



HAL
open science

Étude de l'hélium interstellaire à l'aide des observations du milieu interplanétaire par le photomètre à 58,4 nm sur le satellite PROGNOZ 6

Francis Dalaudier

► **To cite this version:**

Francis Dalaudier. Étude de l'hélium interstellaire à l'aide des observations du milieu interplanétaire par le photomètre à 58,4 nm sur le satellite PROGNOZ 6. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1981. Français. NNT : . tel-00305865

HAL Id: tel-00305865

<https://theses.hal.science/tel-00305865>

Submitted on 24 Jul 2008

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.

THESE

présentée pour l'obtention du
DIPLOME DE DOCTEUR DE 3^e CYCLE
à

L'UNIVERSITE DE PARIS VII

Spécialité : ASTROPHYSIQUE

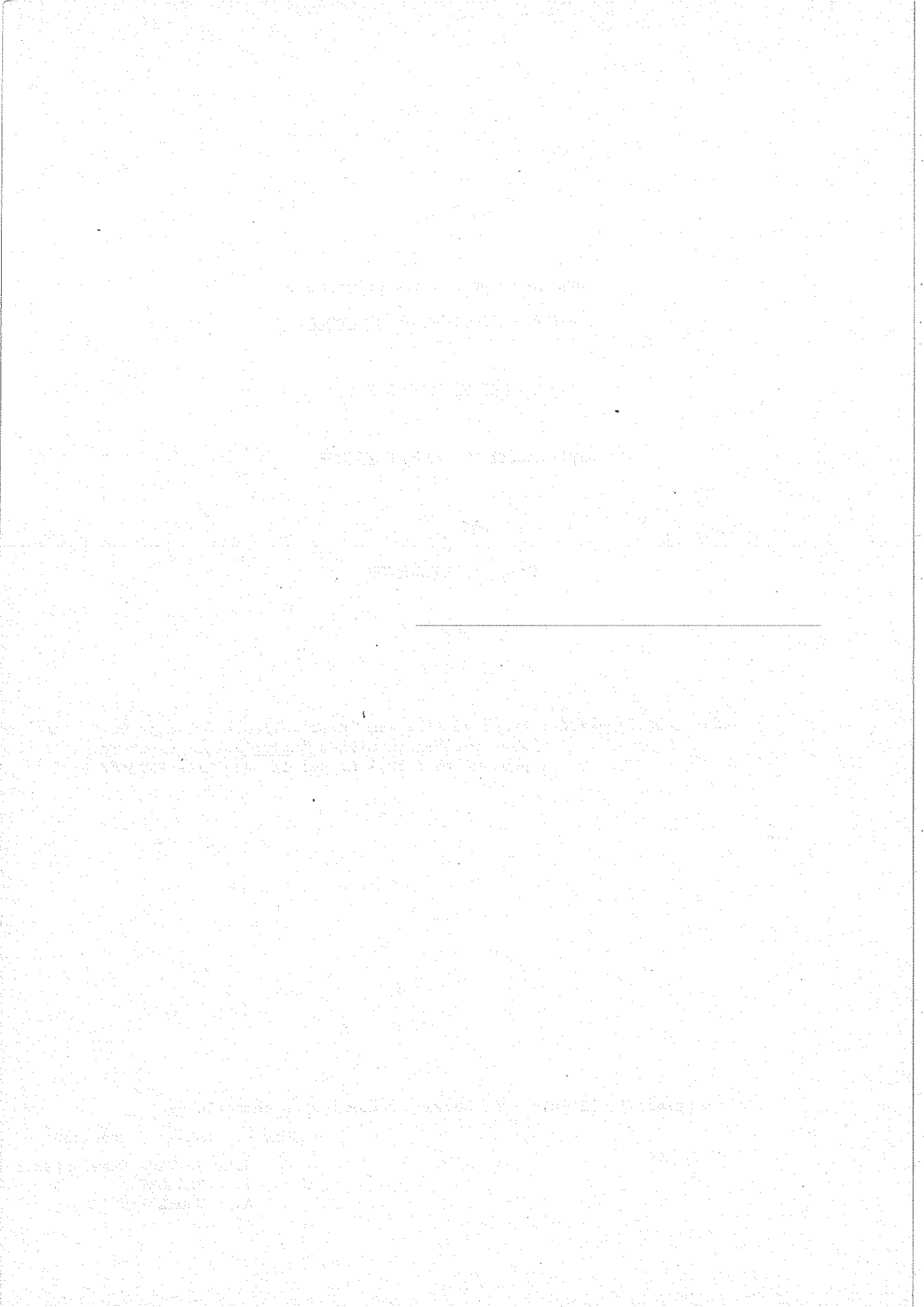
par

Francis DALAUDIER

Sujet de la thèse : Etude de l'hélium interstellaire à l'aide des observations du milieu interplanétaire par le photomètre à 58,4 nm sur le satellite PROGNOZ 6

Soutenue le 22 juin 1981 devant la commission composée de :

MM. P. LENA Président
J.L. BERTAUX Examineurs
J. BLAMONT
A. VIDAL-MADJAR



P L A N

- I - Introduction, historique
- II - Description de l'expérience
- III - Description de l'appareil
- IV - Description des mesures
- V - Description des données
- VI - Description des enregistrements
- VII - Restitution des directions de visée
 - A - *Directions de visée du canal 3*
 - B - *Directions de visée du canal 4*
 - C - *Nouveaux enregistrements*
- VIII - Mise en forme des données
- IX - Aspect des données : exemples commentés
- X - Variation temporelle de la forme du signal, détermination des paramètres géométriques
 - A - *Méthode directe*
 - B - *Méthodes indirectes*
 - C - *Effet du flux solaire*
 - D - *Conclusion*
- XI - Modèle physique
 - A - *Description qualitative*
 - B - *Vision simplifiée du phénomène*
 - C - *Discussion des approximations et des hypothèses*
 - 1. Gaz sans collisions
 - 2. Equilibre thermique avant interaction
 - 3. Symétrie sphérique des phénomènes solaires
 - 4. Traitement statistique de la diffusion résonante
 - 5. Effet Poynting-Robertson négligé
 - 6. Stationarité
 - 7. Diffusion simple
 - 8. Taux d'ionisation en $1/r^2$
 - 9. Ionisation à sens unique

XII - Modèle mathématique

- A - Structure générale du modèle
- B - Le modèle froid : notations et formules
 - 1. Calcul de la densité en tout point
 - 2. Singularité
 - 3. Calcul des pertes d'atomes dues à l'ionisation
 - 4. Calcul du nombre de photons diffusés
 - 5. Récapitulatif des formules du modèle froid
- C - Le modèle chaud : formules
 - 1. Première étape : émissivités
 - 2. Deuxième étape : intensités

XIII - Modèle informatique

- A - Cas général : $TETA \neq 0$
- B - Singularité : $TETA = 0$
- C - Limites d'intégration
- D - Choix des pas d'intégration
- E - Optimisation du calcul
- F - Choix de la trame et méthode d'interpolation
- G - Méthode d'intégration
- H - Expériences numériques
- I - Récapitulatif des erreurs numériques

XIV - Comparaison théorie - expérience

- A - Préparation des données expérimentales
 - 1. Soustraction de la terre
 - 2. Détection possible d'une étoile E.U.V.
 - 3. Récapitulatif
- B - Préparation des données théoriques
- C - Méthode de comparaison et d'ajustement
- D - Méthodes de détermination de la densité d'hélium

XV - Résultats

- A - Ajustement global
- B - Incertitudes sur les valeurs des paramètres
- C - Densité de l'hélium

XVI - Discussion

A - Description des figures

B - Meilleur ajustement

C - Influence des différents paramètres

1. Vitesse relative du vent
2. Longitude écliptique du vent
3. Déclinaison écliptique du vent
4. Température de l'hélium interstellaire
5. Largeur Doppler de la raie solaire
6. Durée de vie d'un atome à 1 U.A.

XVII- Conclusion

ANNEXE I - Liste FORTRAN commentée du programme informatique

ANNEXE II - Description technique et étalonnage des canaux Helium

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier, à l'occasion de cette thèse, J.L. Bertaux qui m'a guidé tout au long de mon travail et m'a formé à la recherche en me laissant résoudre par moi-même des problèmes de plus en plus difficiles.

Je remercie également les autres membres de mon jury : P. Léna qui m'a enseigné l'astrophysique, J. Blamont qui m'a accueilli dans son laboratoire et A. Vidal-Madjar pour les discussions à propos des conclusions de mon travail.

Je remercie J.C. Lebrun et F. Bougnet pour l'assistance qu'ils m'ont apportée dans la partie informatique de mon travail, G. Artzner et J.F. Brun qui m'ont apporté leur aide pour la résolution de problèmes particuliers.

Je remercie enfin toutes les secrétaires du Service d'Aéronomie et M.T. Peyroux pour leur diligence, leur patience et leur gentillesse au cours de la frappe, des corrections et du tirage de cette thèse.

I - Introduction - Historique

L'expérience "Helium interplanétaire", objet du travail présenté dans cette thèse de 3ème cycle, était destinée à approfondir l'étude d'un phénomène dont l'interprétation correcte remonte au début des années 70. A cette époque, diverses mesures du flux ultra-violet d'origine extraterrestre, à la longueur d'onde de résonance de l'hydrogène (121,6 nm), sur la totalité du ciel, ont trouvé une explication satisfaisante dans les travaux de BLUM et FAHR (1970). Ce flux a son origine dans la diffusion résonante des photons solaires par de l'hydrogène neutre d'origine interstellaire ayant pénétré profondément dans le système solaire.

Depuis cette époque de nombreuses études ont été menées tant sur le plan théorique qu'expérimental afin d'étudier ce milieu interstellaire local et son interaction avec le soleil. En particulier, on a cherché, et trouvé, le flux à 58,4 nm en provenance de l'hélium neutre qui pénètre en même temps que l'hydrogène dans le système solaire. L'entrée du milieu interstellaire local à l'intérieur du système solaire fournit une occasion unique d'en étudier les caractéristiques (densité, température, vitesse) par une méthode relativement directe qui ne dépend que de la modélisation correcte de l'interaction de ce gaz neutre avec l'environnement solaire (gravitation, flux de photons et de particules chargées). A la fin de l'année 1976, et en septembre 1977, deux satellites soviétiques, Prognoz 5 et Prognoz 6, ont été lancés. A bord de chacun d'eux se trouvait un exemplaire de l'expérience "hélium interplanétaire" qui mesurait simultanément les flux ultra-violets dus à l'hydrogène (121,6 nm) et à l'hélium neutre (58,4 nm) et ionisé (30,4 nm). J'ai utilisé les données hélium afin de les comparer aux résultats d'un modèle que j'ai construit à cet effet. La préparation des données, la construction du modèle, la comparaison et l'interprétation des résultats constitue l'essentiel du travail effectué et présenté dans la suite.

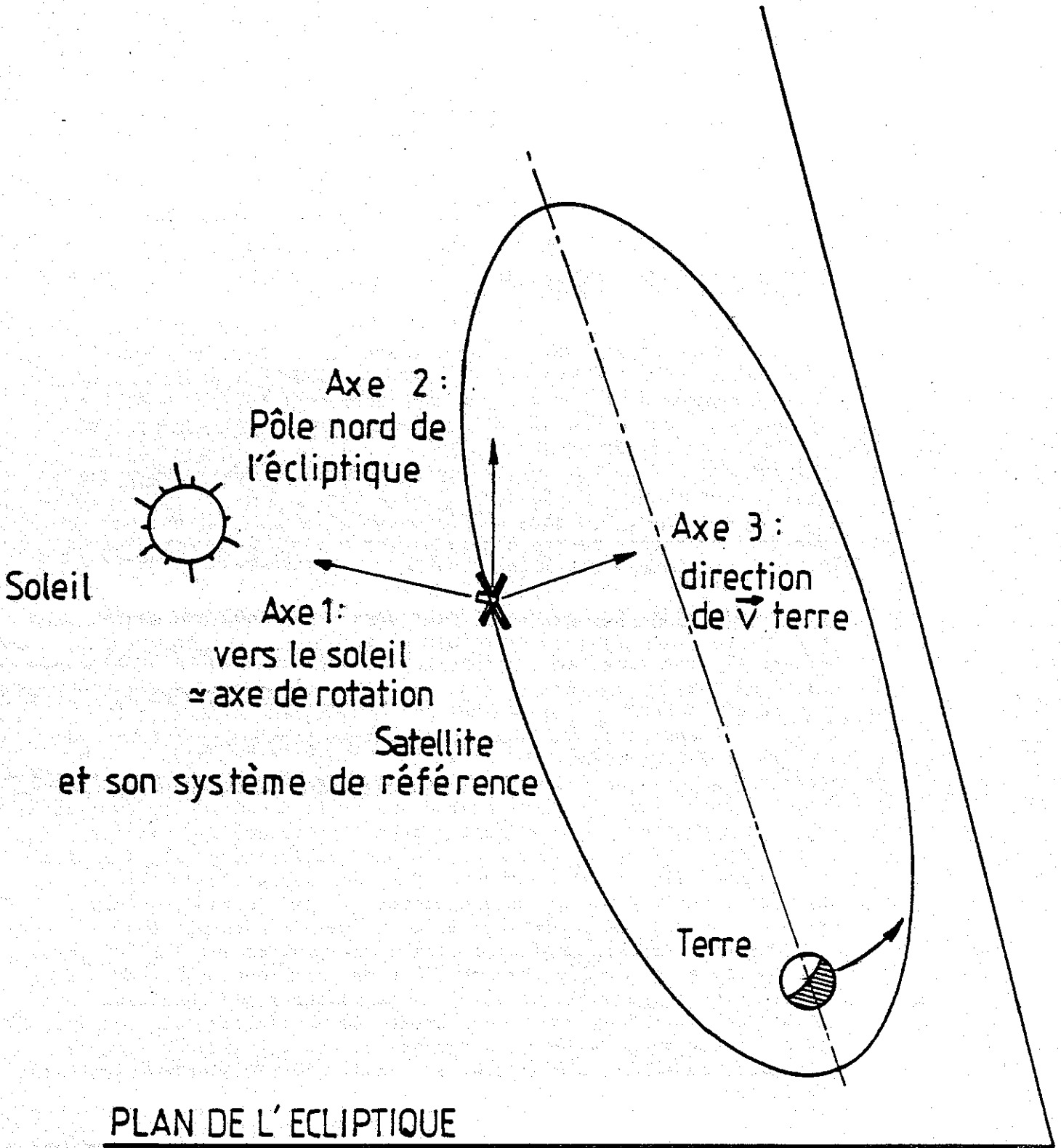


Figure 1.

II - Description de l'expérience

L'expérience sur laquelle j'ai travaillé était portée par le satellite soviétique Prognoz 6. Ce satellite a été lancé en septembre 1977 et je dispose de données qui vont du 28 septembre 1977 au 6 janvier 1978. Ce satellite avait une orbite très excentrique - 203 000/7 300 km - La direction de l'apogée faisait, avec le pôle nord de l'écliptique, un angle d'environ 40° (Fig. 1).

La période orbitale était de 3,94 jours (1 jour = 24×3600 s). Le satellite tournait sur lui-même (stabilisation par spin) avec une période de 122,4 secondes autour d'un axe pointant approximativement en direction du soleil. Pour décrire l'attitude du satellite je vais définir un référentiel local (lié au centre de gravité du satellite) appelé "système écliptique soviétique" ou "SES". L'axe 1 de ce système pointe vers le soleil, l'axe 2 pointe vers le pôle nord de l'écliptique et l'axe 3 est choisi de manière à former avec les axes 1 et 2 un trièdre orthonormé direct. L'axe 3 pointe approximativement en direction du mouvement de la terre (il pointerait exactement dans cette direction si la terre avait un mouvement parfaitement circulaire autour du soleil). Le satellite étant considéré comme étant dans le plan de l'écliptique (pour ce qui concerne l'observation du milieu interplanétaire), les axes 1 et 3 sont dans ce plan.

Je vais ensuite définir l'attitude du satellite d'une manière approximative mais géométriquement simple. Cette configuration idéale sera ensuite désignée dans le reste de la thèse sous le nom de "géométrie parfaite". L'intérêt de cette description approximative est justement d'être simple et de suffire pour certains calculs. J'appellerai "géométrie parfaite" la configuration où l'axe de rotation du satellite est parfaitement confondu avec l'axe 1, où les directions de visée des canaux 1, 2 et 3 (voir plus loin : description de l'instrument) sont toujours dans le plan 2 - 3 (perpendiculaires à l'axe 1) et où la direction de visée du canal 4 (dit anti-solaire) fait un angle de 170° avec cet axe 1. L'angle ROT mesure la position du satellite dans le repère local. Sa définition précise sera donnée dans la "description des enregistrements". En fait cette géométrie parfaite n'est jamais réalisée (sauf peut-être une fois de temps en temps par hasard) pour plusieurs raisons. La première est que le vecteur "moment angulaire" du satellite ne coïncide pas exactement avec l'un de ses 3 axes principaux d'inertie. En conséquence, le vecteur rotation instantanée n'est pas constant et décrit des courbes compliquées (des polhodies) autour du moment angulaire qui indique sa direction moyenne (voir Mécanique Landau-Lifshitz).

Paragraphe 37). La deuxième raison est que même ce vecteur moyen pointe dans une direction fixe dans un référentiel galiléen (du fait de la conservation du moment angulaire), donc ce vecteur se déplace dans le système écliptique soviétique (non galiléen).

De manière à conserver approximativement cette géométrie parfaite, l'axe du satellite (en fait son moment angulaire) est repointé périodiquement vers le soleil. L'écart maximal entre deux repointages est de 10 jours, ce qui a conduit, compte tenu des périodes de mesures, à un écart angulaire maximal entre l'axe 1 et l'axe du satellite de 6° dans le plan de l'écliptique et de 2° perpendiculairement à ce plan.

III - Description de l'appareil

Bien qu'elle s'adresse ici à l'étude de l'hydrogène et de l'hélium interplanétaire, le nom officiel de l'expérience était : "Hélium interplanétaire". Elle était constituée de 4 photomètres ultra-violet suivis chacun d'une chaîne de mesure dans le détail de laquelle je ne rentrerai pas (se référer à : "étalonnage du modèle B de l'expérience hélium interplanétaire embarquée sur le satellite Prognoz 5" par J.P. Goutail et à "Définition du prétraitement de l'expérience hélium interplanétaire" par M.G. Cardona) ainsi qu'à l'annexe II.

Ces 4 chaînes de mesures sont désignées sous le nom de canaux :

Canal 1	: Mesure du flux Ly α	(121,6 nm)	} Dans le plan 2-3
Canal 2	: Mesure du flux He ⁺	(30,4 nm)	
Canal 3	: Mesure du flux He	(58,4 nm)	
Canal 4	: Mesure du flux He à 10° de la direction anti-solaire (canal He anti-solaire)		

Les axes optiques des voies 1, 2 et 3 sont géométriquement parallèles avec une précision meilleure que 1° ; la sélection en longueur d'onde est faite à l'aide de filtres métalliques.

La délimitation du champ visé est faite à l'aide d'un système de baffles pour les voies 2,3 et 4. Je dispose des mesures qui ont été faites sur le modèle Prognoz 5 qui est théoriquement identique au modèle Prognoz 6. Pour chaque canal, il y a deux mesures de largeur totale à mi-hauteur du champ angulaire "perçu" par l'instrument : une dans la direction du déplacement des instruments au cours de la rotation du satellite (largeur//) et l'autre dans une direction perpendiculaire : (largeur \perp) ces valeurs sont reportées dans le tableau ci-après :

Champ statique	Largeur //	Largeur ⊥	λ utilisé
Canal 1	2,87°	1,30°	121,6 nm
Canal 2	6,13°	2,47°	30,4 nm
Canal 3	6,27°	2,60°	58,4 nm
Canal 4	6,07°	2,53°	58,4 nm

Au cours de la mesure la ligne de visée se déplace dans le sens de la largeur //. Les largeurs ⊥ sont donc conservées pour les mesures finales par contre la largeur // est augmentée de la distance angulaire parcourue par le satellite pendant la mesure.

Le satellite parcourt $\frac{360^\circ}{122.4 \text{ s/tour}} = 2,94^\circ$ par secondes.

Sur le canal 1 la mesure dure 1,03 s (voir description des mesures), la largeur // est augmentée de $3,03^\circ$ et atteint donc $5,90^\circ$. Sur les canaux 2, 3 et 4 la mesure dure 2,06 s l'augmentation est donc double ($6,06^\circ$) pour les canaux 2 et 3. Pour le canal 4 la géométrie est plus complexe : la direction de visée décrit un petit cercle de rayon $\sin 10^\circ$ en projection sur une sphère de rayon unité alors que les canaux 1, 2 et 3 décrivent des grands cercles. J'ai représenté ce qui se passe dans le plan contenant ce petit cercle (Fig. 2). En utilisant le fait que la rotation est faible

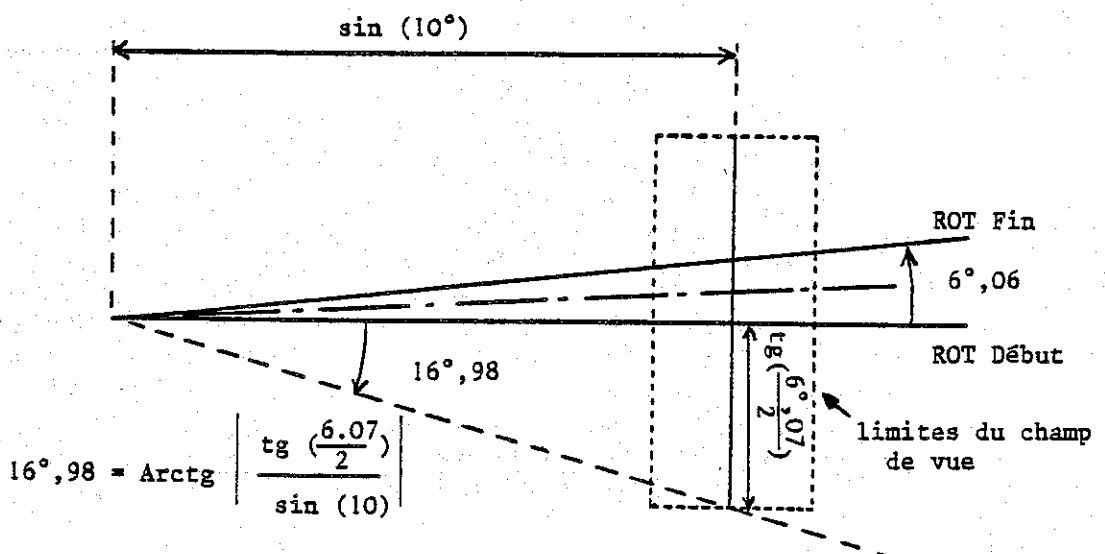


Figure 2.

pendant la mesure ($6,06^\circ$) on peut calculer le 1/2 champ de visée // = $\text{Arctg} \left(\frac{\text{tg}(6,07^\circ)}{2} + \sin(10^\circ) \times \text{tg} \left(\frac{6,06^\circ}{2} \right) \right) = 3,56^\circ$.

La largeur \perp peut être considérée comme conservée.

Les dimensions des champs mesurés sont donc :

Champ dynamique	Largeur //	Largeur \perp
Canal 1	$5,90^\circ$	$1,30^\circ$
Canal 2	$12,19^\circ$	$2,47^\circ$
Canal 3	$12,33^\circ$	$2,60^\circ$
Canal 4	$7,12^\circ$	$2,53^\circ$

Ceci signifie que s'il existe des structures ayant des dimensions plus petites que le champ des appareils de mesure, celles-ci ne seront pas résolues par cette expérience. Une autre dimension importante est l'angle (en ROT) pendant lequel on voit un objet ponctuel qui passe dans le champ de visée ; pour les canaux latéraux (1, 2 et 3) c'est simplement la largeur // dynamique, pour le canal 4 c'est la largeur dynamique en ROT, soit : $2 \times 16,98^\circ + 6,06^\circ = 40,02^\circ$ (Voir la Fig. 2).

Je signale également pour mémoire, puisque je n'ai pas travaillé sur l'hydrogène, que le photomètre Ly α (canal 1) était précédé d'une cellule à hydrogène à l'intérieure de laquelle se trouvaient 2 filaments qui par chauffage (filament "allumé") pouvaient dissocier les molécules d'hydrogène en atomes et changer ainsi l'épaisseur optique de la cellule. Quand les 2 filaments étaient éteints, l'épaisseur optique (au centre de la raie) était nulle. Avec un filament allumé l'épaisseur optique atteignait $\tau \approx 8 \pm 0,5$. Cette valeur étant suffisante, les 2 filaments n'ont jamais été utilisés simultanément. L'utilisation de la cellule à hydrogène permet d'analyser le profil de la raie Ly α et d'en déduire la température de l'hydrogène interstellaire/interplanétaire (Bertaux et al, 1977) ainsi que la vitesse de déplacement de cet hydrogène.

IV - Description des mesures

A bord du satellite se trouve un séquenceur qui règle le déroulement temporel des mesures (Voir Fig. 3). Dans son fonctionnement standard, le séquenceur découpe le temps en formats d'une durée de 10,7 s. Au cours de chacun de ces formats une mesure est faite sur les canaux 1 et 2. Les canaux 3 et 4 sont comptés simultanément un format sur deux. Le canal 1 est compté alternativement avec le filament de la cellule allumé et éteint. La mesure sur les canaux 3 et 4 se fait pendant que le filament est allumé. La durée des mesures sur le canal 1 est de 1.03 s. celle sur les canaux 2, 3 et 4 est de 2.06 s.

La transmission des résultats des mesures est faite à chaque format, alternativement canaux 1, 2, 3 et canaux 1, 2, 4. Pendant le format où sont comptés les canaux 3 et 4, le séquenceur peut transmettre soit le canal 3 soit le canal 4. Pour chaque période de fonctionnement le canal transmis juste après la mesure est toujours le même. Mais le choix est aléatoire à chaque mise en route de l'expérience. A chaque format, avec les mesures, le satellite transmet également un certain nombre d'informations de "status" indiquant l'état des filaments 1 et 2 (le filament 2 étant presque toujours éteint je n'en avais pas parlé), le numéro du canal transmis en alternance (3 ou 4), la présence ou l'absence de haute tension sur les multiplicateurs d'électrons (de type CEM : Channel Electron Multiplier), l'ouverture ou la fermeture de l'obturateur, et enfin la présence ou l'absence de protection. Quand la protection fonctionne, la haute tension d'alimentation des CEM est automatiquement coupée quand le taux de comptage sur le canal 1 dépasse un certain seuil de manière à se prémunir contre une détérioration des CEM (en particulier au cours de la traversée des ceintures de radiations). Dans ce cas la coupure de la haute tension d'alimentation des CEM supprime toutes les mesures. Depuis la terre, on peut activer ou inhiber le système de protection automatique, on peut également couper la haute tension (voir plus loin la description détaillée des séances*). Cette interruption "manuelle" supprime seulement les mesures sur les canaux 2 et 3. L'obturateur est destiné à faire des mesures du courant d'obscurité sur le canal 1. Il est fermé pendant 2 formats consécutifs tous les 64 formats.

* - Les séances sont des périodes de temps au cours desquelles le séquenceur a fonctionné, mais une séance peut contenir plusieurs séries de mesures, séparées par des arrêts du séquenceur. Les numéros des séances sont croissants avec le temps, mais l'instrument ne fonctionnait pas à chaque séance.

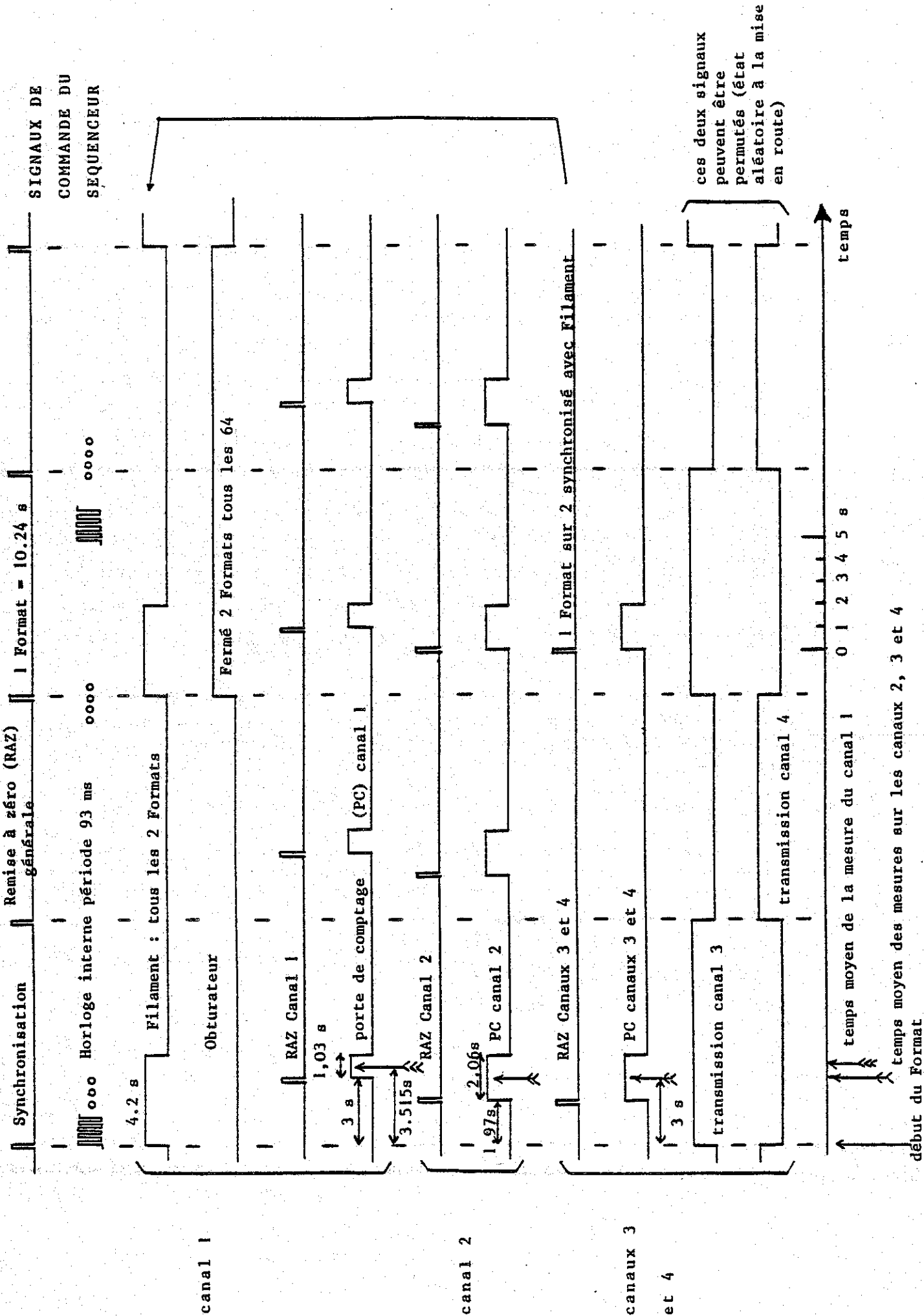


Figure 3.

En dehors du mode de fonctionnement normal que je viens de décrire le satellite peut fonctionner suivant certains modes particuliers commandés depuis la terre que je traiterai au cours de la description détaillée des séances. Enfin au cours de certaines périodes, les résultats transmis par la télémessure présentent des anomalies dans leur déroulement, qu'il faut détecter afin de ne pas les prendre en considération.

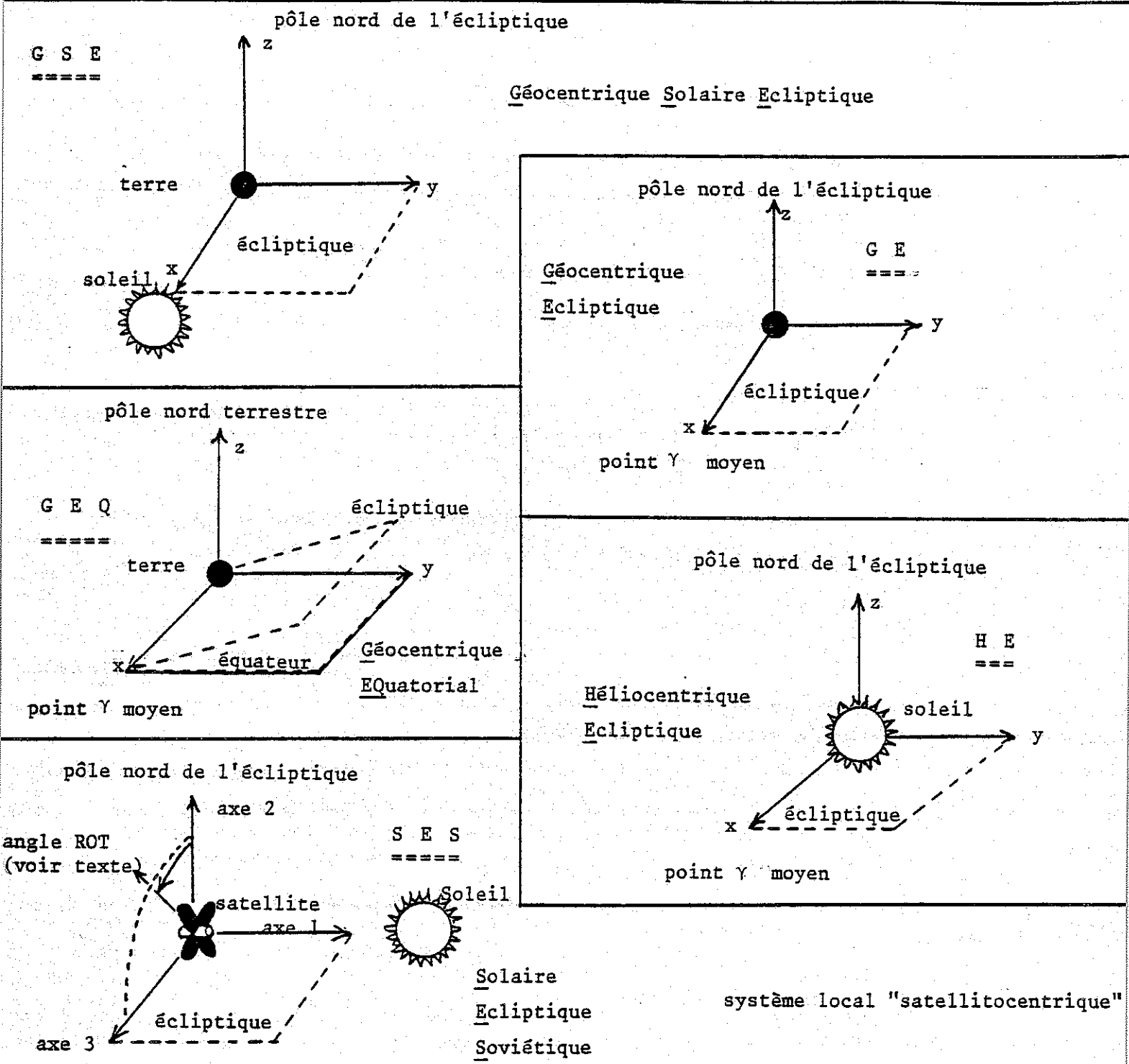
V - Description des données

Les données sont constituées par les valeurs des mesures transmises par le satellite, l'indication des "status" correspondant à ces mesures et par les renseignements relatifs au satellite. Ces renseignements sont de 3 sortes :

- 1°) Temps : l'instant des mesures est spécifié (ou plus précisément le temps moyen de chaque mesure - voir la figure 3;
- 2°) Orbitographie : la position du satellite et sa vitesse sont définis par rapport à la terre. La position de la lune est donnée par rapport à la terre et la position et la vitesse de la terre sont données par rapport au soleil. Les paramètres orbitaux du satellite autour de la terre sont indiqués ;
- 3°) Attitude : les directions dans lesquelles pointaient les canaux au moment des mesures sont données dans un référentiel local (lié au satellite). L'ensemble de ces données a pu être obtenu à partir des renseignements fournis par les soviétiques et par "le traitement statistique des mesures des senseurs optiques du soleil et de la terre implantés sur le satellite" (extrait du rapport : méthode de calcul des paramètres d'attitude du satellite "Prognoz 5" d'après les données du traitement des informations de télémessure).

Les données que j'ai utilisées résultaient de traitements effectués par le CNES et le Service d'Aéronomie d'après les données originales et étaient regroupées par séance sur des bandes de niveau 4 dites "à usage scientifique". J'ai pu disposer, en ce qui concerne le satellite Prognoz 6, de 14 bandes représentant les 14 séances : 11, 14, 15, 16, 29, 43, 52, 60, 63, 66, 72, 75, 89, 92.

Les figures et tableaux qui suivent décrivent le contenu de ces bandes. Chaque bande débute par deux enregistrements entête : entête "soviétique" et entête des "paramètres orbitaux initiaux". Ensuite figurent un certain nombre d'enregistrements de quatre types différents dits enregistrements de type 1, 2, 3 et 4.



dans la suite les référentiels seront simplement désignés par les lettres soulignées ==

Figure 4.

A chaque enregistrement est associé un temps et l'ordre des enregistrements sur la bande est l'ordre chronologique. Les enregistrements les plus nombreux sont ceux de type 3 (mesures + attitude). Les enregistrements de type 4 (coefficients d'attitude soviétique) apparaissent chaque fois que l'attitude du satellite est décrite par des paramètres différents. Ceux de type 2 (orbitographie du satellite) sont d'autant plus nombreux que la position du satellite change rapidement et ceux de type 1 (paramètres astronomiques de la terre et de la lune) sont très rares (en général 1 seul en début de séance).

VI - Description des enregistrements

Enregistrement entête "soviétique"

Variable	Type	Signification et commentaires
1	Entier	numéro de bloc = 0
2	"	code satellite
3	"	régime télémesure (TM)
4	"	numéro de séance
5	"	numéro commutateur TM
6	"	nombre de blocs dans la séance
7	"	réserve = 0
8	"	nombre total de formats
9 - 15	"	datation origine : jour, mois, année, minutes, secondes, millisecondes
16 - 22	"	datation fin ← en TU ↑
23	"	nombre de canaux de télémesure par format
24	"	tension batterie de référence (mv)
25	"	période séquenceur (millisecondes)
26 - 99	"	réserve = 0
100 - 129	"	ordre de succession des numéros de canaux
130 - 150	"	réserve = 0

Enregistrement entête des "paramètres orbitaux initiaux"

Variable	Type	Signification et commentaires
1	Entier	numéro d'orbite initial
2	Entier	numéro de séance
3 - 8	Réel	datation origine A, M, J, H, MN, S (TU) (pour A : quantième)
9 - 14	"	datation fin
15 - 21	"	date de passage au noeud ascendant A, M, J, H, MN, S, MS (pour A : millésime)
22	"	excentricité
23	"	inclinaison (degrés)
24	"	demi grand axe (km)
25	"	longitude du noeud ascendant (degrés)
26	"	argument périhélie (degrés)
27 - 30	"	réserve = 0

Enregistrement de type 1 des "paramètres astronomiques"

Variable	Type	Signification et commentaires
1	Entier	nombre de réels de l'enregistrement = 36
2	Entier	indicateur de type = 1
3 - 8	Réel	datation enregistrement A, M, J, H, MN, S (TU) (pour A : millésime)
9	"	longitude écliptique de la terre (degrés)
10 - 12	"	coordonnées HE de la terre (km)
13 - 15	"	composantes HE de la vitesse de la terre (km/S)
16	"	ascension droite du soleil dans GEQ (degrés)
17	"	déclinaison du soleil dans GEQ (degrés)
18 - 20	"	coordonnées GSE de la lune (km)
21 - 29	"	matrice de passage GSE → GE
30 - 38	"	matrice de passage GSE → GEQ

Enregistrement de type 2 des "paramètres orbitaux satellite"

Variable	Type	Signification et commentaires
1	Entier	nombre de réels de l'enregistrement = 28
2	"	indicateur de type = 2
3 - 8	Réel	datation enregistrement A, M, J, H, MN, S (TU) (pour A : millésime)
9	"	ascension droite satellite dans GEQ (degrés)
10	"	déclinaison satellite dans GEQ (degrés)
11	"	longitude satellite dans GE (degrés)
12 - 14	"	temps local en H, MN, S
15	"	distance radiale à la terre (km)
16	"	altitude (km)
17	"	anomalie vraie (degrés)
18	"	angle soleil-terre-satellite (degrés)
19	"	angle sous lequel on voit un rayon terrestre (degrés)
20	"	indicateur d'éclipse (0. = non, 1. = oui)
21 - 23	"	coordonnées GSE satellite (km)
24 - 26	"	composantes GSE vitesse satellite (km/S)
27 - 30	"	réserve = 0

Enregistrement de type 3 des "paramètres d'attitude et mesures"

Variable	Type	Signification et commentaires
1	Entier	nombre de réels de l'enregistrement = 36
2	Entier	indicateur de type = 3
3 - 8	Réel	datation enregistrement A, M, J, H, MN, S (TU) (pour A : millésime)
9 - 11	"	angle direction de visée - direction du soleil pour les canaux 1, 2/3 et 4
12 - 14	"	cosinus directeurs canal 1 dans SES
15 - 17	"	cosinus directeurs canal 2 et canal 3 dans SES
18 - 20	"	cosinus directeurs canal 4 dans SES
21 - 23	"	angle ROT (degrés) canal 1, canal 2/3, canal 4
24 - 26	"	comptage (coups) canal 1, canal 2, canal 3 ou 4
27 - 32	"	status fonctionnement CAN, FIL 2, FIL 1, HTPM, OBT, PROT
33	"	courant filament (ampères)
34	"	haute tension CEM (volts)
35	"	température cuve (°C)
36 - 38	"	types d'anomalies de fonctionnement

- La datation est celle du centre de la porte de comptage du canal 1.
- Les canaux 1, 2 et 3 sont géométriquement parallèles (presque). Les instants des centres des portes de comptage sont différents, du fait de la rotation du satellite, les cosinus directeurs sont différents pour le canal 1 et pour les canaux 2 et 3.
- L'angle ROT est l'angle entre la projection de la direction de visée dans le plan 2-3 du SES et l'axe 2 de ce repère (Voir figure 4.)
- Status : CAN = 0 canal 3, CAN = 1 canal 4 transmis
 FIL 2 = 0 filament 2 éteint, FIL 2 = 1 allumé
 FIL 1 = 0 filament 1 éteint, FIL 1 = 1 allumé
 HTPM = 0 haute tension coupée, HTPM = 1 allumée
 OBT = 0 obturateur ouvert, OBT = 1 fermé
 PROT = 0 protection inhibée, PROT = 1 marche

Enregistrements de type 4 des "coefficients d'attitude soviétiques"

Variable	Type	Signification et commentaires
1	Entier	nombre de réels dans l'enregistrement = 21
2	Entier	indicateur de type = 4
3 - 8	Réel	datation enregistrement A, M, J, H, MN, S (TU) (pour A : millésime)
9	"	intervalle de validité en secondes
10 - 21	"	coefficients X1 ... X12
22 - 23	"	coefficients Z1 et Z2
		} permettant de calculer l'attitude du satellite pendant la période de validité

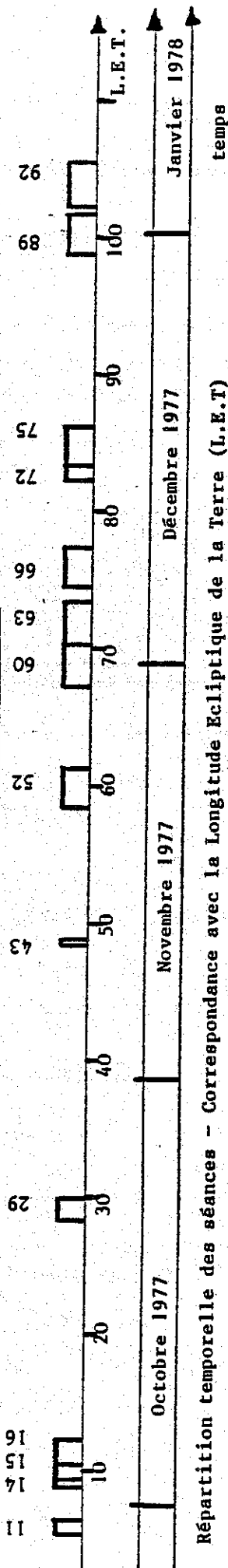
La datation correspond au début de l'intervalle de validité.

VII - Restitution des directions de visée

L'essentiel des renseignements sur les mesures se trouve dans les enregistrements de type 3.

Malheureusement les enregistrements de type 3 qui contiennent la valeur du comptage sur le canal 3 (respectivement 4) ne contiennent pas les cosinus directeurs ni l'angle ROT qui concernent le canal 4 (resp. 3) (ou plus précisément ils contiennent à la place la valeur - 999). Or, les deux canaux 3 et 4 sont comptés simultanément, ce qui signifie que si le canal 3 (resp. 4) est compté dans le format où il est transmis, la direction de visée du canal 3 (resp. 4) est correcte. Mais dans le format suivant, lors de la transmission du canal 4 (resp. 3), la direction de visée pour celui-ci est erronée car elle est calculée pour un format où il n'y a pas eu de mesures. De plus, il est impossible de récupérer la direction de visée réelle dans le format précédent puisqu'elle n'y a pas été calculée. Pour remédier à cette situation, il faut deux choses. La première est de connaître quel est le canal qui est transmis juste après son comptage (3 ou 4), la deuxième est de restituer correctement la direction de visée pour l'autre canal (4 ou 3).

