{vis})$.

Suivant le type de problème envisagé, des programmes relatifs à la 5^{ème} ou à la 6^{ème} magnitude (qui charge plus la mémoire de l'ordinateur) permettent d'éliminer les mesures pour lesquelles une étoile plus brillante que la magnitude considérée traverse le champ. Le calcul est fait en $(\alpha, \delta) 1972$ et un demi-degré est ajouté au champ pour tenir compte de l'incertitude de pointage. On pourrait craindre que ces programmes ne reviennent à jeter un très grand nombre de mesures. Aussi faut-il également s'intéresser à la répartition des étoiles dans le ciel.

TABLEAU 3

LUMIERE INTEGREE DES ETOILES [S₁₀(VIS)]

d'après Roach et Megill - 1961 -

λ^b	00	05	10	15	20	30	40	50	60	70	80	-05	-10	-15	-20	-30	-40	-50	-60	-70	-80
000	208	124	109	113	104	80	56	42	36	32	30	202	173	163	133	83	59	46	39	36	34
010	212	128	120	138	127	86	58	43	36	32	29	201	166	147	114	74	56	46	39	36	35
020	246	148	136	165	146	90	60	43	36	31	29	225	177	140	101	67	53	45	39	37	34
030	308	179	155	173	149	88	59	43	35	31	28	258	193	141	95	63	48	43	39	37	35
040	357	218	165	158	132	83	57	43	35	30	28	287	207	147	96	62	48	41	38	37	34
050	402	236	162	131	109	74	55	42	35	30	28	293	211	157	105	66	49	39	36	36	34
060	369	217	141	105	89	66	52	41	34	30	28	269	202	163	115	71	49	37	35	35	33
070	293	173	115	87	75	60	49	41	33	29	28	229	184	162	124	77	50	37	34	33	33
080	215	127	92	77	69	56	47	40	34	30	28	190	162	152	121	79	51	37	33	32	32
090	161	95	76	74	68	54	45	40	34	31	28	160	142	133	107	74	51	38	32	31	32
100	133	78	67	74	70	53	45	39	34	31	29	140	126	112	88	66	50	38	32	31	32
110	126	73	66	77	72	54	45	39	34	31	29	130	112	92	69	56	47	38	33	31	32
120	140	81	71	79	73	54	44	38	34	31	30	127	101	77	57	49	43	38	34	31	32
130	173	104	83	81	73	55	43	38	33	31	30	129	93	69	51	45	41	38	34	32	32
140	215	140	102	84	72	57	44	36	32	31	29	131	87	67	52	43	40	37	34	32	32
150	260	183	124	88	74	58	43	35	30	29	28	133	85	70	57	46	41	36	34	32	32
160	290	218	145	97	79	59	43	33	30	29	28	141	89	79	69	52	43	36	33	32	32
170	302	228	157	112	89	61	43	33	29	27	27	156	103	97	86	61	47	38	34	32	32
180	304	214	162	129	101	63	42	33	29	27	27	183	128	122	108	71	52	40	34	31	32
190	309	202	159	141	110	64	43	33	29	27	27	235	169	153	127	78	55	42	35	32	32
200	343	204	158	144	112	64	43	34	30	29	28	286	222	185	137	82	57	43	35	33	33
210	421	229	163	135	106	62	44	35	31	30	29	360	273	205	137	81	57	43	36	33	33
220	545	277	173	122	96	63	47	37	33	31	30	429	308	213	128	77	55	42	37	34	34
230	667	333	189	111	86	63	49	39	34	32	30	478	310	200	117	71	52	41	37	35	34
240	738	383	207	109	85	66	51	41	35	32	30	457	281	178	106	67	50	41	37	35	34
250	735	412	231	119	92	72	54	43	36	32	30	413	237	155	97	64	49	41	38	36	35
260	688	406	251	141	107	77	57	45	37	32	29	369	204	139	92	63	50	43	39	36	35
270	628	388	263	172	128	82	59	46	37	32	29	351	196	137	91	64	50	46	40	36	35
280	587	364	266	200	145	84	58	46	37	31	29	364	214	146	95	65	49	42	40	36	34
290	572	344	258	206	147	81	58	46	37	32	29	403	254	167	102	69	51	42	42	36	34
300	573	326	237	185	132	75	56	45	38	32	30	442	303	196	115	74	62	53	42	35	33
310	538	296	207	149	109	69	53	44	38	33	30	450	331	223	132	81	62	52	42	35	34
320	470	254	172	117	90	65	51	43	38	34	31	409	322	237	150	88	65	51	41	35	33
330	375	202	139	95	79	65	51	43	37	34	31	341	281	235	163	92	64	49	39	34	33
340	288	159	118	89	78	67	52	42	37	33	31	269	235	215	164	94	64	49	39	34	34
350	232	133	108	94	86	73	54	42	36	33	30	223	195	186	152	90	61	47	39	35	34

B - 2. Distribution des étoiles dans le ciel -

Les étoiles se trouvent surtout dans le plan de la Galaxie, c'est-à-dire à basse latitude galactique. Il y a environ 100 fois plus d'étoiles par (°)² dans la Voie Lactée qu'aux pôles galactiques.

Le tableau 2, établi d'après les statistiques de l'Annuaire du Bureau des Longitudes (1972) donne le nombre moyen d'étoiles plus brillantes qu'une magnitude donnée en fonction de la latitude galactique. On en déduit que, au delà de 30° par exemple, le programme relatif à la 5ème magnitude garde un bon nombre de mesures. L'erreur systématique qu'il introduit par rapport au programme relatif à la 6ème magnitude est inférieure à 5 S₁₀(vis) en rotation rapide.

B - 3. Lumière intégrée des étoiles -

La lumière intégrée des étoiles est la lumière émise par les étoiles de magnitude photographique supérieure à 6, qui n'est que très difficilement discriminée. En toute rigueur, il faut d'ailleurs remarquer qu'à cette lumière intégrée se superpose la lumière galactique (lumière stellaire diffusée par le milieu interstellaire) et la lumière cosmique (lumière intégrée des sources extragalactiques). Aussi est-ce plutôt "l'arrière plan stellaire" qu'il faut connaître.

Les premières évaluations de Seares, Van Rhijn, Joyner et Richmond (1925) ont établi que, si cette lumière était répartie uniformément dans le ciel, sa luminance serait équivalente à 10 étoiles de type solaire de 10ème magnitude visuelle par degré carré. Mais de même que pour les étoiles brillantes, le signal à atteindre à haute latitude galactique est bien plus faible.

Roach et Megill (1961) se sont livrés à un travail de compilation pour les étoiles de magnitude comprise entre 6 et 18, en extrapolant ensuite jusqu'à l'infini. La figure 3 présente les isophotes de la lumière intégrée des étoiles en coordonnées galactiques (l_I , b_I) et avec une précision de 1 S₁₀(vis) le tableau 3 donne la luminance e en S₁₀(vis) en fonction des coordonnées galactiques l_I , b_I . Il s'agit là de l'ancien système, ou système d'Ohlson dans lequel les coordonnées du pôle Nord galactique sont :

$$l_I = 347^{\circ},70 \qquad b_I = 88^{\circ},51$$

et celles de l'origine des longitudes :

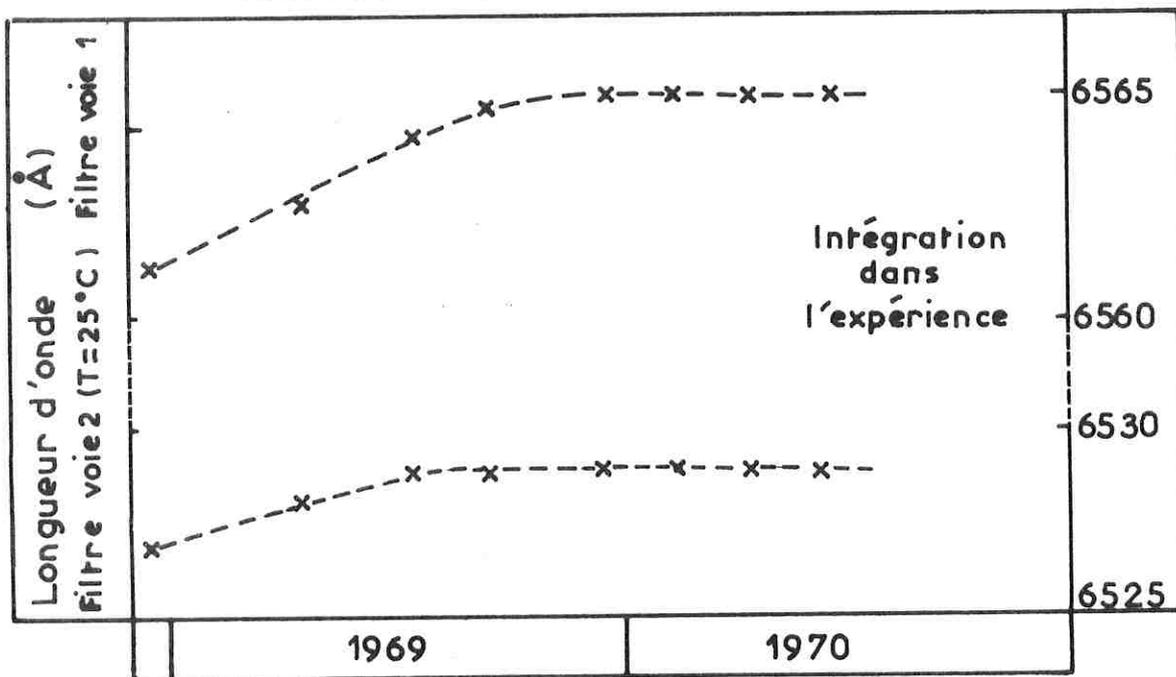
$$l_I = 327^{\circ},69 \qquad b_I = 1^{\circ},40$$

En remarquant avec Sternberg et Ingham (1972) que le spectre de la lumière intégrée des étoiles est à peu près plat, on peut donc conclure que, au

TABLEAU 4
CARACTERISTIQUES DES FILTRES INTERFERENTIELS (EN Å)
A TEMPERATURE AMBIANTE (25°C)

Date de l'essai	15.12.68	17.4.69	24.7.69	11.9.69	18.12.69	17.2.70	20.4.70	19.6.70
<u>Voie 1</u>								
λ centrage parallèle	6564,0	6565,0	6568,0					
λ centrage convergent	6561,5	6563,0	6565,0	6565,6	6565,8	6566,0	6565,8	6565,8
largeur max/2 //	12,0	12,0	12,0					
largeur max/2 c.v.	15,0	15,0	15,0			18,0	19,0	19,0
largeur max/10 //	35,5							
largeur max/10 c.v.	37,0		38,0				40,0	40,0
<u>Voie 2</u>								
λ centrage parallèle	6530,0	6531,3	6532,0					
λ centrage convergent	6527,0	6528,5	6529,0	6529,0	6529,0	6529,2	6529,0	6529,0
largeur max/2 //	11,8							
largeur max/2 c.v.	17,0	17,0	18,0	19,0	19,0		19,0	19,0
largeur max/10 //	36,0							
largeur max/10 c.v.	39,0						42,0	42,0

Figure 4 - EVOLUTION ET STABILISATION DE LA LONGUEUR D'ONDE DE CENTRAGE DES FILTRES



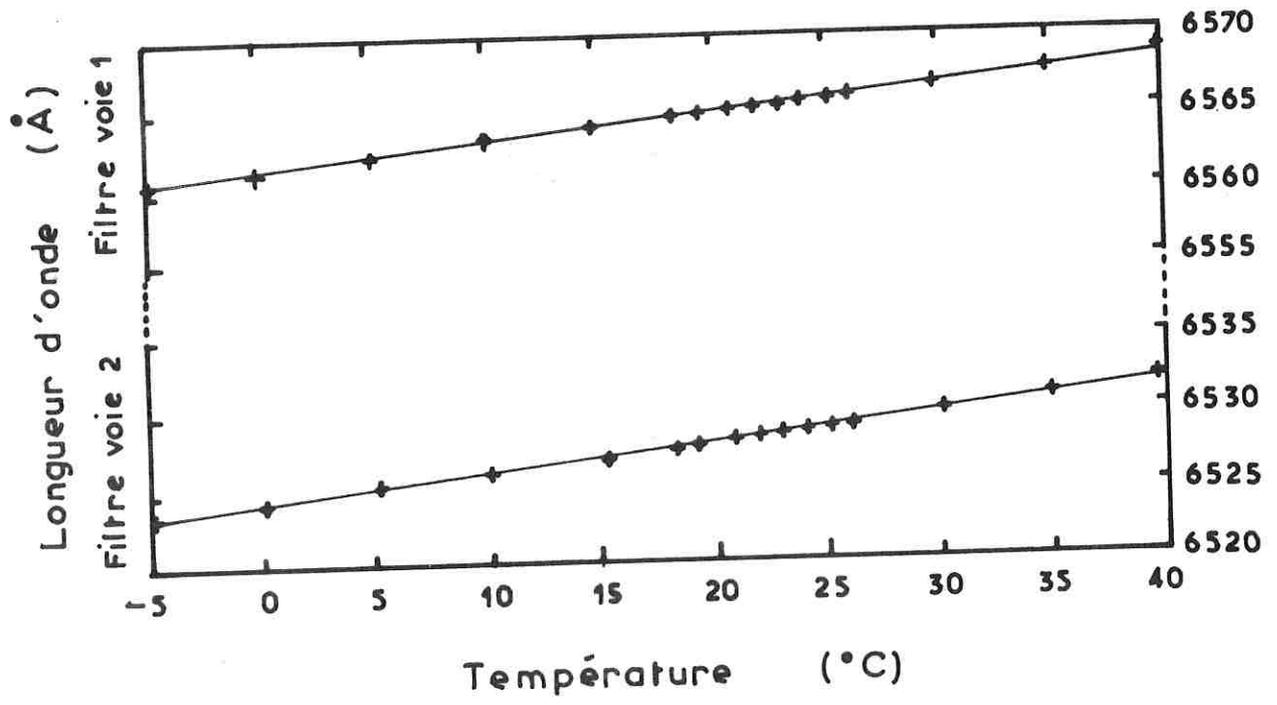
delà de 30° de latitude galactique, l'influence de l'arrière plan galactique est inférieure à $60 S_{10}(\text{vis})$ ou $0,3 R/\text{\AA}$.

Bien que le travail de Roach et Megill repose sur des résultats datant de plusieurs décades, il n'a jamais été totalement révisé, sans doute parce que trop fastidieux... Les résultats partiels les plus récents sont ceux de Pioneer 10 qui, à 4,64 U.A., a pour la première fois observé la lumière intégrée des étoiles et la lumière galactique diffuse alors que la lumière zodiacale était négligeable (Weinberg, Hanner, Beeson, DeShields II et Green-1974). Les auteurs concluent que les données de Roach et Megill constituent une bonne approximation de l'arrière plan stellaire à haute latitude galactique. L'excès de quelques $20 S_{10}(\text{vis})$ qu'ils observent peut aussi bien être dû à l'étalonnage qu'à la lumière galactique diffuse, dont la contribution doit être inférieure à $10 S_{10}(\text{vis})$ au delà de 30° (Mc Namara et Langford-1969 ; Mc Clure et Racine-1969).

B - 4. Conclusion : Evaluation des erreurs -

Soit une mesure au cours de laquelle aucune étoile brillante ne traverse le champ. Si l'on retranche du signal détecté la contribution de la lumière intégrée des étoiles d'après Roach et Megill, en confondant la valeur réelle avec la valeur e trouvée dans le tableau, on introduit une incertitude qui, pour une latitude galactique supérieure à 30° en valeur absolue, est inférieure à $10 S_{10}(\text{vis})$ ou $0,04 R/\text{\AA}$.

Figure 5 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LA LONGUEUR D'ONDE DE CENTRAGE DES FILTRES INTERFERENTIELS
(Essais effectués en février et juin 1970)



C - ETALONNAGES EN LABORATOIRE

Plan :

- C-1. Qualification et étalonnage des filtres interférentiels
- C-2. Qualification et étalonnage du photomultiplicateur
- C-3. Tests de fonctionnement de l'expérience
- C-4. Etalonnage relatif de l'expérience
- C-5. Etalonnage absolu de l'expérience.

C - 1. Qualification et étalonnage des filtres interférentiels -

Afin de choisir parmi la dizaine de filtres disponibles ceux qui présentaient les meilleures performances, et qui seraient susceptibles de supporter sans vieillissement l'environnement spatial, les contrôles suivants ont été effectués en 1969 et 1970 :

- a) Contrôle mécanique (cotes exactes à 0,05 mm près)
- b) Réponse en longueur d'onde (tous les 3 mois environ).

Le spectrophotomètre "Cary 14" permet de réaliser à température constante des enregistrements de la réponse du filtre en fonction de la longueur d'onde avec une précision en longueur d'onde de 0,3 Å et en transmission de 1 %. A chaque étude, un enregistrement est effectué en faisceau parallèle, et une dizaine d'autres en faisceau convergent à 4° en divers points du filtre (ce qui fait glisser vers le bleu la longueur d'onde de centrage, augmenter la bande passante et diminuer la transmission). On vérifie ainsi que les variations de la longueur d'onde de centrage ou de la bande passante n'excèdent pas 1 % sur toute la surface du filtre et que hors de la bande passante la transmission est inférieure à 0,02 % entre 3500 Å et 15000 Å, c'est-à-dire que le blocage est satisfaisant. De plus, la comparaison des différentes mesures (tableau 4 et figure 4) permet de mettre en évidence le vieillissement puis la stabilisation des filtres.