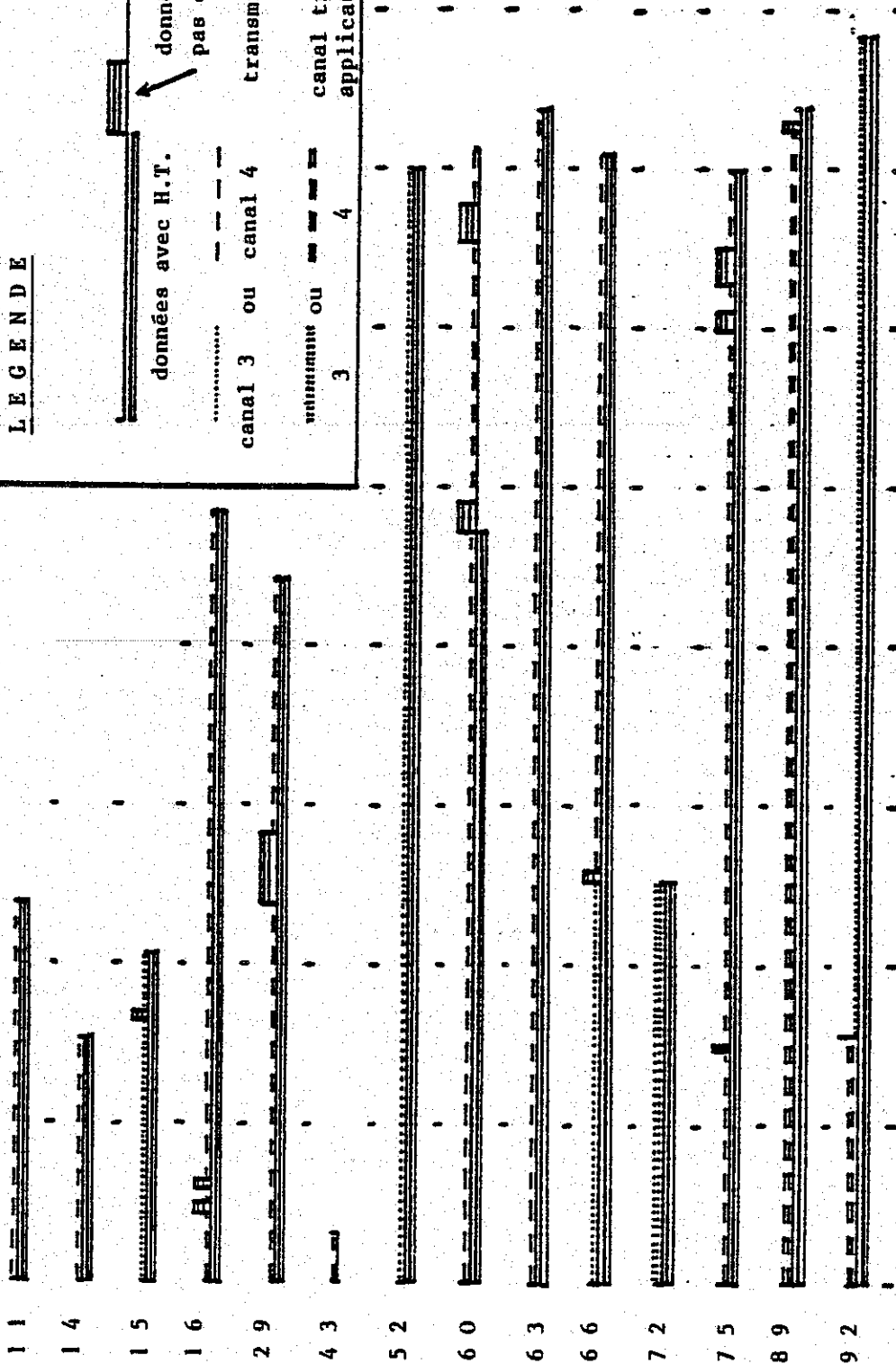
DESCRIPTION DETAILLÉE DES SEANCES



Répartition temporelle des séances - Correspondance avec la Longitude Ecliptique de la Terre (L.E.T.)

LEGENDE

- données avec H.T.
- données sans H.T.
- pas de données du tout
- canal 3 ou canal 4
- transmis juste après la mesure
- canal transmis déduit par application de l'hypothèse



0 h 10 h 20 h 30 h 40 h 50 h 60 h 70 h 80 h. durée des séances (heures)

Figure 5.

En ce qui concerne le premier point, j'ai signalé lors de la description du séquenceur, que les formats où avait lieu la mesure des canaux 3 et 4 étaient ceux où le filament 1 était allumé. Ce détail n'était mentionné nulle part dans les documents que j'avais à ma disposition. C'est en discutant avec Jean-Francis BRUN qui a travaillé à la réalisation de ce séquenceur que je l'ai appris. Je tiens ici à remercier Jean-Francis BRUN qui a testé le prototype du séquenceur resté au sol, pour vérifier ce point. Le premier point est donc résolu quand le filament 1 fonctionne.

Pour la séance 72, la séance 89, et le début de la séance 92, le filament 1 est toujours arrêté. Il faut donc trouver autre chose. En examinant les status de fonctionnement pendant les périodes où le filament 1 fonctionnait, j'ai remarqué que la fermeture de l'obturateur débutait toujours sur un format où le filament 1 était allumé et donc les canaux 3 et 4 mesurés. J'ai demandé à Jean-Francis BRUN s'il pouvait me confirmer cette hypothèse. Mais après une recherche sur les plans de la logique du séquenceur et une recherche expérimentale sur le prototype il m'a dit que cette hypothèse n'était pas vérifiée. Toutefois le prototype et les plans en question sont ceux du modèle qui a volé sur Prognoz 5 et il a subi de légères modifications pour voler sur Prognoz 6. Il n'était donc pas impossible que pour ce satellite l'hypothèse s'avère exacte. J'ai donc entrepris de tester cette hypothèse sur la totalité des fermetures d'obturateurs dont je disposais (c'est à dire plus de 3000) et l'hypothèse n'a jamais été prise en défaut. Je la considère donc comme vraie. Les résultats concrets de cette première étape sont donc présentés sur la figure 5.

Remarque : Les périodes temporelles représentées sur la figure ne couvrent pas la totalité des données dont j'ai disposé car j'ai éliminé les périodes pendant lesquelles ces données présentaient des anomalies. Les périodes représentées sont donc "propres" dans leur forme.

A - Directions de visée du canal 3

Une fois que l'on connaît la direction de visée à restituer, l'idée la plus simple est d'utiliser les renseignements contenus dans les enregistrements de type 4 qui servent précisément à reconstituer l'attitude du satellite. Malheureusement, une fois de plus, cette idée simple est inapplicable. En effet, pour connaître la direction de visée d'un canal à un instant donné, il faut connaître cet instant avec une précision suffisante. Or la datation des instants de mesures est fournie à la seconde près (il n'y a pas de chiffres après la virgule de la variable qui contient les secondes). Ce qui, du fait de la rotation du satellite, conduit à une erreur sur la direction de visée pouvant atteindre 3°. Il faut donc recourir à une méthode différente. Quand le canal transmis juste après la mesure est le canal 4, la situation est relativement favorable.

Le canal 3 qui a été mesuré en même temps que le canal 4 est géométriquement parallèle au canal 2 et a été compté exactement en même temps que lui. La direction de visée du canal 3 se trouve donc dans l'enregistrement précédent dans les variables 15 à 17. L'angle ROT associé se trouve dans la variable 22 (renseignements concernant l'axe 2). Dans ce cas comme dans l'autre (qui sera décrit plus loin) la restitution ne peut se faire qu'à l'intérieur de "blocs" de données au cours desquels le satellite fonctionnait normalement. C'est à dire :

- L'écart temporel entre 2 formats consécutifs est compris entre 9 et 12 secondes ;
- L'alternance de transmission 3-4 doit être respectée ;
- L'attitude du satellite a été normalement calculée (pas de - 999) ;
- Les mesures sont significatives (ni négatives, ni constantes).

Dans le premier cas décrit, cette restitution peut être faite en une seule "passe" en traitant les formats 2 par 2 un format "mesure" (canal 4 transmis) et le format suivant (canal 3 transmis). Dans le deuxième cas, si c'est le canal 3 qui est transmis juste après la mesure (cas des séances 15, 52, 66 début, 72 et 92 fin), il faut restituer le canal 4, et cette fois-ci, il s'agit d'une véritable restitution et non d'une simple recopie.

B - Directions de visée du canal 4

On dispose des directions de visée pour le canal 4 tous les deux formats et l'on voudrait calculer les directions de visée pour les formats où elles n'y sont pas (formats où le canal 3 est transmis). Les hypothèses de base que je vais employer pour cette restitution sont les suivantes :

- Les directions de visée sont représentées par des vecteurs normés (par définition des cosinus directeurs) ;
- Pendant des périodes de temps réduites, les directions de visée se trouvent régulièrement réparties sur un cône (par régulièrement réparties, je veux dire que les angles qui les séparent sont constants).

Je vais chercher à exprimer une direction de visée sur une base (au sens Espace Vectoriel du Terme) constituée par 3 directions de visées connues et proches.

Cette méthode n'est pas la plus "économique" mais elle présente l'avantage de fournir un moyen de vérifier à postériori la deuxième hypothèse de base et d'éliminer ainsi des enregistrements qui autrement auraient été conservés avec une direction de visée sans signification.

A l'intérieur d'un "bloc" (défini un peu plus haut), je considère 3 enregistrements voisins où la direction de visée du canal 4 figure. J'appelle ces 3 directions de visée \vec{V}_1 \vec{V}_2 \vec{V}_3 et je les choisis comme base vectorielle pour mon calcul. Entre \vec{V}_1 et \vec{V}_2 figure une direction de visée \vec{X} que je cherche à restituer et qui correspond à une mesure réelle.

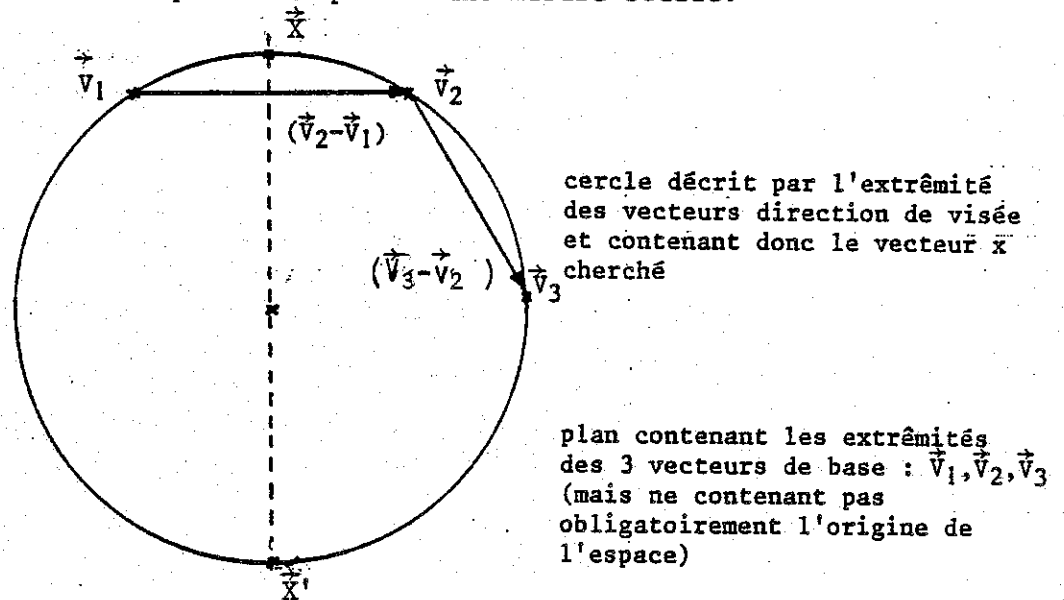


Figure 6.

Pour exprimer que l'extrémité du vecteur \vec{X} se trouve dans le même plan que les 3 extrémités de \vec{V}_1 , \vec{V}_2 et \vec{V}_3 , j'écris \vec{X} sous la forme :

$$\vec{X} = \vec{V}_1 + a (\vec{V}_2 - \vec{V}_1) + b (\vec{V}_3 - \vec{V}_2) \quad (\text{voir fig. 6})$$

a et b étant deux réels à déterminer à l'aide des deux équations :

$$\vec{X}^2 = 1 \quad (\text{vecteur } \vec{X} \text{ normé} \Leftrightarrow \text{extrémité de } X \text{ sur le cercle})$$

$$\vec{X} \cdot \vec{V}_1 = \vec{X} \cdot \vec{V}_2 \quad (\text{vecteurs régulièrement répartis sur le cône} \Leftrightarrow)$$

angle $(\vec{V}_1, \vec{X}) = \text{angle} (\vec{V}_2, \vec{X}) \Leftrightarrow$ vecteur \vec{X} sur la droite en pointillé sur la figure).

L'extrémité du vecteur \vec{X} est donc l'une des deux intersections du cercle et de la droite. Le vecteur \vec{X} cherché est celui

"du haut". En utilisant $\vec{V}_1^2 = \vec{V}_2^2 = \vec{V}_3^2 = 1$

$$\begin{aligned} \vec{X} \cdot \vec{V}_1 = \vec{X} \cdot \vec{V}_2 \text{ s'écrit : } & 1 + a\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2 - a + b\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_3 - b\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2 \\ & = \vec{V}_2 \cdot \vec{V}_1 + a - a\vec{V}_2 \cdot \vec{V}_1 + b\vec{V}_2 \cdot \vec{V}_3 - b \end{aligned}$$

$$\text{Soit } 2a (\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2 - 1) = b (\vec{V}_2 \cdot \vec{V}_3 - \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_3 + \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2 - 1) + (\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2 - 1)$$

$$\text{en posant } c = \frac{(\vec{V}_2 \cdot \vec{V}_3 - \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_3)}{(\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2 - 1)} = \text{constante connue}$$

$$a = \frac{1}{2} \left[b (c + 1) + 1 \right]$$

pour trouver b on peut écrire $\vec{X} = \vec{V}_1 (1 - a) + \vec{V}_2 (a - b) + \vec{V}_3 b$

$$\text{où } (1 - a) = \frac{1}{2} \left[1 - b (1 + c) \right] \text{ et } (a - b) = \frac{1}{2} \left[1 - b (1 - c) \right].$$

$$\begin{aligned} \vec{X}^2 = 1 &= (1 - a)^2 + (a - b)^2 + b^2 + 2 \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2 (1 - a)(a - b) \\ &+ 2 \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_3 (1 - a)b + 2 \vec{V}_2 \cdot \vec{V}_3 (a - b)b \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 1 &= \frac{1}{4} (1 + b^2(1 + c)^2 - 2b(1 + c)) + \frac{1}{4} (1 + b^2(1 - c)^2 - 2b(1 - c)) + b^2 \\ &+ \frac{\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2}{2} (1 + b^2(1 - c^2) - 2b) + \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_3 (b - b^2(1 + c)) + \vec{V}_2 \cdot \vec{V}_3 (b - b^2(1 - c)) \end{aligned}$$

soit :

$$b^2 \left[\frac{c^2}{2} + \frac{3}{2} + \frac{\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2}{2} (1 - c^2) - \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_3 (1 + c) - \vec{V}_2 \cdot \vec{V}_3 (1 - c) \right] (= \alpha b^2)$$

$$+ b \left[-1 - \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2 + \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_3 + \vec{V}_2 \cdot \vec{V}_3 \right] (= \beta b)$$

$$+ 1 \left[-\frac{1}{2} + \frac{\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2}{2} \right] = 0 \quad b = \frac{-\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\gamma}}{2\alpha} (= \gamma)$$

fournit les deux solutions mathématiquement possibles.

Si l'on considère la figure il apparait que le b qui nous intéresse est négatif.

Donc, pour récapituler - avec les 3 vecteurs $\vec{V}_1, \vec{V}_2, \vec{V}_3$, on calcule

$$c = \frac{\vec{V}_2 \cdot \vec{V}_3 - \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_3}{\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2 - 1} \quad \text{puis}$$

$$\alpha = \frac{c^2}{2} + \frac{3}{2} + \frac{\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2}{2} (1 - c^2) - \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_3 (1 + c) - \vec{V}_2 \cdot \vec{V}_3 (1 - c)$$

$$\beta = -1 - \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2 + \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_3 + \vec{V}_2 \cdot \vec{V}_3$$

$$\gamma = -\frac{1}{2} + \frac{\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2}{2}$$

$$b = \frac{-\beta - \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\gamma}}{2\alpha} \quad a = \frac{1}{2} \left[b (c + 1) + 1 \right]$$

et finalement $\vec{X} = \vec{V}_1 (1 - a) + \vec{V}_2 (a - b) + \vec{V}_3 b = \vec{X} (\vec{V}_1, \vec{V}_2, \vec{V}_3)$

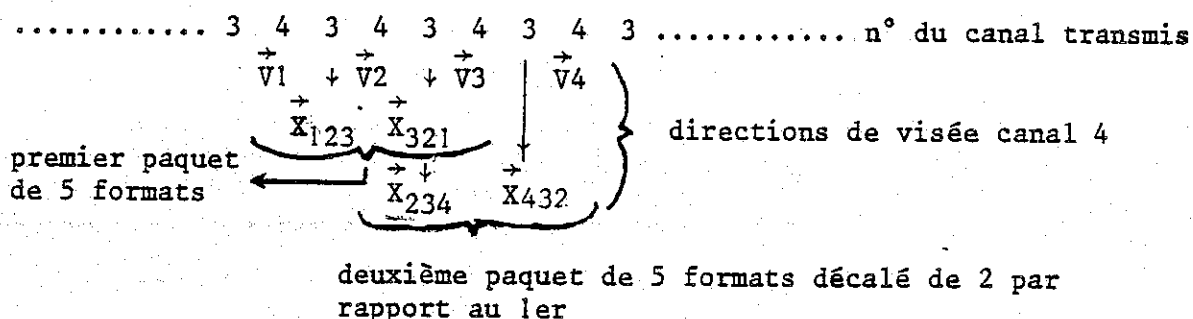
Maintenant avec ces formules on peut très facilement obtenir l'homologue du vecteur \vec{X} situé entre \vec{V}_2 et \vec{V}_3 . Il suffit pour cela d'effectuer la permutation d'indices :

$$(1, 2, 3) \rightarrow (3, 2, 1)$$

Ce point va permettre de faire la vérification dont je parlais tout à l'heure .

En convenant de noter $\vec{X}_{123} = \vec{X}(\vec{V}_1, \vec{V}_2, \vec{V}_3)$

Considérons une suite de vecteurs \vec{V} (direction de visée canal 4) à l'intérieur d'un bloc :



Le vecteur \vec{X} compris entre \vec{V}_2 et \vec{V}_3 a deux déterminations :

\vec{X}_{321} et \vec{X}_{234} . L'hypothèse de régularité sera considérée comme valide si les deux déterminations sont très voisines. La valeur définitivement sélectionnée pour \vec{X} étant alors :

$$\vec{X} = \frac{\vec{X}_{321} + \vec{X}_{234}}{2} . \text{ Pour tester la proximité de } \vec{X}_{321} \text{ et } \vec{X}_{234} \text{ j'ai}$$

choisi de demander que leur produit scalaire

$$\left[= \cos(\vec{X}_{321}, \vec{X}_{234}) \right] \text{ ne s'écarte pas de 1 de plus de } 10^{-4} \text{ ce}$$

qui équivaut à un écart angulaire maximum de $\text{Arc cos}(.999) = 0,81^\circ$ soit une précision sur leur demi somme meilleure que le $\frac{1}{2}$ degré. En cas de dépassement de cette valeur, je considère que j'ai atteint une fin de bloc et le format en cause n'est pas restitué.

Sur la totalité des formats restitués j'ai eu en tout 6 problèmes de restitutions de ce type : 2 dans la séance 52 et 4 dans la séance 92 (les valeurs des écarts angulaires étaient respectivement $2,1^\circ$, $100,7^\circ$, $18,7^\circ$, $8,1^\circ$, $3,2^\circ$, $0,83^\circ$) alors que j'ai restitué ainsi 35443 directions de visées du canal 4. La qualité de cette méthode me semble clairement établie par sa faible proportion d'échecs.

Contrairement à ce qui se passe pour la restitution des directions de visée du canal 3 il faut ici procéder en 2 passes.

La première consiste en une restitution proprement dite et les valeurs trouvées pour la direction de visée doivent être rangées dans les enregistrements correspondant au moment de la mesure. En effet on ne peut pas les ranger tout de suite à leur place définitive car les valeurs qui s'y trouvent servent pour la restitution des directions suivantes. La deuxième passe est très similaire à l'opération effectuée dans le premier cas : on dispose maintenant des directions de visée correctes correspondant au moment de la mesure et rangées dans les enregistrements qui précèdent ceux où la valeur du comptage est inscrite. Il suffit donc de les recopier dans l'enregistrement suivant à la place des valeurs qui ont servi pour la restitution au cours de la première passe.

C - Nouveaux enregistrements

Dans la suite de mon travail je m'occuperai essentiellement des enregistrements de type 3. Je vais donc profiter du fait que je suis obligé de les recopier pour y ajouter des renseignements utiles. De plus comme je l'ai expliqué les enregistrements de type 4 sont inexploitable et l'enregistrement "entête soviétique" ne m'est pas utile. Pour des raisons informatiques je vais compacter les 14 bandes dont je dispose, et qui représentent les 14 séances de mesure, sur 3 bandes seulement et je vais donner la même longueur à tous les enregistrements (en conséquence la variable "nombre de réels de l'enregistrement" devient inutile et sera supprimée). La structure des enregistrements sur les nouvelles bandes ainsi créées est la même que sur les bandes précédentes sauf que : j'ai supprimé l'enregistrement "entête soviétique" et tous les enregistrements de type 4. L'enregistrement entête des "paramètres orbitaux initiaux" est complété par des zéros pour atteindre la longueur commune de 40 variables, pour les enregistrements de type 1, 2 et 3, la variable "nombre de réels de l'enregistrement" est supprimée. Tous sont constitués d'un entier IT indicateur de type et de 39 réels rangés dans le tableau BUF (39). Les enregistrements de type 1 et 2 sont simplement complétés par des zéros pour atteindre la longueur de 40 variables. Je donne la nouvelle structure des enregistrements de type 3 (Voir tableau).

Remarques

- Quand c'est le canal 4 qui est transmis, juste après la mesure (1er cas de restitution), l'angle ROT associé à la mesure du canal 3 est correct et contenu dans BUF (21), mais la direction de visée contenue dans BUF (13) → BUF (15) est celle du canal 2 et non celle du canal 3. Celle-ci est contenue au même endroit mais dans l'enregistrement précédent ;

- A l'issue de la recopie tous les blocs commencent par un format au cours duquel les voies 3 et 4 sont mesurées

Nouveaux enregistrements de type 3 "attitudes et mesures"

Variable	Type	Signification et commentaires
IT	Entier	Indicateur de type = 3
1 - 6	Réels	Datation enregistrement
7 - 9	+	Angle direction de visée - direction du soleil pour les canaux 1, 2/3 et 4
10 - 12	Tableau BUF (39)	Cosinus directeurs direction de visée canal 1
13 - 15		Cosinus directeurs direction de visée canal 2 et 3
16 - 18		Cosinus directeurs direction de visée canal 4
19 - 21		Angle ROT Canal 1, canal 2, canal 3 <u>ou</u> 4 ←
22 - 24		Comptages Canal 1, canal 2, canal 3 <u>ou</u> 4 ←
25 - 30		Status fonctionnement CAN, FIL 2, FIL 1, HTPM, OBT, PROT
31	+	Courant filament (ampères)
32		Haute tension CEM (volts)
33		Température de la cuve (°C)
34 - 36		Anomalies fonctionnement
37		Date en secondes juliennes (depuis le 1/1/1950 à OH)
38		Intervalle avec le format précédent (secondes)
39		Zéro

↑
Les chiffres portés dans la colonne variable sont les indices du tableau BUF.

Les détails sur la signification des variables sont les mêmes que dans les anciens enregistrements - sauf spécification contraire. La date en secondes julienne sert à avoir une variable qui change linéairement en fonction du temps.

L'intervalle avec l'enregistrement précédent sert à repérer les débuts et fins de blocs. Du fait de l'élimination des enregistrements "anormaux" tous les débuts de blocs sont maintenant repérés par un "trou temporel".

VIII - Mise en forme des données

Dans le but de comparer les résultats expérimentaux (données) aux prévisions théoriques d'un modèle, il faut d'abord que les résultats se présentent de la même façon, mais avant d'en arriver là il reste deux problèmes à traiter : le problème du bruit et le problème de la terre.

Des exemples de bruit sont donnés dans le paragraphe "exemples commentés" et une discussion sur l'origine probable de ce bruit est présentée.

L'une des caractéristiques les plus visibles de ce type de bruit est qu'il se produit par paquets. On peut donc tenter de supprimer ce bruit en supprimant les enregistrements qui se trouvent dans des périodes bruitées. Afin de ne pas perdre de données je n'ai pas supprimé physiquement les données bruitées, je les ai simplement "marquées" par un procédé informatique dont je ne donnerai pas le détail ici. Le processus de marquage doit avoir deux caractéristiques : supprimer le bruit sans trop gâcher de données - et ne pas supprimer la terre qui pourra servir pour calculer la densité du milieu interplanétaire (voir : méthodes de détermination de n_{∞}).

Pour effectuer ce marquage, j'utilise une deuxième caractéristique de ce bruit : il apparaît toujours simultanément sur tous les canaux Hélium. Or, en l'absence de bruit le taux de comptage sur le canal 2 est faible et quasiment constant. Une augmentation du signal sur le canal 2 est donc le signe soit du passage de la terre dans le champ de visée soit d'une augmentation du bruit. Pour distinguer la terre du bruit il existe un moyen simple (voir les exemples). La terre n'apparaît au maximum que tous les 12 enregistrements. En effet on a environ un enregistrement toutes les 10 secondes et pendant ce temps le détecteur a tourné de 30° , pour faire un tour complet il lui faut $360/30 = 12$ formats. Or quand il y a du bruit celui-ci apparaît dans tous les enregistrements. La méthode retenue est donc celle-ci :

A l'intérieur d'un bloc de données (voir définition au paragraphe description des données) je prends 12 formats consécutifs (12 est appelé largeur de la fenêtre) et je compte le nombre de mesures sur le canal 2 qui dépassent un certain seuil. Si le nombre de dépassements est plus grand que le nombre de dépassements autorisés (1 seul en l'occurrence pour permettre de voir la terre une fois tous les 12 formats), je marque tous les enregistrements de la fenêtre, sinon je me décale d'un enregistrement et je recommence. Cette méthode élimine bien le bruit en débordant légèrement à "droite" et à "gauche" - voir exemples - la méthode a bien fonctionné sur toutes les séances sauf sur la séance 92 dont le niveau général était plus élevé. La séance 92 a été traitée à part par la même méthode mais en prenant un seuil de 10 au lieu de 6.

Les résultats statistiques de ce traitement sont résumés dans le tableau ci-dessous :

Séance	Types 3	Conservés	"éliminés"	% conservé	% éliminés
11	8348	3824	4524	45,81	54,19
14	5355	3791	1564	70,79	29,21
15	6802	5696	1106	83,74	16,26
16	16533	8265	8268	49,99	50,01
29	13977	7478	6499	53,50	46,50
43*	(1093)	pas de haute tension - méthode sans valeur			
52	24440	8112	16328	33,19	66,81
60**	16604	10939	5665	65,88	34,12
63	25909	10907	15002	42,10	57,90
66	24657	10188	14469	41,32	58,68
72	8832	3245	5587	36,74	63,26
75	23078	15719	7359	68,11	31,89
89	25403	4285	21118	16,87	83,13
92	27459	8292	19167	30,20	69,80
TOTAL	227397	100741	126656	44,30	55,70

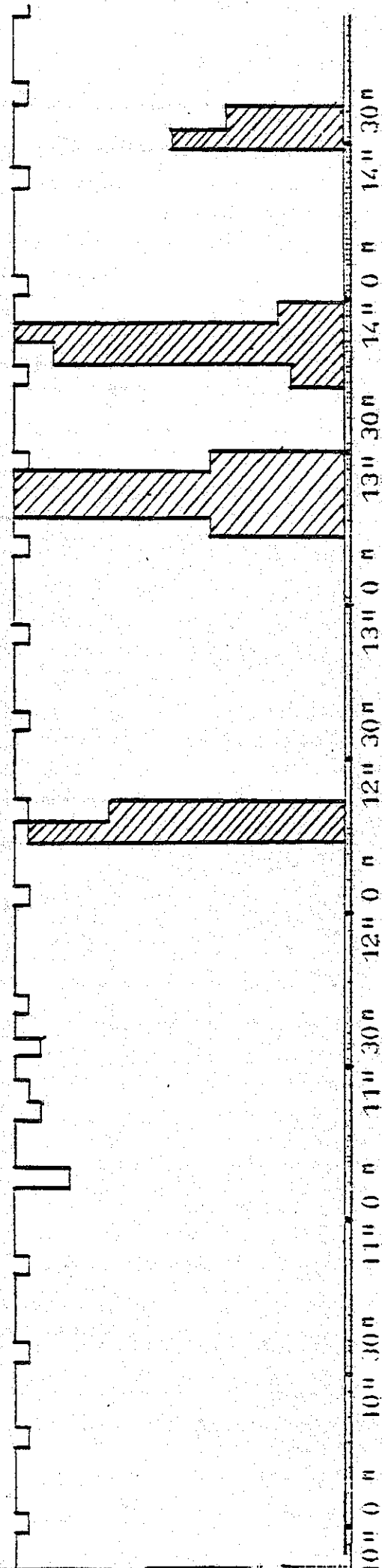
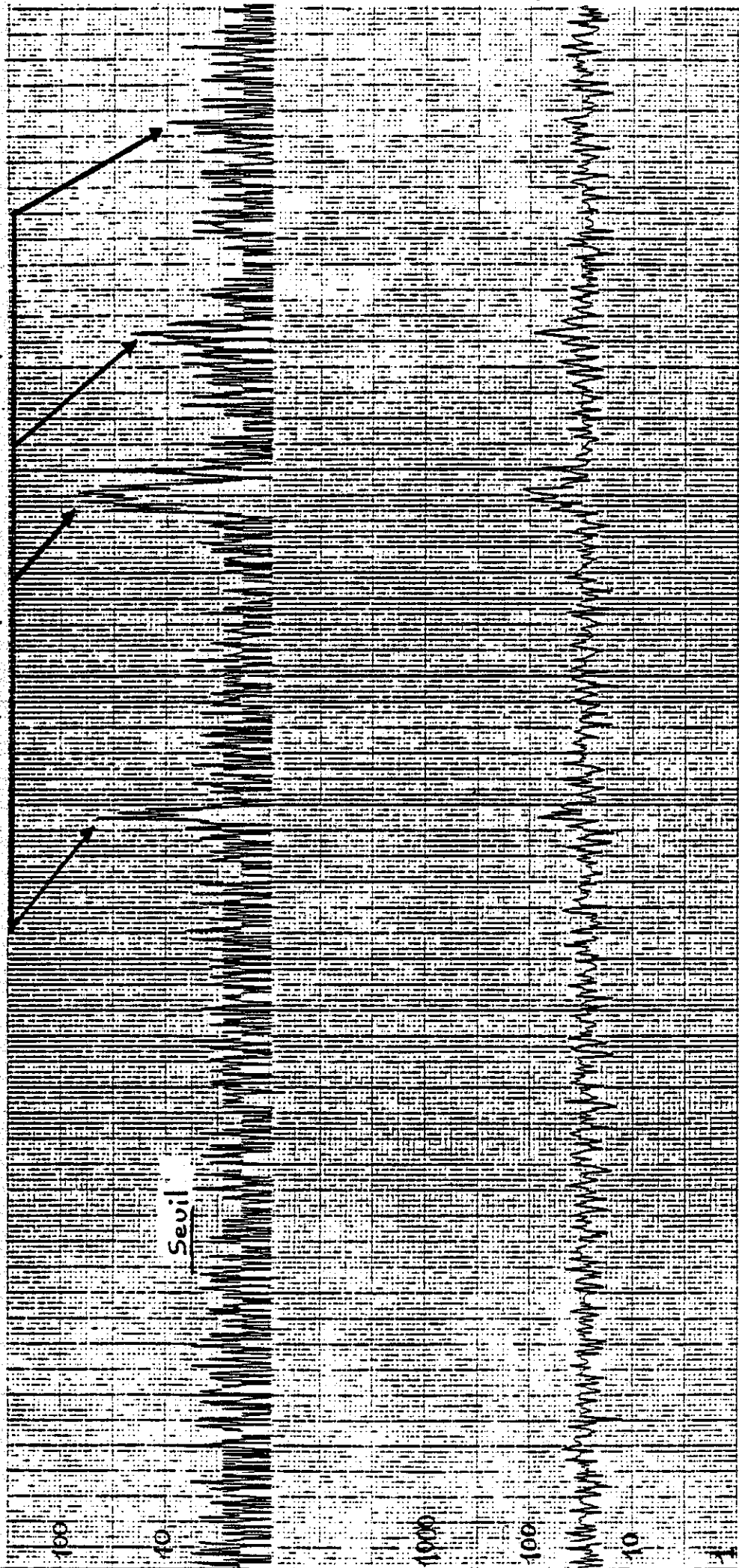
* - La séance 43 étant entièrement sans HT n'est pas comptée ici
 ** - Séance 60 : seules figurent dans ces statistiques les mesures avec haute tension. Les 6964 derniers enregistrements sans HT ne sont pas comptés.

Il y a un peu plus de la moitié des enregistrements (55,70 %) qui sont ainsi marqués mais malgré cela il en reste encore plus de 100000 pour travailler et sur cet échantillon le bruit a quasiment disparu.

bruit éliminé par la procédure de marquage

VOIE HELIUM II

VOIE HELIUM I



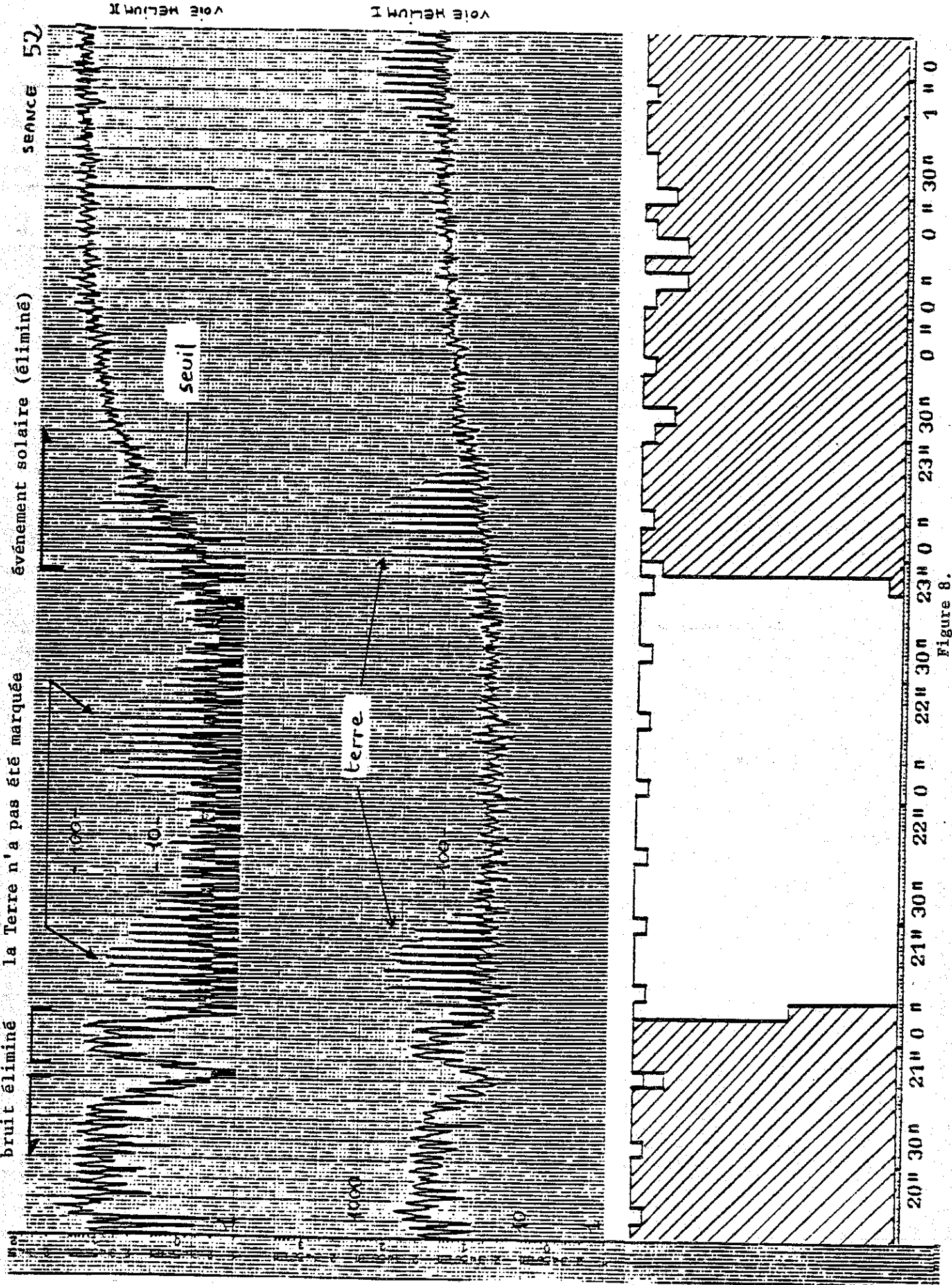


Figure 8.

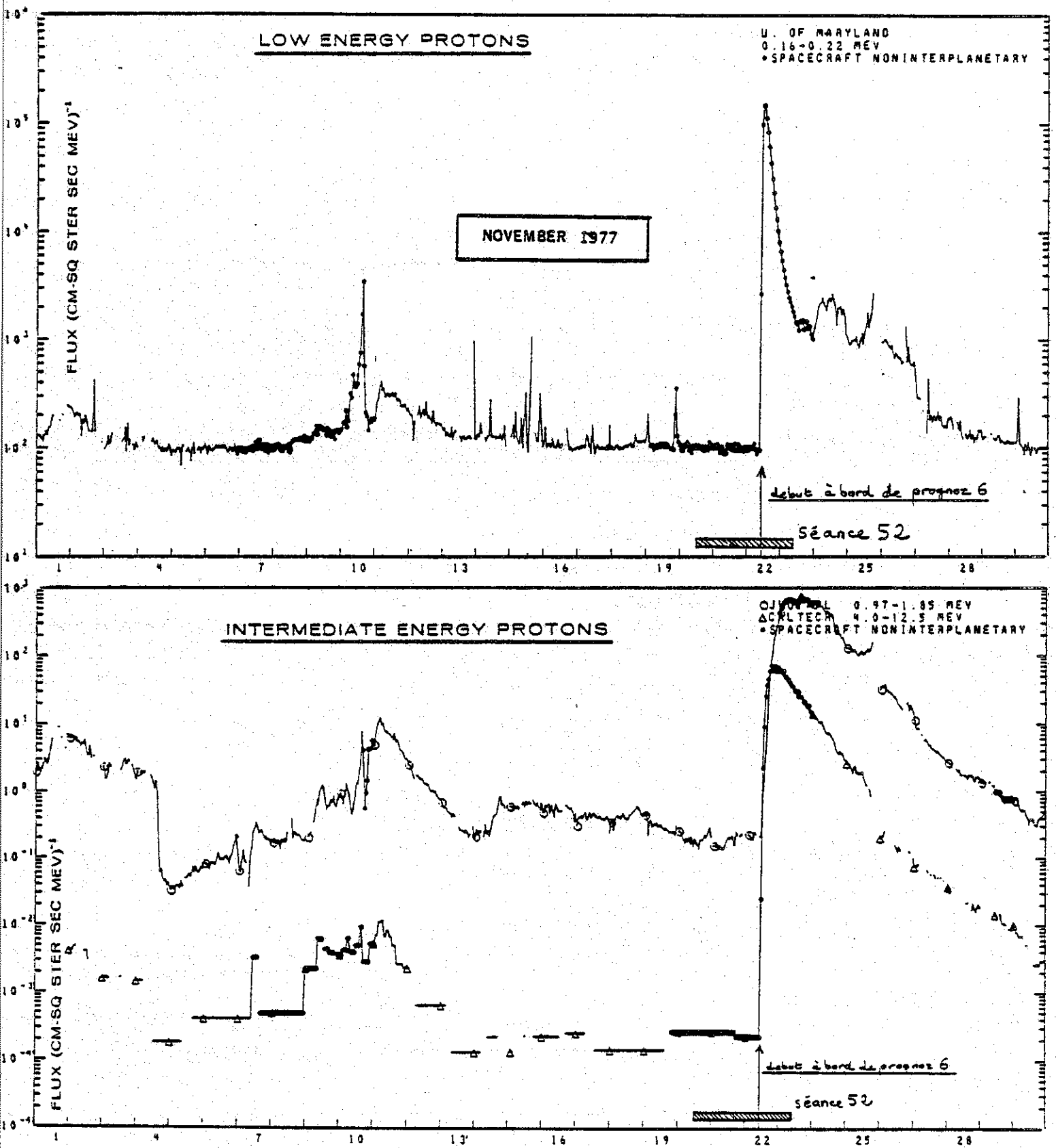


Figure 9.

IX - Aspect des données : exemples commentés

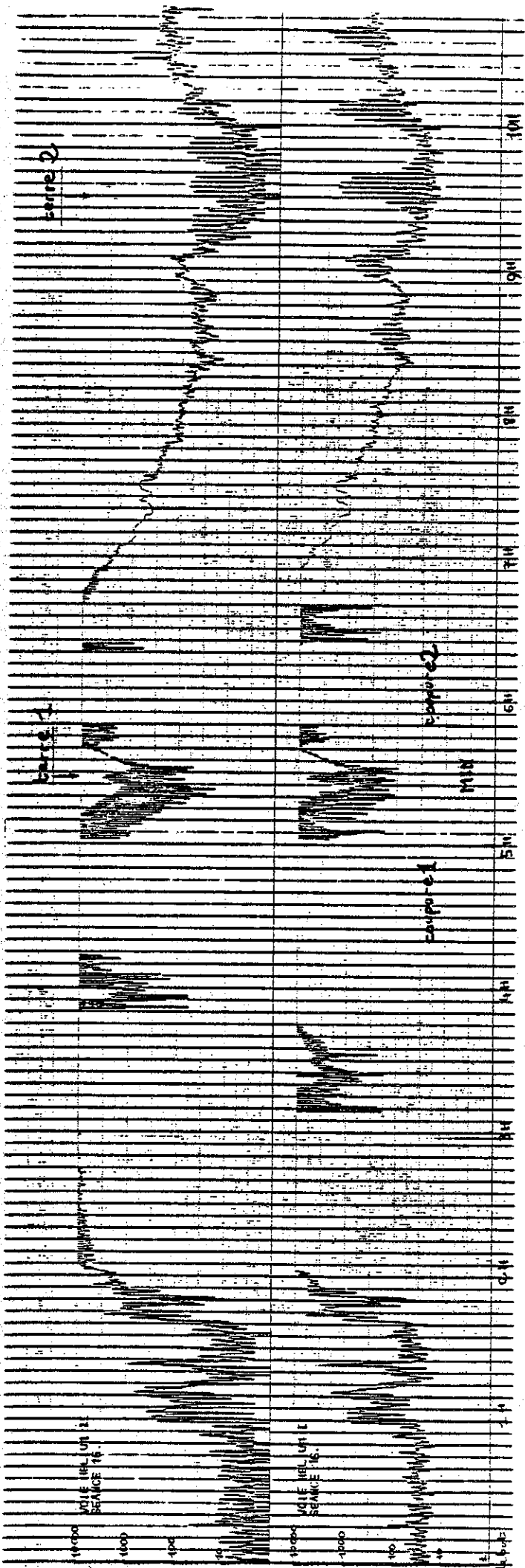
Sur la figure 7 sont représentés du haut vers le bas : le comptage sur la voie Helium II (canal 2), le comptage sur la voie Helium I latéral (canal 3) et un histogramme représentant le nombre de formats par tranche de temps (trait du haut) et le nombre de formats éliminés dans cette tranche (en hachuré).

Une tranche de temps vaut 5/71 d'heure, cette valeur étonnante a été choisie pour pouvoir sortir sur une imprimante des histogrammes à la même échelle que les tracés Benson. Les comptages sont portés sur une échelle logarithmique figurée à gauche. L'histogramme est porté sur une échelle linéaire, la valeur maximum est de 25. En abscisse, le temps est représenté de manière linéaire sous la forme : heures, minutes. Pour la séance 75, le temps correspond à 1'heure (TU) où la mesure a été faite.

Sur ce graphique on comprend bien pourquoi la valeur 6 a été choisie comme seuil de comptage sur le canal 2 au-dessus duquel on a affaire à du bruit.

On remarque également l'apparition simultanée du bruit sur les deux canaux et l'on peut constater le bon fonctionnement de la procédure de marquage grâce à l'histogramme. En examinant les courbes avec attention on remarque qu'il y a deux fois moins de points sur le canal 3 que sur le canal 2. Ce fait a été expliqué dans le chapitre description des mesures. Dans l'exemple présenté le bruit ne présente pas de structures particulières. En particulier il n'est pas "modulé" (voir exemple suivant). Un examen soigné (non présenté ici) des instants où se produit ce type de bruit en comparaison avec les données des flux de particules chargées d'origine solaire au niveau de la terre (voir exemple figure 9) m'amène à penser qu'il s'agit de protons de faible et moyenne énergie (0,1 à 10 Mev) ayant leur origine dans les éruptions solaires. Mais il est possible, comme le suggère Bertaux (communication privée), que l'énergie des protons en cause soit beaucoup plus basse (quelques Kev seulement). L'arrivée de ces particules chargées au niveau des détecteurs provoque des comptages intempestifs sur la totalité des canaux simultanément.

La nature de ce qui est représenté sur la figure 8 est la même que sur la figure précédente mais ici le temps qui figure en abscisse est compté depuis le début de la séance 52. A gauche de la figure on remarque des données bruitées qui, par rapport à celles de la figure 7 présentent une modulation assez nette et comparable à la modulation observable sur la terre (milieu de la figure). Ceci signifie que ce bruit est provoqué par des particules qui arrivent depuis une direction privilégiée (probablement la magnétopause de la terre). L'examen de la figure 9 ne révèle aucune augmentation des flux solaires aux instants considérés. Il est donc difficile dans ce cas d'attribuer une valeur à l'énergie de ces particules.



périyée

Figure 10.

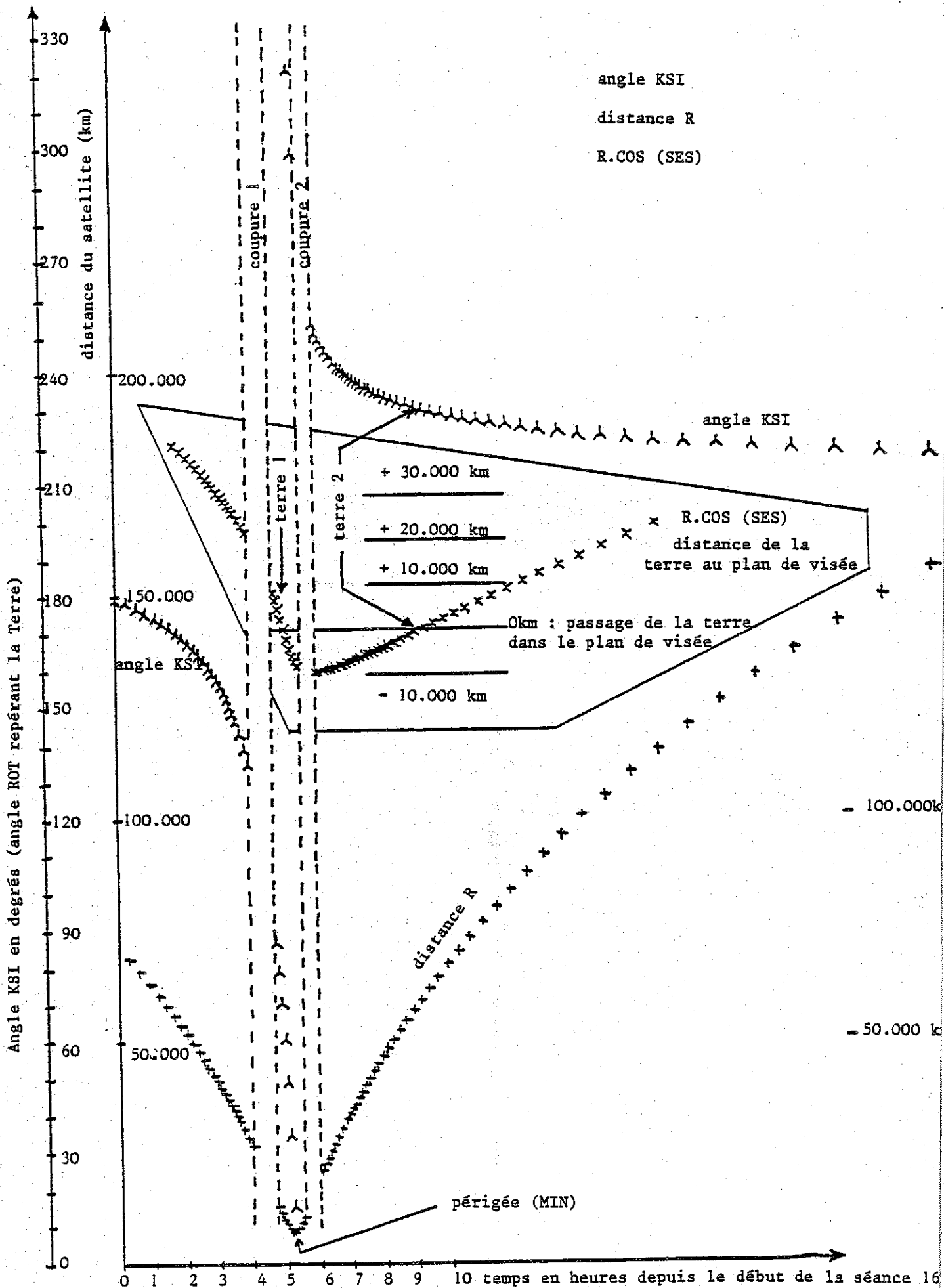


Figure 11.