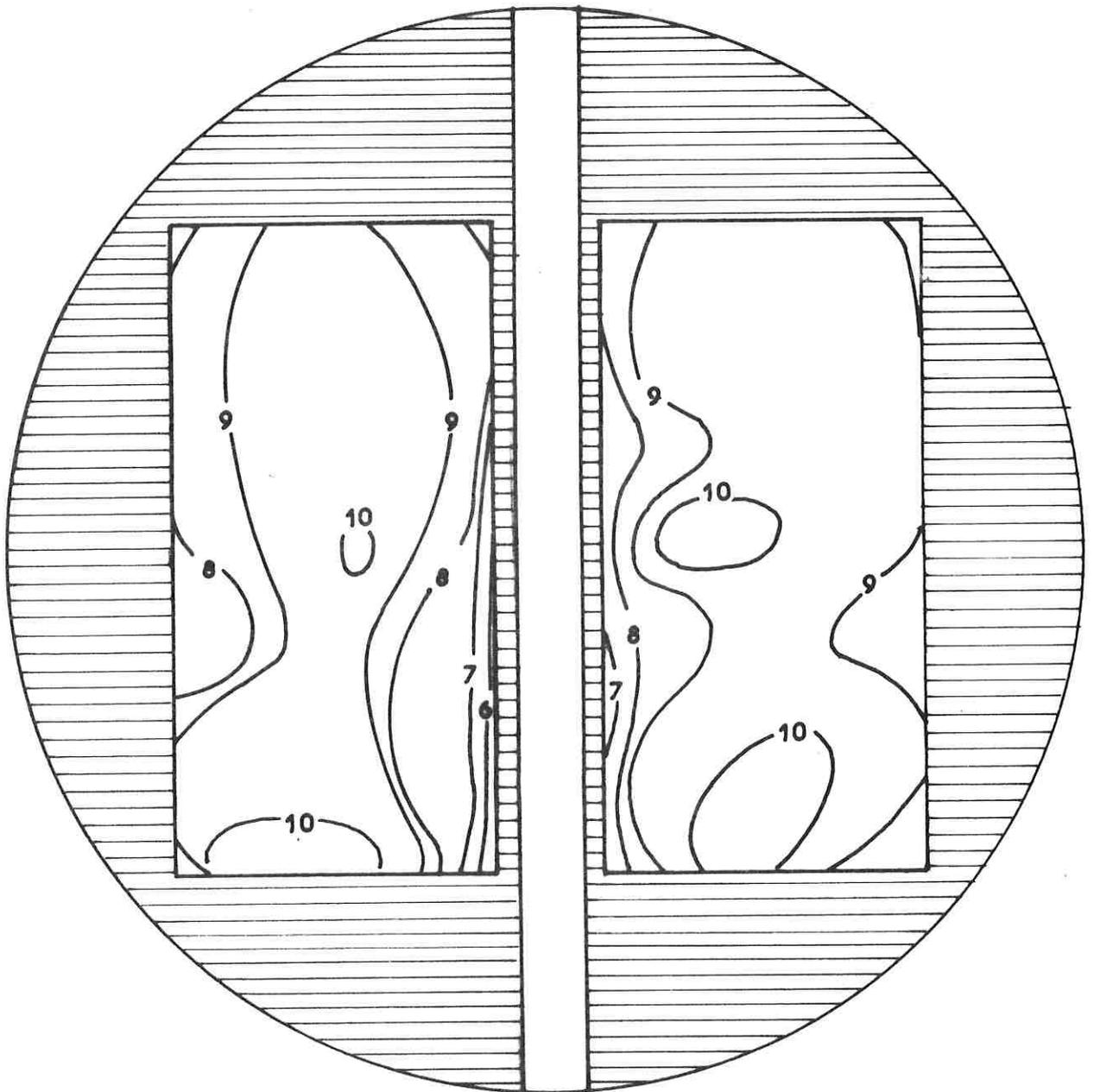
- c) Qualification à l'environnement spatial (juillet 1969)

Des tests correspondant aux normes CNES ont été menés en vibrations (40g sinusoïdaux), en vide thermique (entre -5°C et +40°C par paliers de 24 h et 5°), et en choc thermique (refroidissement de plusieurs dizaines de degrés en 2 mn). Aucune modification des caractéristiques des filtres n'est apparue.

Figure 6 - ETUDE DE L'HOMOGENEITE DES PHOTOCATHODE

(Représentation de face des deux photocathodes semi-circulaires et des deux caches rectangulaires)

Les courbes d'égalité de sensibilité sont graduées de 1 à 10 mais ne sont représentées que sur la surface utile



d) Influence de la température (juillet et septembre 1969)

Le spectrophotomètre permet d'étudier la réponse des filtres interférentiels placés dans une enceinte thermostatée. Lorsque la température s'élève, le pic de transmission se déplace vers le rouge, mais la bande passante et le taux de transmission ne varient pas. Entre -5°C et $+40^{\circ}\text{C}$, la pente de la courbe représentative (figure 5) est quasiment constante et égale à $0,195 \text{ \AA}$ par degré Celsius. De plus, des cycles thermiques simulant, d'après les informations fournies par le CNES, le fonctionnement en orbite, ont été décrits sans qu'aucune modification des filtres n'apparaisse.

C - 2. Qualification et étalonnage du photomultiplicateur -

Le photomultiplicateur utilisé est un photomultiplicateur R.T.C. 450 FH (n° 258). C'est le plus performant d'une petite série de photomultiplicateurs à deux photocathodes, développés pour l'expérience H α D2A. Son efficacité quantique à 6563 \AA atteint $6,5 \%$; la tension de blocage des photocathodes est de 24V , et l'alimentation haute-tension se fait sous 2190 V à l'anode.

a) Qualification à l'environnement spatial

Les modèles préliminaires ont été soumis à des vibrations atteignant 60 g et des températures comprises entre -40 et $+100^{\circ}\text{C}$. Afin de ne pas risquer d'être vieilli prématurément, le modèle de vol a seulement été testé de 2 à 20 g ($20 - 2000 \text{ Hz}$) et de -5 à $+40^{\circ}\text{C}$.

b) Homogénéité des photocathodes

Des courbes d'homogénéité des photocathodes ont été relevées chez R.T.C. Une carte complète a été tracée à partir de multiples balayages et a conduit à interposer un cache rectangulaire (15×30) mm^2 afin d'avoir une réponse à peu près constante en tout point du champ (figure 6).

c) Courants d'obscurité

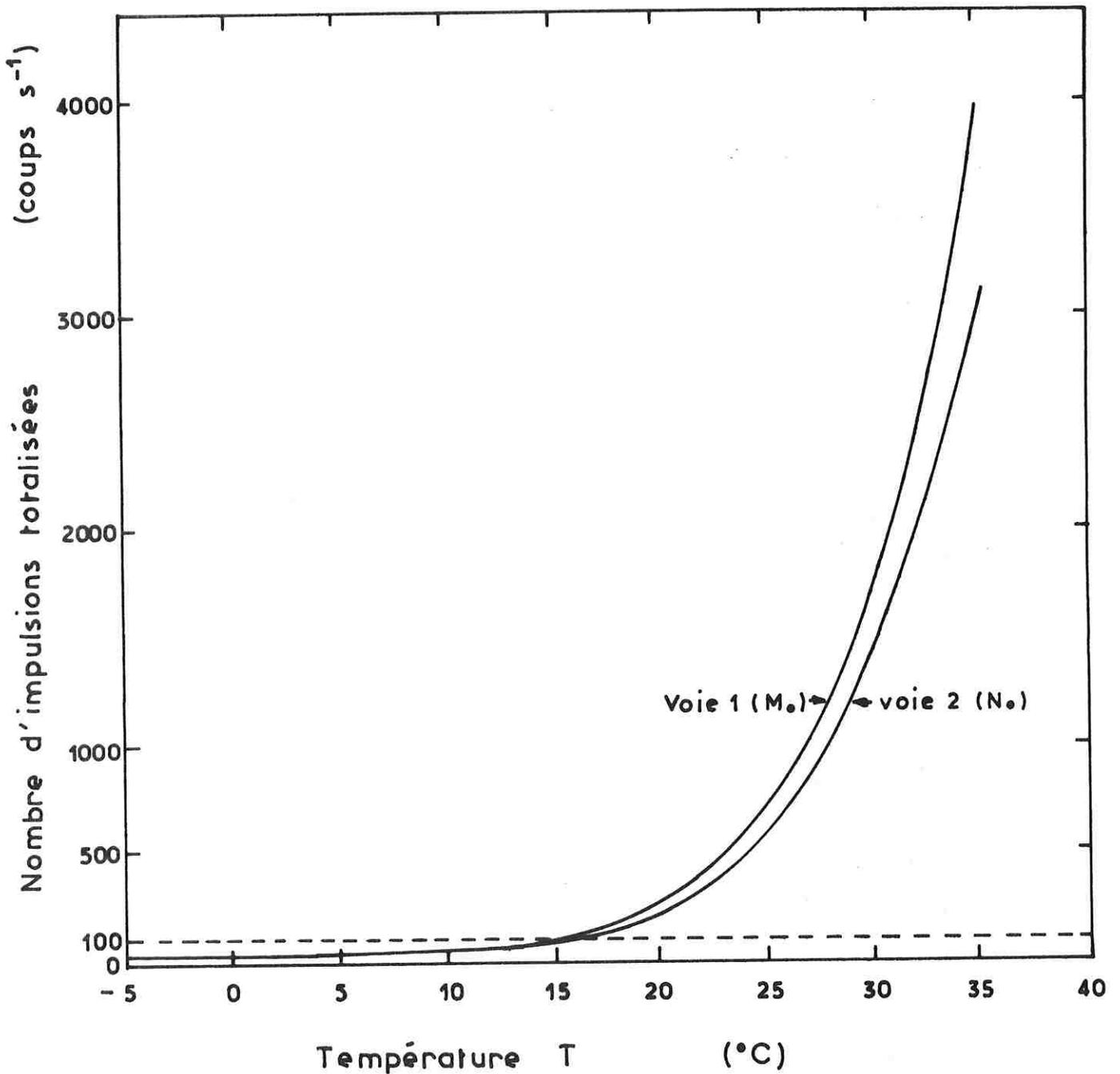
La valeur naturellement élevée des courants d'obscurité a nécessité le choix d'un haut niveau de discrimination ($1,5 \text{ V}$). Les courants d'obscurité croissent exponentiellement avec la température. Leurs variations sont étudiées de façon systématique, lorsque le photomultiplicateur est intégré dans l'expérience (B.3.a).

d) Effet magnétique

Le photomultiplicateur est évidemment sensible à l'effet d'un champ aussi faible que le champ magnétique terrestre. Aussi est-il blindé (feuilles de " μ métal" et de "conetic") avant son intégration.

Figure 7 - CROISSANCE AVEC LA TEMPERATURE
DES COURANTS D'OBSCURITE SUR LES
DEUX VOIES DU PHOTOMETRE

En orbite, à l'extérieur de l'Anomalie de l'Atlantique
Sud, et en phase nuit, M_0 et N_0 restent inférieurs à
 100 coups s^{-1} (trait pointillé)



e) Défaut de blocage des photocathodes

De légères interactions existent entre les deux voies, qui peuvent provenir d'un défaut de blocage électronique, ou de réflexions à l'intérieur du photomultiplicateur. Elles sont évaluées avec précision lors de l'étude de la réponse spectrale de l'expérience (C.4-b).

C - 3. Tests de fonctionnement de l'expérience -

Ces tests sont effectués lors de l'assemblage de l'expérience, après les vibrations, après le vide thermique, lors de l'intégration dans le satellite, après les essais en ambiance spatiale du satellite et même (tout du moins pour la mesure des courants d'obscurité et des signaux émis par la lampe de calibration interne) jusqu'à H-8 h avant le lancement. Ils permettent de s'assurer à tout moment de ce qu'aucune dégradation grave de l'expérience n'est intervenue.

a) Courants d'obscurité M_0 et N_0

Ils déterminent la qualité du rapport signal sur bruit de l'expérience. Aussi l'évaluation de leurs niveaux et de leurs éventuelles fluctuations est-elle essentielle.

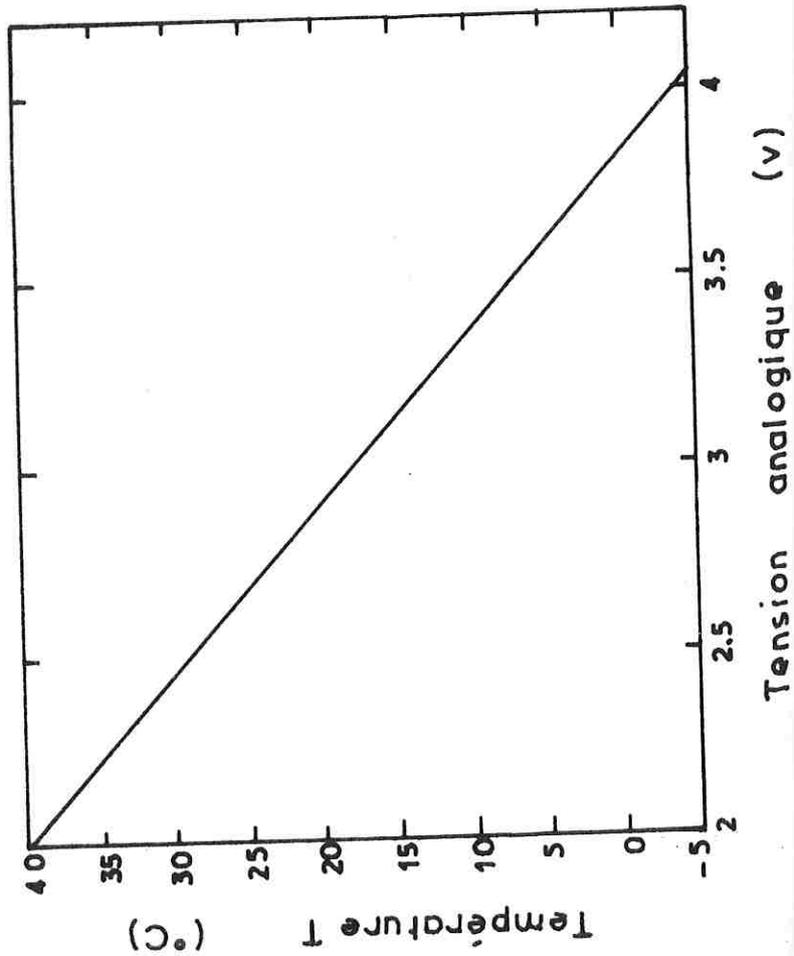
Les tests ont démontré que, si l'expérience n'a pas été éblouie par un flux lumineux intense, les mesures sont bien fidèles et les fluctuations du courant d'obscurité à une température donnée ne sont rien d'autre que des fluctuations statistiques des compteurs du type (5+3) bits à virgule flottante. Le courant d'obscurité M_0 sur la voie 1 (6563 Å) est légèrement plus élevé que sur la voie 2 (6530 Å) ; le rapport M_0/N_0 est de $(1,25 \pm 0,15)$. On peut, après chacun des essais, vérifier que le rapport reste constant.

Effet de la température : il a été établi, lors des essais en vide thermique effectués dans le caisson de la S.O.P.E.M.E.A. au cours de l'été 1970, que les courants d'obscurité croissent exponentiellement avec la température entre -5 et 40°C (figure 7). Mais, bien qu'au laboratoire ($T \sim 20^\circ\text{C}$), ils soient respectivement égaux à 280 ± 8 et 224 ± 8 coups s^{-1} , nous avons pu penser avant le lancement qu'ils descendraient à quelques 50 ou 40 coups s^{-1} en orbite. En effet, les prévisions faites par le CNES, en prenant en considération les puissances externes (solaire - terrestre - albedo) reçues par le satellite et aussi les puissances internes dissipées dans les équipements, donnaient, au niveau de l'expérience H α , une température en orbite de l'ordre de $(5 \pm 3)^\circ\text{C}$.

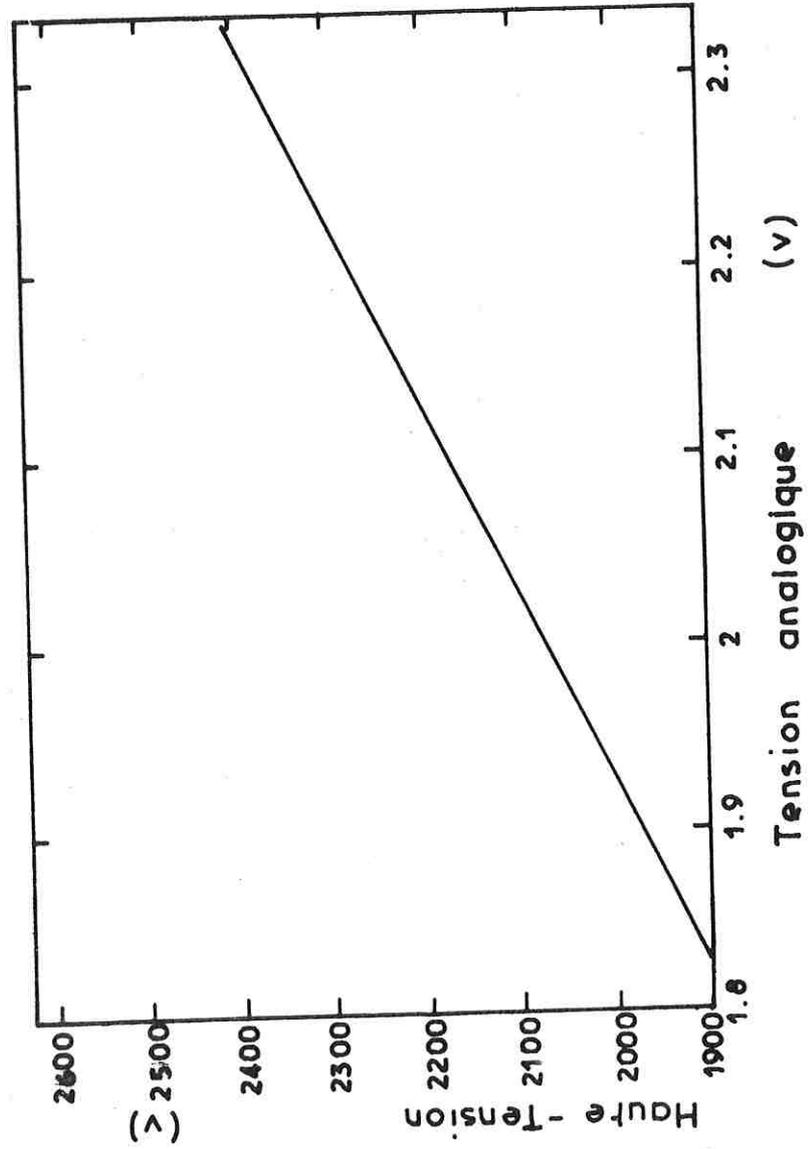
En résumé, le contrôle des courants d'obscurité à une température donnée permet de s'assurer grossièrement de la conservation des performances du photomultiplicateur.

Figure 8 - CONTROLES ANALOGIQUES A BORD DE
L'EXPERIENCE H α D₂A

8a - Contrôle analogique
de la température



8b - Contrôle analogique
de la haute - tension



b) Contrôles analogiques de la haute-tension et de la température

Savoir que la haute tension n'a pas bougé, en connaissant la température au niveau du photomultiplicateur permet donc de s'assurer que le courant d'obscurité est bien nominal. Les figures 8a et 8b présentent les courbes de variation des contrôles analogiques en fonction de la température et de la haute tension.

c) Réponse des lampes de calibration interne et externe

Toujours pour vérifier rapidement que non seulement le photomultiplicateur, mais encore les filtres interférentiels, la lentille d'entrée et aussi la photodiode ne sont pas détériorés, on dispose de la petite lampe de calibration interne et d'un boîtier externe qui peut, lorsque l'expérience est intégrée dans le satellite, être monté devant la lentille d'entrée ; il supporte une lampe de calibration et une lampe susceptible d'exciter la photodiode.

Résultats

Dès que la lampe testant la photodiode est alimentée sous 7 V, l'obturateur se ferme. Par ailleurs, les signaux émis par les lampes de calibration sont, après avoir évidemment retranché les courants d'obscurité, égaux à :

(2800 ± 100) coups s^{-1} sur la voie 1 et (1700 ± 100) coups s^{-1} sur la voie 2 pour la lampe de calibration interne.

800 coups s^{-1} environ sur les deux voies lorsque la lampe de calibration externe est alimentée sous 0,56 V.

5000 coups s^{-1} environ sur les deux voies lorsque cette même lampe est alimentée sous 0,64 V.

Effet thermique :

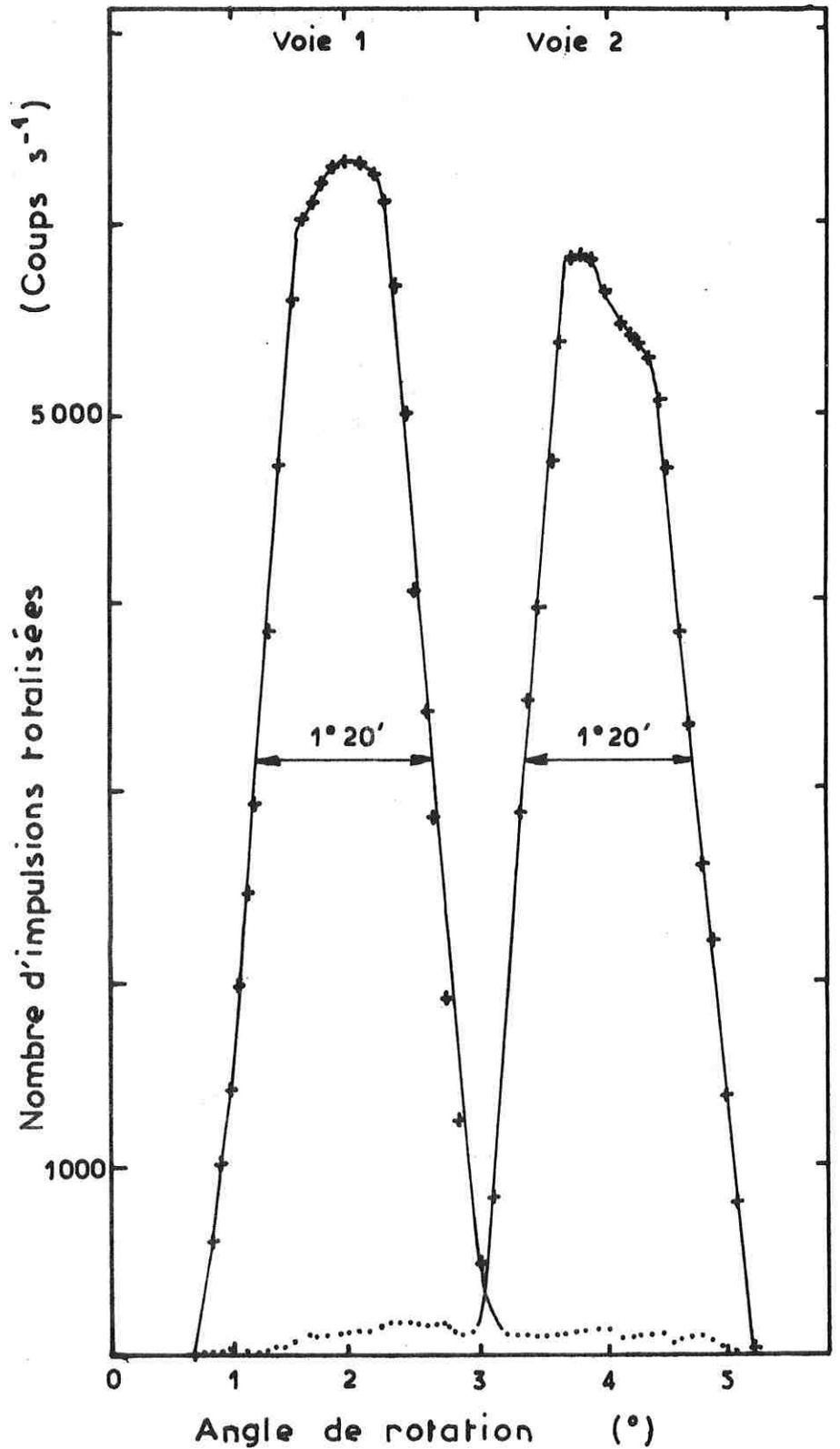
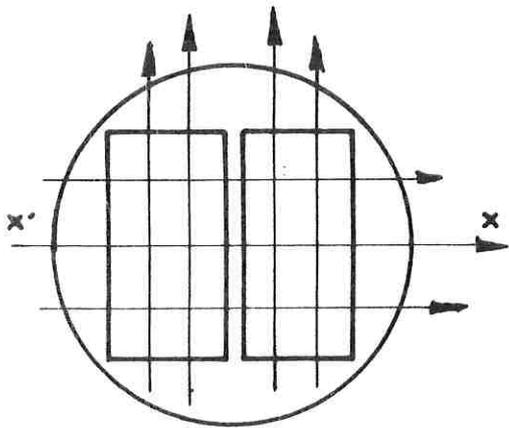
Si les lampes blanches ne permettent pas de vérifier la stabilité de la réponse en longueur d'onde des filtres interférentiels, elles ont néanmoins mis en évidence lors des essais en vide thermique une légère baisse de sensibilité de l'expérience au delà de 15°C. Des paliers thermiques sont tenus tous les 5° ; chacun des paliers dure 5 h, au cours desquelles l'expérience fonctionne pendant deux fois 1 h 30 et voit sa température mesurée en 16 points différents. La réponse du photomètre à la lampe de calibration externe placée hors du caisson d'essai et alimentée de façon stable décroît de 2 % par 5° au delà de 15°C. Il convient donc, pour normaliser les signaux mesurés de multiplier les signaux apparents détectés au delà de 15°C par un facteur $\Omega(T)$. Pratiquement, la limite supérieure de la température en orbite fait que $\Omega(T)$ est au plus égal à 1,02.

Figure 9 - CHAMP DE L'EXPERIENCE

9a - Types de balayage effectués

(Photocathode avec caches et filtres vus de face)

9b - Exemple de mesure du champ (x x')



d) Taux de polarisation interne

Plus encore que la lumière zodiacale, l'émission H α géocoronale excitée par le flux Ly β solaire est polarisée (chapitre 3-I-1-b). Il est donc essentiel que le taux de polarisation interne du photomètre soit nul.

Un polariseur linéaire en polaroïd est placé perpendiculairement à l'axe optique de l'expérience, afin que le plan d'analyse soit parallèle au plan d'onde. Par des rotations de 45° autour de l'axe optique, il est amené à prendre 4 types de positions. En formant alors sur le plan focal du photomètre l'image d'une source étendue blanche et non polarisée, on remarque que les signaux recueillis restent constants au bruit de l'expérience près, et ne sont pas modulés dans la rotation du polaroïd. On en déduit que le taux de polarisation interne instrumental est, sur les deux voies, inférieur à 1 %.

e) Effet du champ magnétique terrestre

Ainsi qu'il a été dit précédemment, un photomètre peut être sensible aux variations d'un champ aussi faible que le champ magnétique terrestre. Il a été vérifié, en plaçant l'expérience dans toutes les conditions possibles par rapport au champ magnétique terrestre qu'aucune variation du courant d'obscurité ou des signaux de la lampe de calibration interne ne se manifestait.

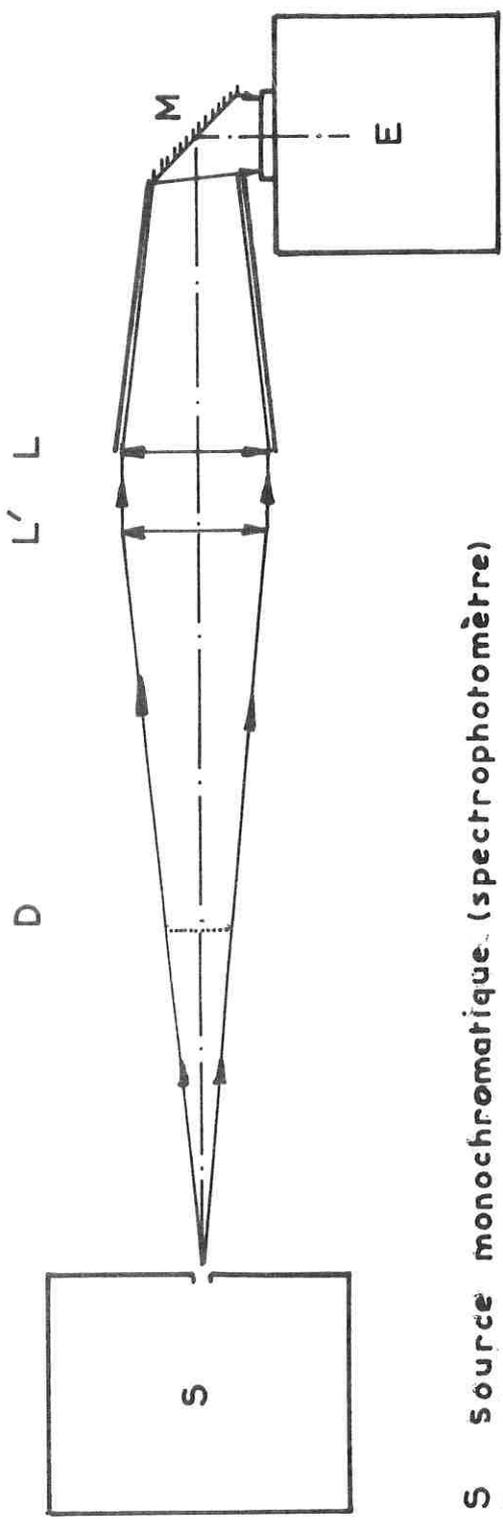
C - 4. Etalonnage relatif de l'expérience -

Les déterminations du champ, de la réponse spectrale et du coefficient d'étalonnage relatif sont effectuées après l'assemblage de l'expérience et sont répétées après les essais de vibration et de vide thermique, afin de vérifier que ces essais en ambiance spatiale n'ont pas été destructifs.

a) Champ de l'expérience

Le champ de l'expérience est déterminé en plaçant celle-ci sur un plateau tournant mobile selon deux axes et en l'éclairant par un faisceau parallèle. Ainsi, lorsque ce faisceau converge dans le plan focal, on obtient un point image ; le déplacement horizontal du plateau (par pas de 5') assure un balayage horizontal, cependant que le déplacement vertical assure un balayage vertical. Lors du premier étalonnage du champ, sept balayages distincts sont, ainsi qu'il apparaît sur la figure 9a, effectués. Lors des étalonnages de contrôle ne sont effectués qu'un balayage horizontal et deux balayages verticaux.

Figure 10- SCHEMA DU MONTAGE UTILISE POUR ETUDIER LA REPONSE SPECTRALE DE L'EXPERIENCE



- S Source monochromatique. (spectrophotomètre)
- D Diffusant
- L Lentille d'entrée du photomètre
- L' Lentille identique à L
- E Module électronique

Résultats

Aux défauts d'homogénéité des photocathodes près, le champ est rectangulaire pour les deux voies. Il vaut (figure 9b) $1^{\circ}20' \times 2^{\circ}40'$. L'implantation de l'expérience dans le satellite fait que, dans la rotation du satellite (en 1 mn ou en 4 mn) autour de son axe, il faut ajouter aux $1^{\circ}20'$ de champ réel dans le plan du plateau tournant $5^{\circ}15'$ ou $1^{\circ}20'$ de champ apparent dû à la durée (7/8 s) de l'observation. Le champ est donc, dans les conditions expérimentales, égal à $6^{\circ}35' \times 2^{\circ}40'$ ou encore à $2^{\circ}40' \times 2^{\circ}40'$.

La photodiode a un champ circulaire dont le diamètre est égal à 27° .

b) Réponse spectrale de l'expérience

La réponse spectrale de l'expérience est déterminée avec le spectrophotomètre "Cary 14" lors du montage de l'expérience et après chacun des essais en ambiance spatiale.

Le montage de la figure 10 est utilisé pour éclairer les deux photocathodes par une source monochromatique uniforme et étendue. L'expérience est montée sur un plateau tournant qui permet, en utilisant un laser pour l'alignement, de faire passer rigoureusement l'axe optique par la fente du photomètre. La courbe de réponse est obtenue, pour plus de précision, point par point entre 6500 \AA et 6600 \AA et en défilement automatique à l'extérieur de ce domaine.

Résultats

Ainsi qu'il apparaît sur la figure 7 du chapitre 1, la longueur d'onde de centrage de la voie 1 est 6563 \AA et celle de la voie 2 6530 \AA (à $T = 10^{\circ}\text{C}$). Pour normaliser les signaux en provenance d'une raie $H\alpha$ monochromatique, il convient donc, lorsque l'on tient compte du glissement du filtre $H\alpha$ avec la température, de multiplier le signal $H\alpha$ apparent par une fonction $F(T)$, qui passe par un minimum (égal à 1) pour $T = 10^{\circ}$ et dans les conditions expérimentales, est au plus égale à 1,03 pour $T = 0^{\circ}$ ou 20° .

Les bandes passantes à mi-hauteur sont respectivement égales à $20,75 \text{ \AA}$ et $20,50 \text{ \AA}$; et au dixième de la hauteur à 50 \AA et $52,5 \text{ \AA}$. Toutes les mesures sont parfaitement fidèles et le signal reçu sur les deux voies au voisinage de 6300 \AA est inférieur à 0,02 % du signal reçu à la longueur d'onde de centrage.

TABLEAU 5

CARACTERISTIQUES DES LAMPES
UTILISEES POUR L'ETALONNAGE ABSOLU

Température de brillance (°K)	1300	1400	1600	1800
Température vraie (°K)		1483	1711	1942
Alimentation lampe 1(A)	6,453	6,826	7,775	9,051
Alimentation lampe 2(A)	6,733	7,102	8,044	9,326
Alimentation lampe 3(A)		4,351	5,603	
Alimentation lampe 4(A)		7,255	8,331	9,744

c) Première détermination du coefficient d'étalonnage relatif entre les deux voies

Elle est faite lors de la mesure du coefficient d'étalonnage absolu de l'expérience. Quatre lampes blanches de référence (Osram) dont le filament plat de tungstène peut être chauffé à 1300, 1400, 1600 ou 1800°K (voir tableau 5) éclairent sous incidence parallèle l'expérience ; le diamètre du faisceau incident est inférieur à celui de la lentille d'entrée et son intensité est affaiblie par l'interposition d'une combinaison (5 cas possibles) de filtres neutres préalablement étalonnés.

Résultats

Les 65 points de mesure donnent, avec une dispersion inférieure à 1 %, un rapport entre la sensibilité de la voie 1 et celle de la voie 2 égal à 1,06. Ce rapport reste constant à chaque nouveau montage effectué après un essai en ambiance spatiale. De plus, on note (figure 7 du chapitre 1) que le filtre fond continu laisse passer sur son aile rouge ($10,8 \pm 0,05$ %) du signal $H\alpha$ et que, le blocage de photocathodes étant imparfait, ($2,5 \pm 0,5$ %) du signal voie 1 passe sur la voie 2, cependant que ($1,8 \pm 0,5$ %) du signal voie 2 passe sur la voie 1.

Ces résultats sont confirmés lors d'une simulation au cours de laquelle l'expérience regarde un diffuseur de 3 m^2 éclairé de façon aussi uniforme que possible par une lampe blanche et une lampe à hydrogène émettant à 6563 Å.

Application à la détermination de ϵ_1 dans le cas d'observations zodiacales.

A bord du satellite D2A, la voie 1 recueille le signal $H\alpha$ et le signal zodiacal. Mais la luminance du nuage zodiacal décroît très faiblement avec la longueur d'onde dans le domaine considéré et surtout, le spectre du nuage zodiacal, éclairé par le Soleil, présente une raie en absorption à 6563 Å. En tenant compte des poids respectifs des différentes régions sources du Soleil (Evans - 1940 ; David - 1961), on établit que la largeur équivalente de la raie est égale à 3,18 Å et on calcule que le signal zodiacal doit être multiplié par un facteur $\epsilon_1 = 0,886 \pm 0,016$ quand on passe de la voie 2 à la voie 1.