On peut noter que ce bruit a été convenablement éliminé. Au centre on peut voir un exemple du passage de la terre dans le champ de visée. Cette partie des données n'est pas bruitée et la procédure de marquage l'a laissée intacte. Puis sur la droite de la figure on peut voir d'une manière très nette l'effet d'un événement solaire : sur les deux canaux le taux de comptage monte rapidement vers des valeurs de l'ordre de 100 puis s'y stabilise. L'heure d'arrivée de cet événement a été convertie en heures TU et reportée sur la figure 9. On remarque qu'elle coïncide exactement avec l'heure de début d'un important événement solaire avec arrivée de particules de toutes sortes (électrons, protons, particules α) au niveau de la terre. La procédure de marquage a éliminé ce bruit également. Dans la zone centrale de la figure on voit nettement l'apparition de la terre tous les 12 formats. La modulation de l'amplitude des pics s'explique par un effet stroboscopique dû au fait qu'au bout de 12 formats la direction de visée a tourné légèrement. la modulation sur le canal 3 a une période double de celle sur le canal 2 (apparition de la terre une fois sur deux) puisque la période des mesures y étant double il n'y a que 6 directions de visée sur un cercle.

La figure 9 a été construite par montage de deux figures extraites de "solar - geophysical data" comprehensive reports may 1978 number 405 part II. (d'où les légendes en anglais). J'y ai rajouté la position temporelle de la séance 52 et le début de l'évènement solaire à bord de Prognoz 6. La coïncidence ne fait aucun doute.

La figure 10 représente les comptages (en échelle logarithmique) sur les canaux 2 et 3 pour les 11 premières heures de la séance 16. Pendant cette période le satellite porteur est passé au périhélie de son orbite, traversant ainsi à deux reprises les ceintures de radiations. Au cours de chacune de ces traversées le satellite est bombardé par les particules qui s'y trouvent provoquant l'augmentation du comptage visible de 2 h à 5 h et de 6 h à 7 h (environ). Aux endroits marqués coupure 1 et coupure 2 de part et d'autre du périhélie marqué MIN le dispositif automatique de protection des CEM a fonctionné en coupant la haute tension de leur alimentation. Aux endroits marqués terre 1 et terre 2 la terre est passée dans le champ de visée du satellite. Ce type d'évènement est très caractéristique et présente le même aspect que celui de la séance 52 (voir la légende de la figure 8).

Sur la figure 11 j'ai reporté pour la même période de temps certains renseignements contenus dans les enregistrements de type 2 : la distance du satellite au centre de la terre notée R. La distance de la terre au plan de visée représentée par $R \cos(\text{SES})$, l'angle SES étant l'angle soleil-terre-satellite (SUN-EARTH-SATELLITE). En fait $R \cos(\text{SES})$ ne représente la distance de la terre au plan de visée que dans le cas d'une géométrie parfaite (voir description de l'expérience) mais l'erreur n'est jamais très importante avec la distance réelle et l'on peut prendre $R \cos(\text{SES})$ comme une bonne approximation de celle-ci. Le troisième renseignement est l'angle

ROT pour lequel la ligne de visée coupe l'axe terre soleil (noté angle KSI) quand $R \star \text{Cos}(\text{SES})$ est voisin de zéro l'angle KSI indique l'endroit où l'on voit la terre.

- calcul de l'angle KSI quand on regarde la figure on a le soleil dans le dos

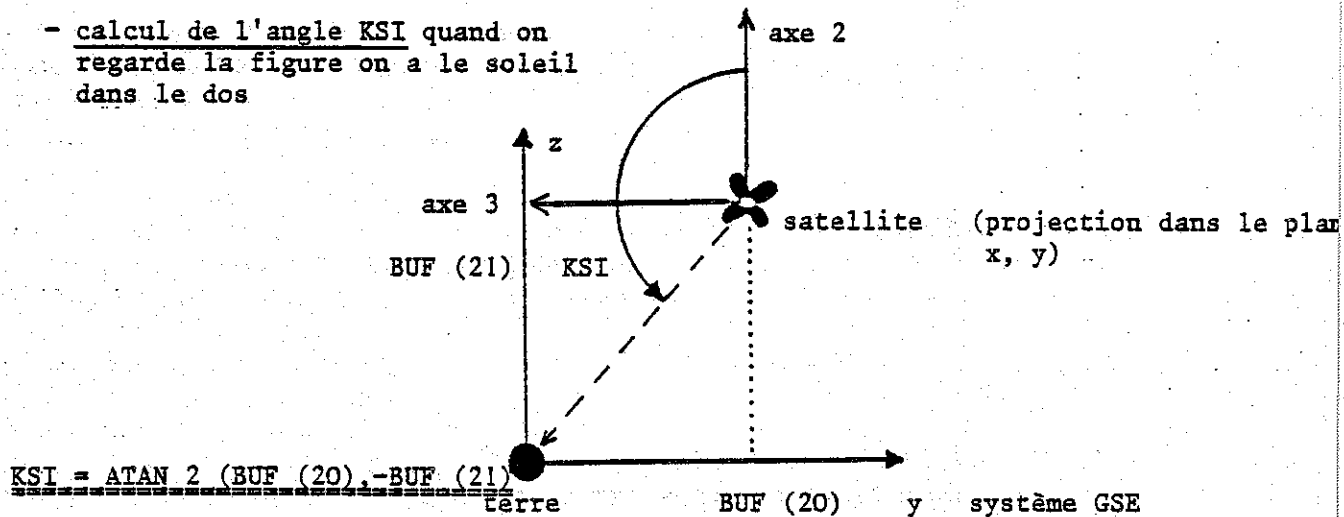


Figure 12.

Sur cette figure on peut donc voir la variation de la distance radiale du satellite autour de son passage au périhélie de son orbite. On peut également constater, comme cela avait été dit au chapitre description des données, que les enregistrements de type 2 (il y a un enregistrement par point sur la figure) sont d'autant plus nombreux que le satellite se déplace rapidement. On voit les deux coupures dues au dispositif de protection et l'on peut suivre le passage du satellite "sous" la terre par la variation rapide de l'angle KSI.

Encadré dans le pentagone au centre de la figure se trouve représenté $R \star \text{Cos}(\text{SES})$ avec sa propre échelle de distance. On voit les moments où la terre passe dans le plan de visée marqués terre 1 et terre 2. Ce graphique permet de bien situer les différents événements les uns par rapport aux autres mais il permet également de prévoir l'endroit où l'on va voir la terre dans les données du début de la séance 16. Le passage "terre 1" n'est pas concerné par ce calcul pour deux raisons :

- 1°) Pendant que la terre passait dans le plan de visée, le satellite défilait rapidement sous celle-ci, l'angle KSI variait donc sur un intervalle important (voir figure) ;

Séance 16 - voie Hélium I

250

250

données brutes

200

200

150

150

100

100

50

50

0

Angle ROT canal 3

60

120

180

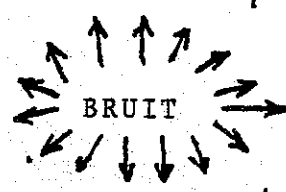
240

300

360

Hélium interplanétaire

Terre



SEANCE 16 voie Helium I

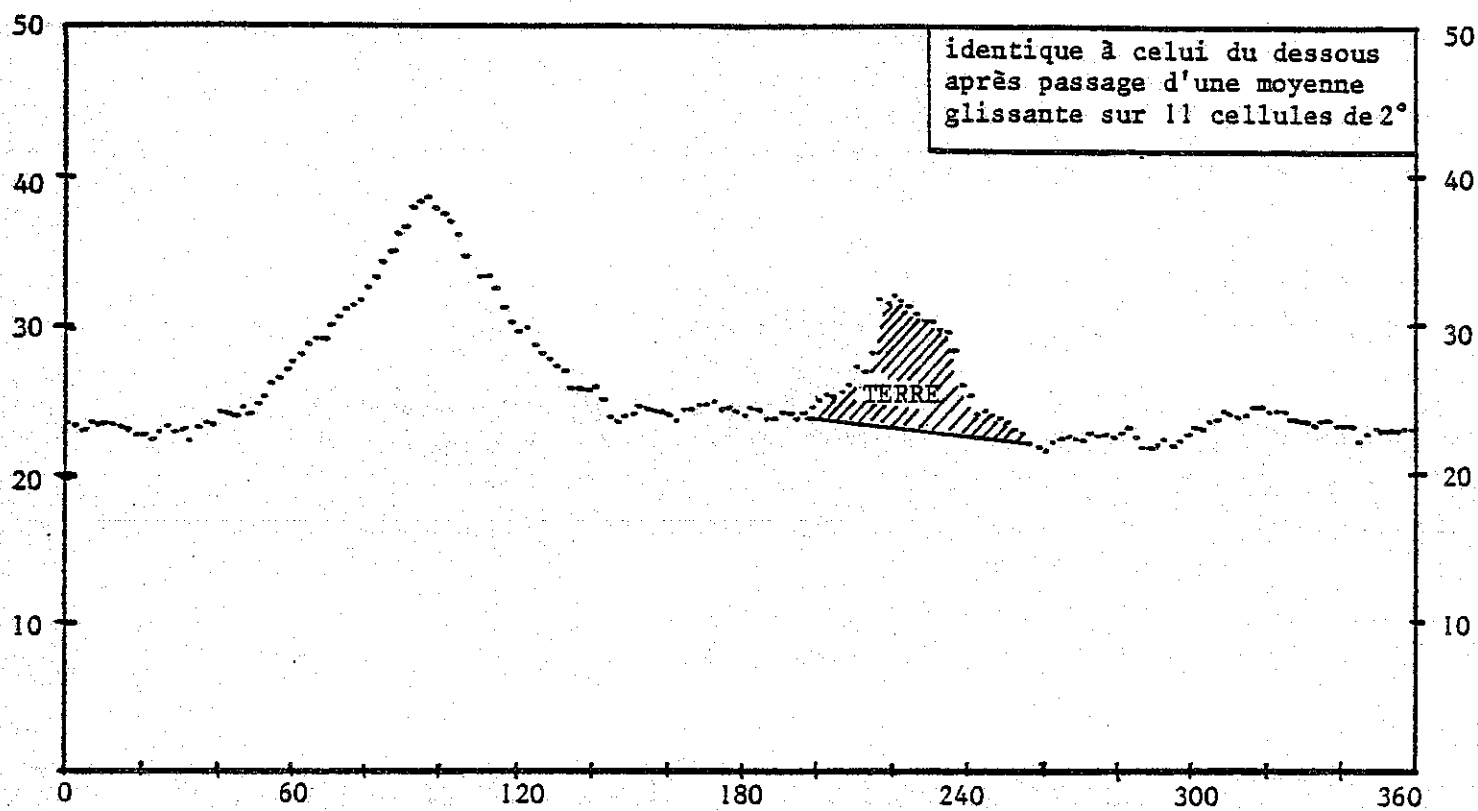


Figure 15.

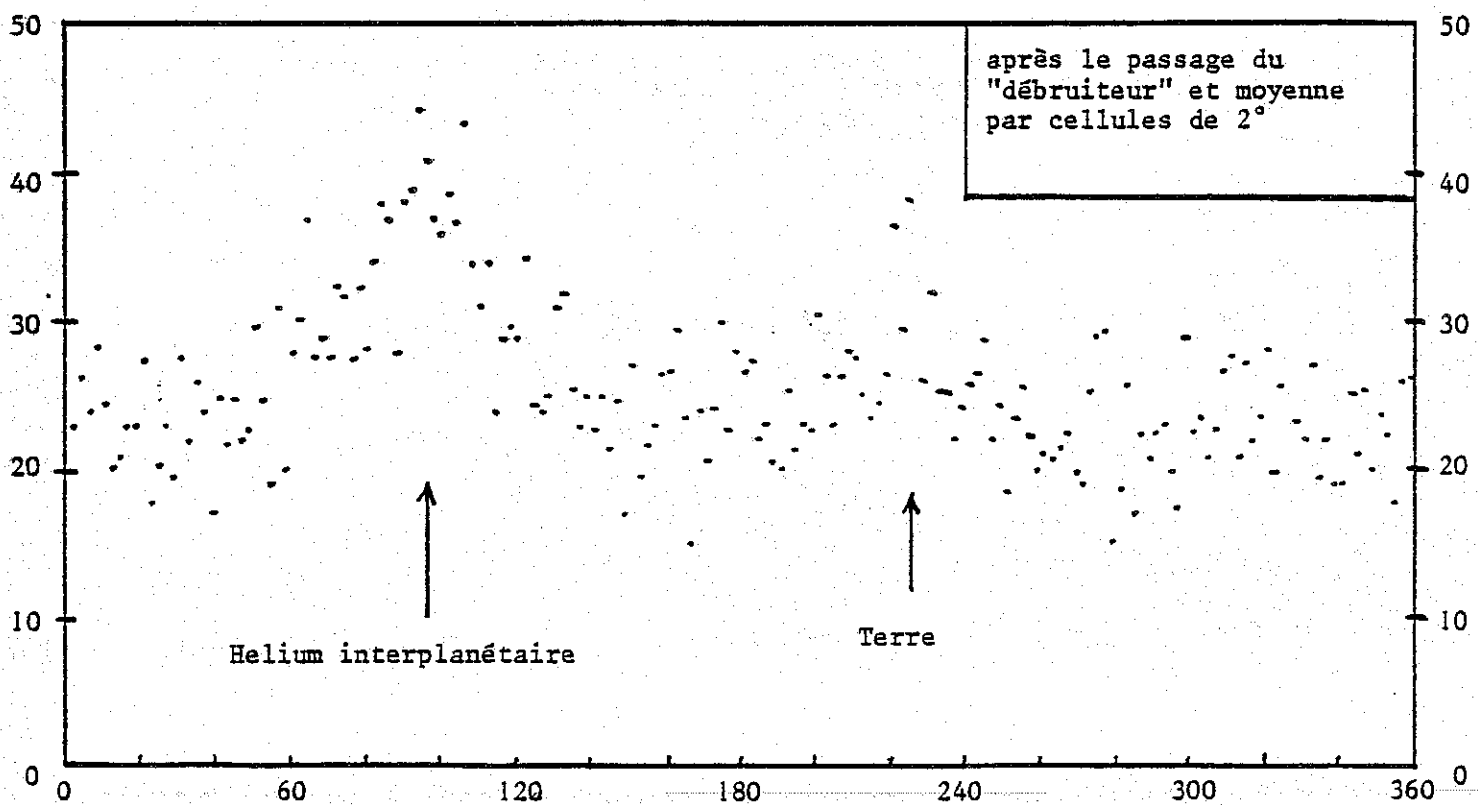


Figure 14.

2°) La procédure de marquage a complètement éliminé les données se trouvant autour du passage au périhélie. La "terre 1" n'apparaît donc pas dans les mesures propres.

Par contre la "terre 2" apparaît très bien et l'examen de la figure nous indique qu'elle apparaît avec un angle KSI voisin de 230° . Cette prédiction est parfaitement confirmée par les données (voir figure 13), attestant ainsi de la cohérence des différents renseignements portés dans les enregistrements de type 2 et 3.

Les trois figures suivantes (Fig. 13, 14 et 15) représentent elles aussi le début de la séance 16 mais au lieu de porter les mesures en fonction du temps elles sont portées en fonction de la variable ROT pour une certaine tranche de temps. Cette tranche de temps doit être assez longue pour qu'il y ait suffisamment de points, mais suffisamment courte pour que l'on puisse négliger le mouvement du satellite pendant cet intervalle (fig. 13). La figure 13 représente 6 heures de données entre 12 h et 18 h après le début de la séance. Le bruit y est abondant mais ne correspond pas au passage dans les ceintures de radiations. On peut voir que le signal est de l'ordre de 20-30 coups et que l'intensité de ce signal est modulée selon l'angle de visée le long d'un grand cercle perpendiculaire à la direction du soleil.

Le maximum du signal qui se trouve aux environs de $ROT = 230^\circ$ représente la terre (voir la légende de la figure précédente). Celui qui se trouve au voisinage de $ROT = 100^\circ$ correspond à un maximum d'émissivité, et donc de densité de l'hélium interplanétaire (voir le chapitre modèle physique). C'est ce maximum qui nous intéresse.

Les figures 14 et 15 représentent 10 heures de données comprises entre 12 h et 22 h après le début de la séance et incluent donc les mesures représentées sur la figure 13. De ces mesures on a éliminé le bruit grâce à la procédure de marquage et l'on a donc rallongé la période considérée de manière à conserver suffisamment de points.

La figure 14 (en bas) représente ces données quand on regroupe tous les points se trouvant dans la même cellule de 2° de large (180 cellules sur 1 tour) et que l'on en fait la moyenne. La figure 15 (en haut) représente les mêmes données après passage d'une moyenne glissante portant sur 11 cellules de 2° (5 avant, la cellule centrale et 5 après), soit une moyenne glissante sur 22° . Cette moyenne glissante change la forme de la terre d'une manière nette car la terre apparaissait sur des angles plus petits que 22° mais cette moyenne affecte peu l'"hélium interplanétaire"

Représentation du modèle simple donnant la position du maximum en fonction de la position de la Terre (avec l'inclinaison de l'axe de focalisation comme paramètre)

$$ROT_{max} = 180^\circ - \text{Arctg} \left(\frac{\sin \theta}{\text{tg } \beta} \right)$$

Sur la figure, β est représenté négatif comme dans la réalité.

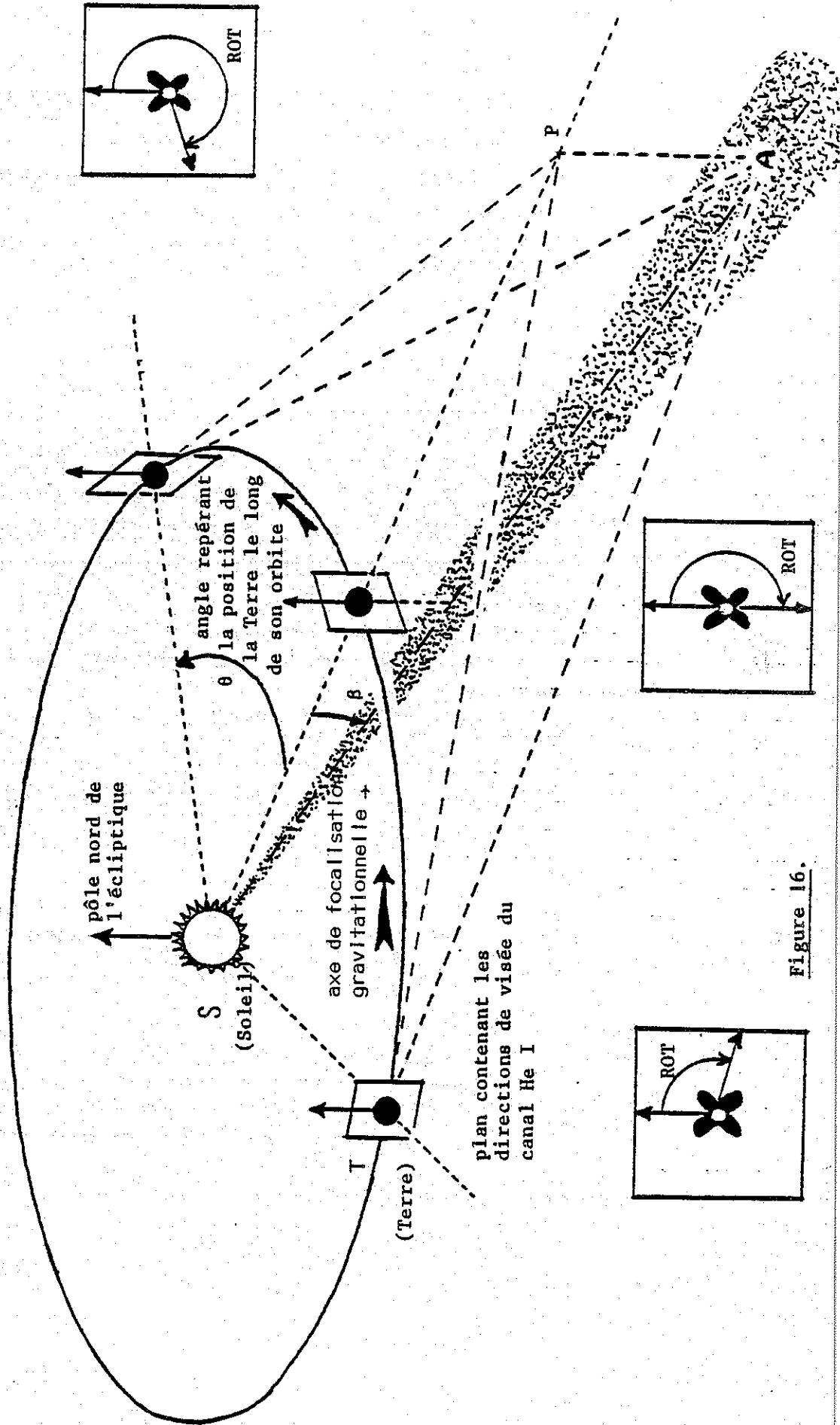


Figure 16.

dont la largeur vaut plusieurs fois 22° . La forme du maximum est juste un peu adoucie et écrasée ce qui ne gêne en rien les comparaisons que je ferai ultérieurement avec le modèle puisque je ferai subir aux prédictions théoriques la même moyenne glissante. Le seul inconvénient serait la perte de structures fines à des échelles inférieures à 22° (mais cet inconvénient n'en est pas un en principe car on n'attend pas de telles structures sur le fond interplanétaire). Par la suite, toutes les données seront présentées sous la forme "moyenne glissée" qui améliore considérablement leur lisibilité. Sur la figure du haut la surface occupée par la terre a été hachurée. En effet, par la suite je serai amené à parler du niveau général de certaines périodes temporelles. Ceci signifie : la moyenne sur les angles du comptage moyen pour chaque cellule - ou encore d'un point de vue mathématique : l'intégrale de la courbe divisée par l'intervalle d'intégration - Dans cette définition il est bien clair que la surface correspondant à la terre doit être retirée (puisque'elle ne correspond pas à de l'hélium interplanétaire) ce que j'ai fait avec un planimètre intégrateur chaque fois que cela était nécessaire.

X - Variation temporelle de la forme du signal, détermination des paramètres géométriques

La figure 16 est une représentation schématique de la géométrie de l'expérience. En particulier, les approximations suivantes ont été faites : orbite de la terre circulaire, plan de visée pour les mesures perpendiculaires à la direction du soleil et maximum d'émission du milieu interplanétaire pour la ligne de visée coupant l'axe de focalisation (voir modèle physique).

Dans ces conditions on peut voir en examinant la figure qu'il existe une relation simple entre l'angle ROT pour lequel la ligne de visée coupe l'axe de focalisation (qui fait un angle β avec le plan de l'écliptique) et l'angle θ qui repère la position de la terre par rapport à la position : terre juste au-dessus de l'axe". On a les relations suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} TP = SP \cdot \sin \theta \\ PA = SP \cdot \operatorname{tg} \beta \end{array} \right\} \operatorname{tg} \operatorname{ROT} = - \frac{\sin \theta}{\operatorname{tg} \beta}$$

Soit avec la définition choisie pour ROT :

$$\operatorname{ROT} (\max) = 180^\circ - \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \left(\frac{\sin \theta}{\operatorname{tg} \beta} \right)$$

Une étude numérique sur l'influence de l'écart entre la géométrie réelle et la géométrie parfaite supposée ici, montre que l'erreur commise sur ROT reste inférieure au 1/2 degré dans tous les cas.

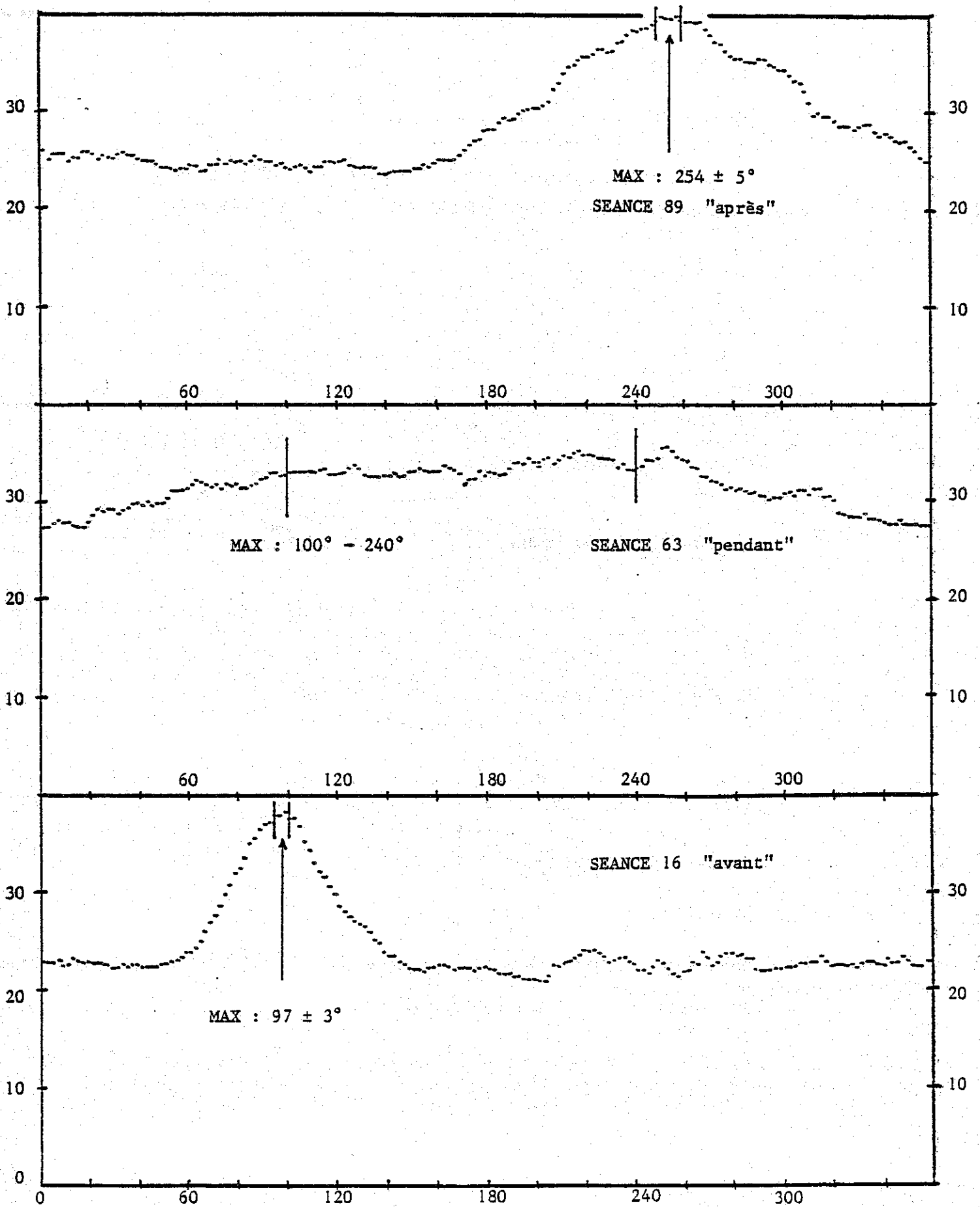


Figure 17.

La longitude éclipstique de l'axe de focalisation λ est reliée à θ par $\theta = \text{LET} - \lambda$
(LET est la longitude éclipstique de la terre).

Les valeurs en coordonnées équatoriales de la direction d'arrivée du vent ont été publiées par C.S. WELLER, R.R. MEIER, juin 1981 "Characteristics of the helium component of the local interstellar medium" dans *Astrophysical Journal* :

ascension droite : 252°
déclinaison : -18° ce qui correspond à : $\lambda = 72,9^\circ$
 $\beta = -4,4^\circ$

La précision annoncée est de $\pm 3^\circ$, ces valeurs serviront de comparaison pour celles que je vais déterminer.

A - Méthode directe

Une méthode pour déterminer ces deux paramètres consiste à comparer les valeurs de ROT correspondant au maximum de signal avec celles prévues par la théorie simple exposée précédemment. Cette méthode peut théoriquement fournir les deux paramètres d'un seul coup.

Sur la figure 17, on voit trois exemples de signal

- du bas vers le haut - séance 16 : θ négatif ($\approx -60^\circ$)
- séance 63 : θ voisin de zéro
- séance 89 : θ positif ($\approx +30^\circ$)

On peut constater plusieurs points importants

- le maximum se déplace selon la valeur de θ . C'est l'effet de parallaxe facilement compréhensible en regardant la figure précédente.
- le maximum est d'autant moins prononcé que la terre se trouve près de l'axe de focalisation. Cet effet se traduit expérimentalement par des barres d'erreur variables selon la valeur de θ : pour la séance 16 l'erreur peut être estimée à $\pm 3^\circ$ sur la position du maximum pour la séance 89 elle est de l'ordre de $\pm 5^\circ$ et pour la séance 63 le maximum peut se trouver dans une plage de 140° de large. On comprend également cet effet quand on remplace l'axe de focalisation par un cône de focalisation. Plus la terre est proche de l'axe du cône plus le maximum est large et diffus. La terre passe d'ailleurs à travers ce cône et non au-dessus comme pour le modèle simple avec un axe.

La figure 18 représente la position expérimentale du maximum en fonction de LET. Sauf pour les séances "centrales" (séances 60, 63, 66) les barres d'erreur estimées n'ont pas été indiquées sur la figure afin de ne pas la charger mais la dispersion des points expérimentaux en donne une bonne idée.

Meilleur ajustement visuel entre la position expérimentale du maximum et celle prévue par un modèle simple en fonction de la position de la Terre.

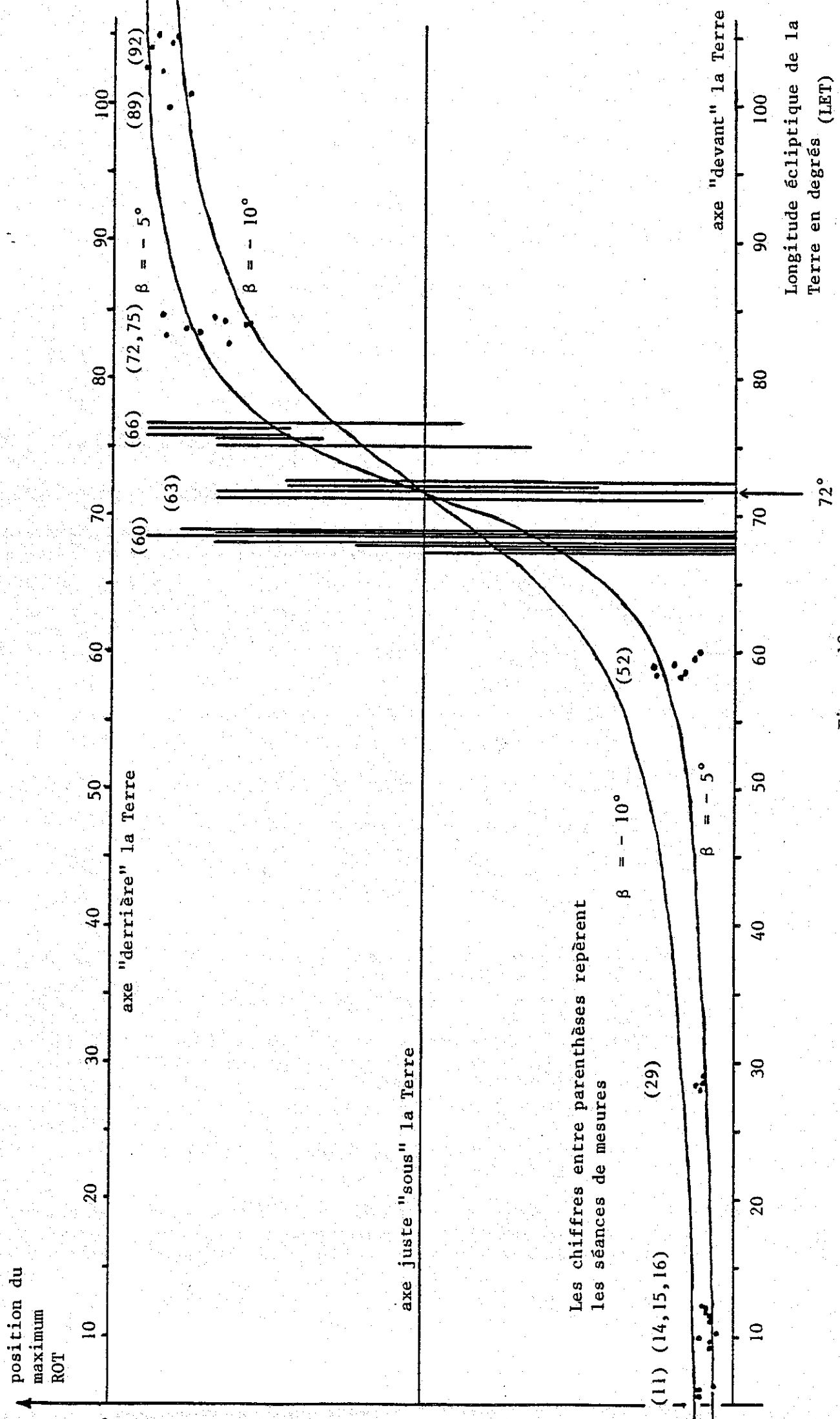


Figure 18.

VOIE HELIUM I anti-solaire

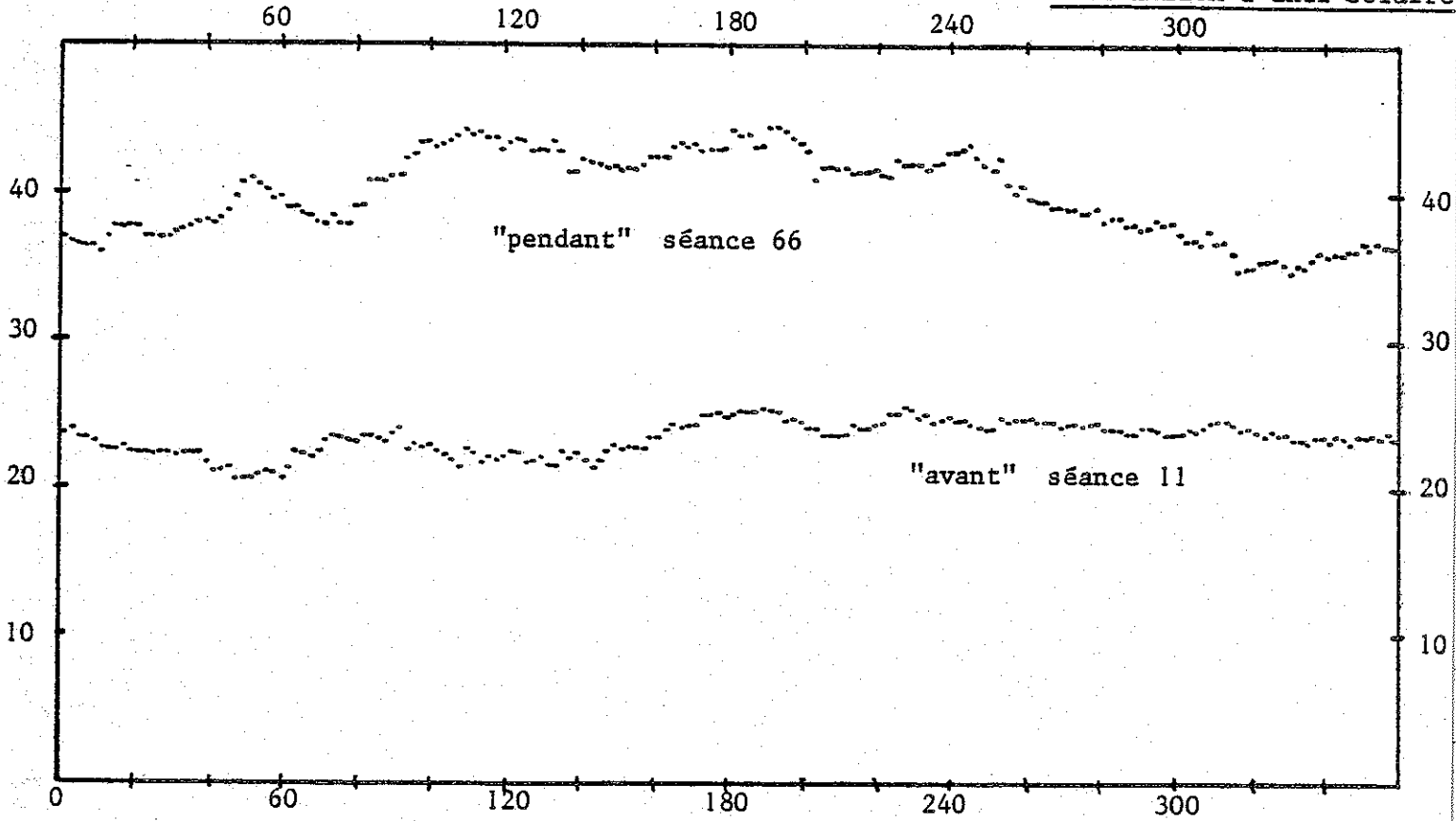


Figure 19.

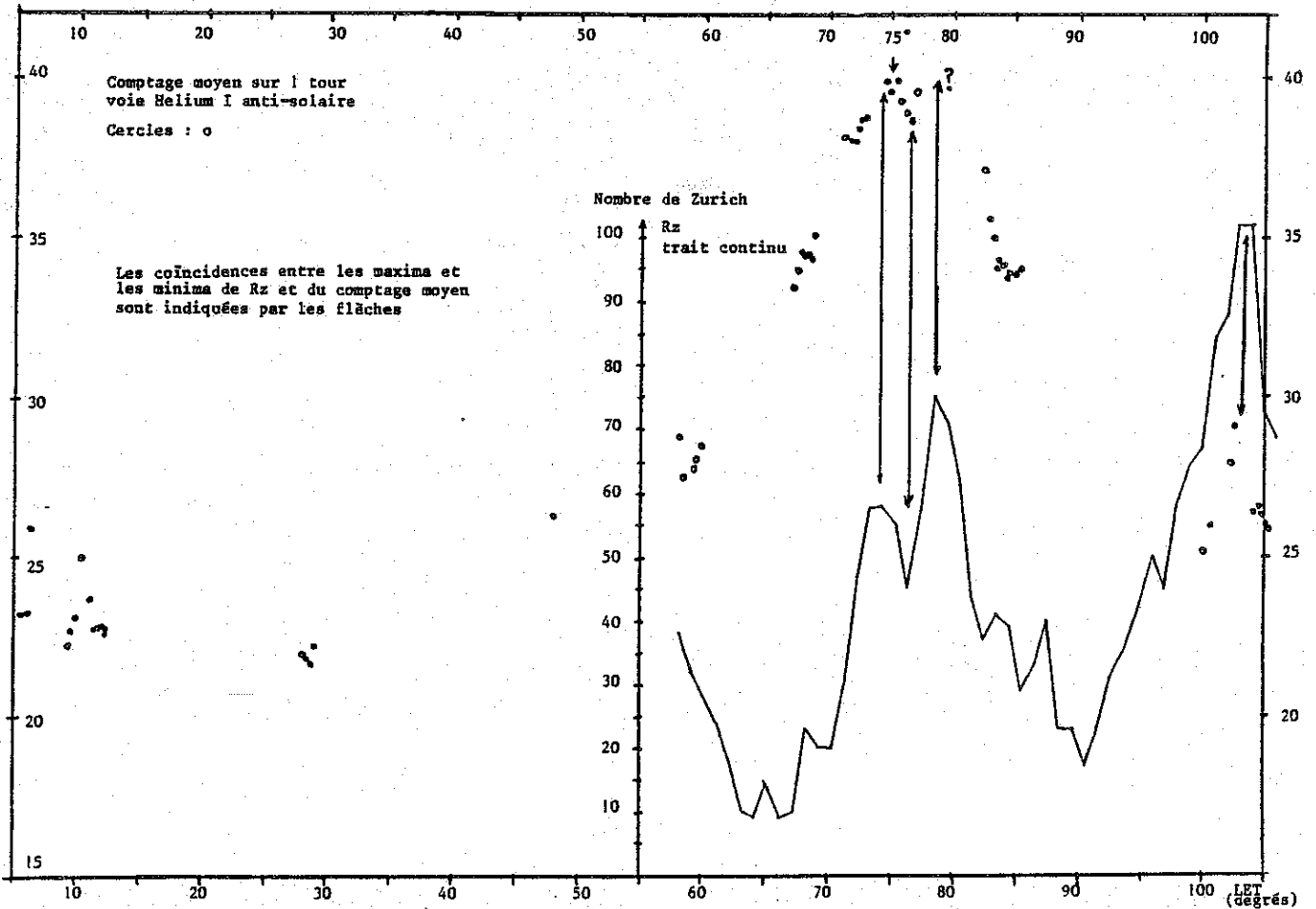


Figure 20.

J'ai tracé sur la même figure les courbes théoriques correspondant au modèle simple décrit ci-dessus pour deux valeurs de β : -5° et -10° . L'ajustement entre la position du centre de ces courbes et la valeur de LET pour laquelle la terre est au-dessus de l'axe a été fait visuellement. Etant donné la dispersion des points de mesure on peut déduire les valeurs suivantes : β compris entre -5° et -10° mais plus près de -5° et λ voisin de 72° avec une incertitude de $\pm 2^\circ$ à 3° . Ces valeurs sont compatibles avec celles de Weller et Meier mais la précision de la détermination n'est pas meilleure.

B - Méthodes indirectes

Pour tenter de remédier à cet inconvénient on peut chercher à déterminer λ par une autre méthode et ensuite à déduire β à l'aide de la formule "théorique".

L'autre méthode essayée est basée sur la constatation que l'on peut faire sur la figure 19. Le niveau général sur le canal 4 (voie hélium l anti-solaire) est nettement plus élevé lors du passage de la terre dans le cône d'hélium qu'avant ou après (non représenté). On peut donc définir un niveau moyen anti-solaire comme la moyenne sur les angles du signal sur le canal 4 pendant une certaine période de temps. Si l'on reporte les valeurs ainsi obtenues en fonction de LET on aboutit à ce qui est représenté sur la figure 20.

Les valeurs expérimentales des niveaux moyens sont représentées par des petits cercles et l'on constate effectivement un maximum assez aigu du comptage moyen aux environs de $LET = 75^\circ$. Mais on constate également d'autres maxima aigus comme celui qui se trouve vers $LET = 102^\circ$. Dans le but d'expliquer ce phénomène j'ai porté sur le même graphique l'évolution du nombre de zurich Rz autour de la période du maximum de comptage. Rz est représentatif (dans une certaine mesure) de l'activité solaire et donc du flux solaire dans la raie de l'hélium et dans la direction de la terre. L'hélium qui est "vu" par le canal anti-solaire reçoit donc à peu près le même flux solaire que celui qui arrive sur terre (ce qui ne serait pas le cas de celui vu par le canal 3). On constate sur la figure une coïncidence nette entre les maxima et les minima de comptage moyen et ceux de la courbe de Rz. La détermination précise du maximum ne peut donc pas être faite directement sur cette courbe. J'ai essayé deux moyens pour me débarrasser du facteur "flux solaire".

C - Effet du flux solaire

La première méthode consistait à essayer d'éliminer ses variations globales en divisant le comptage moyen obtenu sur le canal 4 par celui obtenu sur le canal 3, après avoir pris les précautions concernant la terre que j'ai exposées à propos de la figure 15. Si le flux solaire était réellement à symétrie sphérique il ne resterait après cette opération qu'un facteur ne dépendant que de la position de la terre et dont les variations seraient parfaitement symétriques par rapport à l'angle λ .

En fait le flux solaire est variable en latitude et en longitude éclipstique et le résultat obtenu est montré sur la figure 21. On constate bien la présence d'un maximum qui se trouve au voisinage de $LET = 72,5^\circ$, mais la dispersion des points et la largeur de ce maximum ne permettent pas d'assurer cette valeur à mieux que $\pm 2^\circ$.

Le deuxième moyen que j'ai essayé consiste à tenter de corriger le comptage moyen sur la voie anti-solaire des variations du flux solaire dans la même direction. Pour cela j'ai établi une courbe d'étalonnage entre le comptage moyen quand on est loin du maximum et R_z (Fig. 22). Cet étalonnage présente évidemment deux faiblesses, outre le fait que ses fondements théoriques sont insuffisants

- 1°) la définition du terme "suffisamment loin du maximum" est très subjective - d'autant plus que la faiblesse du nombre de points incite à élargir au maximum cette définition ;
- 2°) il se trouve que mon étalonnage est constitué de deux parties distinctes (voir figure), une partie à "faible" R_z ($R_z < 65$) qui se trouve être également la partie avant le maximum, et une partie à "fort" R_z ($R_z > 70$) qui se trouve être après le maximum.

Cependant, malgré ces faiblesses, j'ai tenté l'étalonnage et il est clair que mes points sont approximativement alignés ; les points ont été regroupés par séances à l'intérieur de patatoïdes numérotés. Je considère donc ce résultat comme un fait expérimental et je calcule la droite des moindres carrés ajustant au mieux mon étalonnage, puis je définis un

$$\text{comptage corrigé} = \text{comptage réel} \times \frac{a + 50 + b}{a \cdot Z + b}$$

avec Z = nombre de zurich pour le comptage considéré

La valeur de référence $R_z = 50$ ayant été choisie de manière arbitraire. De cette manière tous les points se trouvant sur la droite d'étalonnage vont se trouver ramenés à la même valeur "corrigée" $C(50)$. L'étalonnage ayant été calibré pour une certaine zone de R_z : de 30 à 100 environ, il y a certains points (séances 43 et 60) qui se trouvent en-dehors de cette zone. La correction leur a été appliquée quand même mais l'on doit considérer son effet comme très incertain.