D'où, en unités arbitraires sur la voie 1 :

$$\text{signal } H\alpha = [(M - M_0) - \epsilon_1(N - N_0)] \Omega_1(T)$$

et

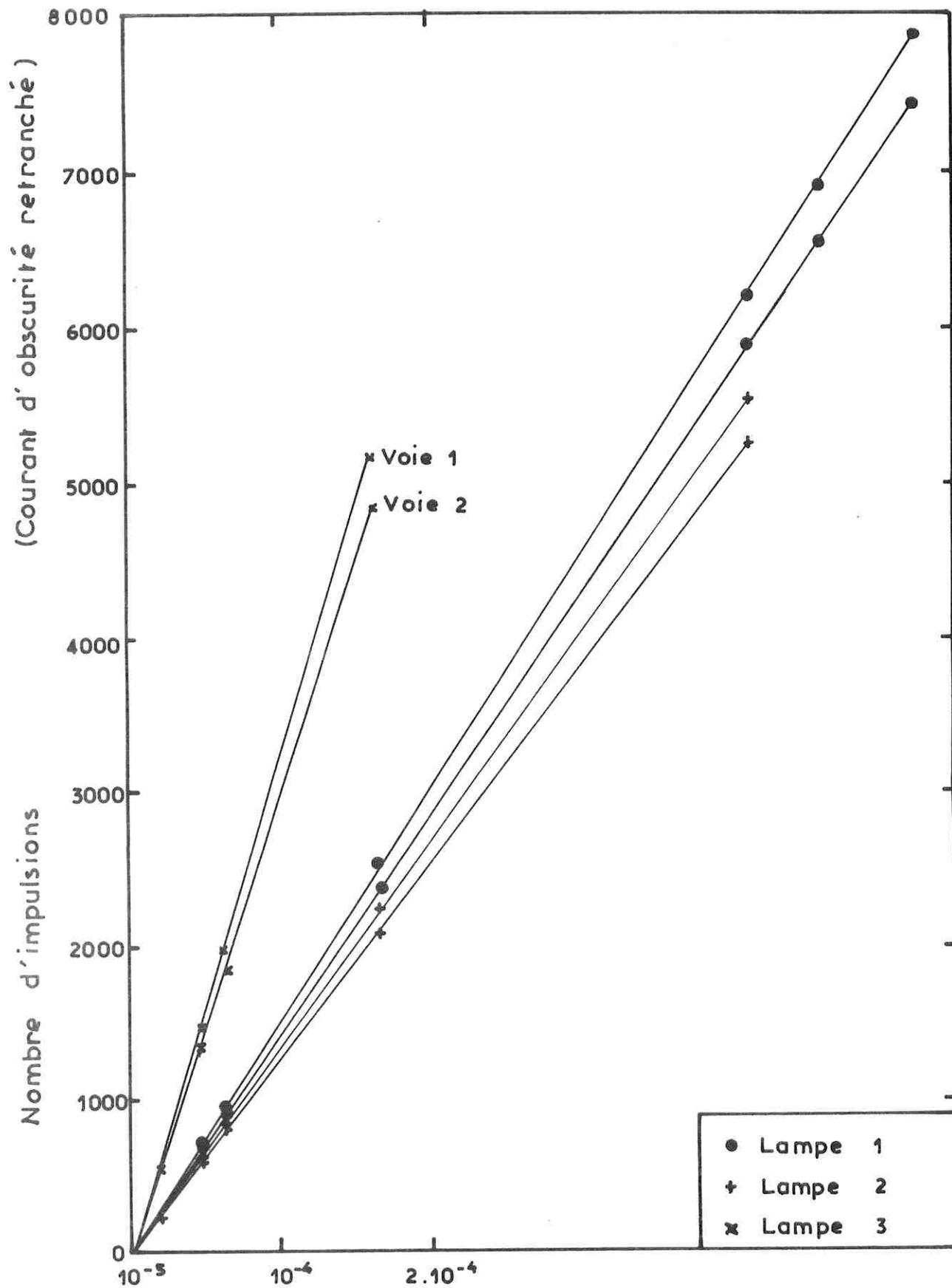
$$\text{signal zodiacal} = [(N - N_0) - \epsilon_2(M - M_0)] \Omega(T) \times 1,06$$

avec

$$\Omega_1(T) = \Omega(T) \times f(T)$$

$$\epsilon_2 = 0,13 \pm 0,005$$

Figure 11 - LINEARITE DE LA CHAINE DE COMPTAGE



Fraction du signal de la lampe recue par l'expérience

Si, de plus, un signal blanc (lumière intégrée des étoiles) de e unités arbitraires par angström est reçu par le photomultiplicateur, des termes correctifs doivent être retranchés :

$$\begin{aligned} e \times 20,5 & \text{ sur la voie 2 pour connaître le signal zodiacal} \\ e \times 20,5 (1-0,886/1,06) & = k_e \text{ sur la voie 1 pour connaître} \\ & \text{le signal H}\alpha \end{aligned}$$

C - 5. Étalonnage absolu

a) Linéarité de la chaîne de comptage

Ainsi qu'il apparaît sur la figure 11, les deux chaînes sont linéaires entre 0 et 8032 coups s^{-1} .

b) Sensibilité de l'expérience

Les lampes Osram dont il a été question ci-dessus sont étalonnées à l'Institut de Physique de Berlin et au Laboratoire National d'Essais de Paris. Il apparaît que, en orbite, 68 impulsions d'origine H α devraient correspondre à 1 rayleigh sur la voie 1 et 65 impulsions d'origine zodiacale à 1₀ rayleigh dans la bande passante de la voie 2, c'est-à-dire à 0,049 R/A. Ces mesures, qui ont été fidèles à 1 % près lors des étalonnages, seront confirmées par l'étalonnage en orbite sur Vega (voir D-4). Nous pensons donc que l'erreur systématique sur l'étalonnage absolu est inférieure à ± 10 %.

c) Rapport signal sur bruit

A un signal zodiacal de 100 $S_{10}^{\circ}(\text{vis})$, ou 0,45 R/A^o correspond, pour un courant d'obscurité de l'ordre de 60 coups s^{-1} , un rapport signal sur bruit de 10 environ.

A un signal H α de 3R correspond, pour un courant d'obscurité analogue, un rapport signal sur bruit de l'ordre de 4.

TABLEAU 6

BANDE CONDENSEE

COURANT D'OBSCURITE

Informations relatives à chaque mesure

1.			Numéro bande III
2.	Y(1)		Numéro de la mesure sur la bande
3.	Y(40)	= T_j	Temps julien
4.	Y(53)	= T	Température
5.	Y(25)	= L_S	Longitude géographique
6.	Y(24)	= ψ_S	Latitude géographique
7.	Y(60)	= z	Altitude
8.	Y(51)	= M_O	Coups s^{-1} recueillis sur la voie 1 (courant d'obscurité)
9.	Y(52)	= N_O	Coups s^{-1} recueillis sur la voie 2 (courant d'obscurité)
10.		\overline{M}_O	Courant d'obscurité théorique déduit de T
11.	$\overline{M}_O:1,25$	= \overline{N}_O	Courant d'obscurité théorique déduit de T

D - FONCTIONNEMENT DE L'EXPERIENCE EN ORBITE

Plan :

- D-1. Courants d'obscurité du photomultiplicateur ; effet de l'Anomalie de l'Atlantique Sud.
- D-2. Stabilité de l'expérience
- D-3. Etalonnage relatif par la géocouronne
- D-4. Etalonnage absolu par des sources stellaires.

Mise sur orbite le 15 avril 1971, l'expérience a fonctionné sans détérioration sensible jusqu'en juin 1973. De plus, certaines observations ont confirmé la validité des étalonnages en laboratoire.

D - 1. Courants d'obscurité du photomultiplicateur ; effet de l'Anomalie de l'Atlantique Sud.

Les 3876 mesures des courants d'obscurité effectuées en phase nuit pendant les 26 mois de fonctionnement du photomètre ont été regroupées sur une bande condensée (n° 11826) avec les informations indiquées dans le tableau 6.

M_0 et N_0 sont en moyenne de l'ordre de 60 coups s^{-1} soit moins de 1R, ou de 0,05 R/Å ou encore de 10 $S_{10}(\text{vis})$. Les fluctuations des courants d'obscurité sont, toutes choses égales par ailleurs (flux de particules énergétiques et température) bien inférieures à 10 coups s^{-1} , soit 0,15 R, 0,007 R/Å ou encore 2 $S_{10}(\text{vis})$.

a) Evolution avec le temps

Aucune fluctuation ou dégradation des courants d'obscurité n'est apparue avec le temps, et la valeur moyenne du rapport entre les deux voies est restée égale à 1,25. Ceci garantit le bon fonctionnement du photomultiplicateur pendant toute la durée de vie de l'expérience.

b) Evolution avec les coordonnées géographiques du point sous satellite

Du fait du fonctionnement de l'expérience en télémessure directe pendant 25 mois, la majeure partie des observations est effectuée au-dessus de l'Europe Occidentale et de l'Afrique. La figure 12, tracée à partir de mesures effectuées à la même température, établit que le courant d'obscurité s'élève lorsque le satellite survole une région dans laquelle les précipitations de particules énergétiques sont importantes, c'est-à-dire l'Anomalie de l'Atlantique Sud

Figure 12 - DISTRIBUTION DES COURANTS D'OBSCURITE (A T CONSTANT) EN FONCTION DES COORDONNEES GEOGRAPHIQUES DU POINT SOUS SATELLITE

---- Anomalie de l'Atlantique Sud expérimentale

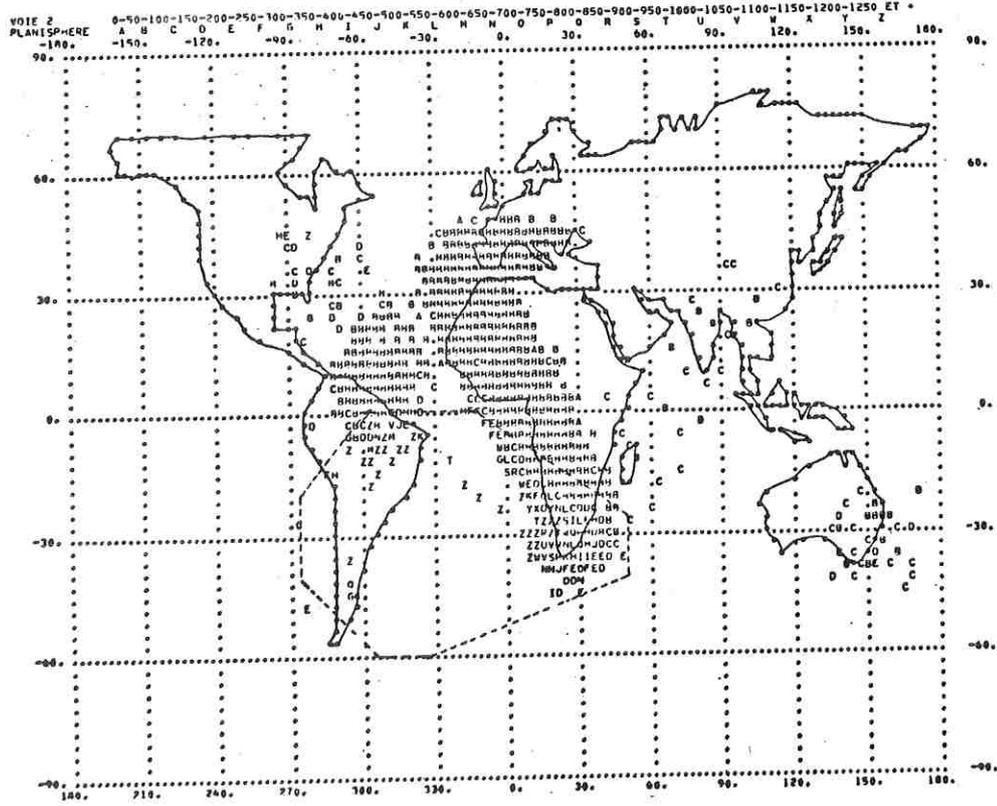
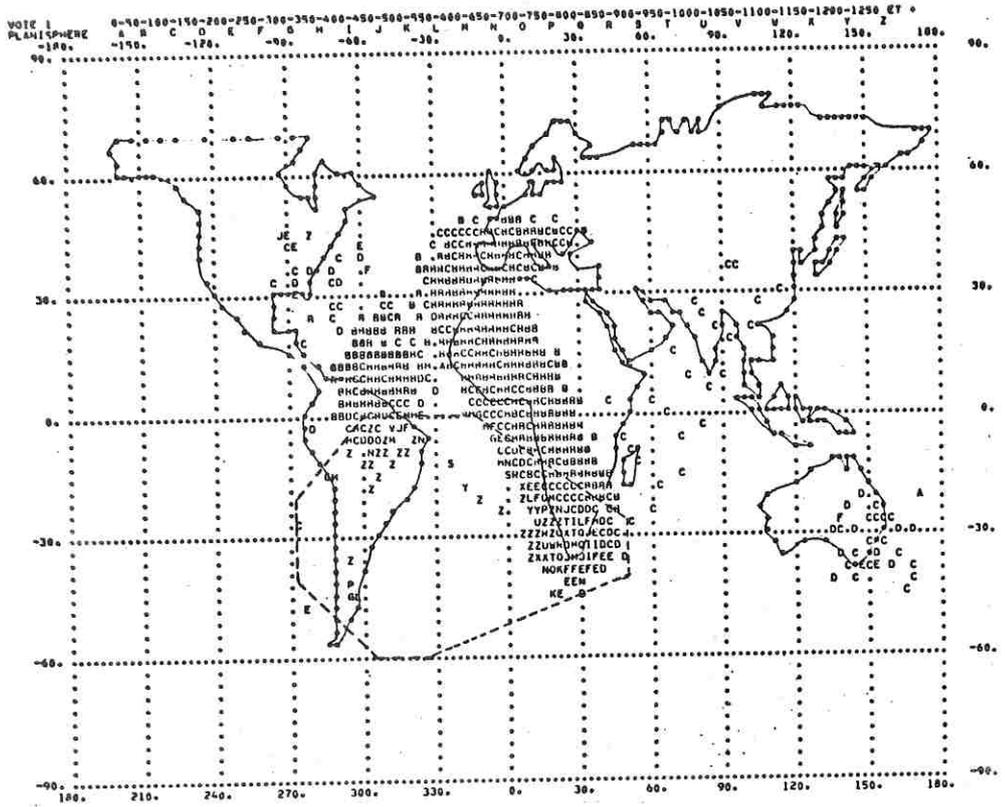