La figure 23 montre le résultat de la correction : On voit que "loin du maximum", les points s'alignent autour de la valeur de référence (c'est ce qui était prévu), mais surtout que le joli maximum qui figurait sur les données brutes a été transformé en un "gros pâté". Ici encore on peut estimer que le maximum de cette courbe se trouve entre 70° et 75° en LET.

Rapport : $\frac{\text{comptage moyen anti-solaire}}{\text{comptage moyen latéral}}$

(élimination des variations globales du flux solaire)

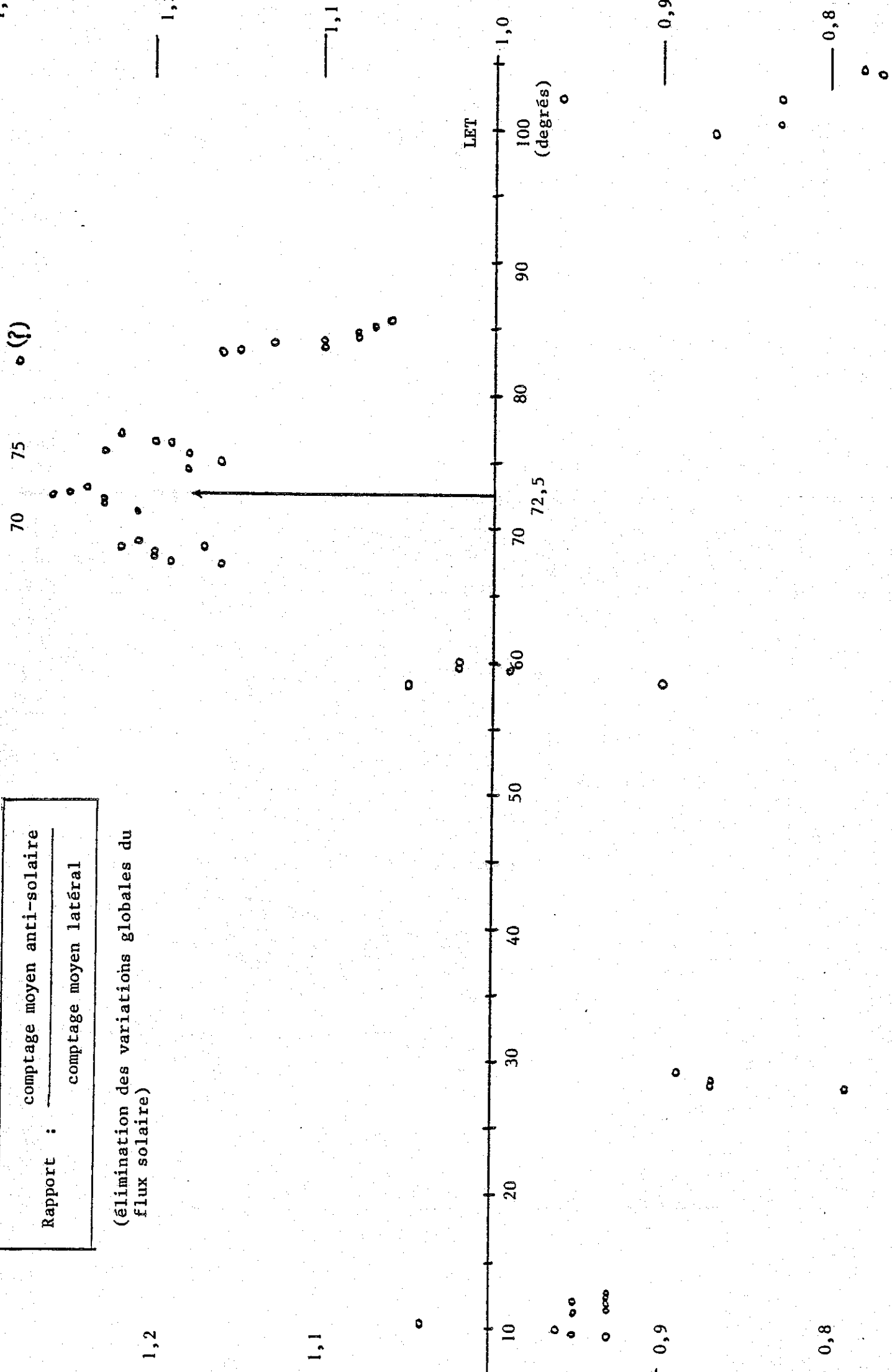


Figure 21.

"ETALONNAGE"

Comptage moyen
canal anti-solaire

droite des moindres carrés (26 points)

$c = az + b$
 $a = 0,09790$
 $b = 18,40$
 $c(50) = 23,30$

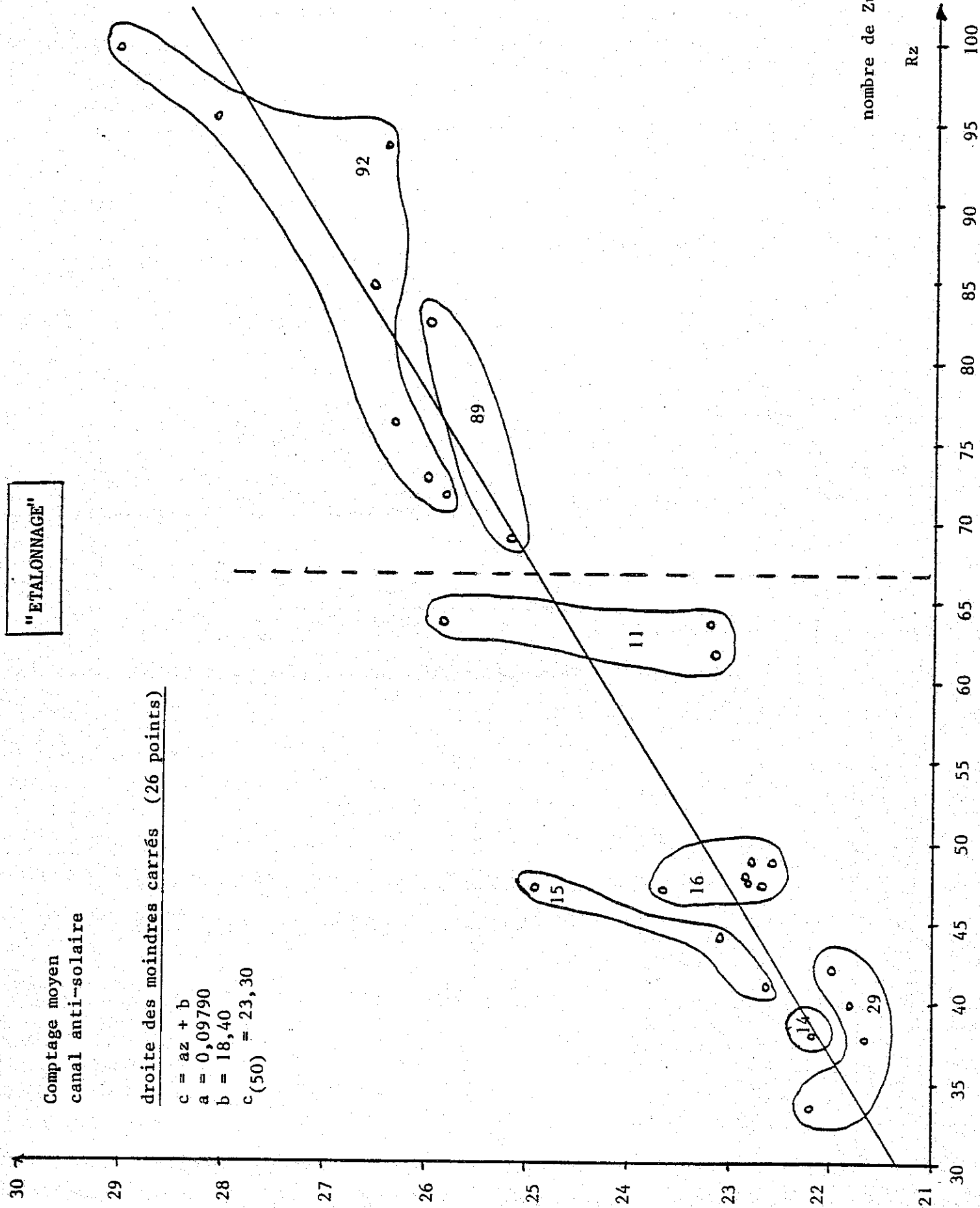


Figure 22.

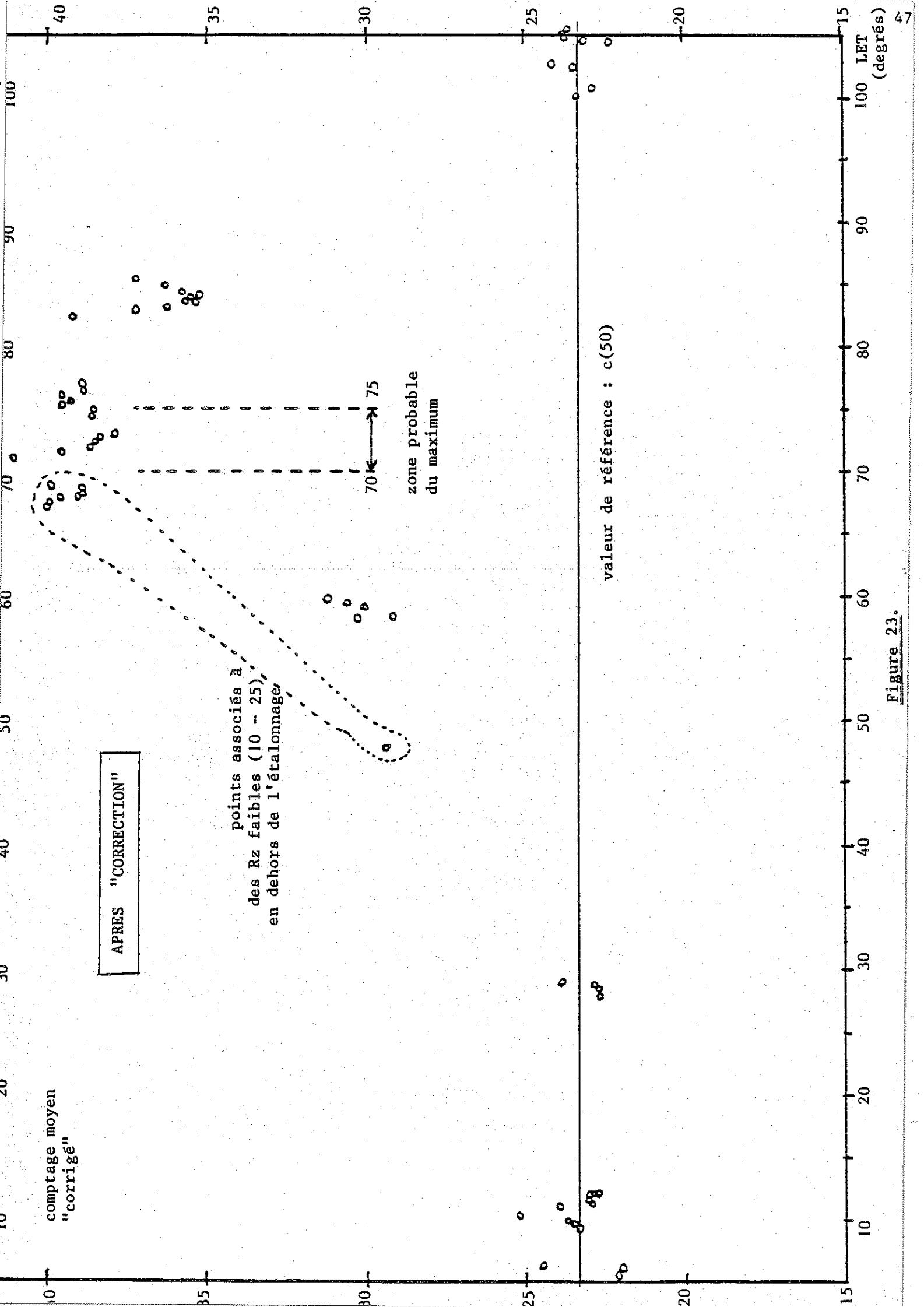


Figure 23.

D - Conclusion

La conclusion de ces différents essais est que la valeur de λ est voisine de $\lambda = 72,5^\circ$ mais que la précision sur cette mesure est de l'ordre de $\pm 2^\circ$. Toujours à l'aide de ma théorie simple, je peux maintenant associer une valeur de β à chaque point de mesure par la formule :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{-\sin \theta}{\operatorname{tg} \operatorname{ROT}}$$

Dans le tableau suivant j'ai porté les valeurs de LET et de ROT mesurées pour chaque point et j'ai calculé β pour deux valeurs extrêmes de λ : 70° et 75° . Le traitement statistique de ces données conduit aux valeurs portées au bas du tableau. On voit que la valeur de β dépend peu de celle de λ et l'on peut prendre

$\beta = -6,3^\circ$ mais la dispersion des points est telle que l'incertitude demeure de $\pm 2^\circ$.

L'examen des histogrammes représentant le nombre de fois où une détermination de β tombe dans un intervalle donné (Fig. 24) montre que la distribution de ces déterminations s'écarte notablement d'une distribution "normale" (gaussienne). Cet écart signifie que les erreurs sur la détermination de β ne sont pas uniquement "statistiques" mais contiennent une part d'erreurs systématiques d'où la difficulté de déterminer β à mieux que $\pm \sigma$.

Il est intéressant de noter que la distribution dans des tranches de 1° de large a l'air beaucoup plus "gaussienne" que celle dans des tranches de $1/2^\circ$ de large alors qu'il s'agit en fait de la même distribution.

Les coordonnées écliptiques de l'axe de focalisation :

$\lambda = 72,5^\circ$
 $\beta = -6,3^\circ$ correspondent en coordonnées équatoriales pour la direction d'arrivée du vent à

ascension droite =	251,9°
déclinaison =	-16,1°

Ces valeurs sont toujours compatibles avec celles de Weller et Meier (1981) mais sont plus proches de celles qu'ils ont publiées en 1974 (Ap J 193 471).

ascension droite 252°	avec la même incertitude de $\pm 3^\circ$
déclinaison -15°	

Je dispose donc pour la suite de cette étude de valeurs approchées pour la direction d'arrivée du vent mais la précision n'est pas encore très satisfaisante et ces paramètres seront variés légèrement lors de la comparaison du modèle avec l'expérience afin de préciser un peu mieux cette direction d'arrivée.

LET	ROT	β (70)	β (75)
5,6 °	100	- 9,04 °	- 9,37 °
6,0	100	- 9,01	- 9,35
6,3	96	- 5,38	- 5,59
9,1	97	- 6,12	- 6,40
9,6	97	- 6,09	- 6,37
9,9	100	- 8,69	- 9,09
10,2	95	- 4,32	- 4,53
11,1	97	- 6,00	- 6,29
11,4	97	- 5,98	- 6,28
11,7	98	- 6,82	- 7,16
11,9	98	- 6,80	- 7,14
12,2	99	- 7,63	- 8,02
28,0	100	- 6,73	- 7,35
28,3	101	- 7,37	- 8,05
28,6	99	- 5,98	- 6,54
29,3	99	- 5,90	- 6,47
58,2	106	- 3,36	- 4,74
58,4	113	- 4,88	- 6,91
58,6	105	- 3,03	- 4,33
59,0	114	- 4,86	- 7,00
59,2	108	- 3,48	- 5,06
59,5	102	- 2,22	- 3,25
59,9	100	- 1,77	- 2,63
82,4	237	- 7,94	- 4,78
82,9	255	- 3,42	- 2,11
83,3	245	- 6,12	- 3,85
83,5	249	- 5,12	- 3,25
83,8	232	-10,56	- 6,82
84,0	238	- 8,60	- 5,58
84,3	241	- 7,80	- 5,12
84,6	256	- 3,60	- 2,38
99,8	254	- 8,11	- 6,86
100,6	248	-11,62	- 9,90
102,3	256	- 7,59	- 6,52
102,6	261	- 4,88	- 4,20
104,1	259	- 6,22	- 5,40
104,4	253	- 9,80	- 8,54
104,7	252	-10,48	- 9,15
104,9	257	- 7,52	- 6,57
moyenne : m		- 6,43°	- 6,13°
écart type : σ		2,35°	2,01°

TOTAL : 39 points

DISPERSION DES EVALUATIONS DE β

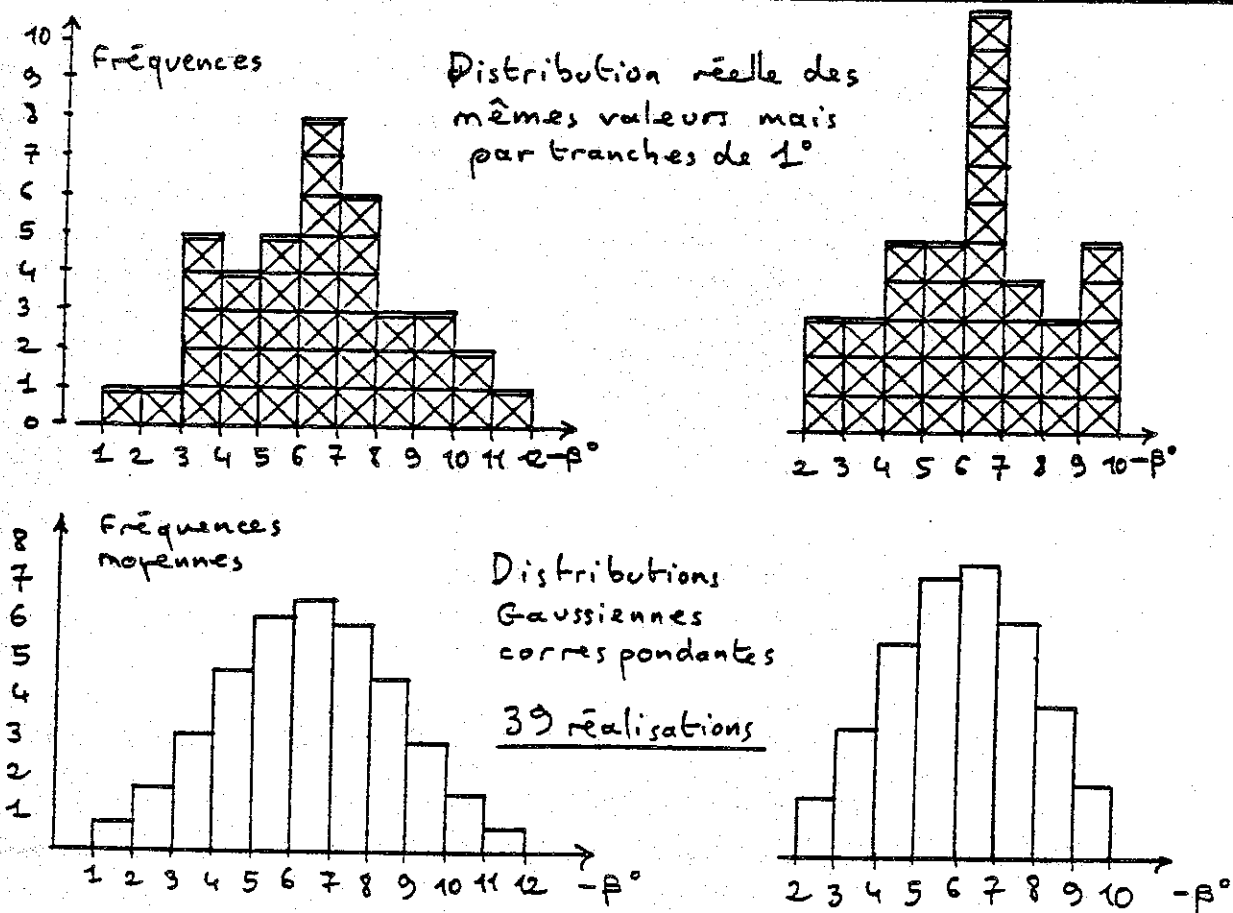
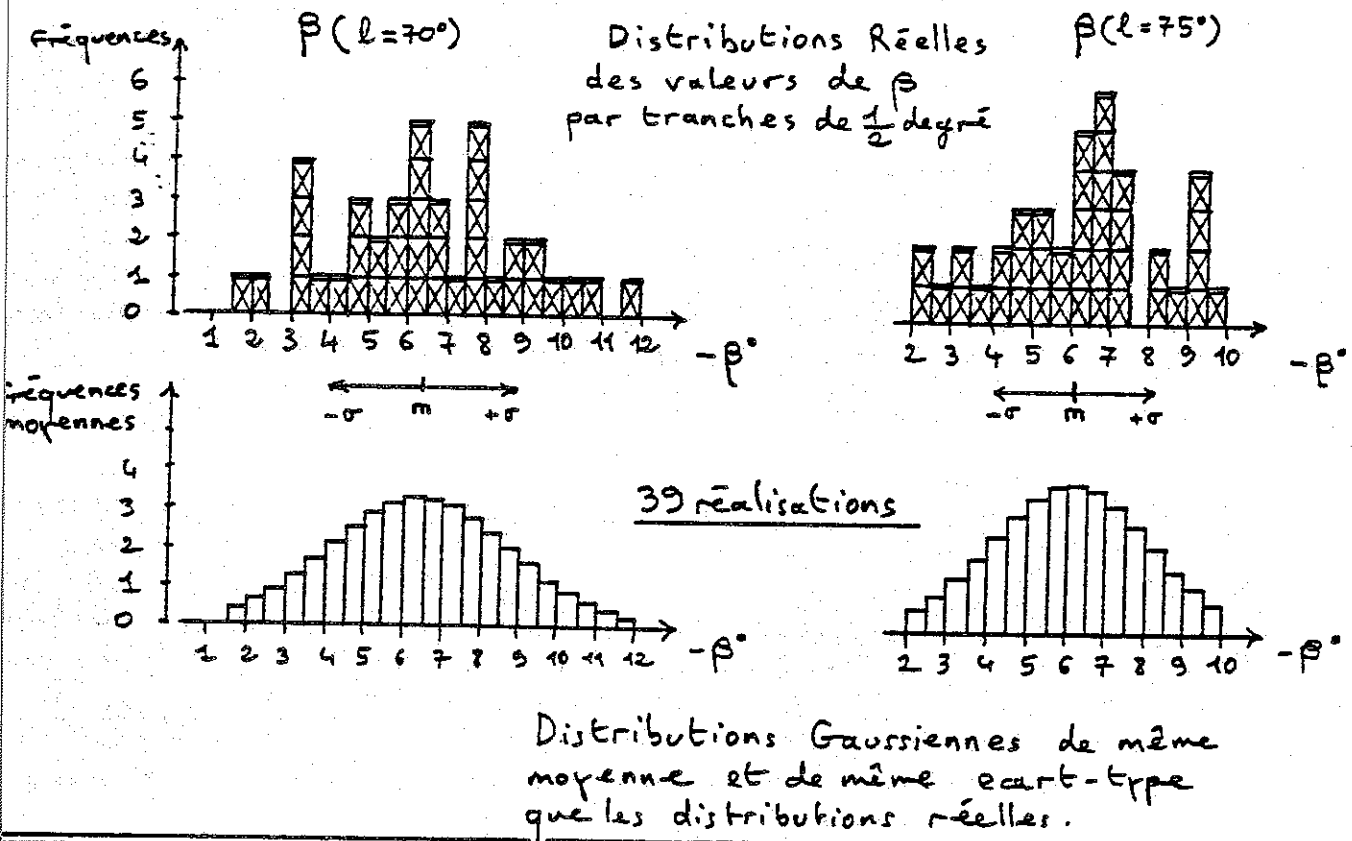


Figure 24.

XI - Modèle physique

L'interprétation universellement admise de l'origine de la composante neutre du milieu interplanétaire a été donnée par

BLUM - FAHR (1970)

BERTAUX - BLAMONT (1971)

THOMAS - KRASSA (1971)

Par la suite divers raffinements ont été apportés pour conduire au modèle actuel, que je vais décrire ici.

Ce gaz, essentiellement de l'hydrogène et de l'hélium atomiques, est celui du milieu interstellaire voisin qui pénètre dans le système solaire et interagit avec lui.

A - Description qualitative

Dans ce paragraphe, je vais donner une description du phénomène sans justifier les affirmations que je ferai. Celles-ci seront justifiées dans le paragraphe suivant : "calculs d'ordres de grandeur".

Avant son interaction avec le système solaire, le gaz peut être caractérisé par sa densité et par sa température. Le référentiel par rapport auquel ce gaz est au repos est animé par rapport à un référentiel solaire (un référentiel hélio-écliptique pour fixer les idées) d'une certaine vitesse caractérisée par sa direction et son module. Dès maintenant on peut voir que si les mécanismes d'interaction ont la symétrie sphérique par rapport au soleil (ce qui sera étudié plus loin), l'axe passant par le soleil et parallèle à la vitesse relative est axe de symétrie du phénomène étudié. L'étude de l'interaction peut se faire dans n'importe quel plan contenant cet axe et même dans un demi-plan de l'un des côtés de cet axe. L'interaction du gaz avec le système solaire se réduit en fait à celle avec le soleil, en effet les planètes peuvent avoir une influence locale (H.J. FAHR, G. LAY, P.W. BLUM : Planetary cones of Focused interstellar gases A et A 1976) mais l'étude qui est conduite ici est une étude générale et par la suite je négligerai complètement les planètes. Les interactions possibles entre les atomes du gaz et le soleil sont de trois types possibles, l'interaction gravitationnelle, l'interaction avec les photons solaires et l'interaction avec les particules du vent solaire.

En fait l'interaction avec les photons, quand elle a lieu, est elle-même de deux types très différents : on a affaire selon la fréquence des photons en question soit à la photoionisation, pour les fréquences élevées ($h\nu >$ potentiel d'ionisation), soit à la diffusion résonnante quand la fréquence est exactement, dans le référentiel de l'atome, celle qui correspond à ce phénomène. Les photons comptés par les expériences décrites dans les chapitres précédents sont précisément des photons solaires ayant subi une diffusion résonnante sur l'un des atomes du gaz étudié.

Les particules du vent solaire sont des particules chargées et leur interaction avec les atomes incidents est pour l'essentiel l'échange de charge : l'atome neutre incident perd un électron au profit d'un ion du vent solaire ; ionisé, il devient invisible pour l'expérience, et l'ion incident, transformé en atome, est également perdu pour l'expérience car sa trop grande vitesse le place en-dehors de la raie solaire ; à cause de l'effet Doppler Fizeau, il devient également invisible.

Dans ces conditions l'échange de charge entre les ions du vent solaire et les atomes du gaz incident et la photoionisation de ces derniers, peut se traduire, phénoménologiquement, par une perte définitive d'atomes. La perte d'atomes par unité de temps est dans les deux cas proportionnelle au flux solaire (flux photoionisant ou flux de particules) et varie donc comme l'inverse du carré de la distance au soleil. Sous l'influence de ces diverses interactions, la densité et la répartition des vitesses du gaz incident sont modifiées de manière à produire, à l'intérieur du système solaire une distribution caractéristique des valeurs des différents paramètres mis en jeu. Le but de mon travail est d'arriver, par une modélisation adéquate du phénomène suivi par une comparaison avec les résultats expérimentaux, à déterminer les valeurs de ces paramètres avec des domaines d'incertitude les plus restreints possibles.

B - *Vision simplifiée du phénomène*

Je vais montrer plus loin (voir "traitement statistique de la diffusion résonnante") que l'on peut considérer que les atomes sont soumis à une force attractive du genre "gravitation" de la part du soleil (force en $\frac{1}{r^2}$).

Dans une vision très simplifiée pour commencer on peut ne considérer que cette force qui agirait sur des atomes ayant tous la même vitesse au départ.

Les atomes attirés par le soleil vont tous se croiser sur l'axe de symétrie du phénomène derrière le soleil par rapport à leur direction d'arrivée et vont produire sur cet axe une densité singulière (infinie) - Pour une justification mathématique de cette affirmation voir plus loin : le modèle froid -

Dans cette vision très simplifiée on peut donc considérer que l'hélium interplanétaire est essentiellement rassemblé sur une demi-droite partant du soleil et pointant dans la direction sous le vent. Cette vision était la base du modèle simple que j'ai employé pour décrire l'effet de parallaxe évident sur les données.

On peut obtenir une vision un peu plus raffinée du phénomène en se disant que du fait de l'agitation thermique des atomes leur vitesses ne sont pas toutes parallèles mais contenues dans un cône. Par exemple, si la vitesse du vent est de 22 km/s et sa température de 10000 K, la vitesse thermique des atomes est 3,4 fois plus petite que leur vitesse d'arrivée.

DENSITE HELIUM $V_0 = 20 \text{ km/s}$ $T = 10000 \text{ K}$

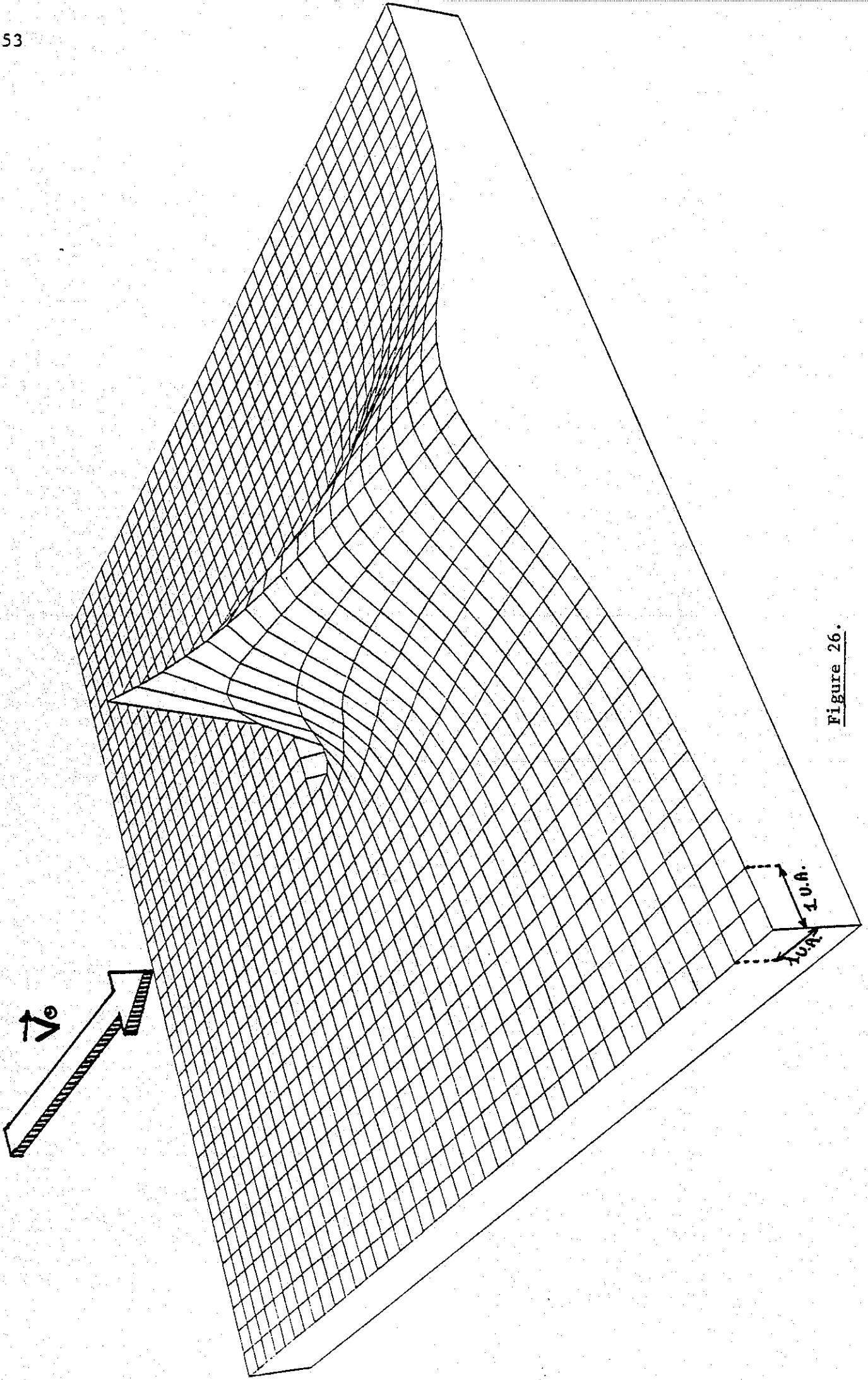


Figure 26.

$$\sin \alpha = \frac{1}{3,4} \quad \alpha = 17^\circ$$

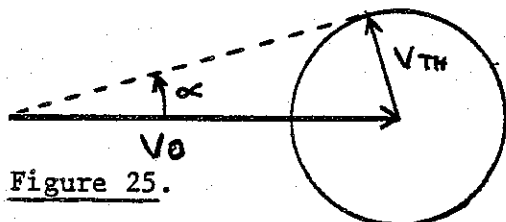


Figure 25.

On peut voir sur la figure que les atomes qui ont une vitesse inférieure ou égale à la vitesse thermique arrivent dans un cône de demi-angle 17°

L'axe dont il était question tout à l'heure se transforme donc lui aussi en un cône de demi-angle 17° et la singularité disparaît.

Enfin pour compléter cette vision on peut tenir compte de la "disparition" des atomes (par ionisation) en vidant la zone qui se trouve à proximité du soleil.

Pour conclure ce paragraphe, je vais montrer le résultat d'un calcul de densité fait par l'ordinateur (Fig. 26) : cette surface représente la fonction : densité (x, y) le soleil est au centre, le vent a une vitesse de 20km/s la température du gaz est de 10000 K. Les "mailles" sont des carrés de 0,5 U.A. de côté. Le "trou" à l'endroit du soleil ne correspond pas au "vide" signalé plus haut mais tient aux limites dans lesquelles ce calcul a été fait. Pour voir ce vide, il faudrait dilater beaucoup l'échelle car il ne se fait sentir qu'à moins de 1 U.A. du soleil.

C-- Discussion des approximations et des hypothèses

Le but de ce paragraphe est de justifier par des calculs d'ordre de grandeur les différentes hypothèses et approximations que je serai amené à faire lors de la construction de mon modèle. Ces calculs nécessitent la connaissance au moins approximative de certains des paramètres que je cherche à déterminer. Pour les faire je prendrai les valeurs déterminées auparavant, ce degré d'approximation suffit pour ce genre de calculs. Je vais plus précisément concentrer mon attention sur la composante hélium du milieu interplanétaire, seule étudiée par la suite, mais je donnerai au passage les principaux résultats pour l'hydrogène en soulignant les différences importantes qui rendent nécessaire la construction de deux modèles différents pour les deux gaz.

1. Gaz sans collisions

Il faut comparer le temps moyen entre deux collisions au temps pendant lequel mon modèle prend en compte un atome donné. Dans un gaz la fréquence des collisions est donnée par

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot v \cdot n \quad \text{où } \sigma \text{ est la section efficace pour la collision considérée. Dans le cas présent : collision d'atomes, on}$$

peut travailler dans l'approximation des "sphères dures" et $\sigma = \pi d^2$, avec d égal à la somme des "rayons atomiques" des particules qui s'entrechoquent. Dans Astrophysical Quantities (Allen), on trouve les valeurs suivantes pour ces "rayons atomiques" :

$r_H \approx 0,7 \text{ \AA}$ $r_{He} = 1,2 \text{ \AA}$. V est la vitesse de la particule qui va subir les collisions, je prendrai ici la vitesse thermique pour l'atome considéré en supposant que le gaz est à l'équilibre thermique (voir hypothèse suivante) : $v = \sqrt{\frac{2T}{m}}$. Pour les calculs, je

prendrai $T = 10^4 \text{ K}$. n est la densité des atomes qui provoquent les collisions. Je prendrai $n_H = 4 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ $n_{He} = 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$. Il faut considérer le cas des collisions les plus fréquentes.

La fréquence des collisions d'un atome "1" par des atomes "2" est

$$F_{2 \rightarrow 1} = n_2 \cdot V_1 \cdot \pi (r_1 + r_2)^2 \quad \text{on a } \frac{n_H}{n_{He}} = 4, \frac{V_H}{V_{He}} = \sqrt{\frac{m_{He}}{m_H}} = 2$$

Les fréquences sont donc proportionnelles à :

$$\begin{array}{lll} F_H \rightarrow H & 4 \times 2 \times (2 \times 0,7)^2 & = 15,68 \\ F_H \rightarrow He & 4 \times 1 \times (1,2 + 0,7)^2 & = 14,44 \\ F_{He} \rightarrow H & 1 \times 2 \times (1,2 + 0,7)^2 & = 7,22 \\ F_{He} \rightarrow He & 1 \times 1 \times (2 \times 1,2)^2 & = 5,76 \end{array}$$

Le temps moyen entre deux collisions le plus court est celui des atomes d'hydrogène rencontrant d'autres atomes d'hydrogène.

$$\text{Ce temps vaut } \frac{1}{n_H \cdot \pi \cdot (2 \times r_H)} \sqrt{\frac{m_H}{2K T}} = 3,15 \times 10^{10} \text{ secondes} \approx 1000$$

Le temps mis par le gaz pour parcourir la distance sur laquelle mon modèle travaille est de : $\frac{D}{V}$ avec ici $D = 300 \text{ U.A.}$

et V est la vitesse du gaz par rapport au soleil, soit 22 km/s . Ce temps vaut $2,04 \cdot 10^9$ secondes, soit ≈ 65 ans, soit environ 15 fois moins que le temps moyen entre deux collisions. Dans ces conditions on peut considérer que le gaz est "sans collisions" et que chaque atome évolue de manière indépendante des autres.

2. Equilibre thermique avant interaction

Il s'agit ici de prouver que la répartition des vitesses dans le gaz avant son interaction avec le soleil est bien maxwellienne et que l'on peut donc attribuer une température T unique à ce gaz. Le seul facteur susceptible de perturber la distribution des vitesses des atomes est le champ de gravitation des étoiles proches. Celles-ci, à l'image du soleil, interagissent avec le milieu interstellaire. La perturbation locale ainsi apportée est peu à peu effacée grâce aux collisions à l'intérieur du gaz. Pour justifier l'hypothèse de l'équilibre thermique, il faut montrer que le temps de parcours moyen du gaz entre deux étoiles est très

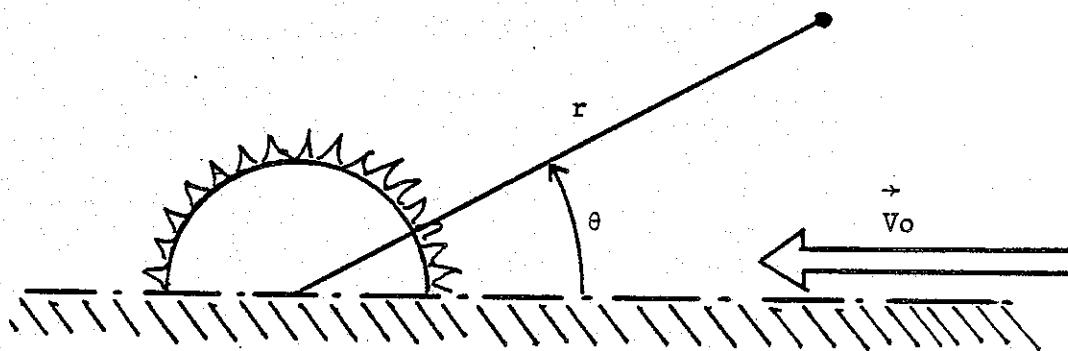
supérieure au temps de collision le plus long à l'intérieur du gaz. Cette fois-ci on cherche le processus dont la fréquence est la plus faible : il s'agit des collisions d'un atome d'hélium sur d'autres atomes d'hélium. Le temps moyen entre deux telles collisions est égal à :

$$t_H \rightarrow H \times \frac{4 \times 2 \times (1,4)^2}{1 \times 1 \times (2,4)^2} \approx 2700 \text{ ans}$$

Pour calculer le temps de parcours entre deux étoiles, je prendrai une distance moyenne de 5 années-lumière entre deux étoiles voisines et la vitesse du gaz dans un référentiel où les étoiles proches ont en moyenne une vitesse nulle. En tenant compte de la direction d'arrivée du gaz par rapport au soleil et du mouvement propre du soleil vers l'apex on trouve $V = 18 \text{ km/s}$. Ces valeurs conduisent à une durée de 83000 ans, soit un rapport supérieur à 30. De plus l'équilibre thermique entre les atomes d'hélium peut également s'établir par l'intermédiaire des atomes d'hydrogène. L'équilibre thermique sera donc admis par la suite et je pourrai parler d'une température T pour le gaz avant son entrée dans le système solaire.

3. Symétrie sphérique des phénomènes solaires

Cette hypothèse, en introduisant une symétrie sphérique sur l'ensemble des phénomènes solaires qui nous intéressent, simplifie notablement les calculs. En effet, cette hypothèse jointe à celle d'équilibre thermique du gaz incident, qui implique son homogénéité et la symétrie de la distribution des vitesses des atomes par rapport à n'importe quel axe parallèle à la vitesse moyenne (et donc en particulier par rapport à un tel axe passant par le soleil), confère au modèle la symétrie axiale. La description de l'interaction peut se faire complètement dans le demi-plan $r \geq 0 \quad 0 \leq \theta \leq \pi$



Revenons à l'hypothèse de symétrie sphérique des phénomènes solaires : On peut la diviser en deux sous-hypothèses,

- La symétrie par rapport à l'axe des pôles et, dans un plan contenant cet axe, la symétrie par rapport au centre du soleil. Les phénomènes sur lesquels on désire ces symétries sont :
 - le flux de photons solaires résonnants (58.4 nm, 12.16 nm)
 - le flux de photons solaires photoionisant
 - le flux de particules solaires (vent solaire)
- La symétrie par rapport à l'axe des pôles (phénomènes indépendants de la longitude) n'est pas réalisée à chaque instant mais est bien vérifiée en moyenne du fait de la rotation solaire.

En effet, les différents flux considérés ci-dessus varient de manière importante avec l'activité solaire (taches - éruptions...). Mais du fait de la rotation du soleil qui s'effectue en un mois environ ces effets sont moyennés sur un très grand nombre de tours, le temps de traversée du gaz étant de 65 ans (voir "gaz sans collisions"). Il faut noter que cette moyenne est valable pour tout ce qui concerne le mouvement et l'ionisation du gaz, mais ne s'applique pas au flux de photons ionisants qui eux sont diffusés "instantanément" (à la vitesse de la lumière). En conséquence, le facteur ω : fréquence des diffusions par un atome au repos au niveau de la terre, peut varier dans des proportions importantes et sur des intervalles de temps assez courts (quelques jours). Voir à ce sujet le paragraphe "Effet du flux solaire" et la tentative de correction de ses effets.

L'indépendance des phénomènes par rapport à la latitude solaire n'a, en général, aucune raison d'être réalisée. Il existe même de bonnes raisons de croire qu'elle ne l'est pas. On peut donc, face à cette situation, espérer que cette hypothèse reste valable à titre d'approximation. Une étude faite par J.M. AJELLO, N. WITT, P.W. BLUM (mai 1978) - "Four U.V. observations of the interstellar wind by Mariner 10 : analysis with spherically symmetric solar radiation models" et "Solar wind latitudinal variations deduced from Mariner 10 interplanetary H (1216 Å) observations" dans *Astronomy and Astrophysics* conclut que pour l'hélium cette hypothèse est raisonnable mais que pour l'hydrogène il faut tenir compte d'une variation des divers flux en fonction de la latitude, cette variation étant de l'ordre de 25 % entre l'équateur et les pôles.

En conclusion, l'hypothèse de symétrie sphérique est adoptée pour l'hélium. Il faut se souvenir que les variations du flux des photons résonnants peut provoquer des variations temporelles du niveau général - et même des variations spatiales dont il est impossible de rendre compte sans une étude approfondie du soleil au moment même des mesures.

Afin de pouvoir comparer entre elles des mesures qui ont été effectuées à des époques différentes, il faudrait également connaître la façon dont les différents flux varient au cours du cycle solaire de 11 ans. A l'heure actuelle, ces différents problèmes n'étant pas résolus, il faut se contenter de valeurs moyennes - paramétrant éventuellement le modèle - et d'éliminer, par une normalisation, la valeur inconnue de g_0 . Dans ces conditions, la détermination de n_0 devra être faite par une autre méthode que la comparaison des intensités théoriques et expérimentales - Voir à ce sujet le paragraphe : Méthodes de détermination de n_0 .

4. Traitement statistique de la diffusion résonnante

Quand un atome absorbe un photon il "encaisse" sa quantité de mouvement : $\Delta p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$, quand il le réémet la moyenne statistique de la quantité de mouvement perdue est nulle, pour des raisons de symétrie. A chaque diffusion il y a donc une quantité de mouvement Δp en moyenne transférée à l'atome. Pour pouvoir s'autoriser un traitement statistique de ces transferts, sous la forme d'une force macroscopique constante (pression de radiation), il faut que la variation de quantité de mouvement de l'atome, Δp , soit très petite devant p , quantité de mouvement totale de cet atome. La vitesse moyenne des atomes est la même que celle du gaz, soit 22 km/s. Le rapport

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{h}{\lambda m v_{\text{atome}}} \quad \text{vaut } 1.5 \times 10^{-4} \text{ dans le cas de l'hydrogène et } 7.8 \times 10^{-5} \text{ dans le cas de l'hélium}$$

↑
résonance.

ce qui correspond à des déviations angulaires de l'ordre 20" d'arc par diffusion.

L'action de ce transfert d'impulsion peut être traitée comme celle d'une force. Le nombre de diffusions par un atome à une distance r du soleil est : $g_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2$ avec $r_0 = 1$ unité astronomique.

La valeur de la force équivalente est donc :

$g_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \cdot \frac{h}{\lambda}$ c'est une force qui décroît en $\frac{1}{r^2}$ comme la gravitation. Mais à son encontre c'est une force répulsive. Si l'on appelle μ le rapport (indépendant de la distance) entre le module de cette force et celui du poids de l'atome on trouve $\mu = \frac{g_0 r_0^2 h}{\lambda G M m}$. On peut alors remplacer ces deux forces par leur somme :

$$\vec{F} = \frac{GM (1 - \mu) m}{r^2} \cdot \frac{(-\vec{r})}{|\vec{r}|}$$

Les valeurs du rapport μ varient avec le flux solaire. En effectuant le calcul avec les valeurs de g_0 données dans le premier article AJELLO, WITT, BLUM cité dans le paragraphe précédent :

$$g_{0H} = 1,25 \times 10^{-3} \text{ (sec)}^{-1}$$

$$g_{0He} = 1,62 \times 10^{-5} \text{ (sec)}^{-1}$$

On trouve : $\mu_H = 0,69$ et $\mu_{He} = 4,7 \times 10^{-3}$

Pour l'hélium cette valeur peut être négligée devant 1 et on peut prendre sans problèmes $\mu_{He} = 0$. Pour l'hydrogène par contre la

valeur est importante et elle varie notablement en fonction de l'activité solaire. Au cours de certaines périodes μ_H devient > 1 et l'hydrogène est alors repoussé par le soleil. Ce cas nécessite un traitement spécial des équations qui ne figure pas dans cette thèse, centrée sur la composante hélium.

5. Effet Poynting-Robertson négligé

Les atomes ayant une certaine vitesse au cours de leur traversée du système solaire, dans leur référentiel, les photons semblent, statistiquement venir de l'avant. La force qui rend compte de l'effet des diffusions résonnantes à en conséquence une composante de freinage dont l'amplitude est (au premier ordre)

$F : \frac{v}{c}$. C'est l'effet Poynting-Robertson. Dans le cas qui nous intéresse le rapport $\frac{v}{c} = \frac{22}{300000} = 7 \times 10^{-5}$ est très faible.

Les atomes n'effectuant qu'un seul passage au voisinage du soleil (orbites hyperboliques), l'effet Poynting-Robertson peut être négligé, ce qui ne serait pas obligatoirement le cas pour des orbites fermées car cet effet est cumulatif.

6. Stationnarité

L'avantage essentiel de pouvoir supposer les différents flux solaires constants est la possibilité de décrire le phénomène comme étant stationnaire. Cette possibilité est explicitement utilisée lors du calcul du modèle froid (voir modèle mathématique). En fait, il suffit même de pouvoir supposer que les différents flux sont constants en moyenne sur des périodes de temps courtes durant le temps de traversée du système solaire par le gaz (voir le paragraphe sur la symétrie sphérique). Le seul problème réel est le cycle solaire de 11 ans, mais les éléments manquent pour traiter correctement ce problème et dans un premier temps je ferai abstraction de toute variation temporelle sauf pour le facteur g_0 (voir le paragraphe symétrie sphérique).

En ce qui concerne l'hélium, HOLZER T.E. - dans l'article "Neutral Hydrogen in Interplanetary Space" (Reviews of Geophysics space physics) - conclut que le cycle solaire de 11 ans peut être considéré comme long durant la période de temps où un atome d'hélium est soumis à des influences notables de la part du soleil (période de l'ordre de 1 an). Ceci revient à considérer le facteur TDUR (durée de vie d'un atome d'He à 1 U.A. vis à vis de l'ionisation) comme un paramètre du modèle susceptible de varier au cours du cycle solaire mais constant pour le modèle en question.

7. Diffusion simple

Le problème est ici de justifier le fait de ne pas prendre en compte la possibilité pour un photon d'être diffusé plusieurs fois avant de parvenir au détecteur.

La première étape consiste à calculer le libre parcours moyen pour un photon ayant la probabilité maximale d'être diffusé. La section efficace de ce type de diffusions est donnée par :

$$\sigma_0 = \frac{\pi e^2 F}{(4M\epsilon_0)_{mec}} \times \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D}$$

F est la force d'oscillateur associée à la diffusion en question :
 $F_H = 0,4162$ $F_{He} = 0,2762$ e est la masse d'un électron
 $\Delta\nu_D$ est la largeur Doppler, exprimée en unité de fréquences, de la raie d'absorption du gaz.

On a la relation :

$$\Delta\nu_D = \frac{\Delta\nu_D}{\nu_D} \times \nu_D = \frac{V_{TH}}{c} \times \nu_D = \frac{V_{TH}}{\lambda}$$

puisque'il s'agit d'une raie élargie par effet Doppler.

V_{TH} est la vitesse thermique : $V_{TH} = \sqrt{\frac{2KT}{m}}$ ici $T = 10000$ K

$$d'où \sigma_0 = \sqrt{\frac{\pi m_{at}}{2KT}} \frac{e^2 F \lambda}{(4\pi \epsilon_0)_{mec}} = 3.75 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \text{ pour He } 58,4 \text{ nm}$$

$$= 5.88 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \text{ pour H } 121,6 \text{ nm}$$

soit les libres parcours moyens correspondants $l = \frac{1}{n\sigma}$

pour He : $2,67 \times 10^{13} \text{ m} = 178 \text{ U.A.}$

pour H : $4,25 \times 10^{12} \text{ m} = 28,4 \text{ U.A.}$

où n a été pris constant et égal à sa valeur non perturbé. Si l'on fait de plus l'hypothèse (à priori) de la diffusion simple, l'émissivité décroît en $\frac{1}{r^2}$. La contribution de cette émissivité entre l et R unités

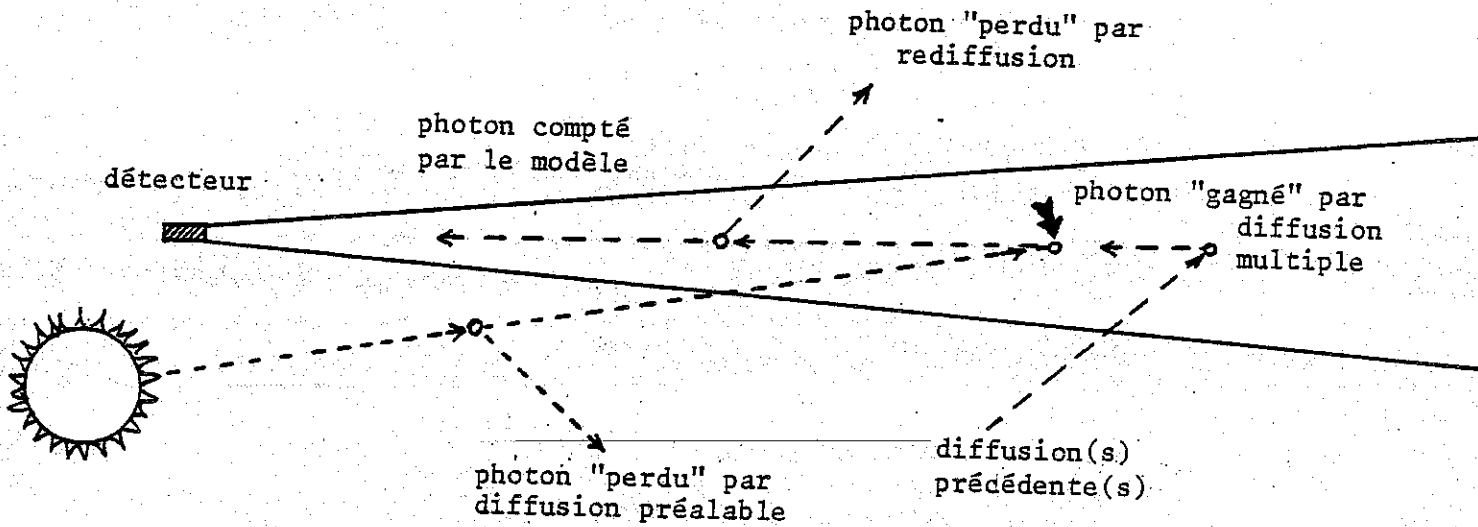
astronomiques au signal reçu par le détecteur est proportionnelle à

$$\int_l^R \frac{1}{r^2} dr = 1 - \frac{1}{R} . \text{ La partie négligée est proportionnelle à}$$

$$\int_l^\infty \frac{1}{r^2} dr = \frac{1}{R} , \text{ soit pour R suffisamment grand une erreur en } \frac{1}{R} .$$

Dans le cas de l'hélium l'hypothèse de diffusion simple est donc auto cohérente avec une erreur de l'ordre de $\frac{1}{178} \approx 0,6 \%$.

Dans le cas de l'hydrogène elle est peu satisfaisante et si elle est utilisée on doit bien garder à l'esprit son caractère approximatif. D'une manière générale l'hypothèse de diffusion simple peut être utilisée tant que l'épaisseur optique du milieu




Les atomes diffuseurs sont représentés par de petits cercles : o
 L'épaisseur optique l se trouve à une distance du soleil égale au libre
 parcours moyen des photons.
 Seule la diffusion marquée d'une flèche :  est prise en compte par le modèle.

Figure 27.

est inférieure à 1 car elle néglige deux effets qui agissent en sens inverse et tendent donc à se compenser tant qu'ils sont faibles. Le premier est la "disparition" de photons par rediffusion ou par diffusion préalable (alors que le modèle les compte). Le deuxième est "l'apparition" de photons par diffusion multiple (alors que le modèle ne les compte pas) - Voir Fig. 27 -.

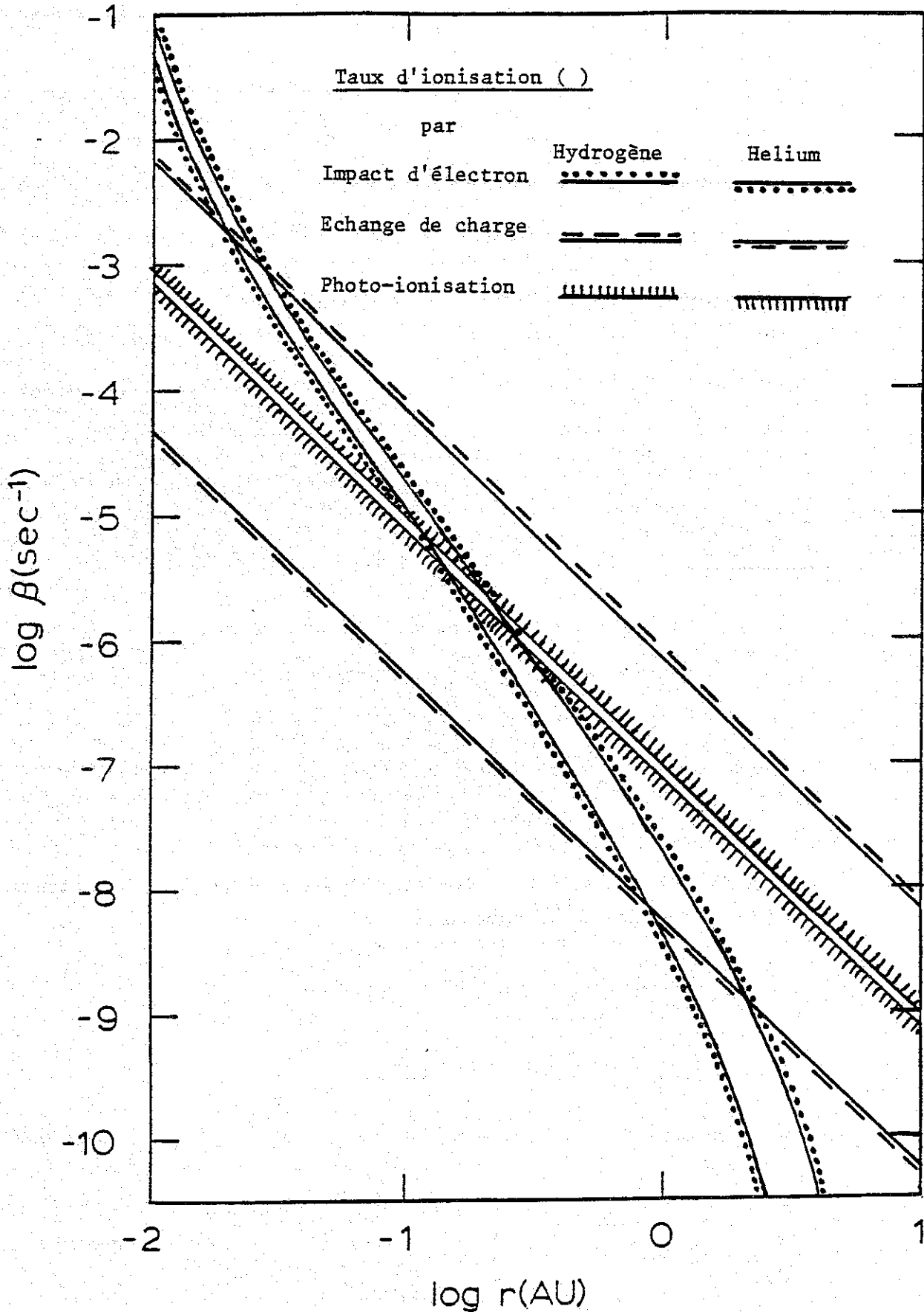
8. Taux d'ionisation en $1/r^2$

Dans un premier temps il s'agit de connaître la source principale d'ionisation. Dans le cas de l'hydrogène comme dans celui de l'hélium, trois phénomènes entrent en compétition, la photoionisation, l'échange de charge avec des protons du vent solaire et l'ionisation par collision d'électrons énergétiques. On peut comparer les taux d'ionisation dus à ces trois sources en fonction de la distance au soleil (voir Fig. 28). En ce qui concerne l'ionisation par collision d'électrons, les taux d'ionisation dépendent des densités et des températures électroniques. La figure 28 a été construite avec les densités et températures électroniques représentées sur la figure 29, toutes deux extraites d'un article de Revue de HOLTZER T.E.

Sur la figure représentant les taux d'ionisation on constate que pour les distances supérieures à 0,15 U.A. un seul processus domine pour chaque type d'atome neutre et que le taux d'ionisation provoqué par ce processus décroît en r^{-2} avec la distance au soleil. Pour l'hydrogène, le processus dominant est l'échange de charge avec les protons du vent solaire, pour l'hélium c'est la photoionisation. Sous réserve de démontrer que cette ionisation est à sens unique (voir plus loin) on peut donc valablement la représenter dans la presque totalité du système solaire comme une perte d'atomes neutres dont le taux varie en $\frac{1}{r^2}$. A proximité du soleil la variation en $\frac{1}{r^2}$ peut être considérée comme une approximation suffisante dans la mesure où les atomes séjournent peu de temps dans cette région. De plus, peu d'atomes la traversent et ceux-ci, après leur périhélie, se trouvent dispersés dans des régions très vastes (forte déviation angulaire). Ils contribuent donc faiblement au remplissage du milieu interplanétaire.

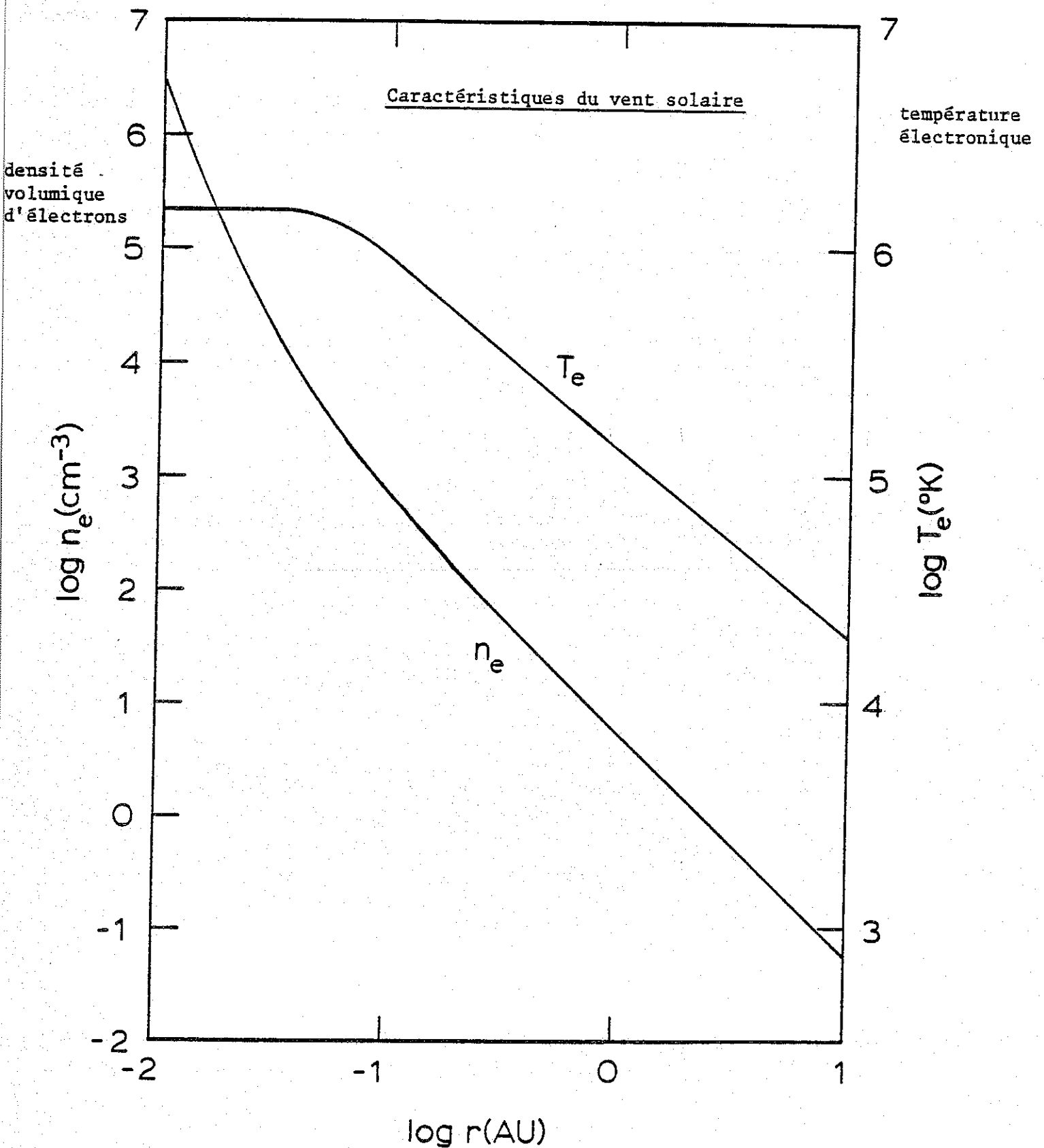
9. Ionisation à sens unique

L'ionisation des atomes peut être traitée comme étant à sens unique pour plusieurs raisons. La première est que les atomes une fois ionisés sont rapidement emportés par le vent solaire et acquièrent des vitesses auxquelles, même s'ils se recombinaient pour former un atome neutre, ils sont devenus invisibles parce qu'ils sont sortis de la raie solaire. Le vent solaire présente des vitesses typiques de 400 km/s. La largeur Doppler des raies solaires de l'hydrogène (~ 120 km/s) et de l'hélium (~ 40 km/s) sont telles que des atomes s'éloignant du soleil à 400 km/s ne sont pas "éclairés" (par la bonne longueur d'onde) et sont donc invisibles.



"suffisamment loin du Soleil" (voir le texte) le processus d'ionisation dominant pour l'Hydrogène est l'échange de charge avec les protons du vent solaire. Pour l'Helium, c'est la photo-ionisation. -2
Dans les deux cas, la décroissance du taux d'ionisation est en r^{-2} .

Figure 28.



Température et densité électronique du vent solaire.
 Au-delà de 0,14 U.A., la densité électronique décroît en r^{-2} .
 Au-delà de 0,1 U.A., la température électronique décroît en $r^{-5/6}$.

Figure 29.

Le temps mis par l'ion nouvellement formé pour atteindre des vitesses du même ordre que celles du vent solaire est extrêmement bref : l'ion voit "défiler" un milieu contenant un champ magnétique B (en module) avec une vitesse $\sim V$, il est donc soumis à une force $\sim q \times V \times B$ et le temps mis pour atteindre la vitesse V est $\sim \frac{m_p}{qB}$ pour un proton (4 fois plus pour un He^+). Avec des valeurs typiques au niveau de la terre : $B \sim 5 \times 10^{-9}$ T ce temps vaut 2 secondes, et croît proportionnellement à R^2 . Il faut comparer ce temps au temps moyen au bout duquel un atome est ionisé (et qui est lui aussi proportionnel à R^2). Ce temps est l'inverse du taux d'ionisation donné dans la figure 28 :

$$\tau_H = 1,5 \times 10^6 \text{ secondes (18 jours)}$$

$$\text{et } \tau_{\text{He}} = 1,3 \times 10^7 \text{ secondes (145 jours) à la même distance.}$$

La deuxième raison de négliger la recombinaison est le temps mis par un ion pour se recombiner au niveau de la terre. Dans *Astrophysical Quantities* (ALLEN) on trouve en pages 94-95 le moyen de calculer le taux de recombinaison :

$$\beta = 3 \times 10^{-10} \times N_e \times T_e^{-3/4} \quad \text{où } N_e \text{ est la densité électronique exprimée en électrons par cm}^3 \text{ et vaut } 5.5 \text{ cm}^{-3} \text{ à 1 U.A.}$$

$$T_e \text{ est la température électronique et vaut } 1.3 \times 10^5 \text{ K à 1 U.A. Ces deux valeurs sont tirées de la figure 29. Dans ces conditions le temps de recombinaison } = \frac{1}{\beta} \text{ vaut } 4.1 \times 10^{12} \text{ secondes. Il est donc}$$

clair que la recombinaison peut être négligée sans problème et qu'un atome une fois ionisé peut être considéré comme définitivement perdu. La densité d'électrons qui intervient dans le β recombinaison varie en r^{-2} . Le rapport $\frac{\beta \text{ recombinaison}}{\beta \text{ ionisation}}$ varie donc comme $T^{-3/4}$, T variant lui-même comme $R^{-5/6}$. Ce rapport croît comme $R^{5/8}$ mais il n'atteint la valeur 1 que pour $R = 630$ millions d'U.A. alors que la température électronique est descendue au niveau de celle du milieu interstellaire voisin (10^4 K) après seulement 22 U.A.

XII - Modèle mathématique

A - Structure générale du modèle

Pour décrire le phénomène observé, mon modèle procède en deux étapes distinctes.

La première consiste à calculer la densité volumique du gaz neutre en tout point du système solaire, et le nombre de photons diffusé de manière résonnante par unité de volume et par unité de temps par ce gaz. En fait, il n'est pas nécessaire de faire ce calcul en tout point mais il suffit de le faire pour tous les points d'une grille à deux dimensions (à cause de la symétrie axiale) et d'interpoler dans cette grille pour tout point qui n'en fait pas partie.

La deuxième étape consiste à intégrer le nombre de photons émis dans un certain angle solide le long d'une certaine ligne de visée en tenant compte de l'anisotropie de la diffusion (Voir : modèle chaud, deuxième étape).

En toute rigueur lors de la première étape il convient de tenir compte de la diffusion multiple et au cours de la deuxième il faut prendre en compte la réabsorption des photons diffusés. Mais dans le cas de l'hélium ces deux effets sont très faibles et de surcroît ils agissent en sens inverse. Ils seront donc négligés.

Pour effectuer la première étape, il existe une méthode simple, connue sous le nom de modèle froid, qui fournit pour tout point du système solaire, la densité du gaz neutre, à l'aide d'une formule analytique. Pour parvenir à ce résultat, ce modèle est obligé de supposer que le gaz, avant son interaction avec le système solaire, est froid. C'est à dire qu'il ne présente aucune agitation thermique et que tous les atomes ont exactement la même vitesse vectorielle. Cette hypothèse grossière a pour conséquence que ce modèle ne décrit que piètrement la réalité et ne peut donc pas être utilisé tel quel. Toutefois, le fait qu'il fournisse des formules analytiques peut être mis à profit dans le cadre d'un modèle plus complet (dit modèle chaud). Dans ce modèle, il est nécessaire de prendre en compte l'agitation du gaz avant son interaction et de lui attribuer une certaine température, qu'il convient de déterminer. Ceci peut être fait en superposant une infinité de modèles froids : un modèle par vitesse possible.

Cette superposition se réduit mathématiquement à une intégration des formules du modèle froid dans l'espace des vitesses avec un élément différentiel égal au nombre d'atomes ayant la vitesse considérée à d^3V près. Cette intégration doit être effectuée numériquement en réservant un traitement particulier aux points qui se trouvent sur la singularité du modèle froid (singularité que je mettrai en évidence dans le paragraphe suivant).

La deuxième étape ne présente aucune originalité théorique et consiste simplement en une intégration numérique dans l'espace ordinaire le long de la ligne de visée et pour la position de l'observateur choisies.

La fonction à intégrer est déterminée par interpolation dans la grille à deux dimensions calculée à l'issue de la première étape, et est corrigée par la fonction de phase pour la diffusion résonnante considérée.

Pour l'ensemble des formules mathématiques utilisées, je me suis inspiré des articles suivants : P.W. BLUM, J. PFLEIDERER and C. WULF-MATHIES 1975 "Neutral gases of interstellar origin" SCIENCE 22 pp 93-105 pour les formules du modèle froid. Et : H.J. FAHR 1971

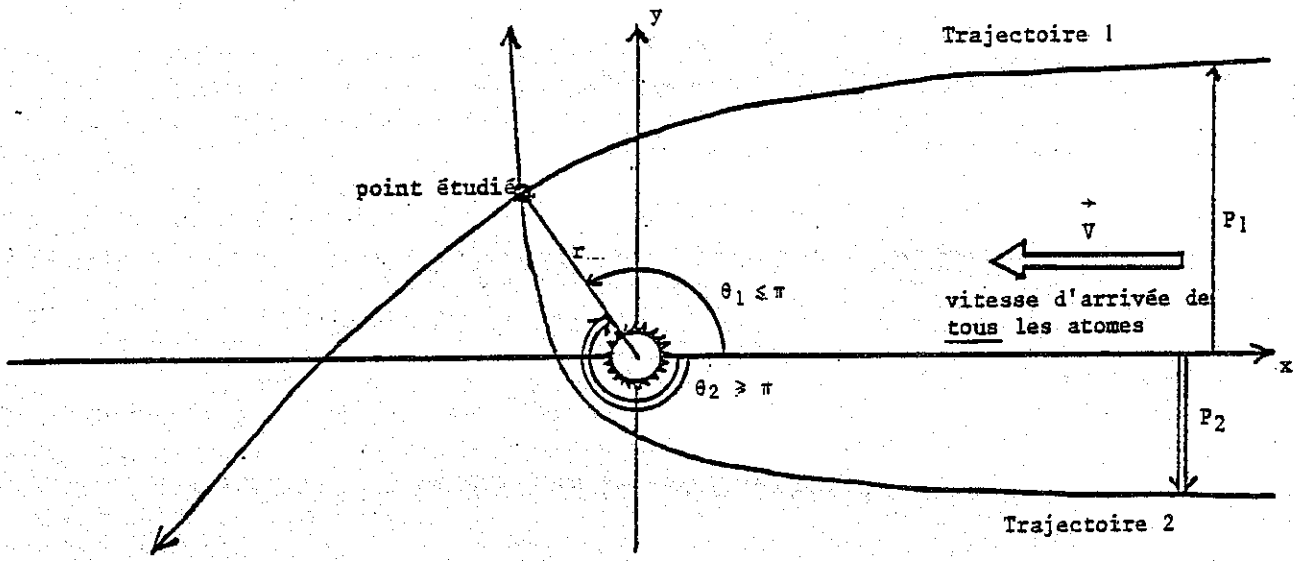


Figure 30.

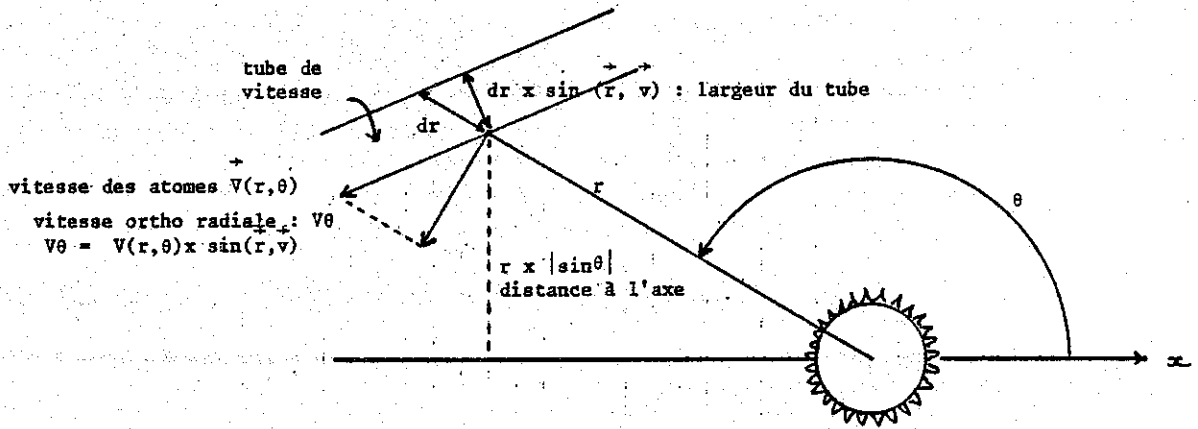


Figure 31.

"The interplanetary hydrogen cone and its solar cycle variations"
Astronomy and Astrophysics Vol 14, n° 2, pp 263-274 pour les
formules de l'extinction par ionisation et pour les formules du
modèle chaud.

B - Le modèle froid : notations et formules

Le plan de la figure 30 est repéré par l'angle ϕ de rotation
autour de l'axe x - axe de symétrie du phénomène - En un point
quelconque repéré par (r, θ) il y a deux sortes de particules.
Celles venues par la trajectoire 1 et repérées par un angle
 $\theta_1 \leq \pi$ et celles ayant suivi la trajectoire 2 - ayant déjà dépassé
leur périhélie - et repérées par un angle $\theta_2 \geq \pi$. La figure définit
les paramètres d'impact respectifs des deux trajectoires p_1 et p_2 .
Si μ est constant les trajectoires sont des hyperboles. La densité
numérique au point (r, θ) est la somme des densités des atomes venus
par les trajectoires 1 et 2.

Ces densités peuvent se calculer en exprimant qu'à l'intérieur
d'un tube de vitesse le flux des particules est constant. La perte
de particules par ionisation sera étudiée plus loin.

1. Calcul de la densité en tout point

La section droite d'un tube de vitesse à l'infini est :
 $dS^\infty = dp \cdot (p \, d\phi)$.

La section droite du même tube en r, θ est :

$$dS(r, \theta) = (dr \times \sin(\vec{r}, \vec{V})) \times (r \times |\sin(\theta)| \times d\phi) \quad (\text{Voir Fig 31})$$

La conservation du flux de particules s'écrit donc :

$$n^\infty \times V \times dS^\infty = n(r, \theta) \times V(r, \theta) \times dS(r, \theta)$$

où n^∞ et $n(r, \theta)$ désignent les densités numériques d'atomes aux points
considérés. On peut donc tirer de cette formule :

$$\frac{n(r, \theta)}{n^\infty} = \frac{V \times dp \times p \times \phi}{dr \times \sin(\vec{r}, \vec{V}) \times V(r, \theta) \times r \times |\sin(\theta)| \times d\phi} = \frac{V \times p \times dp}{r \times dr \times V \times |\sin(\theta)|}$$

De plus le long du tube de vitesse le moment angulaire est conservé
(si μ est constant) ce qui s'écrit :

$$m \times V \times p = m \times r \times V \theta \quad \text{d'où} \quad \frac{n(r, \theta)}{n^\infty} = \frac{dp}{dr \times |\sin(\theta)|}$$

$$\frac{n(r, \theta)}{n^\infty} = |\sin(\theta)| \times \left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_\theta$$

$\left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_\theta$ peut être calculé analytiquement
pour un mouvement keplerien à partir
de la formule $r(\theta, p)$ décrivant la

trajectoire des atomes avec p comme paramètre.

Calcul de $r(\theta, p)$ dans le repère considéré :

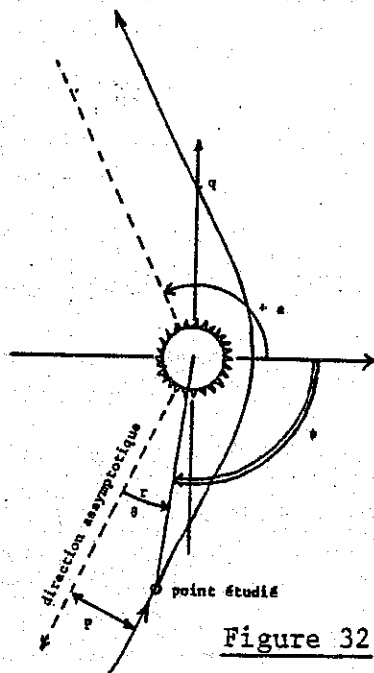


Figure 32.

On connaît l'équation de la trajectoire dans le repère représenté sur la figure 32

$$\frac{q}{r} = 1 + e \times \cos(\psi)$$

(Landau de mécanique page 52 avec des notations modifiées)

q est appelé le paramètre de l'orbite - il est représenté sur la figure

$$(q = r(\psi = \pi/2))$$

e est l'excentricité de l'orbite ($e > 1$)

Les directions asymptotiques sont repérées par les angles $\pm a$ tels que $\cos(a) = -\frac{1}{e}$

a est pris positif par convention - ψ varie ($-a$) à ($+a$)

Sur la figure on voit que $\psi = \theta - a$. L'équation devient :

$$\frac{q}{r} = 1 + e \cos(\theta - a) \text{ en utilisant } \sin(a) = \sqrt{1 - \cos^2(a)} = \frac{\sqrt{e^2 - 1}}{e}$$

$r = \frac{q}{1 - \cos(\theta) + \sin(\theta) \times \sqrt{e^2 - 1}}$. Le paramètre d'impact p est la limite de $r \times \sin(\theta)$ quand $\theta \rightarrow 0$ ($1 - \cos(\theta) \rightarrow \frac{\theta^2}{2}$, $\sin(\theta) \rightarrow \theta$)

$$p = \lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{q\theta}{\theta^2 + \theta \times \sqrt{e^2 - 1}} \quad p = \frac{q}{\sqrt{e^2 - 1}} \quad \text{donc } r = \frac{q}{1 - \cos(\theta) + \frac{q}{p} \sin(\theta)}$$

Or q est connu par ailleurs (voir Landau, Mécanique p 51)

$$\text{Le potentiel de gravitation est : } -\frac{mM_s(1-\mu)G}{r} = -\frac{\alpha}{r}$$

où M_s est la masse du soleil m la masse d'un atome et $(1-\mu) \times G$ est la constante de gravitation effective.

Le moment angulaire est $m \times p \times V$. (à l'infini) donc

$$q = \frac{(m \times p \times V)^2}{m \times (m \times M_s \times (1-\mu) \times G)} \quad \text{soit } q = C \times p^2$$

en posant

$$C = \frac{V^2}{G \times M_s \times (1-\mu)}$$

C est l'inverse d'une longueur

telle que $2 \times (1/2 MV^2) = \frac{G \times (1-\mu) \times M_s \times m}{(\frac{1}{C})}$ c'est-à-dire telle que

l'énergie potentielle (en module) vaut 2 fois l'énergie totale. La constante C ne dépend que du modèle considéré et sa valeur est connue.

Finalement l'équation de la trajectoire peut s'écrire :

$$r = \frac{C p^2}{1 - \cos \theta + C p \sin \theta}$$

DERIVATION

$\left(\frac{\partial r}{\partial p}\right)_\theta$ peut s'exprimer simplement en fonction de r , p et θ .

$$\left(\frac{\partial r}{\partial p}\right)_\theta = \frac{2r}{p} - \frac{r^2}{C p^2} \times C \times \sin(\theta) = \frac{r}{p} \left(2 - \frac{r}{p} \times \sin(\theta)\right)$$

On cherche à exprimer $n(r, \theta)$, le paramètre d'impact doit donc être exprimé en fonction de r et C .

En résolvant $r(p, \theta)$ par rapport à p on trouve

$$p^2 C - p \times r C \sin(\theta) - r(1 - \cos \theta) = 0 \quad \text{C'est une équation du}$$

second degré sauf pour $\theta = 0$ où elle se réduit à $p^2 = 0$.
 $p = 0$ est donc racine double dans le cas $\theta = 0$ (ce qui est physiquement évident). Dans la suite je supposerai $\theta \neq 0$. Le discriminant est $\Delta = (r \times C \times \sin(\theta))^2 + 4 r C (1 - \cos \theta)$. Il est toujours positif. Sous réserve d'un traitement particulier pour le cas $\theta = \pi$ on peut

écrire $\sqrt{\Delta} = r \times C \times |\sin(\theta)| \times \sqrt{1 + \frac{4(1 - \cos \theta)}{r C (1 - \cos^2 \theta)}}$ soit

$$\sqrt{\Delta} = r \times C \times |\sin(\theta)| \times \sqrt{1 + \frac{4}{r C (1 + \cos \theta)}}$$

Pour simplifier les notations, je pose

$$A = 1 + \frac{4}{r C (1 + \cos \theta)}$$

Les deux racines de l'équation du second degré sont de signe opposé car leur produit : $-\frac{r}{C} (1 - \cos \theta)$ est négatif.

Seule la racine positive convient, donc

$$p = \frac{r \times C \times \sin(\theta) + \sqrt{\Delta}}{2 C}$$

en remarquant que

$$|\sin(\theta)| = \pm \sin(\theta)$$

avec le signe + pour les trajectoires 1
et le signe - pour les trajectoires 2

$$p = \frac{r \times \sin(\theta)}{2} (1 \pm \sqrt{A})$$

avec les mêmes conventions de signe :
 signe + pour p_1
 signe - pour p_2

Pour le $\cos \theta = -1$ l'équation devient : $p^2 C - 2 r = 0$

dont la solution est $p_1 = p_2 = \sqrt{\frac{2 r}{C}}$ pour $\theta = \pi$

Le cas $\theta = 0$ rentre dans le cas général.

Dans le cas général on peut donc écrire :

$$\frac{n(r, \theta)}{n_{\infty}} = \frac{1}{\cancel{\pm \sin(\theta)} \times 2} \times \frac{1}{\cancel{\sin(\theta)} (1 \pm \sqrt{A})} \times \left(2 - \frac{2 \times \cancel{\sin(\theta)}}{\cancel{\sin(\theta)} (1 \pm \sqrt{A})} \right)$$

$$\frac{n(r, \theta)}{n_{\infty}} = \frac{1}{\pm 2} \times \frac{1}{(1 \pm \sqrt{A})} \times \frac{(2 \pm 2 \times \sqrt{A} - 2)}{(1 \pm \sqrt{A})} = \boxed{\frac{(1 \pm \sqrt{A})^2}{4 \times \sqrt{A}} = \frac{n(r, \theta)}{n_{\infty}}}$$

Cette formule fournit en tout point du système solaire la densité de particules neutres quand on ne tient pas compte de l'ionisation.

2. Singularité

Quand θ varie de 0 à π (par valeurs positives ou négatives) A varie de $1 + \frac{2}{r \times C}$ à $\pm \infty$. Donc pour θ voisin de π $\frac{n(r, \theta)}{n_{\infty}}$ varie comme

$\frac{\sqrt{A}}{4}$ c'est à dire diverge pour $\theta \rightarrow \pi$. Cette divergence devra faire l'objet d'un traitement particulier au cours de l'intégration numérique nécessaire à l'établissement du modèle.

3. Calcul des pertes d'atomes dues à l'ionisation

Si un atome a une probabilité $P(t) dt$ de s'ioniser pendant l'intervalle de temps dt , le nombre N d'atomes d'une population est régi par l'équation différentielle : $dN = -N \times P \times dt$ dont la solution est : $N(t) = N(0) \times e^{-\int_0^t P(t) dt}$.

A l'intérieur du système solaire cette probabilité d'ionisation est inversement proportionnelle au carré de la distance au soleil (seule source de rayonnements ionisants à prendre en compte). Donc si P_t désigne cette probabilité au niveau de la terre dont la distance au soleil est r_t , on peut écrire

$$P(r) = P_t \times \left(\frac{r_t}{r}\right)^2 \text{ à une distance } r \text{ du soleil.}$$

D'où pour des atomes décrivant une trajectoire keplerienne :

$$P(t) dt = P(r) \times \frac{d\theta}{\dot{\theta}} = P_t \times r_t^2 \times \frac{d\theta}{r \dot{\theta}} \quad \left(\theta = \frac{d\theta}{dt} \right)$$

Or le long d'une telle orbite le moment angulaire est conservé ce qui s'écrit : $mr^2\dot{\theta} = m \times P \times V = \text{constante}$

$$\text{et par conséquent } \int_{-\infty}^t P(t) dt = \frac{Pt}{PV} \int_0^\theta d\theta$$

En posant $B = Pt \times rt^2$

On trouve que le facteur m par lequel il faut multiplier la densité pour tenir compte des pertes par ionisations est

$$m = e^{-\left(\frac{B\theta}{PV}\right)}. \text{ Ce facteur dépend de la trajectoire suivie par l'intermédiaire de } \theta \text{ et } P.$$

4. Calcul du nombre de photons diffusés

Le nombre de photons diffusés de manière résonnante par unité de temps et par unité de volume en un point quelconque dépend non seulement de la densité d'atomes en ce point (qui est maintenant connue) mais également de la vitesse radiale de ces atomes par rapport au soleil. En effet la fréquence avant diffusion des photons susceptibles d'être diffusés est déterminée par l'effet Doppler-Fizeau et leur nombre dépend de la largeur de la raie solaire (supposée gaussienne) et du flux lumineux en son centre.

On définit le facteur d'excitation g_0 comme le nombre de photons diffusés par unité de temps par un atome immobile se trouvant à la distance rt (1 U.A.) du soleil, et la largeur Doppler VD de la raie solaire exprimée en unité de vitesse. Un atome se trouvant à une distance r avec une vitesse radiale Vr diffusera :

$$g_0 \times \left(\frac{rt}{r}\right)^2 \times e^{-\left(\frac{Vr}{VD}\right)^2} \text{ photons par unité de temps. La vitesse radiale peut être calculée pour chaque trajectoire en utilisant les lois de conservation.}$$

La conservation du moment angulaire s'écrit :

$$\mu \times r^2 \times \left(\frac{d\theta}{dt}\right) = \mu \times p \times V$$

La conservation de l'énergie totale s'écrit :

$$\cancel{1/2} \mu \times \left\{ \left(r \times \frac{d\theta}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 - \frac{2 MG (1 - \mu)}{r} \right\} = \cancel{1/2} \mu V^2$$

Soit en éliminant $\frac{d\theta}{dt}$ entre les deux équations :

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = V^2 + \frac{2 MG (1 - \mu)}{r} - \left(\frac{PV}{r}\right)^2 = V^2 \times \left\{ 1 + \frac{2}{rC} - \left(\frac{P}{r}\right)^2 \right\}$$

La vitesse radiale étant utilisée au carré on a donc

$$Vr^2 = v^2 \times \left[1 + \frac{2}{rC} - \left(\frac{P}{r} \right)^2 \right]$$

5. Récapitulatif des formules du modèle froid

Pour un modèle froid donné (V fixé) en un point r, θ quelconque j'appelle

$$n1 = \frac{n(r, \theta)}{n^\infty}$$

$$m1 = e^{-\frac{B\theta1}{P1V}}$$

$$ph1 = \left(\frac{rt}{r} \right)^2 \times e^{-\frac{Vr1^2}{VD^2}}$$

et les formules analogues pour l'indice 2. Le nombre de photons diffusés par unité de temps et par unité de volume au voisinage du point r, θ est

$$N_{\text{Froid}} = n^\infty \times g_0 \times (n1 \times m1 \times ph1 + n2 \times m2 \times ph2)$$

$$\text{avec } n_i = \frac{(1 \pm \sqrt{A})^2}{4 \times \sqrt{A}} \quad A = 1 + \frac{4}{r \times C \times (1 + \cos\theta)} \quad C = \frac{v^2}{G \times M_s \times (1 - \mu)}$$

$$m_i = e^{-\frac{B \times \theta_i}{P_i V}} \quad P_i = \frac{r \times \sin(\theta_i)}{2} (1 \pm \sqrt{A}) \quad B = P_t \times r_t^2$$

$$ph_i = \left(\frac{rt}{r} \right)^2 \times e^{-\frac{Vr_i^2}{VD^2}} \quad Vr_i^2 = v^2 \times \left[1 + \frac{2}{rxC} - \left(\frac{P_i}{r} \right)^2 \right]$$

pour $i = 1$ $\theta \leq \pi$ signe + dans les formules
 $i = 2$ $\theta \geq \pi$ signe - dans les formules

C - Le modèle chaud : formules

L'étude du modèle chaud nécessite la définition de trois nouveaux référentiels. Le référentiel dans lequel nous avons travaillé jusqu'à présent dépendait de la vitesse des atomes incidents (définition de l'axe x). Cette vitesse étant maintenant variable il convient de se placer dans un autre référentiel.

Le premier référentiel que je définirai est celui qui permet de repérer le point étudié (Fig. 33)

Le deuxième référentiel est lié au point étudié et permet de repérer le modèle froid considéré au cours de l'intégration (Fig. 34). Ce référentiel est choisi pour que les formules du paragraphe précédent y soient valables (r et θ y ont la même signification bien que θ ne soit pas défini de la même façon)

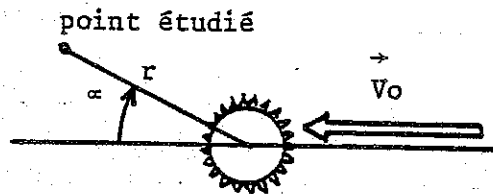


Figure 33.

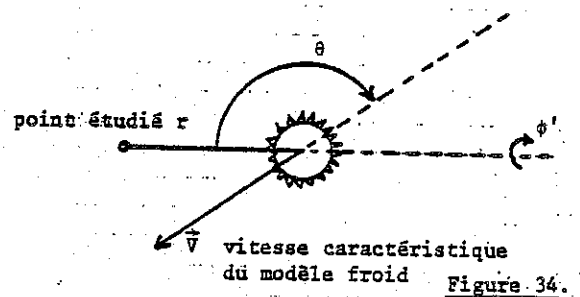
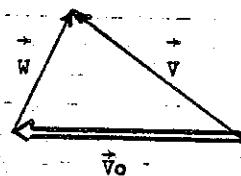


Figure 34.

Le troisième référentiel est lié au gaz lui-même et permet de définir \vec{W} : vitesse d'agitation thermique des atomes étudiés (Fig. 35). Il permet donc de connaître leur nombre, la distribution des vitesses y étant supposée connue (distribution de Maxwell Boltzmann). Ce référentiel est en translation uniforme par rapport aux deux autres.



$$\vec{W} = \vec{V} - \vec{V}_0$$

vitesse d'agitation thermique

vitesse moyenne du vent.

Figure 35.

1. Première étape : émissivités

Avec ces définitions on peut maintenant écrire pour un point \vec{r} (r, α) la proportion d'atomes ayant la vitesse \vec{V} (V, θ) à d^3V près sous la forme :

$$dn = \left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mV^2}{2KT}} V^2 dV \times \sin \theta \times d\theta \times d\phi'$$

où K est la constante de Boltzman et T la température du gaz.

En utilisant des vitesses normalisées par la vitesse thermique

$$V_T = \sqrt{\frac{2KT}{m}} : V' = \frac{V}{V_T} \quad W' = \frac{W}{V_T} \quad \text{on trouve :}$$

$$dn = \pi^{-3/2} \times e^{-W'^2} \times V'^2 \times dV' \times \sin(\theta) \times d\theta \times d\phi'$$

Il faut noter que l'élément de volume de l'espace des vitesses est calculé dans le deuxième référentiel alors que la vitesse d'agitation thermique \vec{W} est calculée dans le troisième, qui se déduit du précédent, dans l'espace des vitesses, par une translation de \vec{V}_0 . Les éléments de volumes sont donc égaux dans ces deux référentiels et l'on peut calculer le d^3V dans le référentiel où c'est le plus facile (en l'occurrence dans le deuxième).

D'après les résultats du paragraphe précédent, dans un modèle froid donné, on peut écrire le nombre de photons diffusé par unité de temps et par unité de volume au point \vec{r} sous la forme : $N_{\text{froid}}(r, \theta, V)$ (dans le deuxième référentiel).

Ce même nombre, calculé par le modèle chaud, sera donc

$$N(r, \alpha) = \iiint_{\text{espace des vitesses (référentiel 2)}} N_{\text{froid}}(r, \theta, V) dn$$

- dn dépend de V, θ, ϕ'
- r est un paramètre

Le problème posé par l'existence d'une singularité pour N_{froid} en $\theta = \pi$ sera traité et résolu plus loin, dans le paragraphe "modèle informatique".