Figure 13 - DISTRIBUTION DES COURANTS D'OBSCURITE (A T CONSTANT) POUR $z = (500 \pm 50)$ km - 291 -

--- Seuil des 10^5 electrons

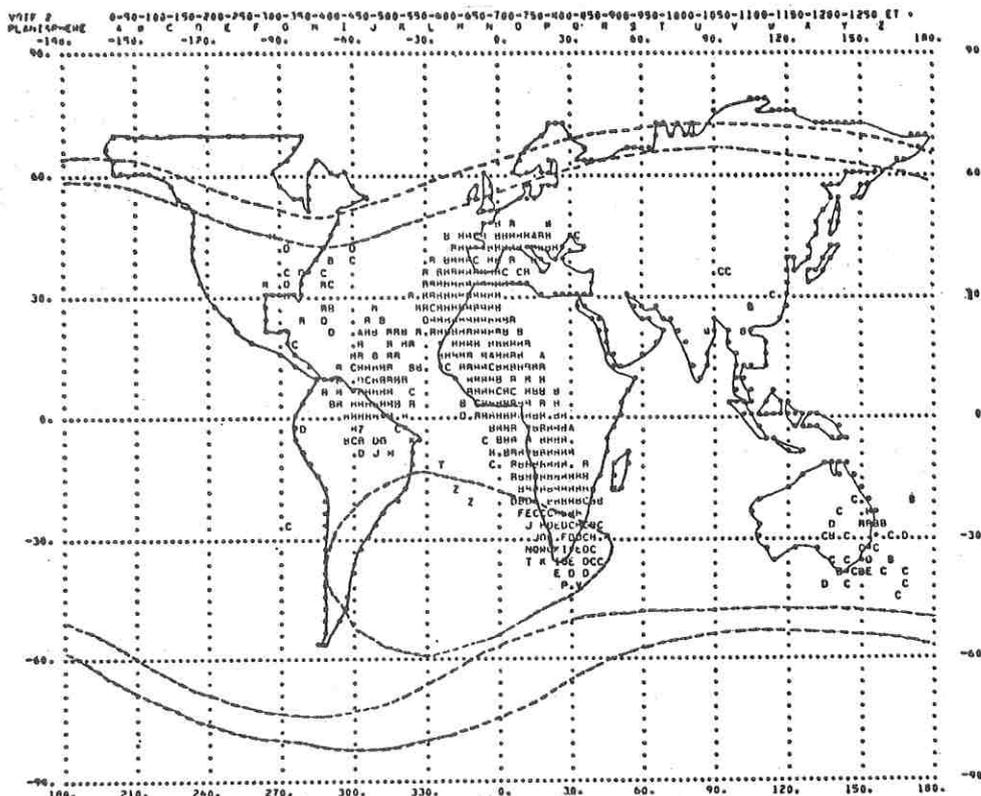
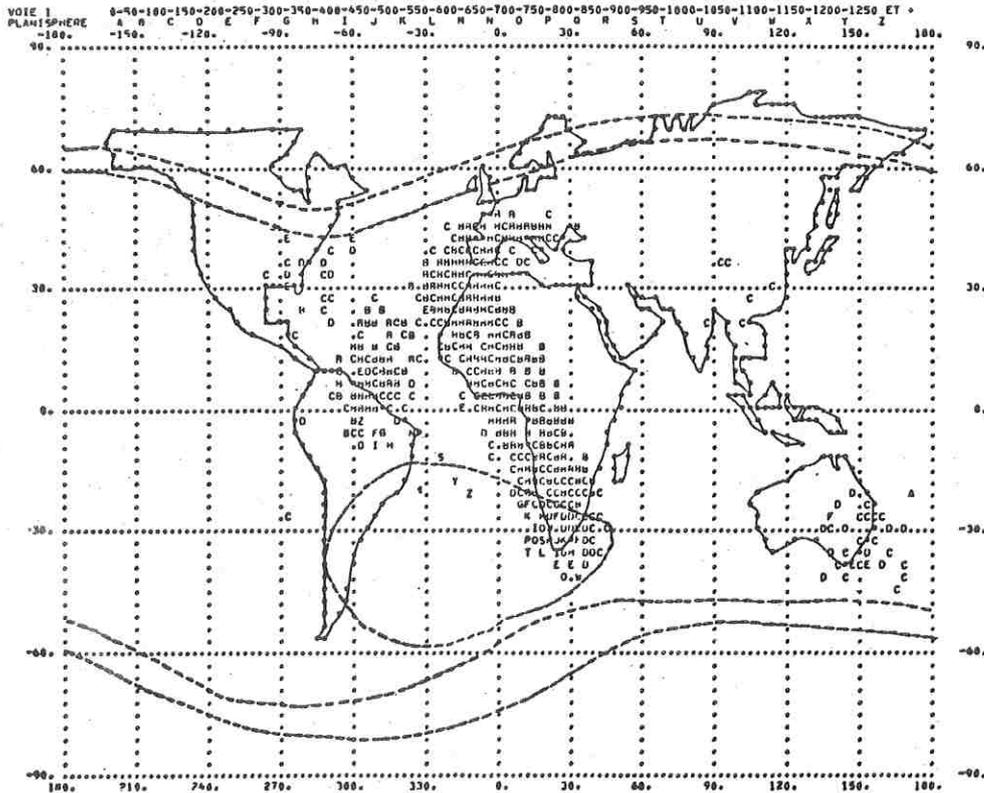
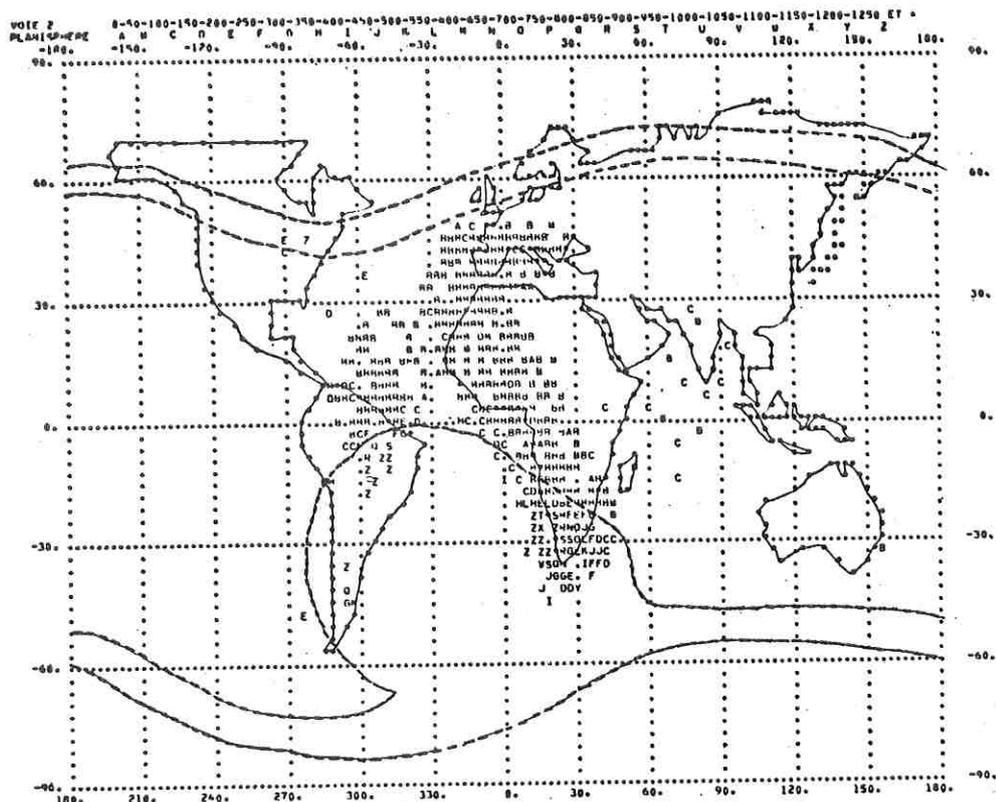
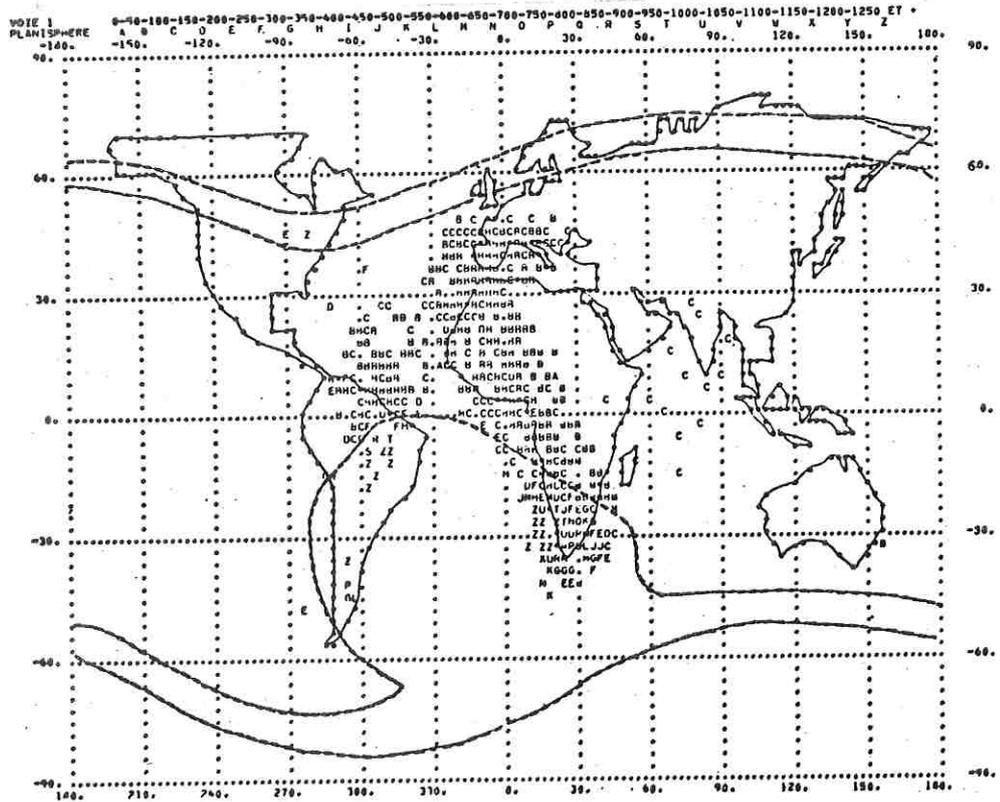


Figure 14 - DISTRIBUTION DES COURANTS D'OBSCURITE
(A T CONSTANT) POUR $r_0 = (600 \pm 50) \text{ km}$

--- Seuil des 10^5 électrons



(voir chapitre 5-1-a) ou les zones de haute latitude géomagnétique. Pratiquement, nous avons défini un domaine convexe à 8 côtés à l'intérieur duquel le courant d'obscurité augmente sensiblement, et qui délimite en quelque sorte l'Anomalie de l'Atlantique Sud expérimentale.

c) Evolution avec la température

La température de l'expérience est restée comprise entre 5° et 25° (chapitre 1 - figure 15). Les températures supérieures à 19° n'étaient d'ailleurs guère enregistrées qu'en orbites plein-Soleil, alors que le photomultiplicateur n'était pas mis sous tension. L'évolution avec la température est identique, pour les mesures extérieures à l'Anomalie de l'Atlantique Sud, à celle qui avait été mise en évidence au sol. Ceci confirme qu'il n'y a pas eu de dégradation de l'électronique.

d) Distribution en fonction de l'altitude du satellite

En dehors de l'Anomalie de l'Atlantique Sud, l'intensité des courants d'obscurité est indépendante de l'altitude du satellite. Par contre, dans l'Anomalie, les courbes d'égale intensité sont fonction de l'altitude. Les figures 13, 14 et 15, présentent les résultats obtenus à 500, 600 et 700 km. L'allure générale des courbes est tout à fait comparable à celle des cartes de flux de particules énergétiques. Le seuil de détection de l'Anomalie par le photomultiplicateur correspond à des flux supérieurs à 10^5 électrons pour le modèle AE2 de Vette (Stassinopoulos - 1973).

Remarque

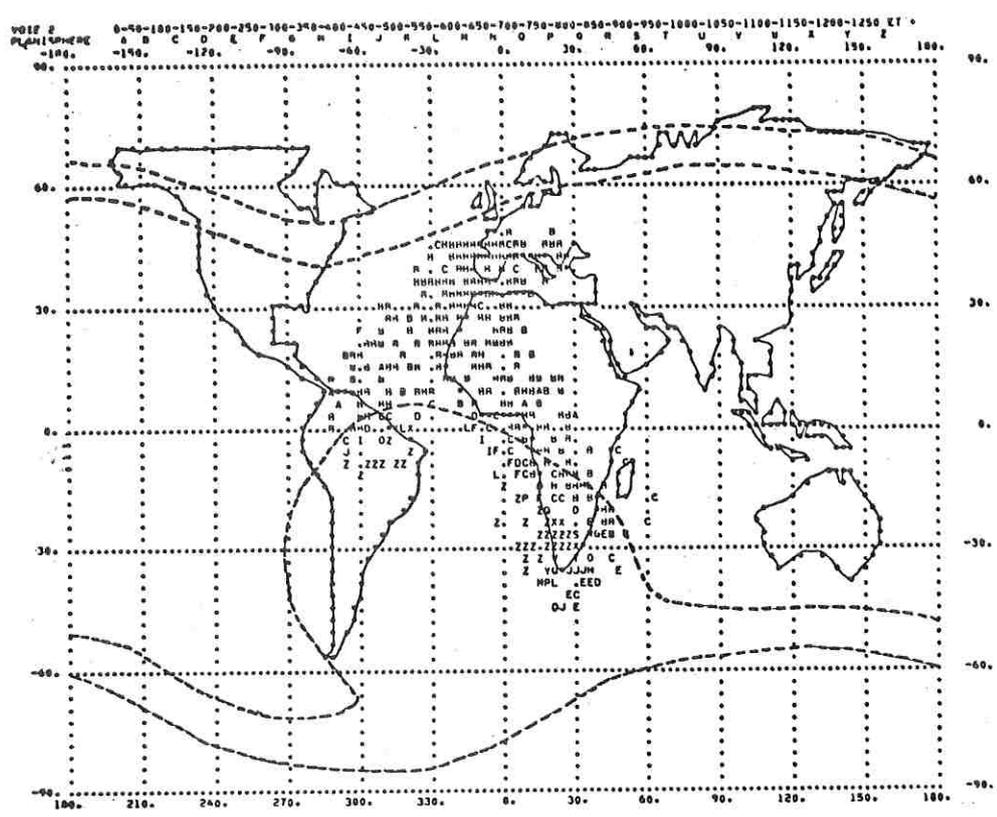
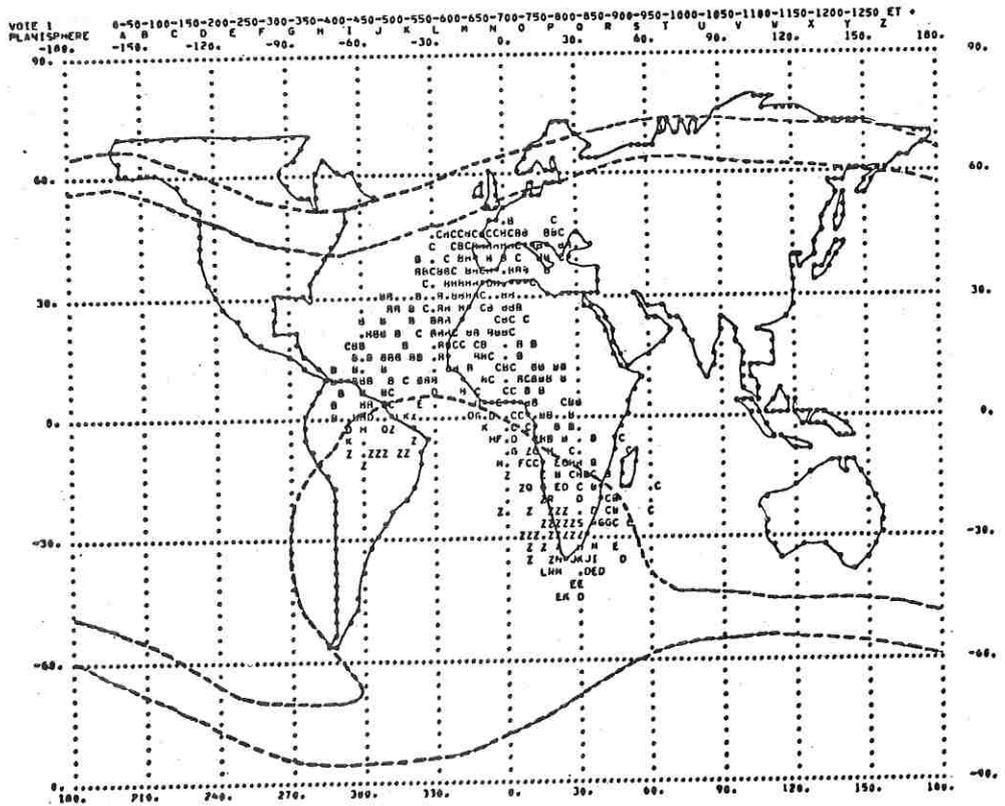
Une étude plus détaillée des courants d'obscurité a été rédigée à la demande du CNES pour répondre à des questions qui se posaient avant le lancement de D2B (Levasseur - 1974).

D - 2. Stabilité de l'expérience -

Les résultats relatifs au courant d'obscurité prouvent déjà globalement la conservation des performances du photomultiplicateur. L'étude des signaux émis par la lampe de calibration interne va établir la stabilité de la chaîne de comptage et aussi des filtres en réponse intégrée sur toutes les longueurs d'onde. Cette stabilité pour une source blanche pourra être confirmée par l'étude de l'évolution des signaux stellaires cependant que la stabilité pour une source H α sera établie par l'observation à différentes époques de nébuleuses émissives.

Figure 15 - DISTRIBUTION DES COURANTS D'OBSCURITE
(A T CONSTANT) POUR $z = (700 \pm 50) \text{ km}$.

--- Seuil des 10^{-5} électrons



a) Réponse de la lampe de calibration interne

Pendant toute la durée de vie de l'expérience, des étalonnages sont effectués par télécommande pendant quelques formats tous les trois jours et parfois même plus fréquemment. Lorsque les bandes II sont générées, les valeurs moyennes des signaux recueillis par les deux voies après soustraction des courants d'obscurité sont calculées, ainsi que leur rapport. Après une normalisation par le coefficient thermique $\Omega(T)$ et après élimination des mesures consécutives à un éblouissement du photomultiplicateur, il apparaît (figure 16) que l'on retrouve bien, avec une parfaite stabilité, les valeurs observées en laboratoire et qu'aucune fluctuation à courte période ne se manifeste. On remarque d'ailleurs, en considérant les mesures individuelles, qu'elles sont plus stables (± 60 coups s^{-1}) qu'au sol, sans doute parce que l'incertitude sur la mesure des courants d'obscurité (qui sont moins élevés) est plus faible et aussi parce que l'apesanteur assure un fonctionnement toujours identique de l'obturateur et donc, des petits miroirs.

b) Sources stellaires

Toutes les observations d'étoiles plus brillantes que la deuxième magnitude faites sur la voie 2 en phase nuit, alors que le courant d'obscurité est nominal et que la Lune n'est pas levée, sont répertoriées, à l'exclusion toutefois des observations pour lesquelles la visée est effectuée en direction d'une nébuleuse émissive ou d'une planète. On constate qu'une même étoile traverse le champ de l'expérience en une soixantaine d'heures et est revue tous les six mois. Le signal I_2 reçu après soustraction de la valeur moyenne du signal zodiacal détecté au voisinage de l'étoile et après multiplication par un coefficient rendant compte des variations de sensibilité sur le champ, reste parfaitement stable d'un jour à l'autre et d'une période d'observation à une autre période d'observation.

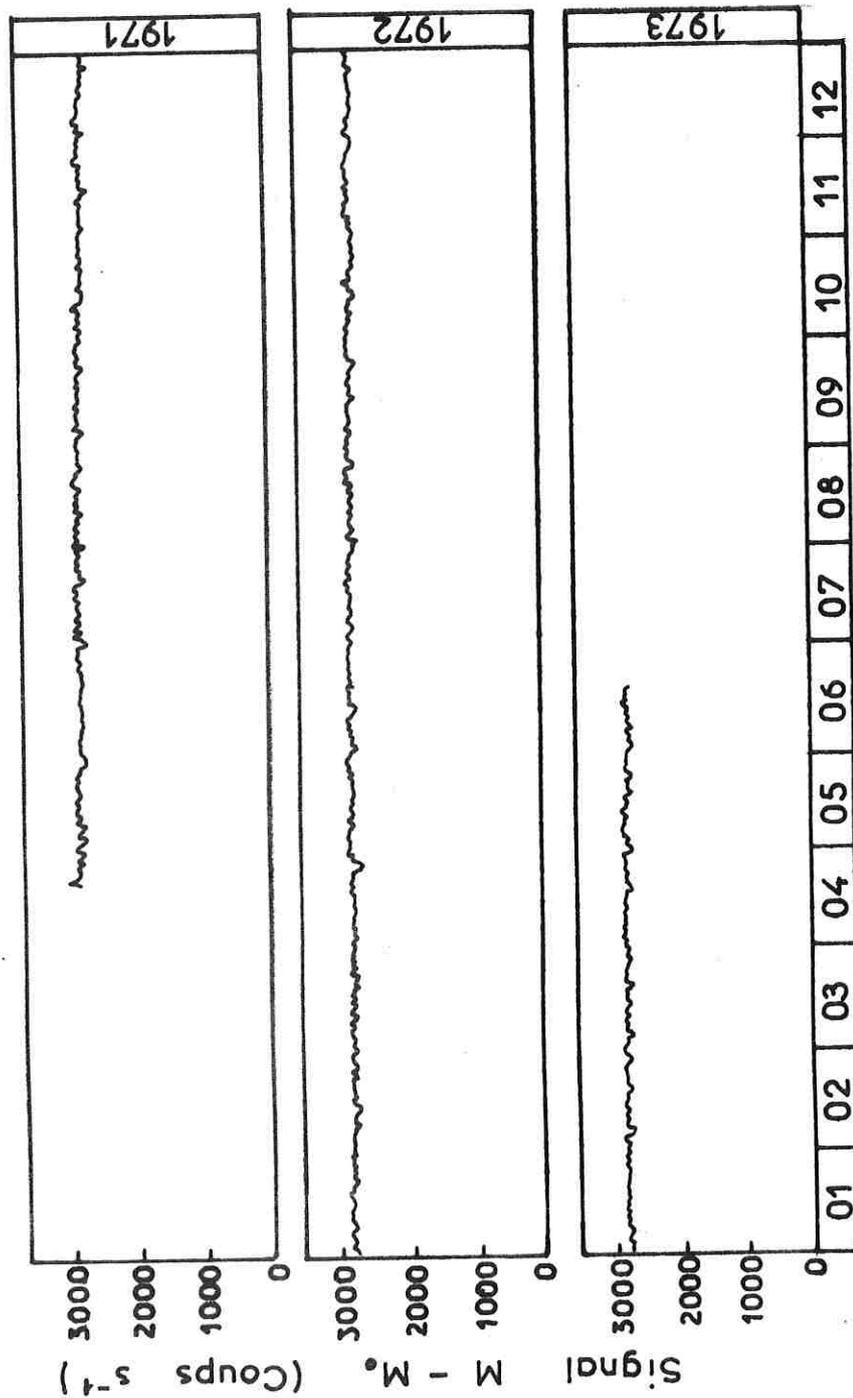
c) Nébuleuses émissives

Toutes les observations de nébuleuses émissives en $H\alpha$ sont étudiées dans le chapitre 4. Le fait que le balayage du satellite, avec une avance de 1° par jour, permet de réaliser des cartes prouve la stabilité d'un jour à l'autre de l'expérience. De plus, l'identité des 5 cartes (de la nébuleuse de Gum, par exemple, sur la figure 10) obtenues à 6 mois d'intervalle prouve que la transmission du filtre interférentiel de la voie 1 à la longueur d'onde de la raie $H\alpha$ reste inchangée.

Figure 16 - EVOLUTION DU SIGNAL DE CALIBRATION INTERNE VOIE 1

(Tracé obtenu à partir des bandes II)

La voie 2 - 1700 ± 100 coups $^{-1}$ - présente une stabilité analogue)



D - 3. Etalonnage relatif : Deuxième détermination du coefficient d'étalonnage relatif à partir des données géocoronales -

Dès la mise sur orbite de l'expérience, il convenait de s'assurer que la valeur de ϵ_1 déterminée lors des étalonnages au sol était réaliste, et qu'une voie de mesure ne s'était pas dégradée par rapport à l'autre ; en d'autres termes, il convenait de s'assurer qu'on ne retranchait pas trop de signal fond continu (c'est-à-dire, en l'absence de sources parasites, de lumière zodiacale) dans la détermination du signal H α .

Nous avons regroupé toutes les observations purement géocoronales effectuées lors d'une dizaine de révolutions le 20 avril 1971 vers minuit. Les émissivités intégrées en H α sont calculées en attribuant au coefficient ϵ_1 huit valeurs distinctes (0,80 ; 0,85 ; 0,88 ; 0,89 ; 0,90 ; 0,91 ; 0,95 et 1) ; leurs valeurs moyennes sont évaluées par un programme de moyennes glissantes et présentées sur la figure 17a en fonction de θ_e . Cette figure est à comparer à la figure 17b obtenue à partir des observations zodiacales (la Lune n'est pas levée) effectuées simultanément sur la voie 2. Les courbes du haut ($\epsilon_1 = 0,80$ et $0,85$) présentent une forte analogie avec la courbe b : trop peu de lumière zodiacale a été retranchée, ce qui masque le signal géocoronal. Les courbes du bas ($\epsilon_1 = 0,95$ et 1) sont presque symétriques (par rapport à l'horizontale) de la courbe b : trop de signal fond continu a été retranché. Les courbes du milieu sont seules valables et en particulier celles pour lesquelles $\epsilon_1 = 0,88$ et $0,89$: on remarque alors une sensible symétrie des observations par rapport à la trace dans le plan de visée du plan Terre-Soleil-satellite (XDZ).

Cette méthode est répétée tous les trois mois, pour des configurations dans lesquelles les traces du plan de l'écliptique et du plan XDZ sont voisines de $\pi/2$. Elle confirme la valeur du coefficient ϵ_1 et en garantit la stabilité, tout du moins à $\pm 0,005$ près.

D - 4. Etalonnage absolu : Deuxième et troisième déterminations du coefficient d'étalonnage absolu -

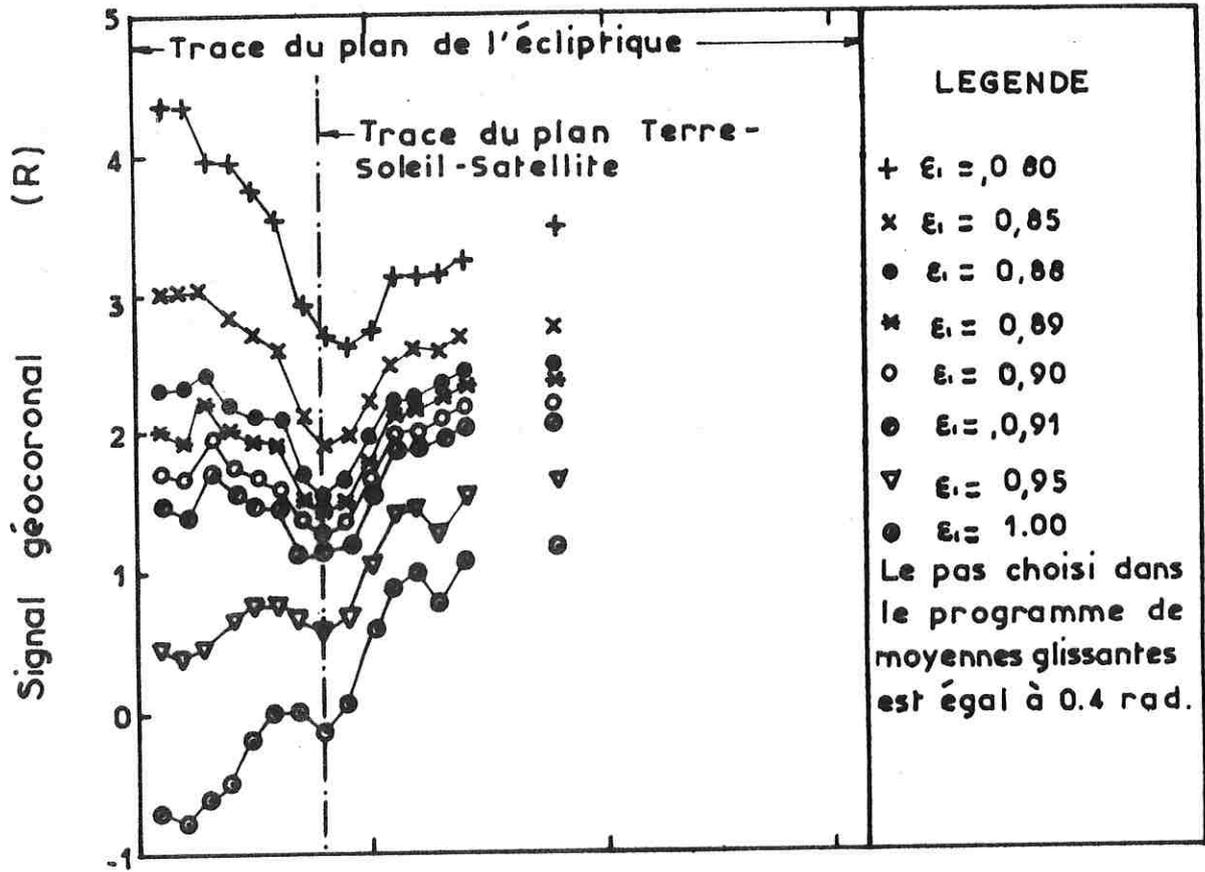
a) A partir de l'observation de Vega

La seule source observée par l'expérience et dont l'émittance est bien connue est Vega (α Lyrae - $\alpha \sim 18$ h 35' - $\delta \sim 38^{\circ}44'$) ; sa magnitude à toutes les longueurs d'onde est égale à + 0,004 (Sparrow et Weinberg - 1975). Une telle source est donc équivalente pour l'expérience en rotation rapide à $549 S_{10}(\text{vis})$.

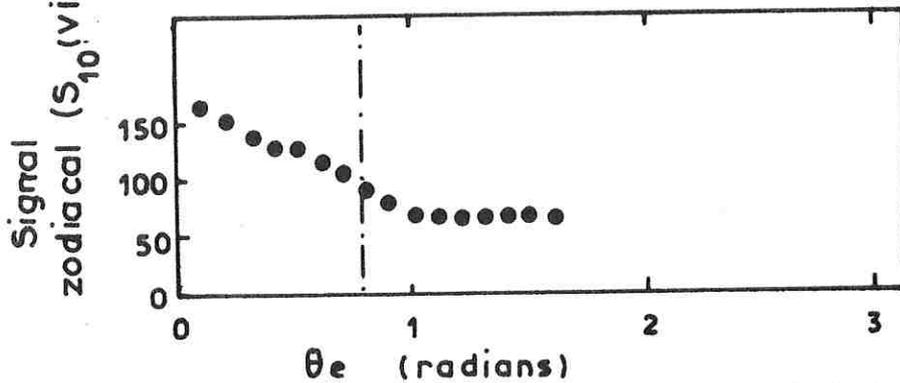
Vega a effectivement été observée dans le champ de visée immédiatement après le lancement et a été revue en octobre 1971, avril 1972, octobre 1972 et avril 1973. En soustrayant le signal zodiacal moyen dans la direction de visée, en multipliant par un coefficient de champ et en tenant compte du spectre de Vega, le signal calculé à

Figure 17 - CONTROLE DE LA VALEUR DU
COEFFICIENT ϵ_1
(20-04-1971 M.L. ~ minuit)

a - Effet d'une variation de ϵ_1 sur le signal géocoronal



b - Signal zodiacal mesuré simultanément



Angle entre la trace du plan de l'écliptique sur le plan de visée et la direction de visée

partir du coefficient d'étalonnage absolu sur la voie 2 est, toutes moyennes faites, 8 % plus faible que le signal théorique. Dans de telles conditions, on peut dire que l'erreur systématique sur l'étalonnage absolu est bien inférieure à 20 %. Cette affirmation est d'ailleurs confirmée par le fait que les ordres de grandeur des valeurs absolues des émissivités que nous observons dans le nuage zodiacal sont en bon accord avec ceux d'autres observateurs.

b) Par l'observation simultanée, en orbite et au sol de sources H α intenses

Pour tester en cours de vol la sensibilité de la voie H α , les nébuleuses du Cygne et de ξ Ophiuchi ont été observées simultanément par l'expérience H α D2A en orbite et par la maquette d'identification, installée à l'Observatoire de Haute-Provence. Les performances de cette dernière étaient bien inférieures à celles de l'expérience embarquée (filtres étroits ; photomultiplicateur moins sensible) et le bruit dû aux sources parasites était élevé. Néanmoins, comme les sources observées étaient intenses ($> 25 R$) et que la maquette était régulièrement ré-étalonnée en laboratoire, nous avons pu conclure que l'ordre de grandeur du coefficient d'étalonnage absolue était satisfaisant avant même que la stabilité de l'expérience ne soit établie par les résultats des bandes II et le tracé des cartes de nébuleuses.

E - CALCUL D'ERREUR

E - 1. Mesures zodiacales -

$$\Delta I_2 = \left[\Delta N + \Delta N_0 + \varepsilon_2(\Delta M + \Delta M_0) + \Delta \varepsilon_2(M - M_0) \right] \Omega(T) C_2 + \left[(N - N_0) - \varepsilon_2(M - M_0) \right] \Delta \left[\Omega(T) C_2 \right] + \Delta e$$

avec

$$\varepsilon_2 = 0,13$$

$$\Delta \varepsilon_2 = 0,005$$

$$\Omega(T) C_2 = 1/20,5 \times 65$$

$$\Delta \left[\Omega(T) C_2 \right] \leq 1\% \times \Omega(T) C_2 \quad \text{sans tenir compte de l'erreur systématique dans l'étalonnage absolu.}$$

$$\Delta e \leq 0,04 \text{ R/}\overset{\circ}{\text{A}}$$

d'où

$$\Delta I_2 \leq \frac{\left[\Delta N + \Delta N_0 + 0,13(\Delta M + \Delta M_0) + \frac{1}{100} (N - N_0) + 0,0037 (M - M_0) \right]}{1332} + 0,04$$

1332

a) Cas général -

$$M_0 \sim N_0 \sim 60 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta M_0 = \Delta N_0 = 9 \text{ coups s}^{-1} \quad (\text{incertitude due aux compteurs, et erreur due à la fluctuation statistique})$$

(d'où I_2 de l'ordre de $0,3 \text{ R/}\overset{\circ}{\text{A}}$ ou $65 S_{10}$ (vis))

$$N \sim 900 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta N = 15 \text{ coups s}^{-1}$$

$$M \sim 1000 \text{ coups s}^{-1} \quad (\text{d'où } I_1 \text{ de l'ordre de } 2,7 \text{ R})$$

$$\Delta M = 31 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta I_2 \leq 0,07 \text{ R/}\overset{\circ}{\text{A}} \quad \text{soit } 14 S_{10}(\text{vis})$$

b) Cas le plus défavorable -

$N - N_0$, $M - M_0$, N_0 et M_0 sont maximums :

$$M_0 \sim N_0 \sim 200 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta M_0 = \Delta N_0 = 24 \text{ coups s}^{-1}$$

$$N \sim 2400 \text{ coups s}^{-1} \text{ (d'où } I_2 \text{ de l'ordre de } 1,35 \text{ R/Å ou } 300 \text{ S}_{10} \text{(vis))}$$

$$\Delta N = 63 \text{ coups s}^{-1}$$

$$M \sim 2800 \text{ coups s}^{-1} \text{ (d'où } I_1 \text{ de l'ordre de } 10 \text{ R)}$$

$$\Delta M = 63 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta I_2 \leq 0,14 \text{ R/Å} \text{ soit } 30 \text{ S}_{10} \text{(vis)}$$

E - 2. Mesures géocoronales -

$$\begin{aligned} \Delta I_1 = & [\Delta M + \Delta M_0 + \varepsilon_1 (\Delta N + \Delta N_0) + \Delta \varepsilon_1 (N - N_0)] \cdot \Omega_1(T) C_1 \\ & + [(M - M_0) - \varepsilon_1 (N - N_0)] \Delta [\Omega_1(T) C_1] + \Delta(ke) \end{aligned}$$

avec, dans le cas général :

$$M_0 \sim N_0 \sim 60 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta M_0 = \Delta N_0 = 9 \text{ coups s}^{-1}$$

$$M \sim 1000 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta M = 31 \text{ coups s}^{-1}$$

$$N \sim 900 \text{ coups s}^{-1}$$

(d'où $I_1 \sim 2,7 \text{ R}$ et $I_2 \sim 65 \text{ S}_{10} \text{(vis)}$)

$$\Delta N = 15 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\varepsilon_1 = 0,885$$

$$\Delta \varepsilon_1 \leq 0,005$$

$$\Omega_1(T) C_1 = 1/68$$

$$\Delta [\Omega_1(T) C_1] \leq 1 \% \Omega(T) C_1$$

$$\Delta(ke) \leq 0,005 e + 3,325 \Delta e$$

$$\Delta(ke) \leq 0,15 \text{ puisque } |b_{II}| > 30^\circ$$

$$\Delta I_1 \sim 1 \text{ R}$$

Dans le cas le plus défavorable, $M - M_0$, $N - N_0$, M et N sont maximums :

$$M_0 \sim N_0 \sim 300 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta M_0 = \Delta N_0 = 24 \text{ coups s}^{-1}$$

$$M \sim 2800 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta M = 63 \text{ coups s}^{-1}$$

$$N \sim 2400 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta N = 63 \text{ coups s}^{-1} \quad (\text{d'où } I_1 \sim 10 \text{ R et } I_2 \sim 300 \text{ S}_{10}^{\text{vis}})$$

$$\Delta I_1 \sim 3 \text{ R}$$

Sans tenir compte de l'erreur systématique dans l'étalonnage absolu, l'erreur sur une mesure géocoronale individuelle est donc, en raison de l'incertitude due aux compteurs et de l'erreur due à la fluctuation statistique, de l'ordre du rayleigh. Dans les cas défavorables où le courant d'obscurité et le signal enregistré sur la voie 2 sont spécialement intenses, l'erreur peut atteindre 3 rayleighs.

E - 3. Mesures nébulaires -

$$\Delta I_n = [\Delta M + \Delta M_0 + \epsilon_1(\Delta N + \Delta N_0) + \Delta \epsilon_1(N - N_0)] \Omega_1(T) C_1 + [(M - M_0) - \epsilon_1(N - N_0)] \Delta[\Omega_1(T)C_1] + \Delta(ke) + \Delta \bar{I}_g$$

avec

$$M_0 \sim N_0 \sim 60 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta M_0 = \Delta N_0 = 9 \text{ coups s}^{-1}$$

$$N \sim 900 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta N = 15 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\epsilon_1 = 0,885$$

$$\Delta \epsilon_1 \leq 0,005$$

$$\Omega_1(T)C_1 = 1/68$$

$$\Delta[\Omega_1(T)C_1] \leq 1 \% \quad \Omega(T)C_1$$

$$\Delta \bar{I}_g \leq 1,5 \text{ R}$$

$$\Delta(k_e) \leq 0,005 e + 3,325 \Delta e$$

$$\Delta(k_e) \leq 0,6 \text{ pour les données galactiques}$$

$$\leq 0,15 \text{ pour les données extragalactiques}$$

Pour une nébuleuse peu intense ($I_n \sim 5 \text{ R}$)

$$992 \leq M \leq 1984 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta M = 31 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta I_n \leq 3 \text{ R}$$

Pour une nébuleuse moyennement intense ($I_n \sim 20 \text{ R}$)

$$2016 \leq M \leq 4000 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta M = 63 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta I_n \leq 4 \text{ R}$$

Pour une nébuleuse très intense ($I_n \sim 60 \text{ R}$)

$$4064 \leq M \leq 8032 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta M = 127 \text{ coups s}^{-1}$$

$$\Delta I_n \leq 5 \text{ R}$$

Dans les cas défavorables où le courant d'obscurité et le signal enregistré sur la voie 2 sont spécialement intenses, une erreur de l'ordre du rayleigh est introduite et doit être ajoutée aux erreurs indiquées ci-dessus.