2. Deuxième étape : intensités

Je peux donc supposer dans la suite du modèle que je connais N_{chaud} en tout point du système solaire, éventuellement grâce à une interpolation dans une grille. Je cherche maintenant à connaître le nombre de photons diffusés qui vont venir frapper un détecteur de surface S situé en un point donné du système solaire et acceptant les photons dans un angle solide $d\Omega$ autour d'une certaine direction de visée (Fig. 36).

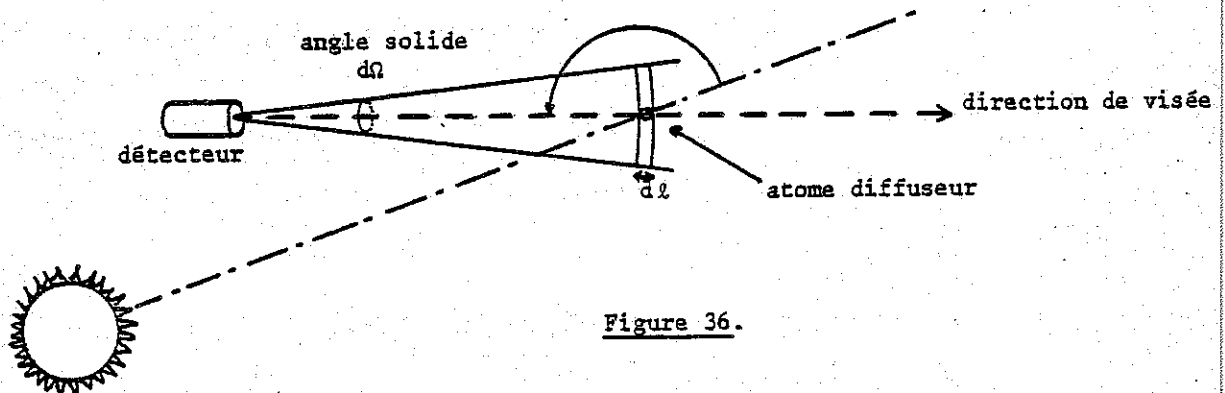


Figure 36.

β est appelé angle de phase et il dépend de λ . La probabilité pour un photon d'être diffusé avec un angle de phase β dans un angle solide $d\omega$ est donné par $F(\beta) \times \frac{d\omega}{4\pi}$. $F(\beta)$ est appelé fonction de

phase et dépend de la diffusion considérée. Pour des photons "hélium" à 58.4 nm la fonction de phase est $F(\beta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2\beta)$.

Cette fonction est normalisée par la condition

$$\int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{F(\beta)}{4\pi} \times d\beta \times \sin\beta \, d\phi = 1$$

$\beta=0 \quad \phi=0$

Le nombre de photons arrivant au détecteur par unité de temps est :

$$N_{\text{détecteur}} = \int_{\ell=0}^{\infty} N(\ell) \times \ell^2 d\Omega \times d\ell \times \frac{F(\ell)}{4\pi} \times \frac{S}{\ell^2} = \frac{S \times d\Omega}{4\pi} \times \int_{\ell=0}^{\infty} N(\ell) \times F(\ell) \times d\ell$$

où toutes les fonctions ont été paramétrées par ℓ qui représente l'abscisse du point courant, le long de la direction de visée. Si l'on désire exprimer l'intensité vue par le détecteur dans la direction considérée en Rayleigh (par définition 1 Rayleigh = 10^6 photons/cm² x s x 4 π ster) le facteur multiplicatif s'élimine, on a alors :

$$I_{\text{Rayleigh}} = 10^{-6} \times \int_0^{\infty} N(\ell) \times F(\ell) \times d\ell$$

XIII - Modèle informatique

Pour écrire le programme informatique chargé de faire les calculs définis au paragraphe précédent, j'ai été amené à définir des variables qui ne sont pas toujours les mêmes que les variables mathématiques utilisées. Je vais donc commencer par les définir (Fig. 37). Dans ce paragraphe, j'écrirai les variables informatiques comme dans les programmes ; c'est à dire en lettres majuscules. J'utiliserai également la convention de barrer la lettre O : "Ø" pour ne pas la confondre avec le chiffre 0 (zéro). D'une manière générale j'utiliserai les règles d'écriture valables en FORTRAN.

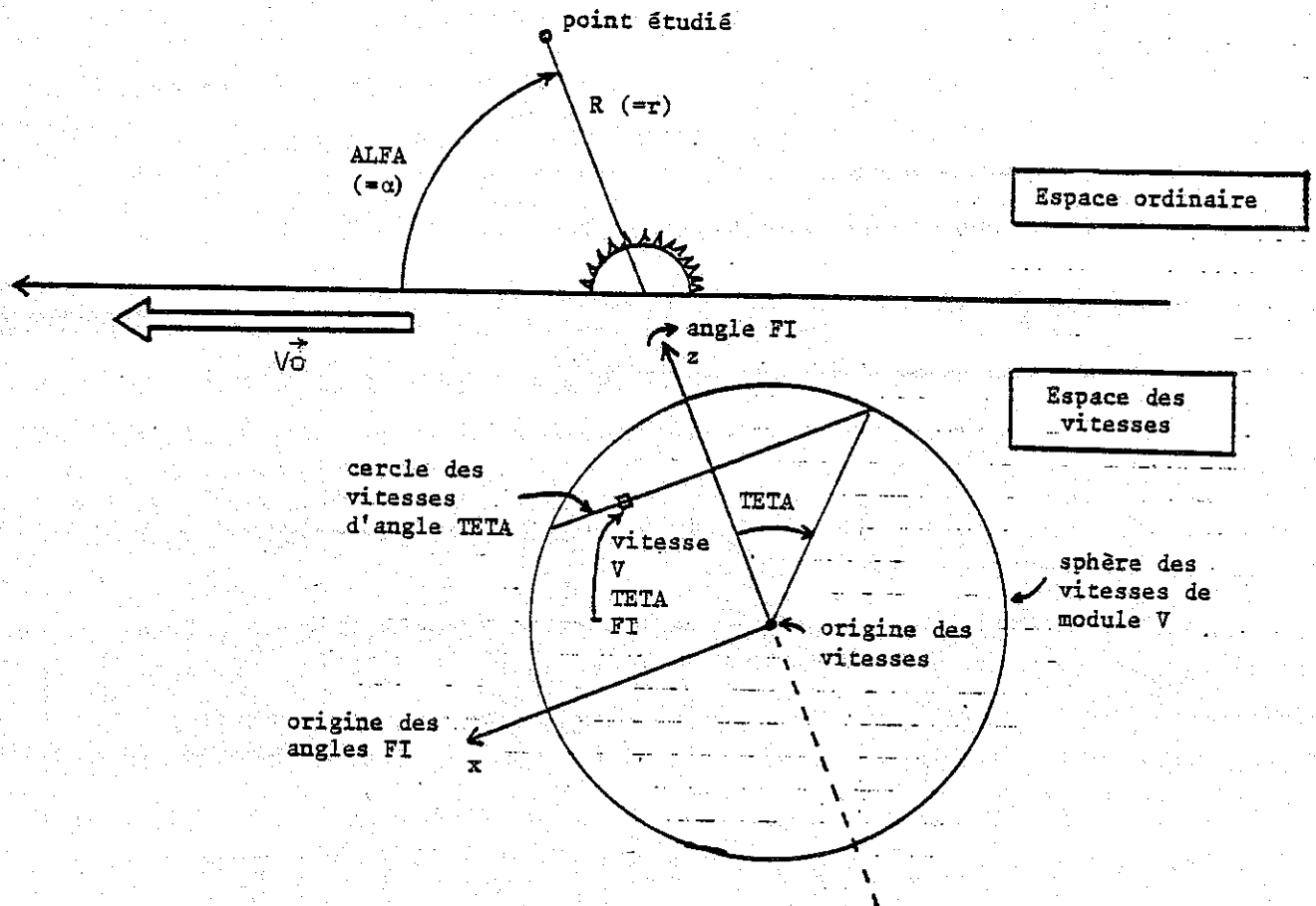


Figure 37.

Les angles sont exprimés en radians.

Les vitesses sont normalisées par la vitesse thermique (variables sans dimensions).

Les longueurs sont exprimées en centimètres.

Les temps sont exprimés en secondes.

A - Cas général : $TETA \neq 0$

Avec les notations choisies on a :

$$0 < TETA < PI = 3.141592654$$

$$0 < FI < PI$$

En fait FI devrait varier de $-PI$ à $+PI$ mais la transformation $FI \rightarrow -FI$ est une symétrie par rapport au plan de la figure.

Les résultats cherchés sont doubles de ceux obtenus pour FI positif ou nul.

Les relations avec le modèle mathématique sont :

$$\begin{cases} \phi' = FI \\ \theta_1 = PI - TETA \\ \theta_2 = PI + TETA \end{cases}$$

Du fait que l'intégration dans l'espace des vitesses se fait avec des vitesses normalisées, il convient de changer la définition de certaines constantes.

En reprenant les formules du modèle froid telles qu'elles sont présentées dans le récapitulatif on peut écrire :

→ masse atomique de l'hélium en grammes	: HE = 4.0026
→ constante de Boltzmann en erg/kelvin	: KB = 1.380622 E - 16
→ constante de la gravitation en dyne x cm ² /g ²	: G = 6.6732 E - 8
→ masse du soleil en grammes	: MS = 1.989 E + 33
→ une unité astronomique en cm	: UA = 1.495985 E + 13
→ le nombre d'Adogadro	: NA = 6.0232 E + 23

La vitesse thermique du gaz en cm/S :
 $VT = \text{SQRT}(2 \cdot KB \cdot T \cdot NA/HE)$ où T est la température du gaz en Kelvin - T est l'un des paramètres du modèle.

La constante C est maintenant définie par $C = V \cdot V/GM$
 avec $GM = G \cdot MS \cdot (1. - MU)/VT \cdot VT$ où $MU = \mu$

Pour éviter d'avoir à les calculer un grand nombre de fois, je définis :

$$\begin{aligned} CA &= \text{COS}(ALFA) \\ SA &= \text{SIN}(ALFA) \\ CT &= \text{COS}(TETA) = -\text{COS}(\theta) \\ ST &= \text{SIN}(TETA) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{donc } A &= 1. + 4./(R \cdot C \cdot (1. - CT)) \text{ et } RA = \text{SQRT}(A) \\ N_1 &= (RA + 1.)^{**2}/(4 \cdot RA) \text{ et } N_2 = (RA - 1.)^{**2}/(4 \cdot RA) \\ M_1 &= \text{EXP}(-B \cdot (PI - TETA)/(V \cdot P_1)) \\ M_2 &= \text{EXP}(-B \cdot (PI + TETA)/(V \cdot P_2)) \\ \text{avec } P_1 &= R/2 \cdot ST \cdot (1. + RA) \\ P_2 &= R/2 \cdot ST \cdot (RA - 1.) \end{aligned}$$

$$\begin{cases} \text{SIN}(TETA) = \text{SIN}(\theta_1) \\ \text{SIN}(TETA) = -\text{SIN}(\theta_2) \end{cases}$$

$$\text{et } B = UA \cdot UA / (VT \cdot TDUR)$$

TDUR est la "durée de vie" d'un atome d'hélium à 1 unité astronomique. Il est défini par $TDUR = \frac{1}{Pt}$. Il a les dimensions d'un temps et

représente le temps au bout duquel une population d'atomes (au niveau de l'orbite de la terre) a vu son nombre divisé par un facteur $e = 2.718281828$ du fait de l'ionisation.

TDUR est un des paramètres du modèle

$$\begin{aligned} PH_1 &= (UA/R)^{**2} \cdot \text{EXP}(-X_1) \\ PH_2 &= (UA/R)^{**2} \cdot \text{EXP}(-X_2) \end{aligned} \quad \text{avec}$$

$$\begin{aligned} X_1 &= (V/VD)^{**2} \cdot (1. + 2./(R \cdot C) - (P_1/R)^{**2}) \\ X_2 &= (V/VD)^{**2} \cdot (1. + 2./(R \cdot C) - (P_2/R)^{**2}) \end{aligned}$$

. En laissant de côté les constantes N_0 et g_0 l'on peut donc écrire :

$$N = N1 * M1 * PH1 + N2 * M2 * PH2$$

Au cours de l'intégration numérique j'utilise des pas d'intégration :

PV : pas en V
 PTETA : pas en TETA
 PFI : pas en FI

L'élément de volume de l'espace des vitesses qui se rapporte aux formules précédentes est : $V * V * PV * ST * PTETA * PFI$ qu'il faut multiplier par 2 à cause de la symétrie $FI \rightarrow -FI$ signalée plus haut.

Pour connaître la totalité du terme à intégrer il faut encore calculer W^2 qui sera noté $W2$. La relation de départ est $\vec{W} = \vec{V} - \vec{V0}$. Ces vecteurs s'écrivent

$$\begin{array}{l} \vec{V} \quad - \quad \vec{V0} \quad = \quad \vec{W} \\ \text{composante x} \quad \left| \begin{array}{l} V * ST * \cos(FI) \\ V * ST * \sin(FI) \\ V * CT \end{array} \right| \quad - \quad \left| \begin{array}{l} V0 * SA \\ 0 \\ V0 * CA \end{array} \right| \quad = \quad \left| \begin{array}{l} V * ST * \cos(FI) - V0 * SA \\ V * ST * \sin(FI) \\ V * CT - V0 * CA \end{array} \right| \end{array}$$

$$\begin{aligned} \text{d'où } W2 &= V^2 * ST^2 * \cos^2(FI) + V0^2 * SA^2 - 2 * V * V0 * SA * ST * \cos(FI) \\ &+ V^2 * ST^2 * \sin^2(FI) \\ &+ V^2 * CT^2 + V0^2 * CA^2 - 2 * V * V0 * CT * CA \end{aligned}$$

$$\text{soit en utilisant } 1 = CT^2 + ST^2 = CA^2 + SA^2 = \cos^2(FI) + \sin^2(FI)$$

$$W2 = V * V + V0 * V0 - 2 * V * V0 * (SA * ST * \cos(FI) + CT * CA)$$

L'élément à sommer s'écrit donc finalement :

$$2 * N * \exp(-W2) * V * V * PV * ST * PTETA * PFI$$

l'intégrale étant à

diviser par $(PI)^{1.5}$ à la fin.

B - Singularité : TETA = 0

Dans le paragraphe "modèle mathématique" j'ai montré l'existence d'une singularité en $TETA = 0$ ($\theta_1 = \theta_2 = \pi$) au voisinage de cette singularité. L'élément à sommer peut s'écrire :

$$\exp(-W2) * V * V * PV * \int_{\theta' = 0}^{PTETA} \int_{\phi' = 0}^{2 * \pi} N * \sin(\theta') * d\theta' * d\phi'$$

Sauf pour les termes qui divergent on peut prendre dans les formules $\theta' = 0$ ($TETA = 0$) en particulier :

$$W2 = V^* V + VO^* VO - 2.^* V^* VO^* CA$$

$$P = P1 = P2 = \text{SQRT} (2.^* R/C)$$

$$X = X1 = X2 = (V/VD)^{**2} * (1. + 2/(R^*C) - (P/R)^{**2})$$

$$PH = PH1 = PH2 = (UA/R)^{**2} * \text{EXP} (-X)$$

$$M = M1 = M2 = \text{EXP} (- B^* PI/(V^*P))$$

M et PH se mettent en facteur dans N et sortent de l'intégrale car ils ne dépendent que de V.

Pour les termes divergents on peut faire un développement limité au voisinage de la singularité. En notant que $\text{COS} (\theta') = - \text{COS} (\theta)$

$$\text{on a } A = 1 + \frac{4}{r \times C \times (1 - \text{cos} (\theta'))} \sim \frac{4 \times 2}{rC \theta'^2} \quad \text{et } \sqrt{A} \sim \sqrt{\frac{8}{rC}} \cdot \frac{1}{\theta'}$$

$$\text{Or } N1 \text{ et } N2 \text{ divergent comme } \frac{\sqrt{A}}{4} \text{ donc } N1 \sim N2 \sim \frac{1}{\sqrt{2rC} \theta'}$$

$$\text{SIN} (\theta') \sim \theta'$$

L'intégrale s'écrit :

$$2 \times M \times PH \times \int_{\theta' = 0}^{PTETA} \int_{\phi' = 0}^{2\pi} \frac{\theta' d\theta' d\phi'}{\sqrt{2rC} \theta'} = \frac{4 \pi \times M \times PH}{\sqrt{2 \times r \times C}} \times PTETA$$

Soit un élément à sommer :

$$M^* PH^* PI/\text{SQRT} (R * C/8.)^* \text{EXP} (- W2)^* V^* V^* PV^* PTETA$$

A propos de cette formule, je tiens ici à remercier Monsieur Guy ARTZNER qui m'a aidé à retrouver une erreur qui s'y était glissée. Sa compétence en matière de calculs numériques m'a été d'un secours précieux.

C - Limites d'intégration

En théorie l'intégrale doit être étendue à tout l'espace des vitesses. Mais numériquement il suffit de calculer cette intégrale dans les régions de cet espace qui contribuent notablement au résultat. Quand W2 devient grand les éléments à intégrer, et même leur intégrale, deviennent négligeables devant l'intégrale complète.

On peut donc définir une valeur maximum pour W au-delà de laquelle on arrête le calcul. l'intégrale est donc calculée dans une sphère centrée en VO et dont le rayon est cette vitesse maximum.

Dans la suite j'appellerai WM2 la valeur maximum de W2. Pour avoir une idée de la valeur de WM2 on peut calculer quelle est la fraction de particules négligées quand on arrête l'intégration :

$$\text{Fraction} = \frac{\int_x^{\infty} e^{-V^2} \times V^2 \times dV}{\int_0^{\infty} e^{-V^2} \times V^2 \times dV}$$

Le calcul numérique fait

avec une calculatrice HP 34 C donne

$$\begin{aligned} \text{pour } x = 2 & \quad F = 4,6 \times 10^{-2} \\ x = 2.5 & \quad F = 5,8 \times 10^{-3} \\ x = 3 & \quad F = 4,4 \times 10^{-4} \end{aligned}$$

Ce qui signifie par exemple qu'en ne prenant que les vitesses W inférieures à 2.5 vitesse thermique on néglige moins de 0,6 % des particules.

La valeur définitive de x sera déterminée au paragraphe "expériences numériques".

La limite imposée sur WM2 doit maintenant être traduite en terme de limites sur V, TETA et FI.

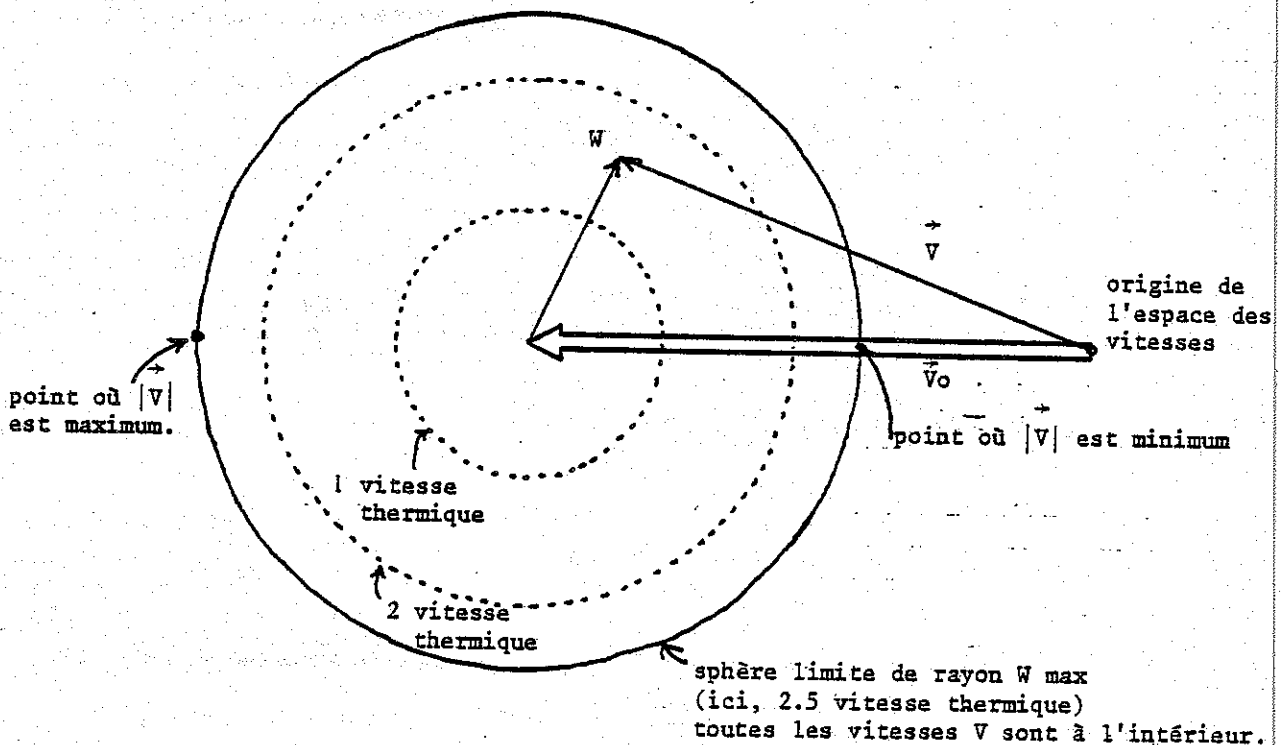


Figure 38.

Les limites sur V sont faciles à voir : $V_{MAX} = V_0 + W_{max}$
et $V_{MIN} = V_0 - W_{max}$.

V étant compris entre V MIN et V MAX le terme résultant de la singularité en TETA = 0 est toujours pris en compte car il est, à priori, beaucoup plus grand que les autres. Ensuite pour une valeur de TETA fixée, la plus petite valeur de W est obtenue pour FI = 0. En effet, $\frac{\partial W^2}{\partial FI} = 2 \times V \times VO \times SA \times ST \times \text{SIN}(FI)$. Cette dérivée est toujours positive ou nulle pour FI entre 0 et π . Elle s'annule aux bornes. W est donc minimale en FI = 0. Si cette valeur minimale est supérieure à W max on passe au TETA suivant. Si elle est inférieure à W max on effectue le calcul pour tous les FI inférieurs à PI jusqu'à ce que W devienne supérieur à W max ; W étant croissant avec FI il ne reste plus qu'à passer au TETA suivant. Quand TETA devient supérieur à PI on passe au V suivant.

D - Choix des pas d'intégration

La fonction à intégrer étant profondément différente d'une fonction du type $f(V) \times g(\text{TETA}) \times h(\text{FI})$, le choix de pas d'intégration constants ne convient pas. Je cherche au contraire à ce que tous mes éléments de volumes (dans l'espace des vitesses) soient à peu près égaux et à peu près "cubiques". (leurs différentes longueurs caractéristiques doivent être voisines). Je commence par choisir PV, j'expliquerai plus loin comment, constant. Je cherche ensuite à ce que le pas : $V \times \text{PTETA}$ soit voisin de PV avec la condition $\text{PTETA} < \pi/2$ ce qui conduit à : $P \text{ TETA} = \text{PV}/V$ (provisoirement). Le nombre de pas en TETA sur 0, PI doit être un entier > 2 : $\text{NPTET} = \text{INT}(\text{PI}/\text{PTETA}) + 1$ d'où $P \text{ TETA} = \text{PI}/\text{NPTET}$. Ensuite, pour chaque valeur de TETA, un raisonnement analogue pour le choix de PFI conduit à : $\text{PFI} = \text{PV}/(V \times \text{ST})$
 $\text{NPFI} = \text{INT}(\text{PI}/\text{PFI}) + 1$
 $\text{PFI} = \text{PI}/\text{NPFI}$

De la sorte mes éléments de volume sont $\propto (\text{PV})^3$. Les valeurs des fonctions à intégrer sont prises au milieu des pas d'intégration (Fig. 39).

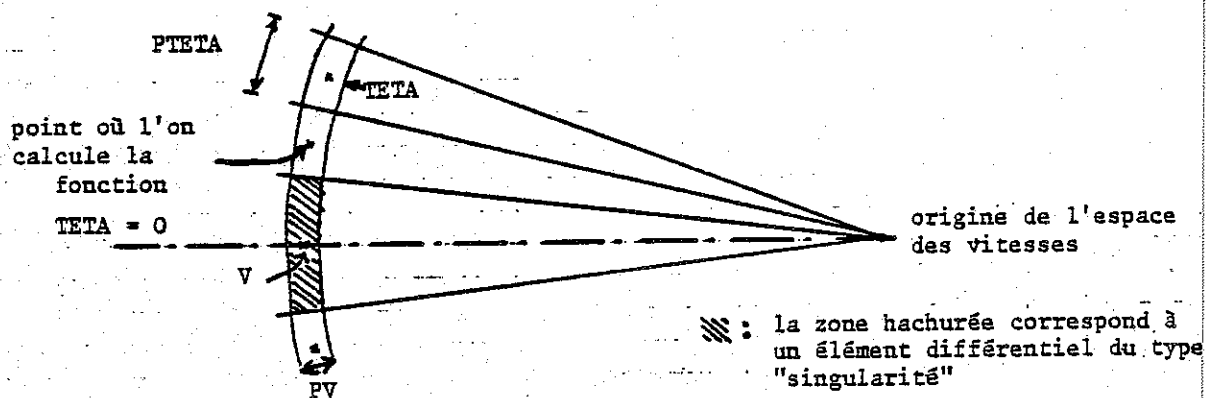


Figure 39.

Le découpage en FI est du même type que celui en TETA. De même que pour W max la valeur définitive de PV sera déterminée au paragraphe "expériences numériques". Mais on peut déjà obtenir une valeur indicative de son ordre de grandeur. Si je calcule $\int_b^a e^{-x^2} x^2 dx$ par une méthode où je prends la valeur de la fonction au milieu du pas d'intégration (Fig. 40) l'erreur commise peut être estimée en

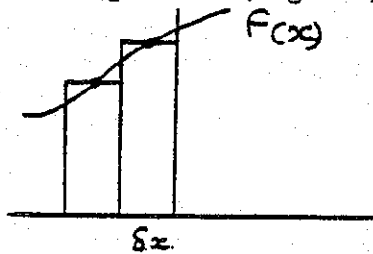


Figure 40.

$$F(x) = F(x_0) + (x - x_0) F'(x_0) + \frac{(x - x_0)^2}{2} F''(x_0) + \dots$$

L'erreur principale provient du troisième terme du développement, soit sur un pas :

$$\frac{F''(x_0)}{6} \left(\frac{\delta x}{2}\right)^3 \times 2 = \frac{F''(x_0) \delta x^3}{24}$$

La somme des erreurs fait intervenir $\langle F'' \rangle \times N$ (nombre de pas)

$$\langle F'' \rangle = \frac{\int_a^b F''(x) dx}{(b - a)} \quad N = \frac{(b - a)}{\delta x} \quad \text{erreur} \approx \int_a^b F''(x) dx \frac{\delta x^2}{24}$$

$$\text{Soit une erreur relative } \frac{(\delta x)^2}{24} \times \frac{\int_a^b F''(x) dx}{\int_a^b F(x) dx}$$

De même que précédemment ces intégrales sont calculées à la HP 34 C entre 0 et 2.5. En exigeant une erreur de l'ordre de 0,6 % (la même que la proportion de particules négligées) on trouve $\delta x = 0.18$. Soit un nombre de termes à sommer de l'ordre de

$$\frac{1}{2} \times \frac{4}{3} \times \pi \left(\frac{2.5}{0.18}\right)^3 \approx 5600.$$

E - Optimisation du calcul

On peut noter que le seul calcul qui nécessite de connaître les trois variables V, TETA et FI est le calcul de EXP (-W2). Pour tous les autres calculs la connaissance de V, TETA et R en tant que paramètre suffit. Il est donc possible de faire des économies importantes de temps de calcul en calculant simultanément plusieurs intégrales pour plusieurs valeurs du paramètre R au stade où V et TETA sont connus. La boucle sur FI est commune à toutes les valeurs de R et si l'on calcule simultanément N PR (nombre de points en R) intégrales on économise (N PR - 1) boucles sur FI pour chaque couple de valeurs V, TETA. Du fait du découpage en "pavés" approximativement égaux on peut estimer que l'économie est de l'ordre de :

$(NPR - 1) \times (\text{nombre de pavés})^{2/3}$. Pour NPR = 25 et nombre de pavés = 5600 l'économie est de l'ordre de 7500 calculs de W2 et de son exponentielle par valeur de ALFA. Sachant que NPA (nombre de points en ALFA) = 17 l'économie réalisée par grille est de l'ordre de 130000 calculs. Donc, dans tout ce qui précède, il convient de

remplacer R, variable simple, par R (I), variable indicée. La boucle sur les différentes valeurs de R devant être parcourue pour chaque couple (V, TETA) avant la boucle sur FI. J'ai mis en annexe un exemplaire commenté de la liste de mon programme. Pour plus de détails se référer à cette liste.

F - Choix de la trame et méthode d'interpolation

La trame et la méthode d'interpolation doivent être choisies de manière à rendre l'erreur d'interpolation suffisamment faible sans pour autant augmenter le temps de calcul de manière prohibitive. Ces deux choix sont intimement liés car, pour une trame donnée, les résultats dépendent de la méthode d'interpolation. Pour résoudre ce problème j'ai choisi, a priori, une trame définie par un tableau de distances R (25) et un tableau d'angles ALFA (16).

Les valeurs de ces rayons et de ces angles ont été choisies de manière à donner de petites mailles dans les régions où l'émissivité varie beaucoup et de grandes mailles dans celles où elle varie peu. La trame choisie était la suivante :

En ALFA : 0, 3, 6, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 80, 100, 120, 140, 160, 180 en degrés. En R la trame est telle que 2 rayons successifs aient un rapport constant. Le premier est pris égal à 0,99 U.A. Le 25ème égal à 150 fois le premier. Le rapport entre deux rayons successifs est donc $(150)^{1/24}$. Le choix de 0,99 U.A. pour le premier est dû au fait qu'aucune ligne de visée au cours de l'expérience ne s'approche du soleil à moins de cette distance. Le choix de $150 \times 0,99 = 148,5$ U.A. comme limite extérieure est dû au fait que l'on espère que la contribution de ce qui se trouve au-delà est négligeable devant l'intégrale totale. Je montrerai dans le paragraphe "méthode d'intégration" que la situation est même encore plus favorable et que l'on peut obtenir une estimation de cette contribution extérieure. Le calcul fait avec cette grille permet de tracer les courbes suivantes : Fig. 41 et 42.

Les courbes ont été obtenues avec les valeurs numériques suivantes : $g_0 = 1$ $N_\infty = 1$. Ces deux valeurs ne correspondent pas à la réalité. Mais leur produit intervient comme un simple facteur d'échelle dans le modèle. Leur choix n'a donc pas d'importance ici.

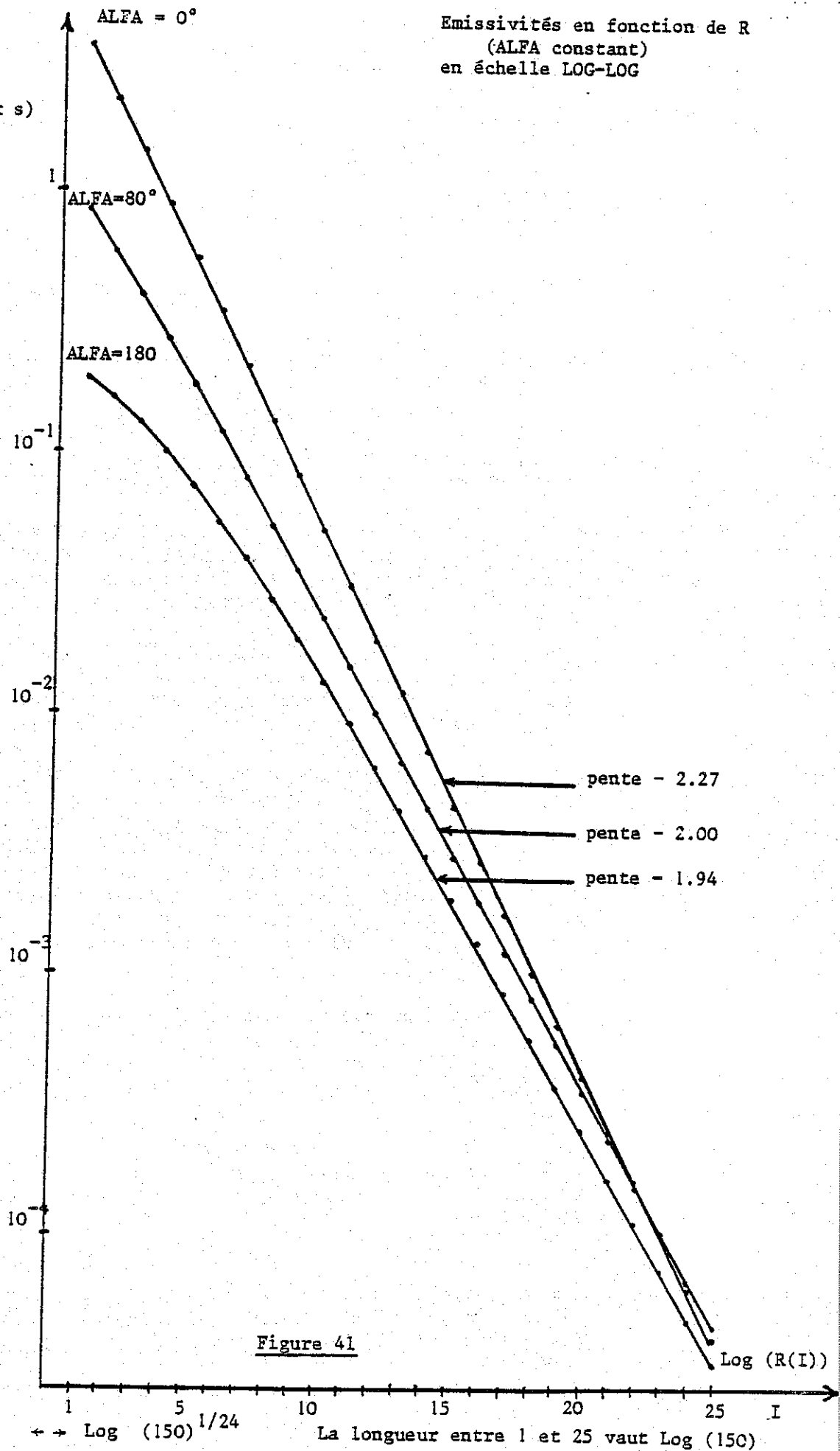
VO = 22 km/S	vitesse moyenne du vent par rapport au soleil
T = 15000 K	Température du gaz
MU = 0.	Rapport pression de radiation/gravitation
VD = 37 km/S	Largeur Doppler de la raie solaire
T DUR = 1.5×10^7 S.	Durée de vie d'un atome à 1 U.A.

L'aspect général des courbes n'est pas modifié quand on change les valeurs de ces paramètres dans des limites physiquement raisonnables. Les conclusions tirées de l'examen de ce modèle, en ce qui concerne la grille et la méthode d'interpolation, seront donc valables pour les autres modèles étudiés ultérieurement.

émissivité₃
(photons/cm x s)

TABLEAU : R(I)

I	R(I) U.A.
1	0.99
2	1.22
3	1.50
4	1.85
5	2.28
6	2.81
7	3.46
8	4.27
9	5.26
10	6.48
11	7.99
12	9.84
13	12.1
14	14.9
15	18.4
16	22.7
17	27.9
18	34.4
19	42.4
20	52.3
21	64.4
22	79.4
23	97.8
24	120.5
25	148.5

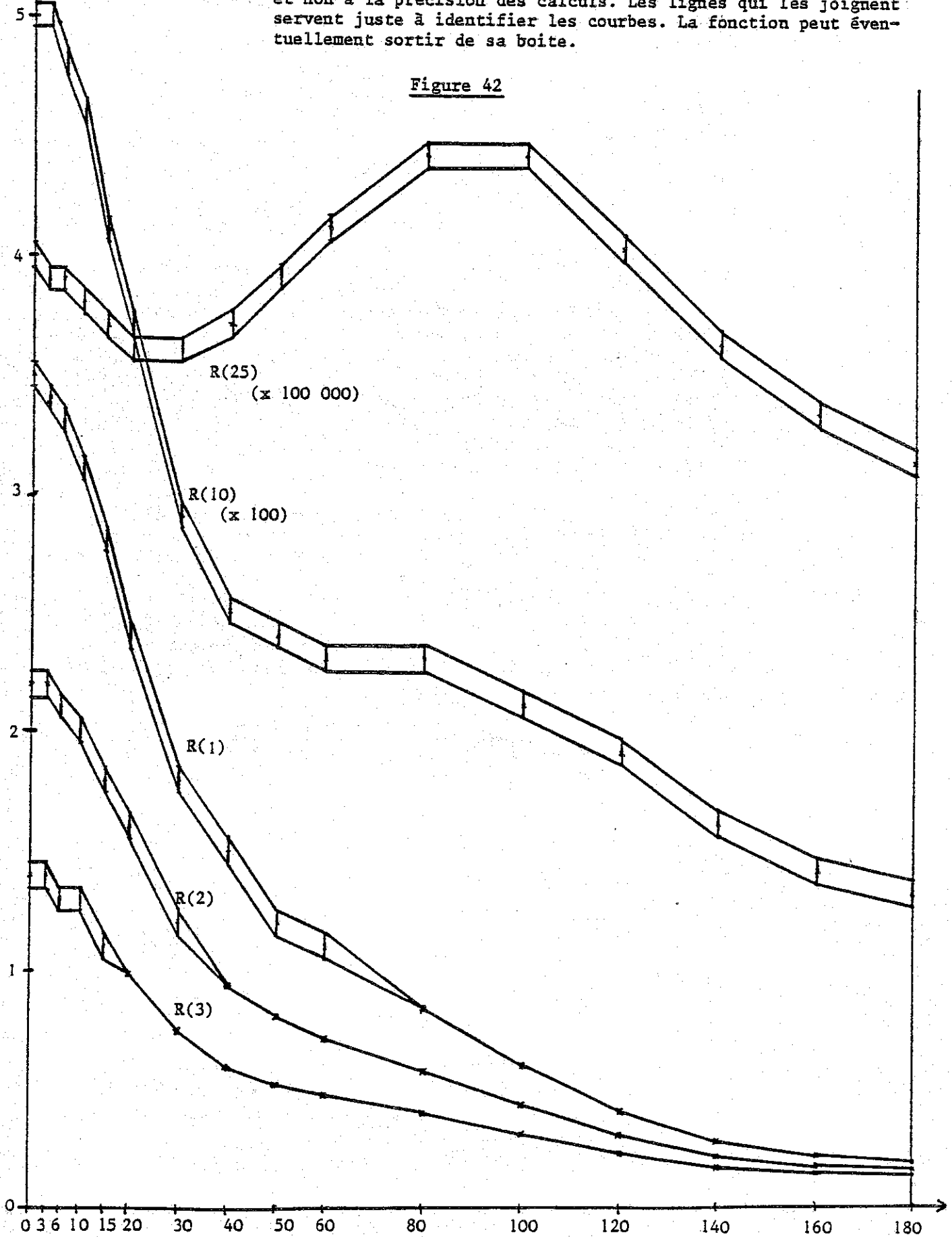


Emissivités₃
(photons/cm³ x s)

Emissivités en fonction de ALFA (en degrés)
(R constant)
échelles linéaires

Les "barres d'erreur" sont dues au nombre de chiffres imprimés et non à la précision des calculs. Les lignes qui les joignent servent juste à identifier les courbes. La fonction peut éventuellement sortir de sa boîte.

Figure 42



L'interpolation des courbes en fonction de R à ALFA constant est évidente (Fig. 41). En coordonnées LOG-LOG ces courbes sont essentiellement des droites dont la pente est proche de -2. La variation de l'émissivité en fonction de R peut donc être valablement approximée par une loi de puissance. Les courbes représentant l'émissivité en fonction de ALFA à R constant (Fig. 42) justifient à posteriori le type de trame choisie en ALFA. En ce qui concerne le type d'interpolation à pratiquer on peut choisir entre deux méthodes : L'interpolation linéaire, qui a pour elle l'avantage de la simplicité, ou bien une interpolation à quatre points qui rendrait mieux compte des courbures au prix d'une complexité nettement plus grande. L'interpolation dans la trame étant destinée à être une opération très fréquente il est préférable de s'en tenir aux méthodes les plus simples si celles-ci fournissent des résultats satisfaisants. Seule l'expérimentation numérique peut trancher à ce stade. Pour estimer l'erreur maximum commise avec une grille et une méthode d'interpolation donnée j'ai calculé la fonction sur la trame que j'avais choisie, puis je l'ai calculée au centre des mailles de cette trame, là où l'erreur d'interpolation est maximum, cette valeur considérée comme exacte est notée e. J'ai calculé par interpolation dans ma grille, la valeur approchée, notée a, pour les mêmes points. L'erreur maximum pour une maille est donc $r = \frac{a - e}{e}$ (erreur relative).

Pour la grille décrite ci-dessus et pour une interpolation linéaire en R et linéaire en TETA : toutes les erreurs relatives r sont positives et la plus grande vaut 7.2 %. Pour la même grille mais avec une interpolation linéaire en TETA et en loi de puissance pour R : l'erreur relative est positive sur certaines mailles (essentiellement entre 15 et 50 degrés et entre 120 et 180 degrés en TETA) et négative sur les autres. Le maximum de sa valeur absolue est de 3.6 %. Ces résultats s'interprètent facilement en observant les deux séries de courbes tracées précédemment.

Lorsque l'interpolation est doublement linéaire, l'erreur provient essentiellement de celle sur R. La courbe F (R) ayant une dérivée seconde partout négative l'erreur est partout positive :

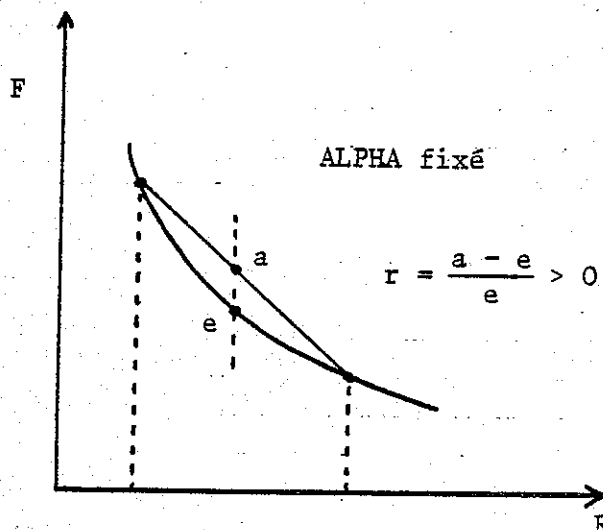


Figure 43.

Quand on a recours à une approximation en loi de puissance pour décrire la variation en fonction de R, l'erreur due à cette interpolation devient faible devant celle due à l'interpolation linéaire sur ALFA. Le signe des erreurs s'explique alors par l'allure des courbes à R constant.

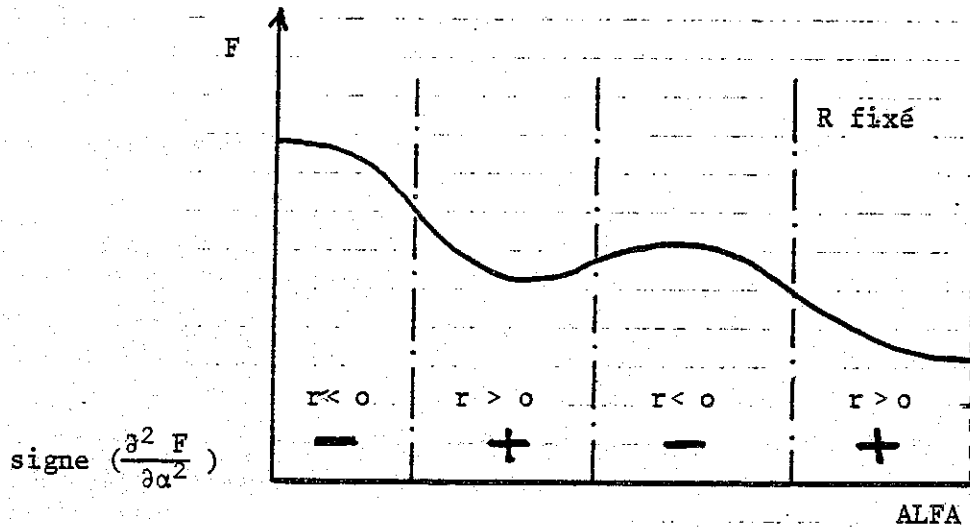
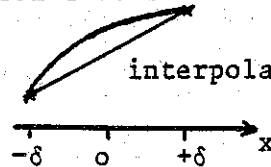


Figure 44.

Le maximum représenté ici au milieu de la courbe, et qui n'est pas présent pour tous les R, n'est pas nécessaire à l'explication des variations de signe de r. Seul le signe de la dérivée seconde importe, et celle-ci présente bien la succession de signe - + - + quel que soit R. (à l'intérieur des limites choisies).