E - 4. Mesures dans la basse thermosphère -

$$\begin{aligned} \Delta I_r = & \left[\Delta M + \Delta M_o + \varepsilon_1 (\Delta N + \Delta N_o) + \Delta \varepsilon_1 (N - N_o) \right] \Omega_1(T) C_1 \\ & + \left[(M - M_o) - \varepsilon_1 (N - N_o) \right] \Delta [\Omega_1(T) C_1] + \Delta(k_e) + \Delta \overline{I_g} \end{aligned}$$

Dans le cas général, et pour une intensité résiduelle de l'ordre d'une vingtaine de rayleighs, il vient :

$$\begin{aligned} M_o & \sim N_o \sim 60 \text{ coups s}^{-1} \\ \Delta M_o & = \Delta N_o = 9 \text{ coups s}^{-1} \end{aligned}$$

M	$\sim 2000 \text{ coups s}^{-1}$
ΔM	$= 31 \text{ coups s}^{-1}$
N	$\sim 900 \text{ coups s}^{-1}$
ΔN	$= 15 \text{ coups s}^{-1}$
ε_1	$= 0,885$
$\Delta \varepsilon_1$	$\leq 0,005$
$\Omega_1(T) C_1$	$= 1/68$
$\Delta [\Omega_1(T) C_1]$	$\leq 1 \% \times \Omega(T) C_1$
$\Delta \bar{I}'_g$	$\leq 1,5R$
$\Delta (ke)$	$\leq 0,15$

d'où

$$\Delta I_r \leq 3 R$$

Dans le cas le plus défavorable

$$\Delta I_r \leq 5 R$$

Donc, en toute rigueur, en l'absence de nébuleuses extragalactiques, la luminance résiduelle est significative à partir de 5 R ; s'il existe une nébuleuse faiblement émissive en arrière plan, la luminance est certainement significative au delà de 15 R.

REFERENCES

Références du chapitre 1	p. 306
Références du chapitre 2	p. 306
Références du chapitre 3	p. 310
Références du chapitre 4	p. 314
Références du chapitre 5	p. 317
Références relatives aux Annexes	p. 319

REFERENCES DU CHAPITRE 1

PRESENTATION DE L'EXPERIENCE H α D2A

- Blamont J.E., J. Huriet, A.C. Levasseur
L'expérience D2. Rapport interne du Service d'Aéronomie (1969)
- Broadfoot A.L., K.R. Kendall
The airglow spectrum. J. Geophys. Res. 73, p.1 (1968)
- Chamberlain J.W.
Physics of Aurora and Airglow - Academic Press (1961)
- Levasseur A.C., J. Millard
Expérience H α : maquette d'identification, maquette de qualification, modèle de vol n° 1, modèle de vol n° 2. Rapports internes du Service d'Aéronomie (1969 - 1970 - 1971)

REFERENCES DU CHAPITRE 2

OBSERVATION DE LA LUMIERE ZODIACALE

- Alexander W.M., C.W. Arthur, J.L. Bohn
Four years of particle measurements in cislunar and seleno-centric space from lunar explorer 35 and OGO 3. Space Res. XIII p. 1037 (1973)
- Allen W.
Astrophysical quantities - Athlone Press - London (1973)
- Annuaire du Bureau des Longitudes
Gauthier Villars - Paris (1972)
- Asaad A.S.
Decrease of the zodiacal light brightness with increasing solar activity. Observatory 87, p. 83 (1967)
- Blackwell D.E., M.F. Ingham
The disturbed zodiacal light and corpuscular radiation. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 122, p. 143 (1961)

- Burnett G.B., J.G. Sparrow, E.P. Ney
Is the zodiacal light intensity steady ? Nature, 249,
p. 639 (1974)
- Cassini J.D.
Découverte de la lumière céleste qui paraît dans le zodiaque.
Imprimerie Royale - Paris (1690)
- Chanin M.L., M. Choucq
Calcul de la diffusion de Mie par des particules sphériques.
Rapport interne du Service d'Aéronomie (1974)
- Divari N.B.
Lunar effects on zodiacal brightness. Soviet. Astron.
7, p. 547 (1964)
- Divari N.B.
Contribution of the dust cloud near the earth to the brightness
of the zodiacal light and of the F-corona. Soviet. Astron.
9, p. 493 (1965)
- Divari N.B., N.I. Komarnistkaya
Influence of the moon on the position of the axis of the
zodiacal light. Soviet. Astron. 9, p. 632 (1966)
- Dobrovol'Skii O.V., P. Egibekov, A.F. Zausaev
Non gravitational effects on the evolution of dust particles
moving in elliptic orbits around the sun. Soviet. Astron.
17, p. 527 (1974)
- Dumont R.
L'interprétation des observations photopolarimétriques de la
lumière zodiacale. Journées "Les poussières en Astrophysique"
I.A.P. Paris p. 32 (1974 a).
- Dumont R.
Indicatrice de diffusion et distribution héliocentrique des
particules zodiacales. C.R. Acad. Sc. Paris 278, p. 537 (1974 b)
- Dumont R.
Ground based observations of the zodiacal light. Proceed. IAU
Coll. 31, p. 85 (1975)
- Dumont R., F. Sanchez-Martinez
Photométrie des régions du zodiaque en quadrature avec le
Soleil et distribution possible des matériaux interplanétaires
diffusants. Ann. d'Astrophys. 31, p. 3 (1968)
- Frey A., W. Hofmann, D. Lemke, C. Thum
Photometry of the zodiacal light with balloon-borne telescope
Thisbe. Astron. et Astrophys. 36, p. 447 (1974)

- Giese R.H.
Light scattering by small particles and models of interplanetary matter derived from the zodiacal light. Space Sci. Rev. 1, p. 589 (1962)
- Giese R.H.
Tabellen von Mie Streufunktionen. Rapport interne Max Planck Institut PAE München (1971)
- Gillet F.C.
Measurement of the brightness and polarization of zodiacal light from balloons and satellites. NASA SP 150, p. 9 (1967)
- Hanner M.S., J.L. Weinberg
Changes in zodiacal light with heliocentric distance : preliminary results from Pioneer 10. Space Res. XIV p. 769 (1974)
- Hanner M.S., J.L. Weinberg, L.M. DeShields II, B.A. Green, C.N. Toller
Zodiacal light and the asteroid belt : the view from Pioneer 10. J. Geophys. Res. 79, p. 3671 (1974)
- Hawkins G.
Meteors, Comets and Meteorites, Mc Graw Hill (1964)
- Hemenway G., D.S. Hallgren, D.C. Schmalberger
Stardust. Nature 238, p. 256 (1972)
- Hughes D.W.
Temporal variations in the mass distribution of particles in meteor streams. Space Res. XI p. 319 (1971)
- Hughes D.W.
The meteoroid influx and the maintenance of the solar system dust cloud. Planet. Space Sci. 20, p. 1949 (1972)
- Hughes D.W.
Cosmic dust influx to the upper atmosphere during the major meteor showers. Space Res. XIV p. 709 (1974)
- Kerker M.
The scattering of light. Academic Press p. 156 (1969)
- Levasseur A.C.
Corrélation entre des fluctuations de la lumière zodiacale mises en évidence à bord de D2A et le passage d'essaims météoritiques. Journée "Les poussières en Astrophysique" I.A.P. Paris p. 66 (1974)

- Levasseur A.C., J.E. Blamont
Satellite observations of intensity variations of the zodiacal light. *Nature* 246, p. 26 (1973)
- Levasseur A.C., J.E. Blamont
The distribution of dust along the earth's orbit deduced from satellite measurements of zodiacal light. *Space Res.* XV p. 573 (1975-a)
- Levasseur A.C., J.E. Blamont
Evidence for scattering particles in meteor streams. *Procéed. IAU Coll.* 31, p. 58 (1975-b)
- Lillie C.F.
OAO 2 observations of the zodiacal light. *Scientific results of OAO 2 - NASA SP* p. 95 (1972)
- Link F., R. Robley
Meteoritic contamination of the upper atmosphere by the Quadrantid shower. *Planet. Space Sci.* 19, p. 1585 (1971)
- Lovel A.B.C.
Meteor Astronomy - Oxford Clarendon Press (1954)
- Mc Kinley D.W.R.
Meteor Science and Engineering, Mc Graw Hill (1961)
- Peale S.J.
The zodiacal light and earth orbiting dust. *NASA SP.* 150 p. 337 (1967)
- Poole L.M.G., D.W. Hughes, T.R. Kaiser
Radio-echo observations of the major night-time meteor streams : Quadrantids. *Mon. Not. R. Astr. Soc.* 156, p. 223 (1972)
- Roach F.E., B. Carroll, J.R. Roach, L.H. Aller
Photometric perturbation of the counter glow. *Planet. Space Sci.* 21, p. 1185 (1973)
- Robley R.
Variation annuelle des luminances de l'émission continue atmosphérique et de la luminosité zodiacale au pôle céleste. *Ann. Geophys.* 29, p. 321 (1973)
- Roosen R.G.
Zodiacal light, *Mc Graw Hill Encyclopedia* (1973)
- Sekanina Z.
Statistical model of meteor streams ; major streams. *Icarus*, 13, p. 475 (1970)
- Smith L.L., F.E. Roach, R.W. Owen
The absolute photometry of the zodiacal light. *Planet. Space Sci.* 13, p. 207 (1965)

Sparrow J.G., E.P. Ney
OSO B2 Satellite observations of zodiacal light. *Astrophys. J.* 154, p. 783 (1968)

Sparrow J.G., E.P. Ney
Observations of the zodiacal light from the ecliptic to the poles. *Astrophys. J.* 174, p. 705 (1972)

Weinberg J.L.
Current problems in the zodiacal light. *Space Res. X*, p. 233 (1970)

Whipple F.L.
On maintaining the meteoritic complex. NASA SP. 150 p. 409 (1967)

REFERENCES DU CHAPITRE 3

OBSERVATION DE L'EMISSION H α GEOCORONAIRE

Atreya S.K.
An investigation into the geocoronal and interplanetary hydrogen Balmer emissions. Technical report University of Michigan (1973)

Bertaux J.L.
Le transfert de rayonnement résonnant dans une atmosphère planétaire. Rapport interne du Service d'Aéronomie (1971)

Bertaux J.L.
L'hydrogène atomique dans l'exosphère terrestre. Thèse de Doctorat d'Etat - Université de Paris (1974)

Bertaux J.L.
Observed variations of the exospheric hydrogen density with exospheric temperature. *J. Geophys. Res.* 80, p. 639 (1975)

Blamont J.E., S. Cazes, J. Charra, C. Emerich, C. Laurent, A.C. Levasseur
Premiers résultats des expériences placées à bord du satellite D2A. Rapport interne du Service d'Aéronomie (1971)

Brinton H.C., H.G. Mayr
Thermospheric hydrogen. *Space Res. XII*, p. 751 (1972)

- Chamberlain J.C.
Planetary coronae and atmospheric evaporation. Planet. Space Sci. 11, p. 901 (1963)
- Donahue T.M.
The problem of atomic hydrogen. Ann. Geophys. 22, p. 175 (1966)
- Dufay M., J. Dufay
Spectre de la luminescence nocturne dans la région de la raie H α . C.R. Acad. Sc. 250, p. 4191 (1960)
- Fiskova L.M.
Investigation of the upper atmosphere and geocorona hydrogen by observations of the H α emission line in the airglow spectrum. Bul. Abast. Astrophys. Obs. 42, p. 131 (1972)
- Fiskova L.M., G.V. Markova
On the H α line in the nightglow spectrum. Astron. Circular URSS 196, p. 8 (1958)
- Gaynullina R.H., Z.V. Karjagina
Studies of nightglow spectrum in the wavelength region 6200-6600 Å. Izu. Astrophys. Institute Kazakh. Acad. Sc. URSS 10, p. 52 (1960)
- Hall L.A., H.E. Hinteregger
Solar radiation in the extreme ultraviolet and its variation with solar rotation. J. Geophys. Res. 75, p. 6969 (1970)
- Hinteregger H.E.
EUV fluxes in the solar spectrum below 2000 Å. IAGA/URSI Symposium - Grenoble (1975)
- Ho M.C., D.R. Moorcroft
Hydrogen density and proton flux in the topside ionosphere over Arecibo. Planet. Space Sci. 19, p. 1441 (1971)
- Holstein T.
Imprisonment of resonance radiation in gases. Phys. Rev. 72, p. 1212 (1947)
- Ingham M.F.
The nightglow spectrum 2 ; H α radiation in the night sky. Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 124, p. 523 (1962)
- Ingham M.F.
Observations of the night sky H α emission line. Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 140, p. 155 (1968)

- Kockarts G., M. Nicolet
Le problème aéronomique de l'hélium et de l'hydrogène neutres.
Ann. Geophys. 18, p. 269 (1962)
- Kockarts G., M. Nicolet
L'hélium et l'hydrogène atomique au cours d'un minimum d'activité solaire. Ann. Geophys. 19, p. 370 (1963)
- Kuhn H., S.W. Series
The fine structure of the hydrogen α line. Proc. Royal Soc. 202, p. 127 (1950)
- Kupperian J., E.T. Byram, T.A. Chubb, H. Friedman.
Far ultraviolet radiation in the night sky. Planet. Space Sci. 1, p. 3 (1959)
- Krassovsky V.I.
The hydroxyl emission problem and paths to its solution. J. Atmos. Terr. Phys. 33, p. 1499 (1971)
- Kvifte G.
Auroral and nightglow observations at As, Norway. J. Atmos. Terr. Phys. 16, p. 252 (1959)
- Levasseur A.C.
Etude de la polarisation de la raie H α du ciel nocturne. Rapport interne du Service d'Aéronomie (1970)
- Levasseur A.C.
Initial results on Balmer α observations on board D2A satellite. Présentation F.53 au COSPAR (1972)
- Meier R.R.
Temporal variation of solar Lyman α . J. Geophys. Res. 74, p. 3561 (1969)
- Meier R.R., P. Mange
Geocoronal hydrogen : An analysis of the Lyman α airglow from OGO 4. Planet. Space Sci. 21, p. 309 (1970)
- Nicolas K., O. Kjeldseth-Moe, J.D. Bartoe, R. Tousey
The profile of the solar Lyman β line of hydrogen. J. Geophys. Res. Soumis à la publication (1975)
- Smith L.L., F.E. Roach, R.W. Owen
The absolute photometry of the zodiacal light. Planet. Space Sci. 13, p. 207 (1965)

- Scheglov P.V.
The concentration of night airglow H α emission towards the ecliptic. *Astron. Zhurnal URSS* 41, p. 371 (1964)
- Scheglov P.V.
New observations of H α nightglow. *Astron. Circular URSS* 414, p. 1 (1967)
- Shklovsky I.S.
On hydrogen emission in the nightglow. *Planet. Space Sci.* 1, p. 63 (1959)
- Thomas G.E., D.E. Anderson
Global atomic hydrogen density derived from OGO 6 Lyman α measurements. *Planet. Space Sci.* Soumis à la publication (1975)
- Thuillier G.
Explication de l'émission tropicale λ 6300 Å de l'oxygène atomique. Thèse de Doctorat d'Etat - Université de Paris (1973)
- Tinsley B.A.
Initial results of geocoronal Balmer α observations. *Planet. Space Sci.* 15, p. 1757 (1967)
- Tinsley B.A.
Temporal variations in geocoronal Balmer α . *J. Geophys. Res.* 73, p. 4139 (1968)
- Tinsley B.A.
Variations of Balmer α emission and related hydrogen distribution. *Space Res. X* p. 582 (1970)
- Tinsley B.A.
Hydrogen in the upper atmosphere. *Fund. Cosmic Physics* 1, p. 201 (1974)
- Tinsley B.A., R.R. Hodges, D.F. Strobel
Diurnal variations of atomic hydrogen : observations and calculations. *J. Geophys. Res.* 80, p. 626 (1975)
- Tinsley B.A., R.R. Meier
Balmer α distributions over a solar cycle : comparison of observations with theory. *J. Geophys. Res.* 76, p. 1006 (1971)
- Tousey R.
The extreme ultraviolet spectrum of the sun. *Space Sci. Rev.* 2, p. 3 (1963)

- Vidal-Madjar A.
Evolution of the solar Lyman α flux during four consecutive years. Solar Phys. 40, p. 69 (1975)
- Vidal-Madjar A., J.L. Bertaux
A calculated hydrogen emission in the exosphere. Planet. Space Sci. 20, p. 1147 (1972)
- Vidal-Madjar A., J.E. Blamont, B. Phissamay
Evolution with solar activity of the atomic hydrogen density at 100 km of altitude. J. Geophys. Res. 78, p. 1115 (1973)
- Wegener A.
Thermodynamik der Atmosphäre. Phys. Zeitschr. Leipzig 12, p. 170 (1911)
- Yarin V.I.
On spectroscopic observations of night sky radiation and aurora in Yakutsk. Spectral. elec. and radar res. of aurora and airglow. 2, p. 72 (1960)

REFERENCES DU CHAPITRE 4

OBSERVATION DE NEBULEUSES EMISSIVES

- Blamont J.E., A.C. Levasseur
Preliminary results on an H α map of the Gum nebula obtained with the D2A satellite. The Gum Nebula and related problems. NASA S.P. p. 220 (1971)
- Bok B.J., M.J. Bester, C.M. Wade
Catalogue of HII regions in the Milky Way for longitudes 250 - 355°. Daedalus 86, p. 9 (1955)
- Comte G.
Problèmes liés à la détermination des conditions physiques du gaz ionisé dans les galaxies normales. Thèse de 3ème cycle. Université de Provence (1973)
- Courtès G.
Etude de la Voie Lactée en lumière monochromatique H α de 320 à 350° et de 25 à 80° de longitude galactique. Compt. Rend. Acad. Sci. Paris 232, p. 795 (1951.a)

- Courtès G.
Etude de la Voie Lactée en lumière monochromatique H α de 80 à 180° de longitude galactique. Compt. Rend. Acad. Sci. Paris 232, p. 1283 (1951.b)
- Gershberg R.E., V.I. Pronik
Absolute spectrophotometry of the nebula NGC 7000 with light filters. Izu. Krym. Astrofiz. Obs. 21, p. 215 (1959)
- Georgelin Y.P., Y.M. Georgelin
Regions HII de l'hémisphère austral. Astron. Astrophys. Suppl. 3, p. 1 (1970)
- Gum C.S.
A survey of southern HII regions. Mem. Roy. Astron. Soc. 67, p. 155 (1955)
- Johnson H.M.
Symmetric galactic nebulae. Astrophys. J. 121, p. 604 (1955)
- Johnson H.M.
An absolute isophotometry of the Southern Milky Way and two fields in Orion. Mem. Mt Strombo Obs. 15, p. 3 (1960)
- Levasseur A.C.
Observation de la nébuleuse de Gum par H α D2A en avril - mai - juin 1971. Rapport interne Service d'Aéronomie (1971)
- Meaburn J.
Observations of the general background H α emission from the galactic plane. Astrophys. and Space Science 17, p. 499 (1972)
- Menon T.K.
Interstellar structure of the Orion region. Ap. J. 127, p. 28 (1958)
- Messier
Catalogue des nébuleuses et des amas d'étoiles observés à Paris. Connaissance des temps p. 238 (1787)
- Miller E.W., J.C. Muzzio
Mosaics of a southern nebula. Sky and Telescope 49, p. 94 (1975)
- Montbriand L.E.J., Tinsley B.A., Vallance Jones A.
Galactic hydrogen as a hazard in auroral spectroscopy. Can. J. of Phys. 43, p. 782 (1965)

N.G.C. - Dreyer

New general catalog of nebulae and clusters of stars
Memoirs of the Roy. Astron. Soc. 49, p. 1 (1888)

O'Dell C.R., D.G. York, K.B. Henize

Structure of the Barnard loop nebula, as determined from
Gemini 11 photographs. *Astrophys. J.* 150, p. 835 (1967)

Reynolds R.J.