De manière à justifier définitivement le choix de la grille et de la méthode d'interpolation je vais montrer que l'intégrale prise sur les émissivités interpolées est entachée d'une erreur plus faible que ces émissivités elles-mêmes. Je considère l'intégrale prise à l'intérieur d'une maille. Sur les bords l'erreur commise est nulle, elle est maximum au centre. Je repère l'abscisse à partir du centre.

interpolation d'ordre 2



$$f_1(x) = ax + b$$

l'intégrale de F_1 vaut $2 \delta b$

Si à F_1 j'ajoute une correction d'ordre 2 : $C(x) = \frac{br}{\delta^2} (\delta^2 - x^2)$

choisie de manière telle que pour $x = \pm \delta$, $C(x) = 0$ (erreur nulle aux bornes)

et pour $x = 0$ l'erreur vaut br soit une erreur relative égale à r

L'intégrale de la correction vaut : $\frac{br}{\delta^2} \int_{-\delta}^{+\delta} (\delta^2 - x^2) dx = \frac{br}{\delta^2} (2\delta^3 - 2 \frac{\delta^3}{3})$

Soit $2 br \delta \times \frac{2}{3}$ l'erreur relative sur l'intégrale vaut

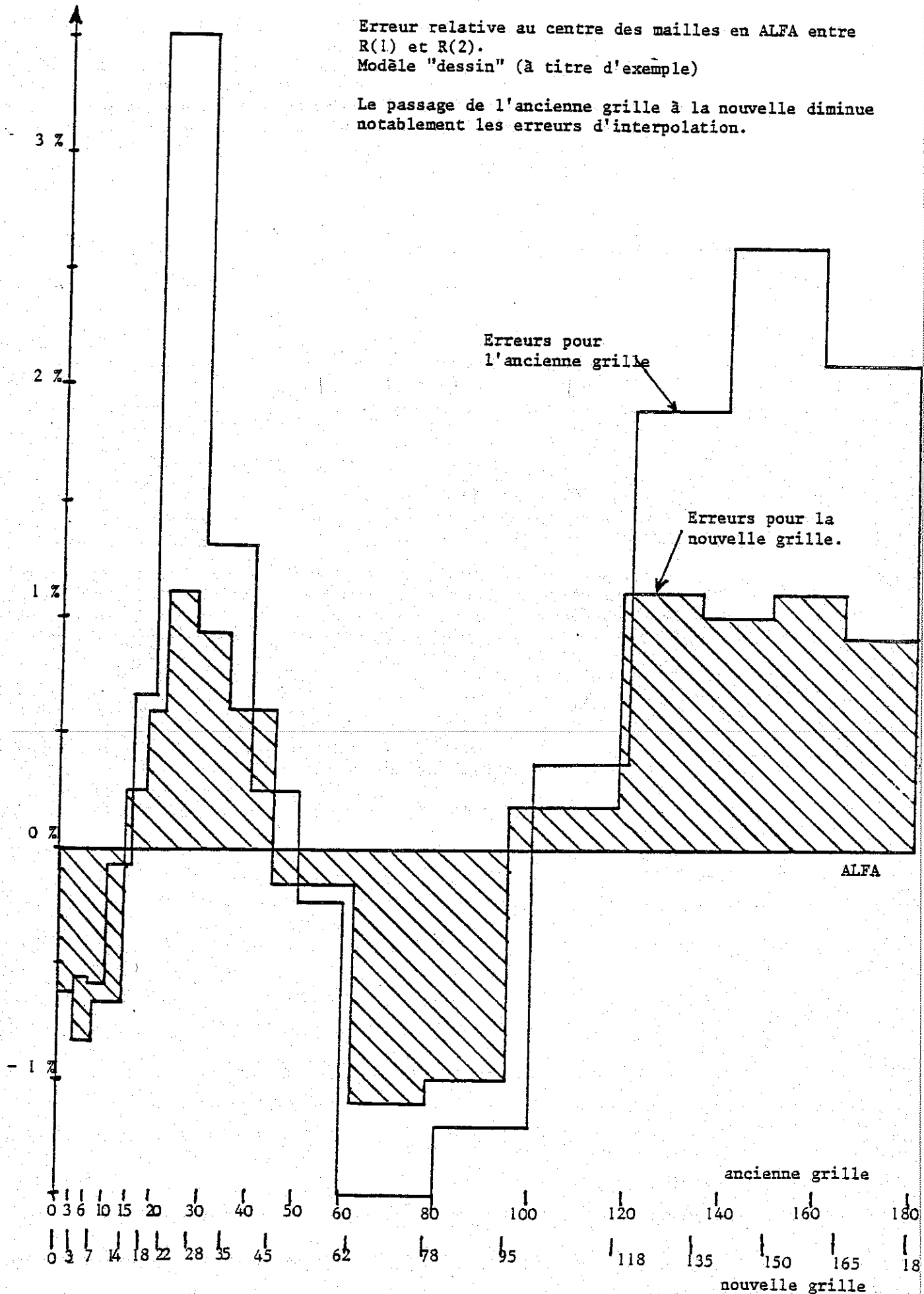
$$\frac{2}{3} \times \frac{2 br \delta}{2 b \delta} = \frac{2}{3} r$$

Erreur relative

Figure 45

Erreur relative au centre des mailles en ALFA entre R(1) et R(2).
Modèle "dessin" (à titre d'exemple)

Le passage de l'ancienne grille à la nouvelle diminue notablement les erreurs d'interpolation.



Dans la représentation choisie $F(x) = F_1(x) + C(x)$ la dérivée seconde de F vaut :

$$F''(o) = \frac{-2 br}{\delta^2} \text{ soit une erreur d'interpolation :}$$

$br = -\frac{F''(o)\delta^2}{2}$ proportionnelle à $F''(o)$ et à δ^2 . On ne peut pas agir sur F'' mais on peut agir sur δ^2 par l'intermédiaire du choix de la grille en ALFA. Je désire que l'erreur la plus forte sur l'intégrale à l'intérieur d'un pas n'excède pas 1 %, soit une erreur maximum pour l'interpolation de $1,5 \% = \frac{3}{2} \times 1 \%$.

En resserrant la grille là où la dérivée seconde est grande et en mettant de grands pas là où elle est petite on obtient la nouvelle grille suivante qui contient maintenant 17 noeuds :
 $0^\circ, 3^\circ, 7^\circ, 14^\circ, 18^\circ, 22^\circ, 28^\circ, 35^\circ, 45^\circ, 62^\circ, 78^\circ, 95^\circ, 118^\circ, 135^\circ, 150^\circ, 165^\circ, 180^\circ$

Cette grille a été testée avec un jeu assez étendu de modèles, tous ont :

$$\begin{aligned} MU &= 0 \\ VD &= 37. \text{ (km/S)} \\ TDUR &= .81 \text{ E7 (S)} \end{aligned}$$

Température → vitesse ↓	6000° K	10000° K	15000° K
20 km/S	OUI		OUI
22 km/S		OUI	
26 km/S	OUI	<u>Dessin</u>	OUI

Ces tests conduisent toujours à des erreurs d'interpolations intérieures ou égales à 1.5 %, soit des erreurs sur l'intégrale à l'intérieur d'une maille inférieures ou égales à 1 % (Fig. 45). De plus l'intégrale s'étendant sur un grand nombre de mailles où les erreurs sont alternativement positives et négatives et dans la plupart des cas nettement plus petites que 1 %, l'erreur totale sur l'intégrale due aux méthodes d'interpolation est pour la majorité des lignes de visée nettement inférieure à 1 % et pour certaines lignes de visée "spécialement choisies" cette erreur peut atteindre 1 %. Ces erreurs sont considérées comme acceptables et la grille essayée est définitivement adoptée.

Formules d'interpolation

On commence par déterminer la maille dans laquelle on se trouve :

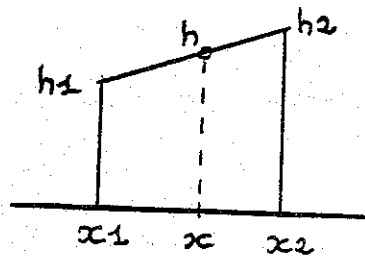


Figure 47.

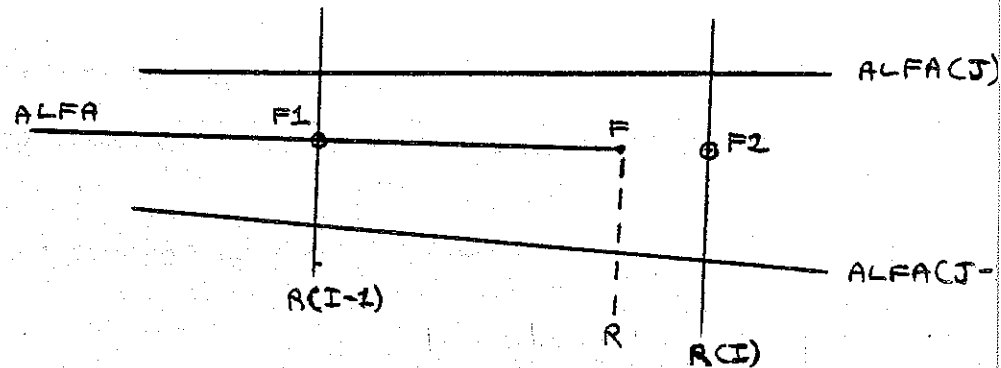


Figure 46.

L'interpolation linéaire donne : $h = h_1 + \frac{(h_2 - h_1)}{(x_2 - x_1)} * (x - x_1)$

En posant $Y = \frac{ALFA - ALFA(J-1)}{ALFA(J) - ALFA(J-1)}$

On trouve $F1 = F(I-1, J-1) * (1 - Y) + F(I-1, J) * Y$

$F2 = F(I, J-1) * (1 - Y) + F(I, J) * Y$

En R l'interpolation est linéaire en $\text{LOG}(F) - \text{LOG}(R)$ ce qui conduit à

$F = F1 * \text{EXP} \left\{ \frac{\text{ALOG}(F2/F1) * \text{ALOG}(R/R(I-1))}{\text{ALOG}(R(I)/R(I-1))} \right\}$

De plus le sous programme d'interpolation retourne au sous programme d'intégration qui l'appelle les valeurs

$PA = ALFA(J) - ALFA(J-1)$ et $PR = R(I) - R(I-1)$ dont nous verrons l'utilité au paragraphe suivant.

G - Méthode d'intégration

Ce paragraphe a pour but d'exposer les méthodes employées pour le calcul de l'intégrale

$$\int_0^{\infty} N(\ell) * F(\ell) * d\ell \quad \text{où } \ell \text{ est la distance entre l'observateur}$$

et le point courant, $N(\ell)$ est l'émissivité (dans le modèle chaud) en ce point et $F(\ell)$ la fonction de phase qui dépend de l'angle entre la direction de visée et la direction du soleil en ce point.

Le sous-programme d'intégration, au contraire des sous-programmes décrits jusqu'ici, travaille dans un repère qui n'est pas lié au vent. J'ai choisi de travailler dans un repère hélio-écliptique.

Dans ce repère on donne la direction du vent : vecteur V (3) unitaire, la position de l'observateur $P\emptyset$ (3), les composants sont exprimés en centimètres et la direction de visée D (3) unitaire. Ce sous-programme suppose que la ligne de visée ne s'approchera pas à moins de R (1) du soleil, au cas où cela se produirait les résultats seraient faux : l'interpolation habituelle étant transformée en extrapolation abusive. L'intégrale à calculer étant étendue jusqu'à l'infini, le problème de la "queue d'intégrale" se pose car l'intégration numérique s'arrête à $R_{MAX} = 148,5$ U.A.. Il faut remarquer tout d'abord que pour des distances supérieures à R_{MAX} l'écart angulaire entre la ligne de visée et la direction radiale (par rapport au soleil - centre du repère) devient très faible : les positions d'observateur étant les positions de la terre elles sont toutes à 1 U.A.

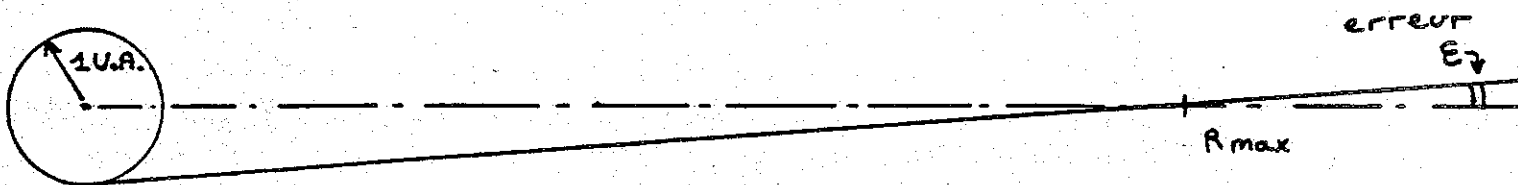


Figure 48.

On peut donc supposer que l'on cherche à évaluer la queue d'intégrale

$\int_{R_{MAX}}^{\infty} N(\ell) \times F(\ell) d\ell$. En ce qui concerne la fonction de phase $F(\ell)$ on peut considérer que l'angle de phase est toujours égal à π et $F(\ell) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2(\pi)) = \frac{3}{2}$ sort de l'intégrale. Pour la dépendance de $N(\ell)$ vis à vis de ℓ on peut considérer que l'on se trouve à ALFA constant. En coordonnées Log-Log $N(R)$ est une droite pour les grands R (voir courbes) on peut poser :

$$N(R) = aR^{-b} \quad \text{et}$$

$$\int_{R_{MAX}}^{\infty} aR^{-b} dR = \frac{a}{(1-b)} \left(R^{-b+1} \right)_{R_{MAX}}^{\infty} = \frac{a}{(b-1)} R_{MAX}^{-b+1} = \frac{N(R_{MAX}) * R_{MAX}}{(b-1)}$$

Le coefficient b est donné par les pentes des droites en coordonnées Log-Log qui vont de -1.94 à -2.27 . Il est normal que les valeurs de ces pentes tournent autour de -2 car pour un gaz homogène, ce qui est le cas du milieu interstellaire suffisamment loin du soleil, le flux lumineux décroît en R^{-2} et le nombre de photons diffusés également.

Le terme $b - 1$ vaut donc 1, à 27 % près dans le pire des cas. Or la queue d'intégrale pour $R_{MAX} = 148.5$ U.A. vaut dans tous les cas moins de 1 % de l'intégrale totale. Une erreur de 27 % sur moins de 1 % du résultat est donc tout à fait acceptable. L'intégrale étant calculée par une méthode des trapèzes à pas variable, si j'appelle R la distance à laquelle j'arrête le calcul je rajouterai pour tenir compte de la queue le terme $\frac{3}{2} * N(R) * R$.

Dans mon modèle informatique le paramètre que j'ai appelé λ s'appelle DIST. Le point étudié est donc défini par $\vec{P} = P\vec{O} + DIST * \vec{D}$, la notation vectorielle signifie en fait 3 opérations sur les 3 composantes. R est défini comme le module de \vec{P} .

L'angle ALFA est défini par $\cos(\text{ALFA}) = \frac{\vec{P} \cdot \vec{V}}{R}$ et le $\cos(\beta)$ utilisé dans la fonction de phase est défini par $\cos(\beta) = CB = \frac{\vec{D} \cdot \vec{P}}{R}$. ALFA est calculé à l'aide de la fonction Arc cosinus qui fournit toujours une réponse entre 0 et π . Après avoir vérifié que R n'excède pas R_{MAX} on est donc assuré d'être dans la trame et l'on peut appeler le sous-programme d'interpolation qui retourne la valeur de l'émissivité : F . Le pas d'intégration doit être choisi de manière telle que dans chaque maille traversée la fonction soit évaluée au moins 2 fois. Si le pas d'intégration était constant pour certaines mailles la fonction serait évaluée un grand nombre de fois sans améliorer la précision du calcul. J'ai donc choisi de recourir à une méthode à pas variable. Quand je me trouve dans une maille le sous-programme d'interpolation me retourne également ses dimensions : PR et PA. Je prends donc le pas suivant égal à : $DL = \text{AMIN1}(PR, R * PA)/3$. de manière à assurer qu'en traversant la maille je l'échantillonnerai au moins deux fois mais pas énormément plus

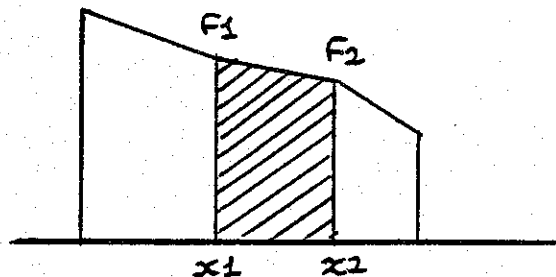


Figure 49.

La surface du trapèze hachuré vaut : $S = (x_2 - x_1) * \frac{(F_1 + F_2)}{2}$

L'intégrale est donc la somme de termes du type :

$$\text{Fonction en un point} * \frac{\text{pas d'avant} + \text{pas d'après}}{2}$$

en considérant que "pas d'avant" est nul pour le premier point et "pas d'après" nul pour le dernier.

La fonction est égale à : $F * .75 * (1. + CB * CB)$.
75 est le 3/4 de la fonction de phase.

H - Expériences numériques

Dans ce paragraphe je vais justifier, sur la base d'expériences numériques réalisées avec mon modèle, le choix des limites et des pas d'intégration dans l'espace des vitesses.

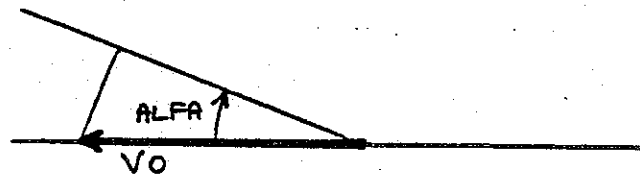
Commençons par les limites d'intégration. En sélectionnant un pas PV = 0.15 inférieur à celui suggéré dans le paragraphe "choix des pas d'intégration" on limite l'erreur due à ce paramètre. Puis en prenant comme référence un modèle calculé avec une limite égale à 3.0 vitesse thermique j'essaie diverses limites inférieures à celle-ci en demandant que l'erreur qui en résulte, en tout point de la trame, soit inférieure à 0,5 %. La valeur trouvée est de 2.6 vitesse thermique. Valeur très comparable à celle trouvée par un raisonnement simple au paragraphe "limites d'intégration".

On peut noter que pour la plupart des modèles essayés la sphère dans laquelle se fait l'intégration ne contient pas l'origine de l'espace des vitesses, mais ceci peut se produire dans certains cas extrêmes (forte température - faible vitesse) où le nombre d'atomes ayant une vitesse opposée à la vitesse moyenne n'est pas totalement négligeable. Après avoir fixé la limite d'intégration il reste à fixer le pas, cette fois la valeur PV = 0,1 servira de références et les erreurs seront étudiées en fonction du pas choisi. Quand on calcule l'erreur en chaque point de la trame pour un PV fixé on constate le phénomène suivant :

à l'exception des points où R est grand (plus de 50 U.A.) et qui contribuent peu à l'intensité, l'erreur commise en fonction de ALFA est maximale et positive pour ALFA = 0° et 180°.

Quand on s'éloigne de ces valeurs, l'erreur diminue d'autant plus vite que VO est d'autant plus grand (devant la vitesse thermique). Dans la zone centrale, l'erreur est négative ou positive mais faible. Face à cette situation, j'ai essayé un pas variable avec ALFA. La rapidité de cette variation étant contrôlée pas VO. Pour la forme de la fonction à essayer je me suis laissé guider par

l'argument suivant : les particules qui sont sur l'axe : point-soleil jouent un rôle prédominant (à cause de la singularité du modèle froid). La vitesse la plus fréquente pour de telles particules



est $V_0 \times \cos(\text{ALFA})$ ce qui correspond à une vitesse thermique $V_0 \times \sin(\text{ALFA})$ et une proportion de telles particules proportionnelles à $\exp(- (V_0 \times \sin(\text{ALFA}))^2)$ - le pas d'intégration étant pris d'autant plus serré qu'il y a plus de particules. Je choisis d'essayer (après quelques tâtonnements) $PV = .4 - .15 \times \exp(- V \text{ DEUX})$ où $V \text{ DEUX} = (V_0 \times \sin(\text{ALFA}))^2$.

Il faut noter que l'argument avancé ici ne constitue en aucun cas une démonstration, d'autant plus qu'il ne fonctionne pas au voisinage de $\text{ALFA} = 180^\circ$ où il n'y a aucune singularité. Toutefois, en essayant ce pas variable, le calcul numérique sur les mêmes modèles que pour le choix de la grille permet d'assurer que l'erreur commise est partout comprise entre $- 0,5 \%$ et $+ 0,5 \%$.

Le choix de ce pas est une étape importante de l'optimisation du modèle, car du fait du choix de pavés "cubiques" de volume de l'ordre de $(PV)^3$, doubler le pas d'intégration divise le temps de calcul par 8. Avec la formule choisie, ce pas varie entre .25 et .40, ce qui est plus favorable que le pas de .18 trouvé par une méthode simple au paragraphe "Choix des pas d'intégration". Le pas PV vaut .25 pour $\text{ALFA} = 0^\circ$ et 180° , il est très voisin de .40 pour des ALFA voisins de 90° . A titre d'exemple dans le cas des modèles

$V_0 = 20 \text{ km/S}$ $T = 15000 \text{ K}$, $\frac{V_0}{\sqrt{T}} = 2.5$, PV dépasse .395 pour $\text{ALFA} = 48^\circ$ et pour

$V_0 = 26 \text{ km/S}$ $T = 6000 \text{ K}$, $\frac{V_0}{\sqrt{T}} = 5.2$, PV dépasse .395 pour $\text{ALFA} = 21^\circ$

On voit la façon dont la variation de PV dépend du rapport $\frac{V_0}{\sqrt{T}}$

Ces deux exemples constituent des cas un peu extrêmes pour les valeurs de ce rapport.

I - Récapitulatif des erreurs numériques

Ce paragraphe a pour but d'estimer numériquement le degré de confiance global qu'on peut apporter à mon modèle informatique, en-dehors de toute considération sur les hypothèses physiques qui lui servent de base, et qui ont été discutées au paragraphe "Calculs d'ordre de grandeur". Les erreurs numériques dues à la précision finie

des calculs sur ordinateurs (erreurs d'arrondi) sont complètement négligeables devant celles dues aux méthodes employées. Celles-ci ont quatre sources qui ont été examinées une par une précédemment :

l'erreur de troncature sur le volume d'intégration

Prendre $V_{MAX} = 2,6 * VT$ au lieu de $+\infty$ conduit à une erreur maximale de 0,5 % sur les calculs de densité.

l'erreur due à l'intégration numérique

L'estimation de l'intégrale par une méthode où le pas PV est pris variable et fini (non nul) conduit à une erreur comprise entre - 0,5 % et + 0,5 % sur les calculs de la grille d'émissivité.

l'erreur due à l'interpolation dans une grille

Avec la grille et la méthode d'interpolation choisies on peut assurer que l'erreur est comprise entre - 1 % et + 1 % sur les estimations de la fonction à intégrer.

l'erreur due à la troncature de l'intégrale le long de la ligne de visée

Cette erreur à la différence des autres a pu être approximativement compensée. L'erreur finale est donc due à l'erreur de compensation qui est inférieure à $30 \% * 1 \% =$ 0,3 %. Au total, et en tenant compte de la compensation partielle des erreurs de signe contraire (en particulier au cours des étapes d'intégration), on peut estimer que l'erreur numérique moyenne est de l'ordre de 1 % en module et qu'elle peut dans le pire des cas atteindre 2,3 % (quand on le fait vraiment exprès).

XIV - Comparaison théorie - expérience

A - Préparation des données expérimentales
en vue d'une comparaison avec le modèle

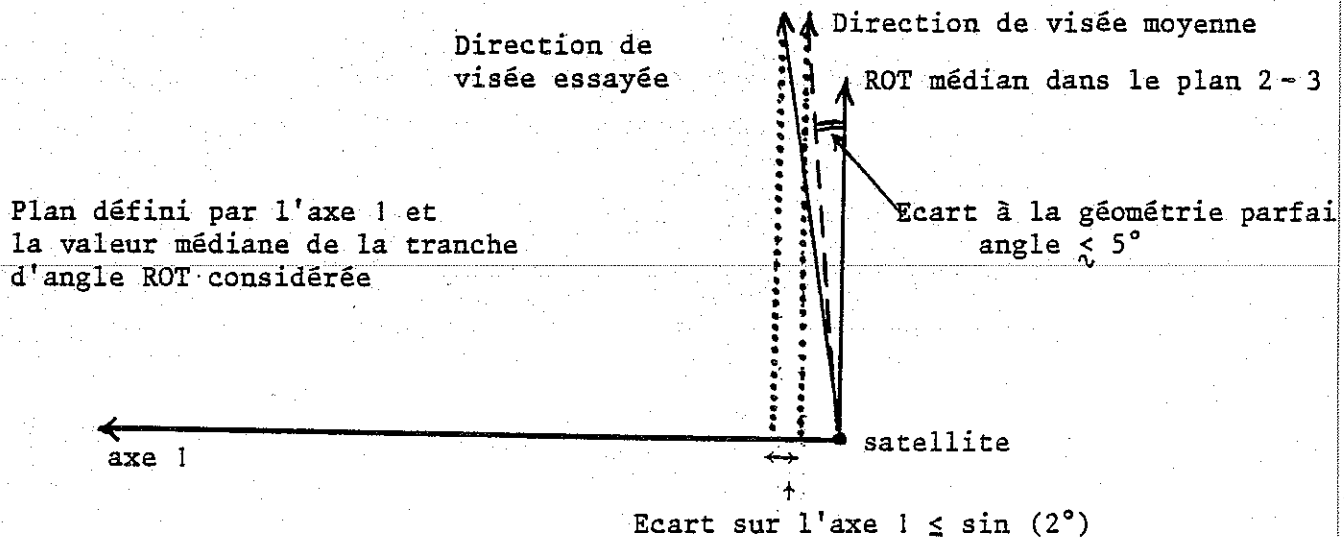
Le modèle informatique que j'ai développé est conçu pour calculer l'intensité vue depuis un point situé à 1 U.A. dans le plan de l'écliptique pour une direction de visée quelconque (dans la gamme de celles accessibles au satellite).

Je dois donc réunir des données expérimentales qui correspondent à un même point d'observation et à une même direction de visée.

Or, il existe deux sortes de périodes pour la stabilisation du satellite :

- Les périodes où le moment angulaire du satellite est presque parallèle à l'un de ses axes principaux d'inertie. Pendant ces périodes le vecteur rotation instantanée bouge peu et les directions de visées se répètent approximativement à chaque rotation du satellite.
- Et les périodes où cette condition n'est pas réalisée : on ne peut pas alors parler de vecteur rotation du satellite et les directions de visée sont très dispersées.

J'ai choisi de sélectionner, pour chaque groupe de données dont je dispose, les périodes du premier type décrit. Dans ce but, à l'aide d'un programme informatique, j'ai relu chaque ensemble de données. J'ai pris en considération les enregistrements de type 3 correspondant à une mesure sur les canaux 3 et 4, qui n'avaient pas été marqués par la procédure d'élimination (voir § Mise en forme des données) et pour lesquels la haute tension était en marche. Pour chacun de ces enregistrements, j'ai calculé l'angle ROT correspondant à la direction de visée des canaux 2 et 3, puis selon la valeur de cet angle j'ai classé cet enregistrement dans l'une des 180 tranches de 2° en ROT.

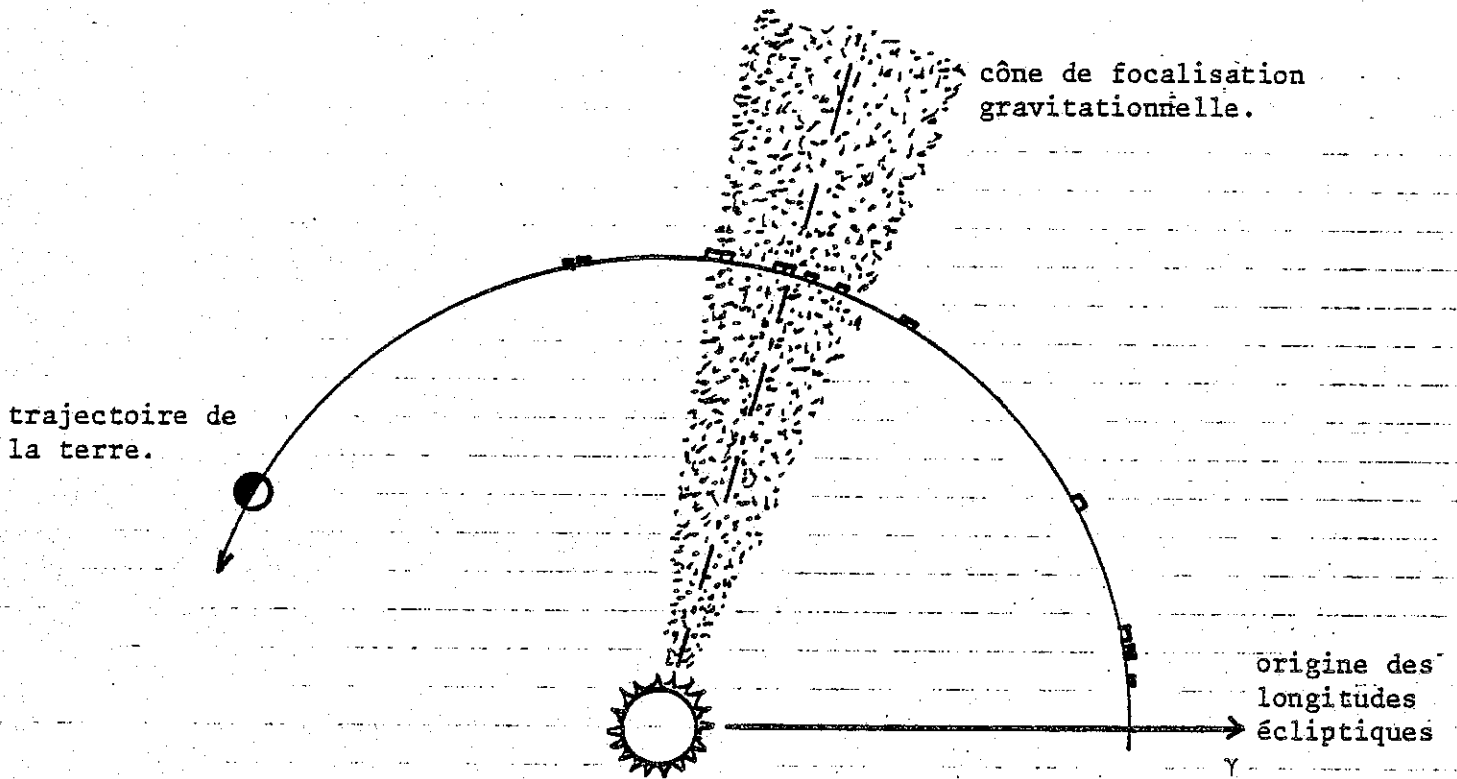


Je considère que le satellite se trouve dans une "bonne" période si la direction de visée des canaux 2 - 3 s'écarte de moins de 2° de la moyenne des directions précédentes qui sont tombées dans la même tranche de ROT.

En fait, afin de simplifier les calculs, on suppose que l'on se trouve près de la géométrie parfaite, et le test est fait sur les composantes "axe 1" de ces directions de visée dont l'écart doit alors être $\leq \text{SIN}(2^\circ)$.

Si cette condition est réalisée (ou si l'enregistrement est le premier à tomber dans la tranche considérée) on ajoute sa composante "axe 1" dans le calcul de la moyenne de cette tranche.

Figure 50

POSITIONS DE LA TERRE AU COURS DES PERIODES DE MESURES RETENUES.

Plan de l'écliptique vu depuis le pôle nord de l'écliptique.

Dans le cas contraire, on considère que la "bonne" période est terminée. On remet tous les compteurs à zéro et l'on recommence à chercher la bonne période suivante. Avec ce type de traitement, il apparaît deux sortes de périodes (comme prévu).

Des périodes courtes, contenant peu de points, et pour lesquelles il existe de nombreuses tranches en ROT dans lesquelles rien n'est "tombé", ces périodes correspondent à des mouvements du satellite importantes : je les rejette. Le critère le plus simple est d'exiger que toutes les tranches en ROT soient remplies avec au moins 2 enregistrements et en fait il n'existe aucun cas où le minimum de remplissage soit 1 : il vaut soit 0, soit au moins 2. Les autres périodes sont donc les "bonnes". Je les conserve. Leur durée est assez importante (au moins 15 heures). Le résultat de cette sélection est le suivant :

Numéro Séance	Nombre mesures	Nombre de mesures par tranche		Durée en heures	LET moyen (degrés)	Déplacement terre Δ LET (degrés)
		Mini	Maxi			
11	1908	6	15	23,4	5.9	0,96
14	1900	4	18	15,3	9.1	0,63
15	2858	9	21	20,7	9.9	0,85
16	4094	16	29	36,1	11.7	1,48
29	3546	12	28	37,1	28.6	1,52
52	1979	3	16	31,3	58.8	1,28
"	2085	7	16	15,7	59.6	0,64
60	4507	13	40	37,7	68.2	1,55
63	4529	15	35	42,7	72.2	1,76
66	1803	2	18	35,0	75.0	1,44
"	3290	12	25	35,9	76.4	1,47
72	1619	4	17	24,7	82.6	1,01
75	5736	22	37	41,5	84.5	1,70
89	2092	7	17	39,6	100.1	1,62
92	1545	3	22	19,5	102.4	0,80

Les positions occupées par la terre au cours des périodes de mesures sélectionnées sont représentées sur la figure 50 ainsi que la position de l'axe de focalisation.

La largeur du cône figuré ici est donnée juste à titre illustratif.

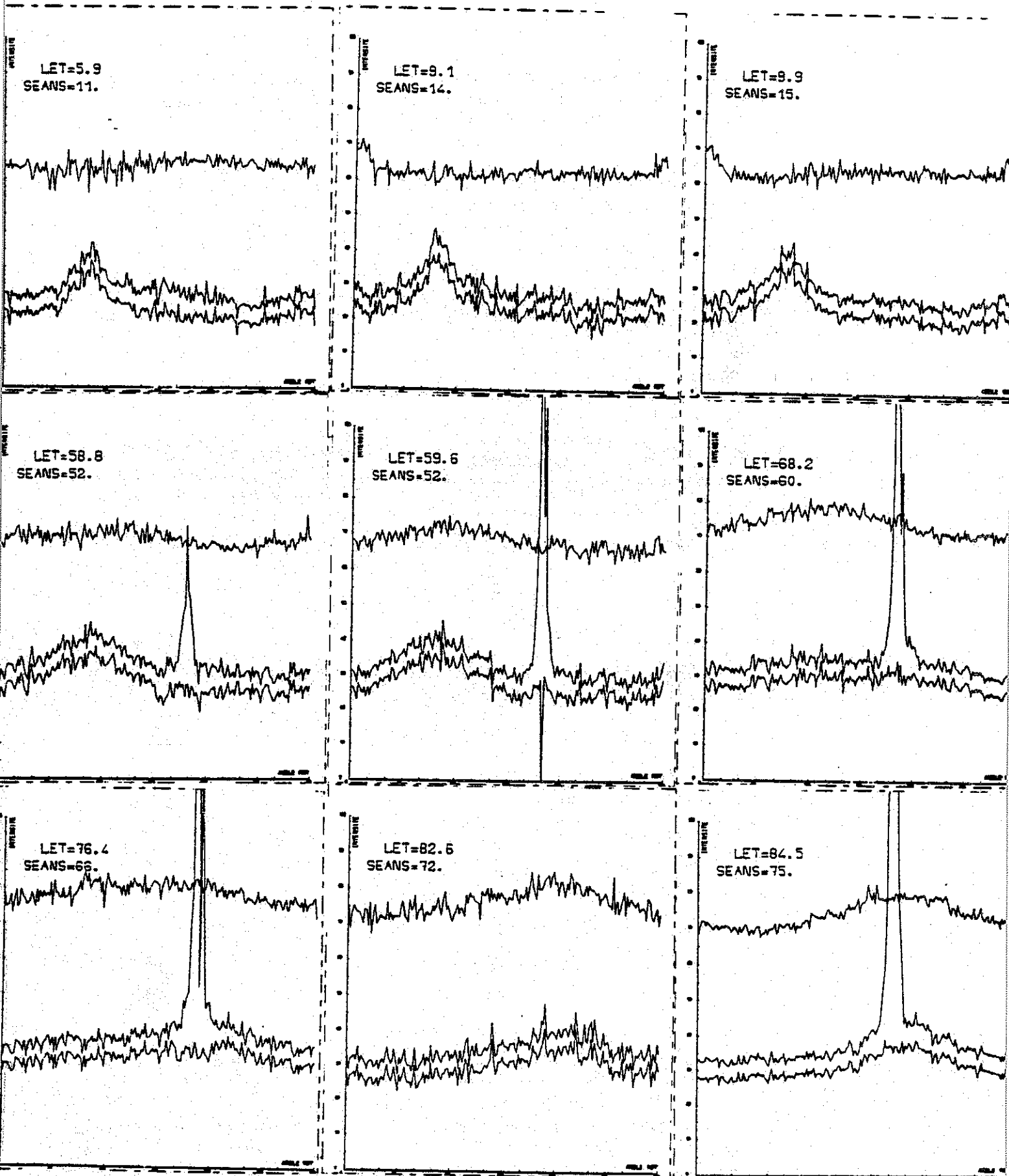


Figure 51.

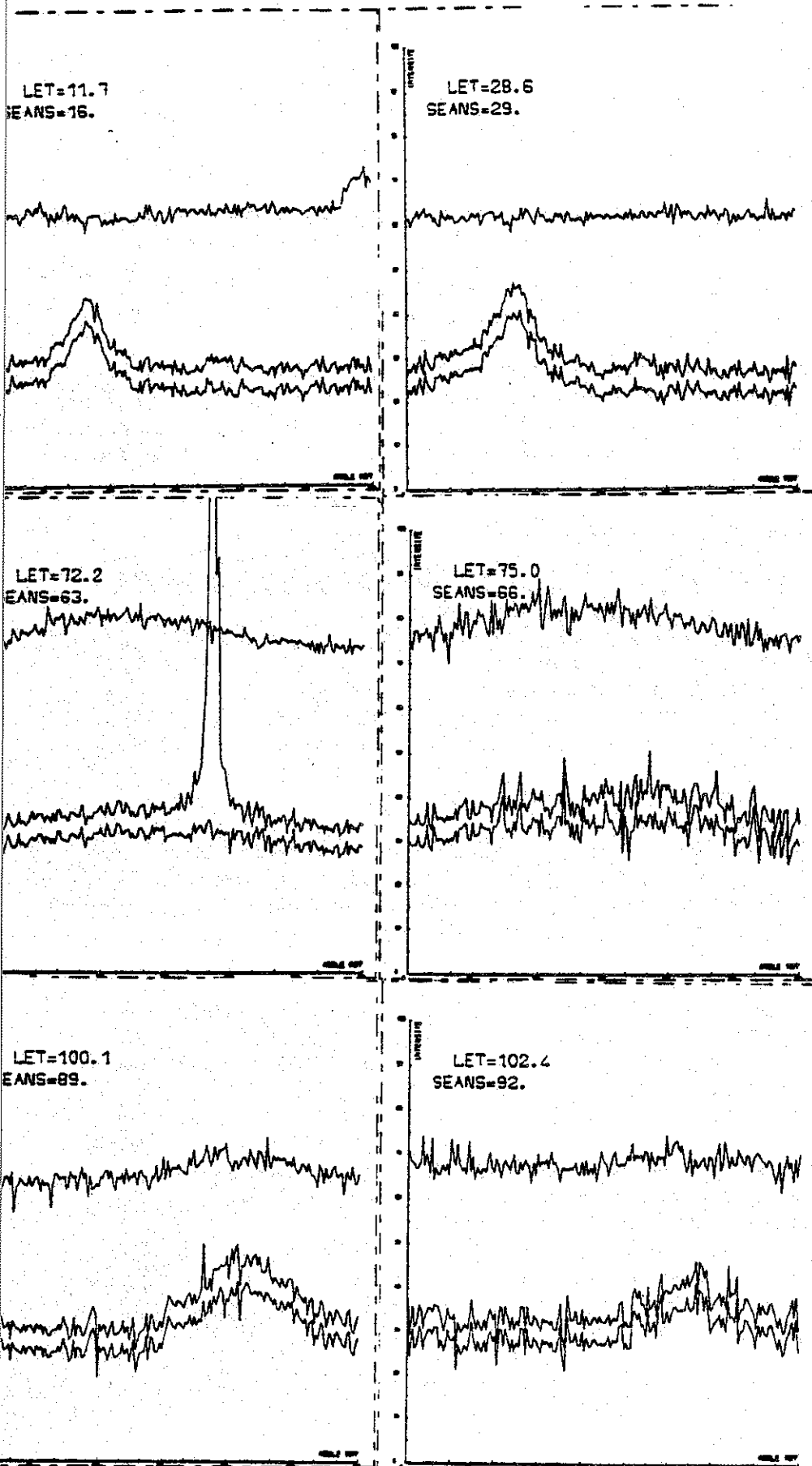


Figure 51.

Je dispose donc de 15 périodes de mesures dont chacune a été réalisée depuis un point donné à mieux que $1,8^\circ$ près en longitude écliptique de la terre (colonne de droite).

Les directions de visées sont définies par des tranches en ROT larges de 2° et dont on connaît l'orientation à $\pm 2^\circ$ près.

La séance 43 n'apparaît pas dans le tableau : elle ne comportait aucune "bonne" période et d'autre part elle était privée de HT.

La séance 52 fournit 2 bonnes périodes distinctes séparées par une réorientation du satellite. Sur les exemples on peut noter l'augmentation du contraste sur le canal 4 qui en résulte. La séance 66 fournit 1 seule bonne période très longue qui a été coupée en deux pour que ΔLET ne dépasse pas 2° .

1. Soustraction de la terre

Même après cette sélection il n'est pas encore possible de comparer les mesures aux prévisions théoriques car la procédure d'élimination ayant été conçue pour conserver la terre dans les données proposées, celle-ci apparaît sur les mesures alors qu'elle n'apparaît évidemment pas dans les calculs théoriques. j'ai donc mis au point une procédure informatique nommée GOMME dont le but était de retirer des données les mesures où apparaissait la terre. Le principe de cette procédure est le suivant : quand la ligne de visée du canal latéral passe près de la terre.

$(|R * \cos(\text{SES})| \leq 2 * \text{rayon terrestre et angle ROT voisin de l'angle KSI})$ on refuse toutes les mesures sur le canal 3 qui sont supérieures à un certain seuil, déterminé visuellement pour chaque paquet. Enfin on refuse systématiquement toute mesure dont le résultat est supérieur à 50 coups.

Les 15 paquets de mesures ont été visualisés en fonction de ROT avant et après l'élimination de la terre. Pour la clarté des dessins le traçé "avant gomme" a été décalé de 5 coups vers le haut et le traçé He anti-solaire de 40 coups vers le haut (Fig. 51). Les traçés sont labellés avec le numéro de séance et l'angle LET moyen correspondant à la période de mesure. L'abscisse est l'angle ROT variant de 0 à 360° et chaque courbe est constituée de 180 points dont chacun est une moyenne des mesures qui sont tombées dans la tranche de ROT considérée. L'ordonnée est un nombre de coups (valeurs transmises par le satellite) et varie de 0 à 100 . Sur ces traçés la moyenne glissante n'a pas été passée. Cet ensemble de mesures est celui que j'utiliserai pour effectuer la comparaison entre les mesures et la théorie.

Sur ces graphiques on peut constater plusieurs choses.

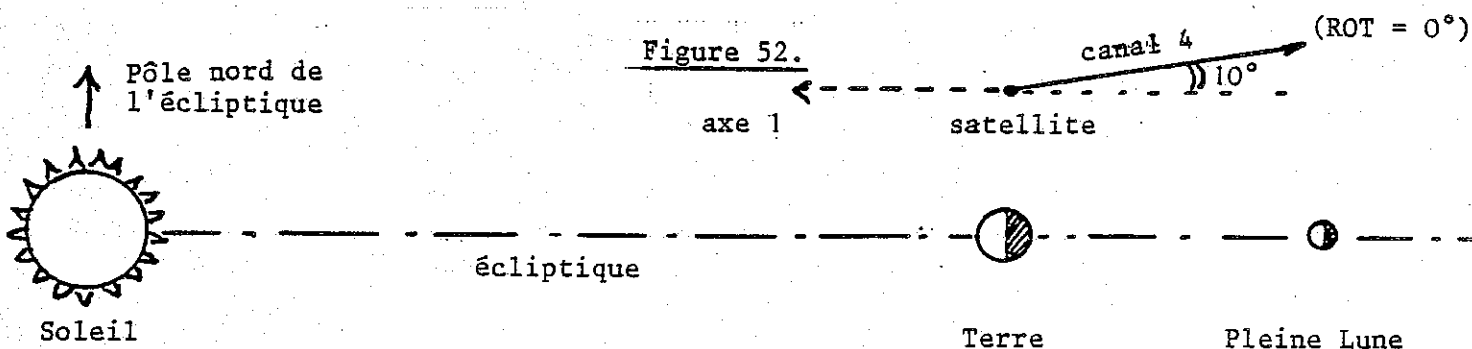
- D'abord l'effet de "GOMME" : la terre apparaît dans les mesures d'une manière évidente pour les séances 52 (les 2 tranches) 60,63, 66 (la deuxième tranche) et 75. A chaque fois on peut constater l'effet spectaculaire de la procédure GOMME. Pour la deuxième tranche de la séance 52 "GOMME" a éliminé tous les points de l'une des cellules de 2° d'où le "plongeon" vers le bas. Cet effet sera complètement effacé après le passage de la moyenne glissante. Pendant la séance 89 on constate que le point aberrant situé sur le flanc gauche du maximum a été supprimé par la procédure. Ceci se produit également à d'autres endroits d'une manière plus ou moins visible.

On voit très bien en suivant sur les graphes l'évolution des mesures du canal 3 (courbe du bas) l'effet de parallaxe décrit dans le paragraphe "Variation temporelle de la forme du signal" et l'effet de variation du contraste qui lui est lié. De plus on voit simultanément la forme du signal sur le canal 4 (hélium I anti-solaire) et l'on peut constater que l'effet de contraste est exactement inverse ! Le contraste est maximum sur le canal 4 quand la terre traverse le cône de focalisation gravitationnelle. On peut même constater sur la première séance un contraste inversé sur le canal 4 (léger minimum sur le canal 4 là où le canal 3 présente un maximum).

On voit également sur ce canal un déplacement de la position du maximum qui a lui aussi son origine dans un phénomène de parallaxe.

2. Détection possible d'une étoile E.U.V.

Au cours des séances 14, 15 et 16 le canal 4 (tracé du haut) présente un maximum très net et assez étroit (30° environ de largeur totale à mi-hauteur). Ce maximum se situe aux environs de $ROT = 0^\circ$ et sa hauteur est d'environ 10 coups au-dessus du niveau général du signal de part et d'autre. Il ne peut pas s'agir du passage de la lune dans le champ de mesure : en effet, $ROT = 0^\circ$ correspond à une direction de visée indiquée sur la figure 52.



et qui ne peut donc pas intercepter la lune, d'autant plus qu'aux dates considérées la lune en était à son dernier quartier et se trouvait donc "derrière" la terre sur ma figure. Pour la même raison,

il ne peut pas s'agir d'une planète dont aucune (à l'exception de Pluton qui est trop loin) n'a une orbite suffisamment inclinée par rapport à l'écliptique. Les causes locales ayant été éliminées, il ne reste plus qu'à rechercher dans les causes lointaines, c'est à dire les étoiles.

Notons d'abord que la largeur de ce maximum sur le canal 4 est celle d'un objet ponctuel (ou dont les dimensions angulaires sont très petites devant le champ de vue) - Voir à ce sujet le paragraphe "Description de l'appareil". L'étude des étoiles qui auraient pu provoquer ce signal amène à proposer deux explications possibles :

- La première - Il s'agit de FEIGE 4 (Jacques FEIGE, 1958 : "A search for underluminous hot stars" - Astrophysical Journal 128 pp 267-272), une naine blanche dont la température effective est de l'ordre de 20000° K et dont la distance est de l'ordre de 70 pc. Le flux de cette étoile n'ayant jamais été mesuré autour de 58.4 nm. Cette détection positive serait (si elle était confirmée) la première mesure disponible de celui-ci. Les flux stellaires à ces longueurs d'onde sont très difficiles à obtenir, d'une part à cause des techniques expérimentales à mettre en oeuvre (satellites) et d'autre part à cause de l'absorption interstellaire en-dessous de 91.2 nm, limite d'ionisation de l'hydrogène.