An investigation into the optical fluorescence of interstellar
HI. P.H.D. Thesis - University of Wisconsin (1971)

Reynolds R.J., F. Roesler, F. Scherb, E. Boldt

Low intensity H β emission from the interstellar medium.
The Gum nebula and related problems. NASA S.P. p. 182 (1971)

Reynolds R.J., F.L. Roesler, F. Scherb

A search for H α emission from interstellar clouds. *Ap. J.*
(Letters) 181, L79 (1973.a)

Reynolds R., F.L. Roesler, F. Scherb

Low intensity balmer emissions from the interstellar medium
and geocorona. *Astrophys. J.* 179, 651 (1973.b)

Reynolds R.J., F. Scherb, F.L. Roesler

Observations of diffuse galactic H α + NII emission. *Astrophys.*
J. 185, p. 869 (1973)

Rodgers A.W., C.T. Campbell, J.B. Whiteoak

A catalogue of H α emission regions in the southern Milky Way.
Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 121, p. 103 (1960)

Shajn G.A., V.T. Hase

Atlas of diffuse gaseous nebulae
Moscou (1952)

Sivan J.P.

Détection de nouvelles formations d'hydrogène ionisé de
grandes dimensions angulaires dans le bras local et dans le
bras du Sagittaire de notre Galaxie. *C.R. Acad. Sc. B* 278,
p. 127 (1974.a)

Sivan J.P.

A new look at the interstellar hydrogen through a very-wide-
field photographic H α survey of the whole Milky Way. *Astron.*
Astrophys. Suppl. 16, p. 163 (1974.b)

Sharpless S.L.

A catalogue of HII regions. *Astrophys. J. Suppl.* 4, p.257(1959)

- Strömngren B.
On the density distribution and chemical composition of the
interstellar gas. Ap. J. 108, p. 242 (1948)
- Struve O., C.T. Elvey
Emission nebulosities in Cygnus and Cepheus. Ap. J. 88,
p. 364 (1938)
- Thomas G.E., J.E. Blamont
Galactic Lyman α emission in the solar vicinity. Astron.
Astrophys. Soumis à la publication (1976)
- Tinsley B.A.
Variations of Balmer α emission and related hydrogen distri-
bution. Space Res. X p. 582 (1970)
- Zhidkov V.F.
Observations of HII regions in the Milky Way with an H α
F.P. spectrometer. Sov. Astr. 17, 2, p. 190 (1973)

REFERENCES DU CHAPITRE 5

OBSERVATION D'AURORES EQUATORIALES

- Allison S.K.
Experimental results on charge changing collisions of hydrogen
and helium atoms and ions at kinetic energies above 0,2 kev.
Rev. Mod. Phys. 30, p. 1137 (1958)
- Cahill L.J. Jr
Inflation of the inner magnetosphere during a magnetic storm.
J. Geophys. Res. 71, p. 4505 (1966)
- Chamberlain J.W.
Physics of Aurora and Airglow - Acad. Press (1961)
- Chapman S., V.C.A. Ferraro
A new theory of magnetic storms. Terrest. Magnetism
Atmospheric Elec. 38, 79 (1933)
- Christensen A.B., B.A. Tinsley
Rocket and ground based optical observations during equatorial
spread F. Abstr. Trans. Am. Geophys. Un. 56, p. 1160 (1974)

- Eather R.H., K.M. Burrows
Excitation and ionisation by auroral protons. Australian
J. Phys. 19, p. 309 (1966)
- Frank L.A.
On the extraterrestrial ring current during geomagnetic storm.
J. Geophys. Res. 72, p. 3753 (1967)
- Gendrin R.
Constitution et dynamique de la magnétosphère - U. Paris VI (1970)
- Heikkila W.J.
Soft particle fluxes near the equator. J. Geophys. Res. 76
p. 1076 (1971)
- Hovestadt D.B., B. Häusler, M. Scholer
Observation of energetic particles at very low altitudes
near the geomagnetic equator. Phys. Rev. Letters 28, p. 1340
(1972)
- Lebeau A.
Magnétisme externe. Geophysique - Encyclopédie Pleiade (1971)
- Levasseur A.C., J.E. Blamont
Satellite observations of strong Balmer α atmospheric emissions
around the magnetic equator. J. Geophys. Res. 78 p. 3881 (1973)
- Levasseur A.C., J.E. Blamont
Interprétation des émissions H α atmosphériques observées par
le satellite D2A Tournesol autour de l'équateur magnétique.
C.R. Acad. Sci. 277B, p. 67 (1973)
- Meier R.R., C.S. Weller
Observation of equatorial EUV bands : evidence for low altitude
precipitation of ring current helium. J. Geophys. Res. 80,
p. 2813 (1975)
- Mizera P.F., J.B. Blake
Observations of ring current protons at low altitudes. J. Geophys.
Res. 78, p. 1058 (1973)
- Moritz J.
Energetic protons at low L-values of the equatorial magnetosphere
Zeit. Geophys. 38, p. 701 (1972)
- Prölss G.W.
Radiation production and energy deposition by ring current protons
dissipated by the charge-exchange mechanism. Ann. Geophys.
29, p. 503 (1973)

- Scholer M., D. Hovestadt, G. Morfill
Energetic He⁺ ions from the radiation belt at low altitudes
near the geomagnetic equator. J. Geophys. Res. 80, p. 80
(1975)
- Solar Geophysical Data
National Geophysical and Solar Terrestrial Data Center
Boulder (1971 - 1972 - 1973)
- Swisher R.L., L.A. Frank
Lifetimes for low-energy protons in the outer radiation zone.
J. Geophys. Res. 73, p. 5665 (1968)
- Van Allen J.A., C.E. Mc Ilwain, G.H. Ludwig
Radiation observations with satellite 1958 ε. J. Geophys.
Res. 64, p. 271 (1959)
- Vette J.I.
Summary of particle populations in the magnetosphere. Parti-
cles and fields in the magnetosphere. Mc Cormac ed. p. 305(1970)

REFERENCES RELATIVES AUX ANNEXES

- Annuaire du Bureau des Longitudes
Gauthier Villars - Paris (1972)
- Bright Stars
Yale University Observatory - New Haven - Conn. (1974)
- David K.H.
Die Mitte Rand Variationen der Balmerlinien H α , H α auf der
Sonnenscheibe. Z. Astrophys. 53, p. 37 (1961)
- Evans D.S.
Photometric observations of H α in the solar spectrum.
Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 100, p. 37 (1950)
- Hunten D.M., F.E. Roach, J.W. Chamberlain
A photometric unit for the airglow and aurora. J. Atm. Ter.
Phy. 8, p. 345 (1956)
- Levasseur A.C.
Courant d'obscurité du photomultiplicateur : effet de l'Anomalie
de l'Atlantique Sud. Rapport interne du Service d'Aéronomie (1974)

- Mc Clure R.D.
The reddening of M 3, M 13, M 31, M 33 from photometry of late type field stars. *Astr. J.* 74, p. 1000 (1969)
- Mc Namara, W.R. Langford
The intrinsic color indices of the RR Lyrae stars and the reddening near the galactic poles. *Publ. Astr. Soc. Pacif.* 81, p. 141 (1969)
- Roach F.E., L.R. Megill
Integrated starlight over the sky. *Astrophys. J.* 133, p. 228 (1961)
- S.A.O.
Smithsonian Astrophysical Observatory Stars Catalog. Cambridge - Mass. (1966)
- Seares F.H., P.J. Van Rhijn, M.C. Joyner, M.L. Richmond
Mean distribution of stars according to apparent magnitudes and galactic latitudes. *Ap. J.* 62, p. 320 (1925)
- Sparrow J.G., J.L. Weinberg
The $S_{10}(\text{vis})$ unit of surface brightness. *Proceed. I.A.U. Coll.* 31, p. 41 (1975)
- Stassinopoulos E.G.
World maps of constant B, L and flux contours. *N.A.S.A. - S.P.* 3054 (1970)
- Sternberg J.R., M.F. Ingham
Observations of the airglow continuum. *Mon. Not. R. Astr. Soc.* 195, p. 1 (1972)
- Weinberg J.L., M.S. Hanner, D.E. Beeson, L.M. DeShields II, B.A. Green
Background starlight observed from Pioneer 10. *J. Geophys. Res.* 79, p. 3665 (1974)
-

INDEX DES NOTATIONS

Seules les notations utilisées à plusieurs reprises dans cet ouvrage sont répertoriées. L'utilisation des symboles conventionnels en physique, astronomie ou mathématiques nous amène parfois à utiliser la même lettre pour représenter des grandeurs différentes, mais le contexte permet d'éliminer les ambiguïtés.

a	azimut demi-grand axe d'une ellipse
a_{\odot}	azimut du Soleil
A_p	indice linéaire caractérisant l'amplitude des variations magnétiques
α	ascension droite
b_I ou b_{II}	latitude galactique
B	probabilité de transition
β	latitude écliptique
c	vitesse de la lumière
C_1	coefficient d'étalonnage absolu voie 1
C_2	coefficient d'étalonnage absolu voie 2
d_i	dimension sur la ligne de visée d'une inhomogénéité
d_{i0}	distance de la Terre à une inhomogénéité
D	densité du nuage zodiacal
D_0	densité du nuage zodiacal au voisinage de la Terre
D_i	densité d'une inhomogénéité
δ	déclinaison
e	excentricité d'une ellipse
$e(l,b)$	lumière intégrée des étoiles sur la voie 2
E	éclairage de la Lune
E_{λ}	flux solaire reçu par la Terre à λ
ϵ	élongation
ϵ_1	coefficient d'étalonnage relatif voie 1

ϵ_2	coefficient d'étalonnage relatif voie 2
ϵ_p	erreur probable
ϵ_σ	erreur quadratique moyenne
f	force d'oscillateur
f(θ)	fonction de phase
F(T)	coefficient traduisant le glissement avec T du filtre H α
F $_\odot$	flux solaire au centre de la raie Ly β
g	accélération de la pesanteur
h	hauteur
H.L.	heure locale
i	angle entre un plan et le plan de l'écliptique imaginaire pur
I $_1$	signal H α recueilli sur la voie 1
I $_2$	signal fond continu recueilli sur la voie 2
\bar{I}_g	signal H α géocoronal calculé (ou encore : \bar{I}_g soir, \bar{I}_g matin, \bar{I}_g')
I $_n$	signal H α nébulaire
I $_r$	signal H α résiduel dans la basse thermosphère
I $_z$	signal zodiacal calculé
J	émissivité
ke(l,b)	lumière intégrée des étoiles sur la voie 1
K $_p$	indice logarithmique caractérisant l'amplitude des variations magnétiques
l	distance d'une particule diffusante à la Terre
l $_I$ ou l $_{II}$	longitude galactique
L	paramètre de Mc Ilwain
L $_S$	longitude géographique du satellite
L $_S'$	longitude géographique du point conjugué du satellite
L $_S^*$	longitude géomagnétique du point sous satellite
L $_S^*$	longitude géomagnétique du point conjugué du satellite
λ	longitude écliptique
	longueur d'onde
	valeur propre
λ_\odot	longitude écliptique du Soleil

m	masse de l'électron demi-angle dans lequel la distance de la Terre à un point de l'ellipse d'intersection est au moins égale à a.
m_H	masse de l'atome d'hydrogène
M	signal total reçu sur la voie 1 (nombre d'impulsions par 7/8 s)
M_o	courant d'obscurité sur la voie 1 (par 7/8 s)
n_o	nombre de mesures regroupées
n	nombre de mesures regroupées après élimination de celles qui sont entachées par des erreurs isolées indice d'un milieu
n(H)	concentration en hydrogène
N	signal total reçu sur la voie 2 (par 7/8 s)
N_o	courant d'obscurité sur la voie 2 (par 7/8 s)
v	fréquence paramètre caractérisant la distribution des particules zodiacales dans le plan de l'écliptique.
Ω	longitude du noeud ascendant angle solide
$\Omega_1(T)$	coefficient thermique sur la voie 1
$\Omega_2(T)$	coefficient thermique sur la voie 2
p	paramètre d'impact
ψ	flux solaire à 10,7 cm
ψ_S	latitude géographique du satellite
ψ_S'	latitude géographique du point conjugué du satellite
ψ_S^*	latitude géomagnétique du point sous-satellite
$\psi_S^{*'} $	latitude géomagnétique du point conjugué du satellite
q_e	charge de l'électron
r	rayon vecteur défini dans le texte
R	rayleigh rayon terrestre
R_z	nombre de Zürich
ρ	distance d'une particule diffusante au Soleil
s_o	rayon des particules diffusantes
s	angle de dépression solaire
S	fonction source

$S_{10}(\text{vis})$	nombre d'étoiles de 10ème magnitude et de type solaire par degré carré
σ	angle entre l'axe d'un essaim météoritique et le plan de visée section efficace
T	température de l'expérience
T_e	température exosphérique
T_{el}	température électronique
T_j	temps julien
$T(\tau)$ et $G(\tau)$	fonctions de Holstein
τ	épaisseur optique
θ	angle de diffusion
θ_e	angle entre la trace du plan de l'écliptique sur le plan de visée et la direction de visée
θ_t	angle entre la projection sur le plan de visée de la verticale locale et la direction de visée
U.A.	unité astronomique
V	haute tension de l'expérience
x	distribution en taille des particules zodiacales
$y(j)$	fonction définissant l'ordre d'écriture sur les bandes III
z	altitude

m	masse de l'électron demi-angle dans lequel la distance de la Terre à un point de l'ellipse d'intersection est au moins égale à a.
m_H	masse de l'atome d'hydrogène
M	signal total reçu sur la voie 1 (nombre d'impulsions par 7/8 s)
M_o	courant d'obscurité sur la voie 1 (par 7/8 s)
n_o	nombre de mesures regroupées
n	nombre de mesures regroupées après élimination de celles qui sont entachées par des erreurs isolées indice d'un milieu
n(H)	concentration en hydrogène
N	signal total reçu sur la voie 2 (par 7/8 s)
N_o	courant d'obscurité sur la voie 2 (par 7/8 s)
v	fréquence paramètre caractérisant la distribution des particules zodiacales dans le plan de l'écliptique.
Ω	longitude du noeud ascendant angle solide
$\Omega_1(T)$	coefficient thermique sur la voie 1
$\Omega_2(T)$	coefficient thermique sur la voie 2
p	paramètre d'impact
ψ	flux solaire à 10,7 cm
ψ_S	latitude géographique du satellite
ψ_S'	latitude géographique du point conjugué du satellite
ψ_S^*	latitude géomagnétique du point sous-satellite
$\psi_S^{*'} $	latitude géomagnétique du point conjugué du satellite
q_e	charge de l'électron
r	rayon vecteur défini dans le texte
R	rayleigh rayon terrestre
R_Z	nombre de Zürich
ρ	distance d'une particule diffusante au Soleil
s_o	rayon des particules diffusantes
s	angle de dépression solaire
S	fonction source

$S_{10}(\text{vis})$	nombre d'étoiles de 10ème magnitude et de type solaire par degré carré
σ	angle entre l'axe d'un essaim météoritique et le plan de visée section efficace
T	température de l'expérience
T_e	température exosphérique
T_{el}	température électronique
T_j	temps julien
$T(\tau)$ et $G(\tau)$	fonctions de Holstein
τ	épaisseur optique
θ	angle de diffusion
θ_e	angle entre la trace du plan de l'écliptique sur le plan de visée et la direction de visée
θ_t	angle entre la projection sur le plan de visée de la verticale locale et la direction de visée
U.A.	unité astronomique
V	haute tension de l'expérience
x	distribution en taille des particules zodiacales
$y(j)$	fonction définissant l'ordre d'écriture sur les bandes III
z	altitude

RESUME DES CONCLUSIONS

I - Lumière zodiacale -

p. 120

Le plan de symétrie du nuage zodiacal s'écarte légèrement du plan de l'écliptique, il s'agit probablement du plan invariable du système solaire.

Des renforcements locaux de la densité du nuage zodiacal sont mis en évidence ; ils correspondent au passage de la Terre au voisinage d'essaims météoritiques, éventuellement déformés par l'effet Poynting-Robertson.

II - Geocouronne -

p. 186

Le problème du mécanisme de l'émission $H\alpha$ est maintenant bien compris et le désaccord qui existait entre théoriciens et expérimentateurs est résolu.

Le flux au centre de la raie $Ly\beta$ solaire est de l'ordre de $4,5 \times 10^9$ photons $cm^{-2} s^{-1} \text{Å}^{-1}$.

La distribution verticale de l'émissivité dans la thermosphère est compatible avec un profil de Kockarts-Nicolet.

III - Nébuleuses émissives -

p. 227

Des cartes en α, δ ou l_{II}, b_{II} déterminent, à 10 % près, la valeur moyenne par carré élémentaire de 2° de côté de l'émissivité intégrée due au signal $H\alpha$ nébulaire.

IV - Aurores équatoriales -

p. 257

Une émission $H\alpha$ a été découverte dans la basse thermosphère équatoriale. Elle semble corrélée avec l'activité magnétique et pourrait être induite par le dépeuplement du courant annulaire.