- La deuxième explication - Il s'agit de l'étoile γ Pégasus de type spectral B 2 IV dont la distance est de 145 pc. Cette étoile ne devrait pas être "visible" par l'instrument mais il se peut que le filtre métallique qui sert à isoler la bande spectrale autour de 58.4 nm soit trouée ou fissurée et laisse donc passer une partie du flux stellaire à $\lambda > 91.2$ nm. Une étude préliminaire faite sur la contamination du canal 4 par le flux Ly α de la géocouronne donne des résultats compatibles avec cette explication. Ce problème n'étant pas l'objet de ma thèse, j'en ai reporté la résolution à plus tard ; toutefois, j'ai essayé de voir si cette étoile n'apparaissait pas ailleurs dans les mesures pour en préciser la position. L'étoile apparaissant au voisinage de ROT = 0° doit avoir une longitude écliptique identique à celle de la terre (soit 10° environ) au moment de la mesure. Sa déclinaison écliptique doit être voisine de + 10° (voir figure précédente). Je peux donc chercher à nouveau cette étoile sur le canal 3 (latéral) quand la terre à une longitude écliptique de 10° + 90° = 100°. L'angle ROT prévisible pour l'apparition de l'étoile est de 270 + 10 = 280°. Par chance il existe une séance où l'angle LET vaut 100°, c'est la séance 89. Mais il y a une circonstance défavorable : l'étoile est "derrière" le cône de focalisation de l'hélium dont le centre apparaît vers ROT = 250° - 260°.

Sur les données présentées, le maximum de la séance 89 présente une assymétrie qui pourrait être un indice de la présence d'une étoile vers ROT = 280°. L'examen des données de la séance 89 réparties en 2 tranches de temps n'est pas concluant non plus : le maximum apparaît de manière très nette sur l'une des tranches et n'apparaît pas sur l'autre. Je laisse donc ce problème dans cet état et retourne à l'hélium interstellaire.

3. Récapitulatif

En conclusion, pour ce qui concerne les données : J'ai conservé 15 paquets de données. Chaque paquet est constitué de 180 cellules de 2° de large en ROT et chaque cellule contient :

- la moyenne des comptages "canal 3" et le nombre de mesures correspondant (poids) ;
- la moyenne des comptages "canal 4" et le nombre de mesures correspondant ;
- la composante axe 1 de la direction de visée moyenne du canal 3
- la composante axe 1 de la direction de visée moyenne du canal 4.

De plus chaque paquet est repéré par le paramètre LET.

Pour reconstituer une direction de visée je dispose de l'angle ROT associé à la tranche étudiée et de sa moyenne suivant l'axe 1 : D1.

La direction de visée étant un vecteur unitaire, la composante perpendiculaire à l'axe 1 vaut $\sqrt{1 - D1^2}$

$$\text{donc } \begin{cases} D1 = D1 \\ D2 = \sqrt{1 - D1^2} \cdot \cos(\text{ROT}) \\ D3 = \sqrt{1 - D1^2} \cdot \sin(\text{ROT}) \end{cases}$$

La moyenne glissante sur laquelle s'effectue la comparaison est calculée en pondérant chaque mesure par le nombre de point qui ont servi à la calculer.

$$\text{moyenne glissante } \uparrow \quad \begin{matrix} j+1 \\ \text{moyenne par cellule} \\ \sum_{i=j}^{j+1} p_i \times m_i \\ \hline \sum p_i \text{ poids} \end{matrix}$$

Cette moyenne glissante est calculée par le sous-programme "GLISSE" qui la retourne au programme principal sous forme "normalisée" (la moyenne des 180 points vaut 1). Ce sous-programme retourne également la valeur moyenne des 180 points avant normalisation. Il traite les valeurs théoriques de la même façon.

B - Préparation des données théoriques en vue d'une comparaison avec l'expérience

A chaque paquet de données tel que je l'ai décrit correspond un point d'observation qui peut se calculer dans un repère héliocentrique.

$$\begin{cases} P_x = (1 \text{ U.A.}) * \text{COS (LET)} \\ P_y = (1 \text{ U.A.}) * \text{SIN (LET)} \\ P_z = 0. \end{cases}$$

Les directions de visée définies par D1 donnent dans
D2
D3

le même repère :

$$\begin{cases} D_x = - D1 * \text{COS (LET)} - D3 * \text{SIN (LET)} \\ D_y = - D1 * \text{SIN (LET)} + D3 * \text{COS (LET)} \\ D_z = D2 \end{cases}$$

A partir de ce point d'observation et de cette direction de visée, je peux calculer une intensité théorique pour un jeu de paramètres donné. Pour pouvoir valablement comparer théorie et expérience, je dois faire subir aux valeurs théoriques les mêmes moyennes qu'aux valeurs expérimentales avec les mêmes fonctions de poids (j'utilise le même sous-programme). Mais même après ce traitement, et bien que les deux moyennes glissantes soient normées à 1, je ne peux pas encore les comparer directement : en effet, pour simuler complètement l'expérience je dois rajouter aux valeurs prévues par le modèle l'équivalent d'un courant d'obscurité. Du côté expérimental, je dispose de mesures M_j qui peuvent être décomposées en un courant d'obscurité (supposé constant) $C0$ et un signal S_j : $M_j = C0 + S_j$. Le passage d'une moyenne glissante avec des poids P_j ne change rien à la situation :

$$m_{gi} = \frac{\sum_{i-5}^{i+5} (C0 + S_j) * P_j}{\sum_{i-5}^{i+5} P_j} = C0 + S_{gi} = m_{gi}$$

où S_{gi} et m_{gi} désignent les mesures et le signal "glissés". Ces mesures sont normalisées et finalement j'utilise

$$r_i = \frac{C0 + S_{gi}}{C0 + \langle S_{gi} \rangle} = \frac{m_{gi}}{\langle m_{gi} \rangle} \quad \begin{array}{l} r \text{ est utilisé pour "réalité"} \\ \langle S_{gi} \rangle \text{ désigne une moyenne sur les 180 tranches} \\ \text{de ROT de la valeur } S_{gi} \end{array}$$

Par définition $\langle r_i \rangle = 1$

Du côté théorique, je dispose, grâce à mon modèle, de valeurs th_j .

REMARQUE : Au cours du calcul théorique j'ai posé $g_0 = 1$ et $N^\infty = 1$ sous prétexte que ces deux facteurs interviennent de manière purement multiplicative. En conséquence les valeurs de th s'expriment en Rayleigh pour $N^\infty = 1$ atome par cm et $g_0 = 1$ photon diffusé par atome et par seconde à 1 unité astronomique.

Partant de ces valeurs th , je leur fais subir la moyenne glissante

$$t_{gi} = \frac{\sum_{i-5}^{i+5} th_j * P_j}{\sum_{i-5}^{i+5} P_j} \quad \begin{array}{l} \text{avec les mêmes poids } P_j \text{ que pour les mesures.} \\ \text{Puis je les normalise :} \\ t_{ni} = \frac{t_{gi}}{\langle t_{gi} \rangle} \text{ . Donc } \langle t_{ni} \rangle = 1 \end{array}$$

Ce terme joue le même rôle que Sgi en ce qui concerne les données mais $\langle Sgi \rangle \neq 1$. Je peux réécrire ri :

$$ri = \frac{\frac{CO}{\langle Sgi \rangle} + \frac{Sgi}{\langle Sgi \rangle}}{\frac{CO}{\langle Sgi \rangle} + 1} \quad \text{en divisant numérateur et dénominateur par } \langle Sgi \rangle$$

Maintenant si j'ai choisi un "bon" modèle je dois avoir

$$\frac{Sgi}{\langle Sgi \rangle} = \frac{tgi}{\langle tgi \rangle} \quad \text{soit en introduisant un "courant réduit" : } Cr$$

$$ri = \frac{Cr + \frac{tni}{\langle tni \rangle}}{Cr + 1} \quad \text{En composant les deux formules, le courant réduit vérifie la relation : } Cr = \frac{CO}{\langle Sgi \rangle}$$

$\langle Sgi \rangle$ qui est inconnu est donné par la relation :

$CO + \langle Sgi \rangle = \langle mgi \rangle$ qui n'est autre que la relation de définition de Sgi moyennée sur les angles. En combinant ces deux relations on trouve :

$$Cr = \frac{CO}{\langle mgi \rangle - CO} \quad \text{ou} \quad CO = \frac{Cr \times \langle mgi \rangle}{1 + Cr}$$

$\langle mgi \rangle$ est la moyenne sur les angles de mgi qui est précisément la valeur retournée par le sous-programme "GLISSE".

C - Méthode de comparaison et d'ajustement

D'après le paragraphe précédent, je suis amené à comparer des résultats expérimentaux de type ri (réalité) et des résultats théoriques de type pi (prévisions) = $\frac{Cr + tni}{Cr + 1}$

Par définition j'ai déjà réalisé $\langle ri \rangle = \langle pi \rangle = 1$.

Je peux en chaque point définir un écart au carré

$ei = (ri - pi)^2$, et pour chacun des 15 paquets de mesures calculer les écarts quadratiques moyens :

$$ECA = \sqrt{\frac{\sum ei}{180}} \quad (\text{un pour le canal latéral et un pour le canal anti-solaire}). \quad \text{En partant de cette situation}$$

j'ai essayé deux méthodes d'ajustement.

La première consistait pour chacun des 30 paquets de mesures dont je dispose (2 x 15) à minimiser la valeur de ECA en variant le paramètre Cr tous les paramètres physiques du modèle étant fixés. Considérer le paramètre Cr comme ajustable revient à se poser la question : quel courant d'obscurité (ou quelle contamination) dois-je prendre dans ma théorie pour ajuster au mieux les mesures ?

L'ajustement, pour cette méthode, est considéré comme satisfaisant quand les courants d'obscurité fournis sont voisins du taux de comptage sur le canal HeII. Cette méthode présente l'avantage de fournir des renseignements sur le sens dans lequel il faut modifier les modèles pour les approcher de la réalité. Malheureusement étant donné l'imperfection des données (présence d'une contamination par du Ly α , terre imparfaitement gommée, présence d'étoiles...) et celle des modèles (hypothèses simplificatrices) cette méthode ne permet pas d'aboutir car les renseignements fournis par les 30 comparaisons ne sont pas tous compatibles. Il semble que cette méthode soit "victime" de sa trop grande sensibilité et qu'elle ne conviendrait que pour des données plus propres.

J'ai donc employé une deuxième méthode beaucoup plus globale : j'ai imposé les valeurs des paramètres CO d'après les taux de comptages du canal 2. Les valeurs retenues étaient respectivement (2.20, 1.65, 1.75, 1.95, 1.99, 2.28, 2.19, 2.12, 1.97, 2.15, 2.15, 2.35, 1.85, 2.41, 5.00) pour les 15 séries de mesures. CO a été pris égal sur les canaux 3 et 4 pour une même période. Tous les CO sont voisins de 2 sauf celui de la séance 92 (la dernière) qui est plus élevé. Ensuite je calcule les valeurs de ECA pour les 30 périodes et je moyenne les 15 valeurs latérales et les 15 valeurs anti-solaires. La méthode d'ajustement consiste à minimiser "à la main" les moyennes de ECA en fonction des 6 paramètres de mon modèle :

- Vitesse du vent (1 module et 2 angles)
- Température du gaz
- Largeur Doppler de la raie solaire qui éclaire les atomes
- Durée de vie d'un atome vis à vis de l'ionisation à 1 U.A. du soleil.

D - Méthodes de détermination de la densité d'hélium

En principe l'ajustement des modèles et des données décrit au paragraphe précédent fournit un moyen de connaître la densité d'hélium à l'infini. En effet j'ai d'une part un signal S exprimé en "coups" et d'autre part un calcul théorique de valeur th. Quand l'ajustement sur la forme des courbes est satisfaisant on doit avoir : $s = th * go * N^\infty * e$ où go est le nombre de photons diffusés de manière résonnante par seconde par un atome au repos à 1. U.A. du soleil.

N^∞ est la densité d'atomes d'hélium à l'infini dans le milieu interstellaire en atomes par cm^3

e est l'efficacité du détecteur exprimée en coups/Rayleigh

De cette formule on peut déduire :

$$N^\infty = \frac{S}{th \times go \times e}$$

Examinons maintenant chacun des facteurs intervenant dans cette formule.

Le facteur t_h est bien connu : c'est le résultat d'un calcul. C'est hélas le seul à être bien connu.

Le signal S est égal aux mesures m moins le facteur C_0 que j'ai introduit au paragraphe "préparation des données théoriques". Les mesures m sont bien connues mais le facteur C_0 qui signifie courant d'obscurité mais également contamination comme nous le verrons plus loin est mal connu et certainement variable. La méthode d'ajustement en fournit une valeur que l'on peut soustraire aux mesures pour obtenir le signal.

Le facteur e a été déterminé au sol par calibration de l'instrument ayant volé sur Prognoz 6. Les valeurs dont je dispose sont de 3,2 coups/Rayleigh pour le canal 3 et de 3,8 coups/Rayleigh pour le canal 4. En fait ce genre de facteurs est toujours susceptible de variations inopinées entre la mesure au sol et ce qui se passe en orbite - en particulier l'état des filtres métalliques peut se dégrader très facilement sous l'influence de l'humidité. La valeur de e est donc relativement incertaine. De plus les étalonnages absolus en laboratoire ne sont pas très précis dans ce domaine de longueur d'onde.

Enfin, le facteur g_0 est également mal connu puisqu'il dépend du flux solaire à 58.4 nm dont on sait qu'il est fortement variable avec l'activité solaire. Dans ces conditions la détermination de N_∞ par cette méthode doit être considérée comme très approximative et essentiellement représentative d'un ordre de grandeur.

On peut envisager deux autres méthodes pour déterminer ce paramètre. La première méthode consiste à procéder par comparaison entre le milieu interplanétaire et la terre quand celle-ci passe dans le champ de l'instrument. Cette méthode suppose que l'on connaît la quantité d'hélium présent dans l'atmosphère de la terre (ce qui est le cas) et que l'on calcule quel est le signal provoqué par le passage de la terre dans le champ de vue de l'instrument. Ce calcul est du type : transfert de rayonnement dans une atmosphère planétaire. Cette méthode de détermination de N_∞ a été le sujet de mon stage de DEA au cours duquel j'ai tenté d'adapter au cas de l'hélium un programme de transfert de rayonnement (TANGO) conçu pour l'hydrogène. Cette tentative s'est soldée par un échec car l'hélium doit être traité dans l'approximation "atmosphère plan parallèle" alors que le programme TANGO fonctionne en symétrie sphérique. Les méthodes numériques employées ne fonctionnaient pas. De plus cette méthode présente une difficulté supplémentaire : le spectre EUV de l'atmosphère terrestre contient d'autres émissions que He 58.4 nm qui tombent dans la bande passante du détecteur de Prognoz 6.

VARIATION DE L'ECART THEORIE EXPERIENCE
 en fonction de chacun des six paramètres du modèle

● ——— ● écart global sur le canal 3

× ——— × écart global sur le canal 4

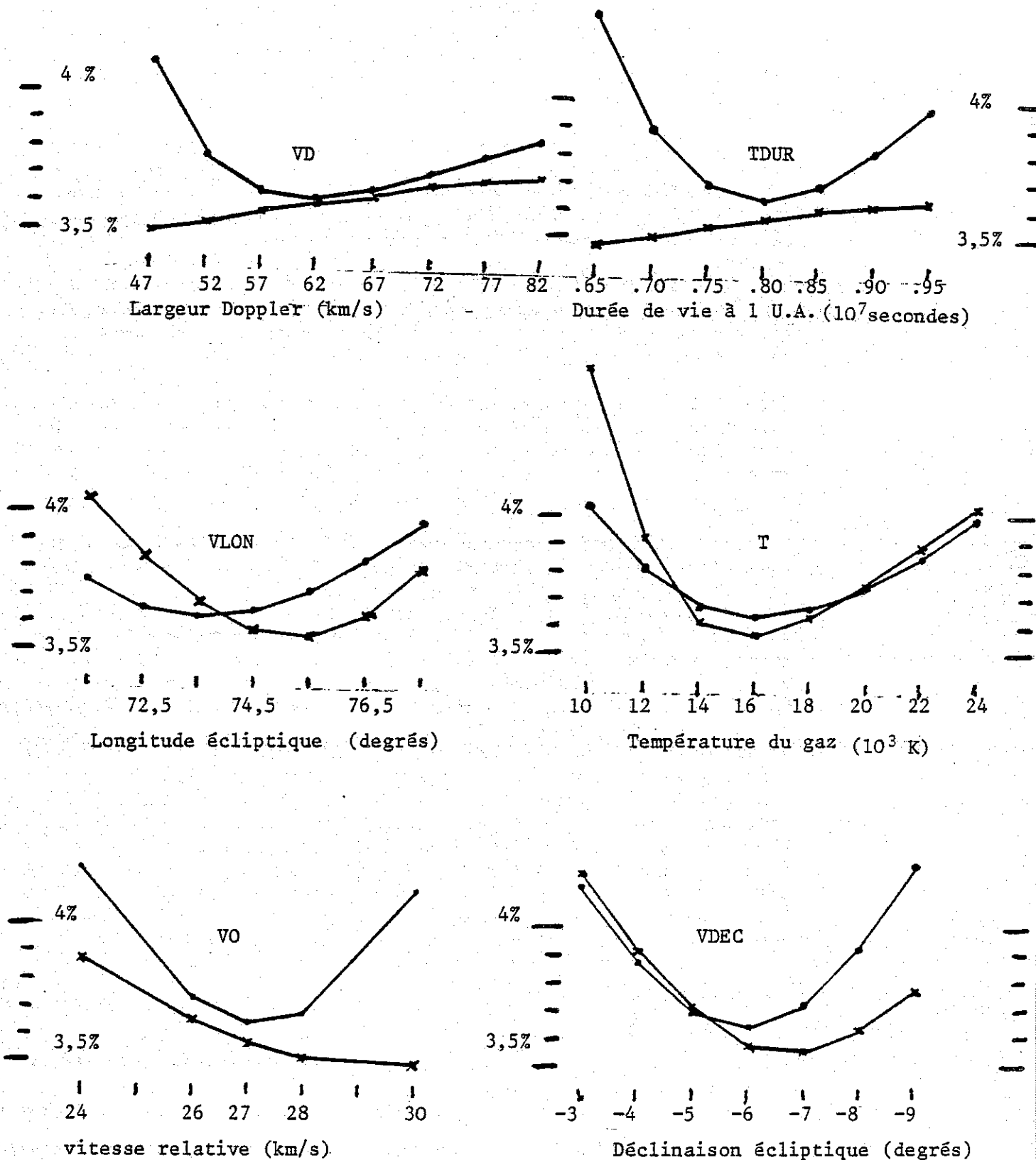


Figure 53

La deuxième méthode dont j'ai parlé consiste à appliquer un résonnement équivalent aux mesures faites par des sondes destinées à l'étude de Vénus (en particulier Venera 11 et 12). Ces sondes regardent successivement le milieu interplanétaire puis la planète avec une excellente résolution angulaire et spectrale. Cette bonne résolution permet d'envisager une méthode différente car on ne connaît pas la densité d'hélium sur Vénus indépendamment du flux solaire à 58.4 nm (qui lui est mal connu). Grâce à la forme précise du flux 58.4 nm sur le disque de la planète on peut espérer connaître l'épaisseur optique de l'hélium et donc sa quantité, partant de là en déduire la densité du milieu interplanétaire. Véronique LEPINE qui termine sa thèse de 3ème cycle au Service d'Aéronomie sur les résultats des sondes Venera 11 et 12 effectue actuellement un travail en ce sens.

XV - Résultats

A - Ajustement global

La mise en pratique de la deuxième méthode décrite dans le paragraphe "Méthodes d'ajustement et de comparaison" peut se résumer par la Figure 53.

J'ai cherché quelles étaient les six valeurs des six paramètres du modèle qui minimisaient l'écart entre la théorie et l'expérience ; ces six valeurs sont les suivantes :

VO = 27 km/S
 VLON = 74.5 degrés
 VDEC = - 6.0 degrés
 T = 16000 K
 VD = 57.0 km/S
 TDUR = .800 E + 07 S

Ce minimum a été trouvé par tâtonnements successifs. La figure 53 présente les résultats du dernier ajustement. Chacune des six paires de courbes représente la variation des écarts sur les canaux 3 et 4 quand un des six paramètres varie, les cinq autres étant fixés à la valeur qui fournit le minimum. La courbe représentative des écarts théorie-expérience pour le canal 3 présente toujours un minimum. Celle représentant les écarts sur le canal 4 n'en présente un dans le domaine exploré que pour les trois paramètres : VDEC, VLON et T.

La valeur sélectionnée pour les paramètres correspond à un minimum pour la somme des deux erreurs (canal 3 + canal 4). L'erreur minimale moyenne par point, correspondant à ces valeurs, est de 3,6 % pour la variable ECA définie au paragraphe "Méthodes d'ajustement et de comparaison".

B - Incertitudes sur les valeurs des paramètres

Il est clair que si la variation d'un paramètre dans un certain domaine n'entraîne qu'une faible augmentation de l'écart avec l'expérience c'est que la méthode employée ne permet pas de fixer la valeur de ce paramètre à l'intérieur de l'intervalle exploré. On peut également dire que le domaine de variation autorisé pour les paramètres est celui tel que l'écart reste inférieur à un certain seuil. La valeur précise de ce seuil est un peu arbitraire. Pour le fixer je vais utiliser l'argument suivant : l'étude des données m'a permis, grâce à des considérations géométriques de déterminer la valeur des paramètres VLON et VDEC avec une incertitude de $\pm 2,5^\circ$ sous des hypothèses très générales.

La valeur précédemment déterminée pour VDEC ($-6,3^\circ$) coïncide parfaitement avec la nouvelle détermination (-6°). Pour VLON la précédente détermination ($+72,5^\circ$) et la nouvelle ($+74,5^\circ$) sont compatibles dans la limite de l'incertitude expérimentale. L'idée consiste à dire que la précision sur la détermination de ces paramètres est intrinsèque aux données et indépendante de la méthode de détermination. L'écart théorie - expérience aux bornes de cet intervalle d'incertitude dépasse ou atteint 4 % pour au moins l'une des courbes (canal 3 ou canal 4). Cette valeur de 4 % qui correspond à la valeur minimale (3,6 %) augmentée de 10 % sera prise comme seuil pour les autres paramètres. L'intervalle de validité d'un paramètre étant considéré comme celui dans lequel les deux écarts restent inférieurs à 4 %. Cette méthode conduit aux incertitudes suivantes :

$$\begin{aligned} 24 \text{ km/S} &\leq V_0 \leq 30 \text{ km/S} \\ -8,5^\circ &\leq \text{VDEC} \leq -3,5^\circ \\ 72^\circ &\leq \text{VLON} \leq 77^\circ \\ 11000 \text{ K} &\leq T \leq 24000 \text{ K} \\ 47 \text{ km/S} &\leq \text{VD (limite supérieure difficile à estimer)} \\ .65 \cdot 10^7 \text{ s} &\leq \text{TDUR} \leq .95 \cdot 10^7 \text{ s} \end{aligned}$$

La signification physique des valeurs de ces paramètres sera étudiée dans le chapitre "Discussion".

C - Densité de l'hélium

La détermination de la densité par la comparaison des niveaux généraux des données expérimentales et du modèle théorique fournissant le meilleur ajustement conduit aux résultats suivants :

Sur le canal latéral (canal 3) les déterminations de densités varient entre $19,2 \times 10^{-3}$ et $23,6 \times 10^{-3}$ atomes par cm^3 . La valeur moyenne trouvée est de $21,2 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ avec une dispersion (écart-type) de $1,21 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$.

Sur le canal anti-solaire (canal 4) les déterminations de densités varient de $13,8 \times 10^{-3}$ à $21,2 \times 10^{-3}$ atomes par cm^3 , la moyenne est de $16,9 \times 10^{-3}$ et l'écart type de $2,52 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$. Dans les deux cas, les moyennes ont été calculées sur les 15 déterminations correspondant à chacune des 15 périodes de données

expérimentales. Ces variations apparentes de densité ne reflètent pas des variations réelles de la densité, mais plutôt des variations du flux solaire excitateur réel, alors qu'il est supposé fixe dans le modèle. Les déterminations faites sur le canal 3 sont beaucoup moins dispersées que celles faites sur le canal 4. Ceci s'explique bien par le fait que les niveaux généraux sur le canal 4 (anti-solaire) sont proportionnels exclusivement aux flux solaires (à 58.4 nm) dirigés vers la terre pendant leurs mesures alors que ceux du canal 3 effectuent une moyenne sur les flux émis pour la quasi totalité de la surface solaire. Cette détermination est entachée de deux types d'erreurs très distinctes :

Le premier comprend l'erreur systématique sur la valeur du facteur d'excitation g_0 et celle sur la calibration absolue de l'instrument.

J'ai pris la valeur $g_0 = 1.62 \times 10^{-5}$ diffusions résonnantes par secondes pour 1 atome immobile à 1 unité astronomique du soleil. Cette valeur est identique à celle choisie par J.M. AJELLO, N. WITT et P.W. BLUM dans leur article : "Four UV observations of the interstellar wind by Mariner 10 : Analysis with spherically symmetric solar radiation models". Cette valeur est à prendre comme un ordre de grandeur car ce facteur g_0 peut varier dans des proportions importantes selon l'activité solaire. L'erreur sur la calibration absolue de l'instrument est de $\pm 50\%$ (voir annexe II).

Le deuxième type d'erreur est l'erreur propre due à la méthode employée. La dispersion sur les 30 déterminations de la densité en donne une idée : la moyenne générale est de 19.0×10^{-3} atomes/cm³ et l'écart type est de 2.95×10^{-3} soit une erreur de $\pm 15\%$.

En conclusion, la valeur de N_{∞} peut être prise :

$$N_{\infty} = 0,02 \pm 15\%$$

L'erreur étant l'erreur propre de la méthode.

La valeur de la densité est directement liée au choix d'un facteur g_0 sur lequel une variation d'un facteur 2 est concevable. La valeur retenue pour cette détermination était : $g_0 = 1.62 \times 10^{-5} \text{S}^{-1}$. La détermination absolue de N_{∞} dépend aussi de la calibration absolue de l'instrument qui, pour l'instant, n'est pas connue à mieux que $\pm 50\%$.

XVI - Discussion

A - Description des figures

Les figures sont présentées dans le paragraphe : "Influence des différents paramètres".

Pour chacun des 6 paramètres étudiés 4 pages de figures sont présentées contenant à chaque fois 15 séries de courbes, correspondant aux 15 périodes de données expérimentales, et une légende. Chaque série de courbes est repérée par la variable LET (Longitude Ecliptique de la terre) exprimée en degrés. La légende précise le paramètre qui varie, les autres restant fixés à la valeur qui fournit le meilleur ajustement global et les 3 valeurs essayées pour le paramètre variable. La valeur centrale de ce paramètre, repérée par un trait continu, correspond toujours à la valeur retenue par la méthode d'ajustement global (meilleur "Fit"). En conséquence, les courbes en trait continu sont les mêmes pour les 6 paramètres discutés.

Les valeurs supérieures et inférieures essayées pour le paramètre, repérées respectivement par un pointillé long et par un pointillé court, correspondent à une variation exagérée du paramètre afin de bien voir son influence sur le modèle. Ici, "exagéré" doit être compris comme : "sortant des limites d'incertitude".

Les valeurs supérieures et inférieures essayées pour le paramètre, repérées respectivement par un pointillé court correspondent à une variation exagérée du paramètre afin de bien voir son influence sur le modèle. Ici, "exagéré" doit être compris comme : "sortant des limites d'incertitude".

Les courbes représentent des comptages normalisés (moyenne = 1) en fonction de l'angle ROT (de 0 à 360°). Les 4 courbes du haut sont relatives au canal 4 et sont décalées de 1 vers le haut pour la lisibilité des figures. Les 4 courbes du bas sont relatives au canal 3. Pour chaque canal, 3 modèles sont représentés (voir description de la légende), ainsi que les données expérimentales repérées par de petits triangles :

Δ pour le canal 4
∇ pour le canal 3.

Un modèle idéal fournirait une coïncidence parfaite sur les 2 canaux (3 et 4) et sur les 15 périodes. Nous allons voir ce qu'il en est en réalité.

B - Meilleur ajustement

Le but de ce paragraphe est d'analyser qualitativement l'ajustement entre les données expérimentales et celles prédites par le modèle s'en approchant le mieux *. On peut, par exemple, mener cette

* - Il faut se souvenir que l'ajustement a été réalisé par une méthode globale et donc que localement il peut paraître insuffisant, en fait le jeu de paramètres choisis est celui qui conduit au modèle s'écartant le moins des données. Chercher à améliorer localement l'accord conduirait obligatoirement à le dégrader partout ailleurs.

étude sur les courbes présentées pour montrer l'influence du paramètre VO (Fig. VO 1 à VO 4). Il s'agit de comparer les courbes expérimentales (triangles) et la courbe du modèle central (trait continu).

Sur le canal 4 (courbes du haut) quand on est loin du cône de focalisation ($LET \leq 11.7^\circ$) la théorie prévoit un signal constant (aucune modulation). Les données, si l'on met à part le signal dû à l'étoile, présentent une modulation inverse de celle présentée par le canal 3 (au maximum du canal 3 correspond un minimum sur le canal 4). Toutefois le désaccord reste faible. Pour l'ensemble des autres périodes (à deux exceptions près) l'accord entre la théorie et l'expérience sur le canal 4 est satisfaisant. Ces deux exceptions se produisent pour $LET = 58.8$ et $LET = 102.4$, dans ces deux cas la modulation prévue par la théorie est plus importante que celle apparente sur les données. Il ne semble pas que cet effet corresponde à quelque chose de physique car rien n'apparaît sur les 2 périodes voisines $LET = 59.6$ et $LET = 100.1$. Cet effet que j'attribue donc à un "bruit" inconnu conduit de toutes façons à un accord raisonnable entre la théorie et l'expérience.

En ce qui concerne le canal 4 l'ajustement est donc globalement satisfaisant.

Sur le canal 3 les 4 premières périodes (toujours $LET \leq 11.7^\circ$) présentent un bon accord général sauf en ce qui concerne le maximum qui est légèrement plus prononcé sur les courbes théoriques que sur les courbes expérimentales. Il est important de noter le très bon accord réalisé au niveau du minimum pour les 3 premières périodes car la forme de ce minimum semble très caractéristique (courbe avec 6 points d'inflexion au lieu de 2). C'est la forme intermédiaire entre le minimum simple et celui entouré de deux maximums secondaires. On peut observer par exemple la courbe en pointillé court, avec un minimum simple, et celle en pointillé long, avec des maxima et des minima secondaires.

Pour l'ensemble des autres périodes ($LET \geq 28.6$) l'accord est satisfaisant avec 4 exceptions cette fois-ci : la séance 92 ($LET = 102.4$) où, comme pour le canal 4, la modulation expérimentale est nettement plus faible que la modulation théorique, et les séances 52 ($LET = 58.8$ et 59.6) et 60 où le signal expérimental semble "bosselé". Ici encore l'explication la plus probable semble être la présence d'un bruit mal éliminé (présence de "bosses" à l'emplacement de la terre en particulier).

On peut de toutes façons noter que les écarts restent modérés :

La valeur maximale de la variable ECA calculée pour des tranches individuelles est de 5,8 % pour $LET = 59.6$.

La conclusion générale de la comparaison entre les données et le meilleur modèle (en fait le moins mauvais) est que l'accord est globalement satisfaisant et que les écarts importants semblent pouvoir être attribués à du bruit mal éliminé (la terre en particulier).

C - Influence des différents paramètres

Dans ce paragraphe, il s'agit essentiellement d'étudier la façon dont les différents paramètres influent sur le modèle. Dans cette étude, essentiellement théorique, je serai amené à distinguer plusieurs zones pour le modèle par rapport à l'axe de focalisation : quand le modèle décrit des mesures faites à proximité immédiate de l'axe de focalisation je dirai que l'on est "dans le cône".

Au contraire quand il s'agit de décrire des mesures faites "loin du cône" c'est l'expression que j'emploierai.

Enfin pour décrire la zone intermédiaire pendant laquelle le satellite rentre dans le cône (ou en sort) je parlerai de "zone de transition". Cette zone de transition se situe environ entre 10° et 20° de part et d'autre de l'axe.

Si l'on met de côté l'effet de l'écart à la géométrie parfaite (qui est faible), deux modèles décrivant des mesures symétriques par rapport à l'axe de focalisation sont symétriques l'un de l'autre par retournement droite-gauche (images dans un miroir): le plan de symétrie du phénomène est défini par l'axe des pôles écliptiques et l'axe de focalisation.

Pour la signification physique des valeurs des paramètres j'utiliserai, à titre de comparaison, celle données par C.S. WELLER et R.R. MEIER dans "Characteristics of the helium component of the local interstellar medium" (Astrophysical Journal - juin 1981). Le cas de la densité étant traité à part, je peux ici constater que la valeur que je trouve : $N_\infty = 1,9 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3} \pm 15 \%$ est parfaitement compatible avec la fourchette donnée par ces auteurs : $N_\infty = 1,1 - 2,7 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ mais que les incertitudes qui subsistent sur la calibration absolue des instruments et sur la valeur du facteur d'excitation ne permettent pas de conclure d'une manière définitive sur la valeur absolue de cette densité. Je rappellerai simplement ici que de telles valeurs pour la densité d'hélium conduisent, si l'on prend comme densité d'hydrogène pour ce même gaz $N_\infty = 4 - 6 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$, et si l'on suppose que la composition de ce gaz est de type "universelle", à un taux d'ionisation important pour l'hydrogène (voir à ce sujet l'article cité ci-dessus). Dans la suite du texte cet article sera simplement référencé par : "W.M." pour "WELLER et MEIER".

1. Vitesse relative du vent (Fig. VO 1 à VO 4)

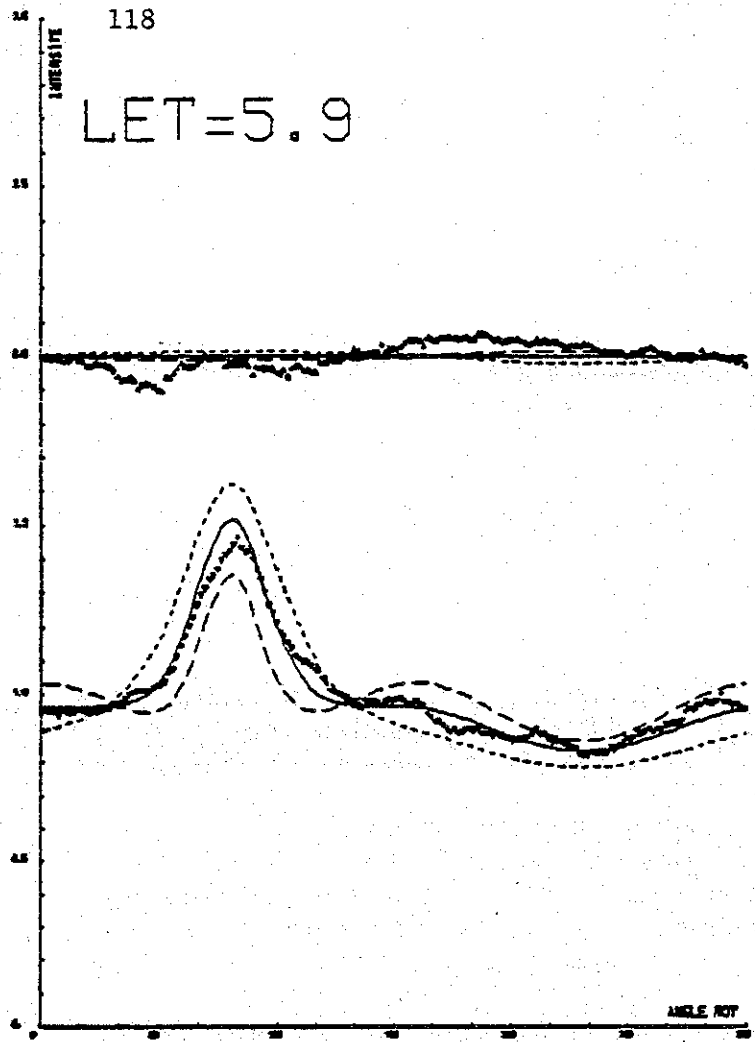
Loin du cône l'influence du paramètre VO est faible sur le canal 4. Elle conduit à une légère modulation dans un sens ou dans l'autre. Par contre sur le canal 3 cette influence est forte et va en diminuant au fur et à mesure que l'on s'approche de l'axe.

Le maximum sur le canal 3 est d'autant plus prononcé que la vitesse est faible (focalisation plus efficace). Loin de l'axe, les fortes vitesses conduisent à l'apparition de deux minima et de deux maxima secondaires. Le maximum principal est nettement plus "pincé" (étroit).

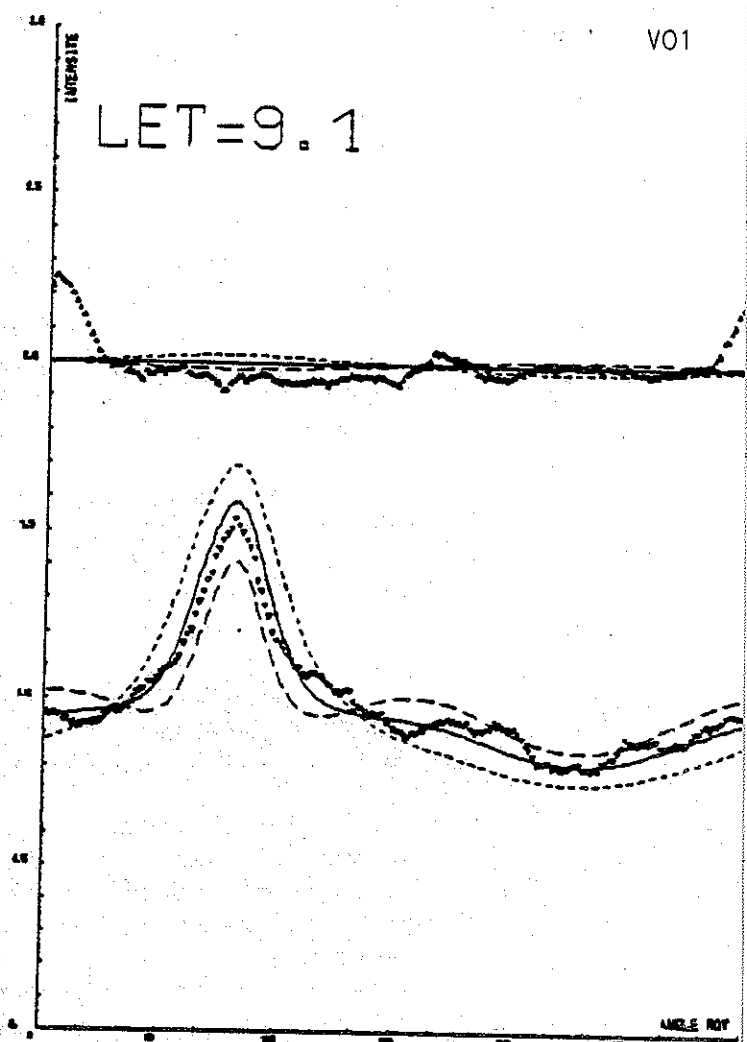
Là vitesse des atomes a une influence sur la distribution d'atomes dans le système solaire mais également sur leur capacité à être "éclairés" par une raie solaire donnée, à cause de l'effet Doppler.

Sur le canal 4 l'influence du paramètre VO est maximale dans la zone de transition (c'est normal car c'est l'endroit où le cône va changer de forme) et modérée dans le cône (variations de densités et d'éclairement). Pour le paramètre VO "W. M." trouvent 22 - 28 km/S. Je trouve 24 - 30 km/S, ces valeurs sont pour l'essentiel compatibles entre elles. Si je les compare à une détermination préliminaire de la vitesse moyenne des atomes d'hydrogène (rapport de stage de Richard TOFFOLET) grâce aux mesures Lyman α des satellites Prognos 5 et Prognos 6, qui fournit la valeur de 23 km/S, je trouve une compatibilité raisonnable en ce qui concerne les vitesses. Une telle compatibilité est beaucoup plus difficile à admettre en ce qui concerne la température comme nous allons le voir.

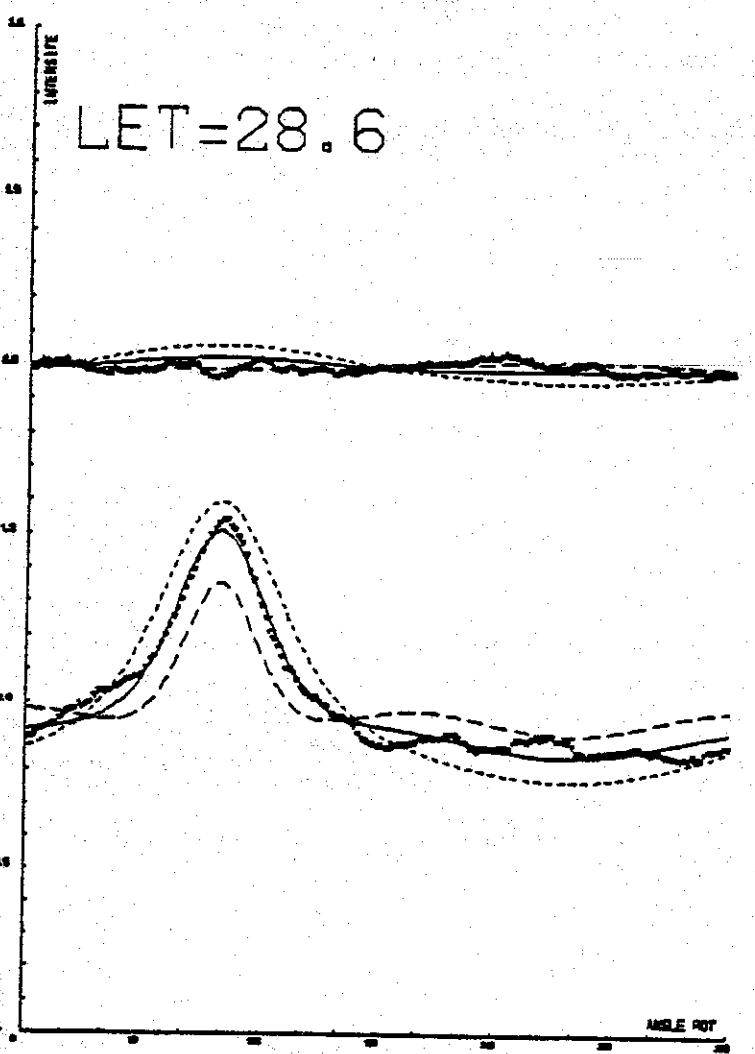
LET=5.9



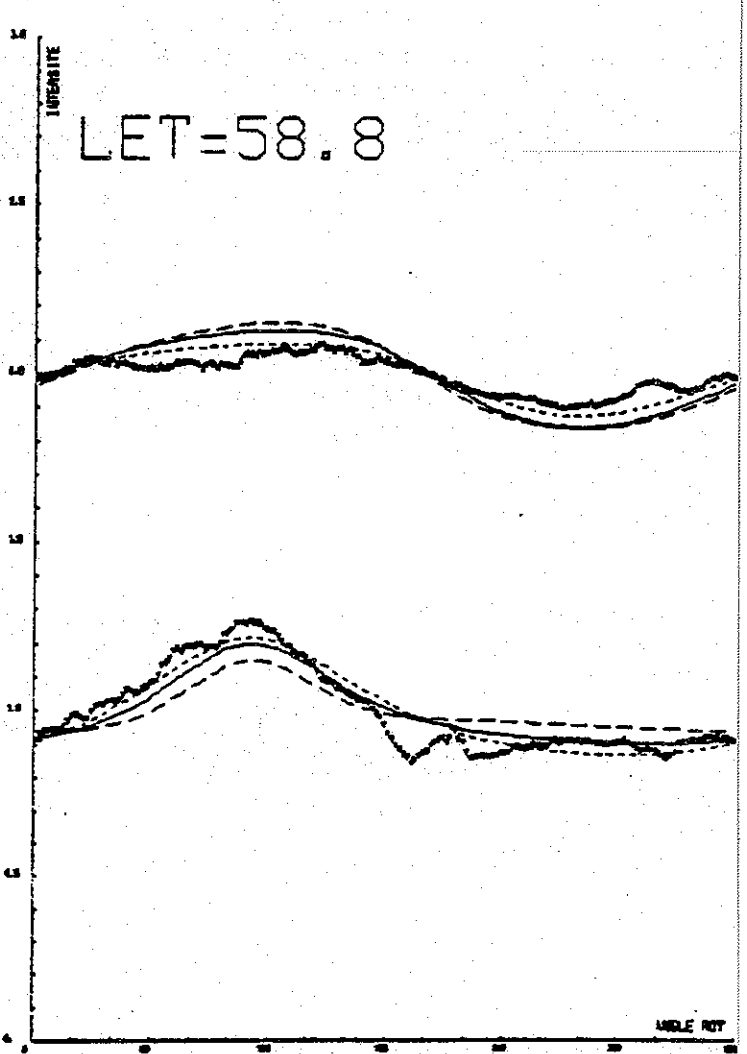
LET=9.1



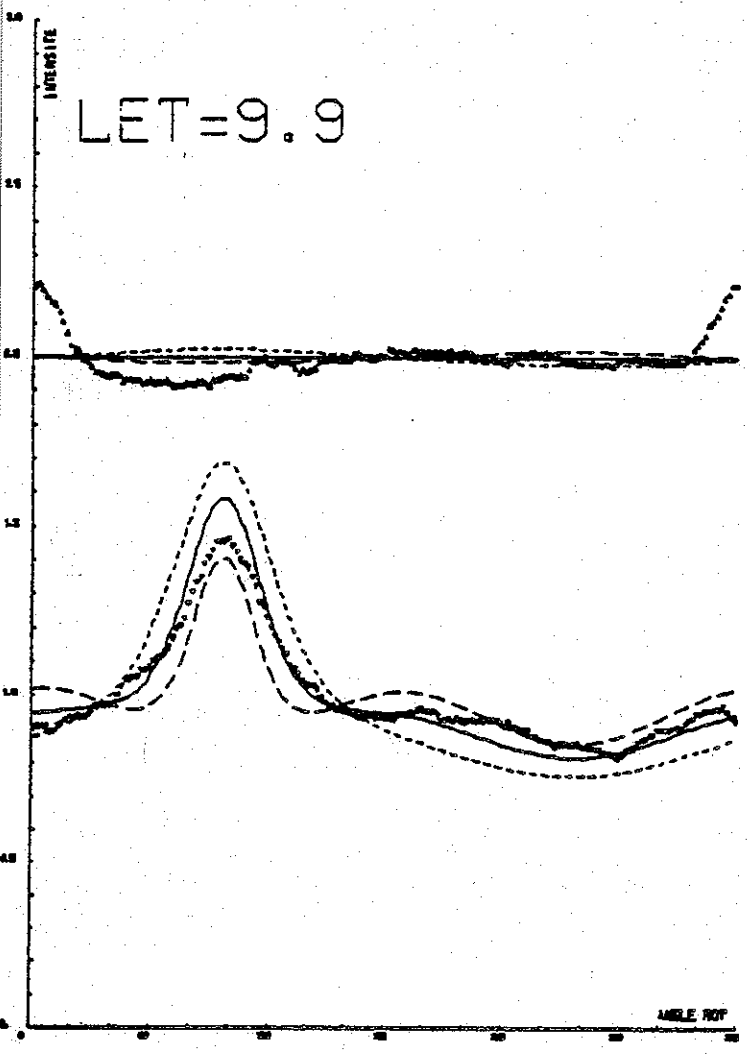
LET=28.6



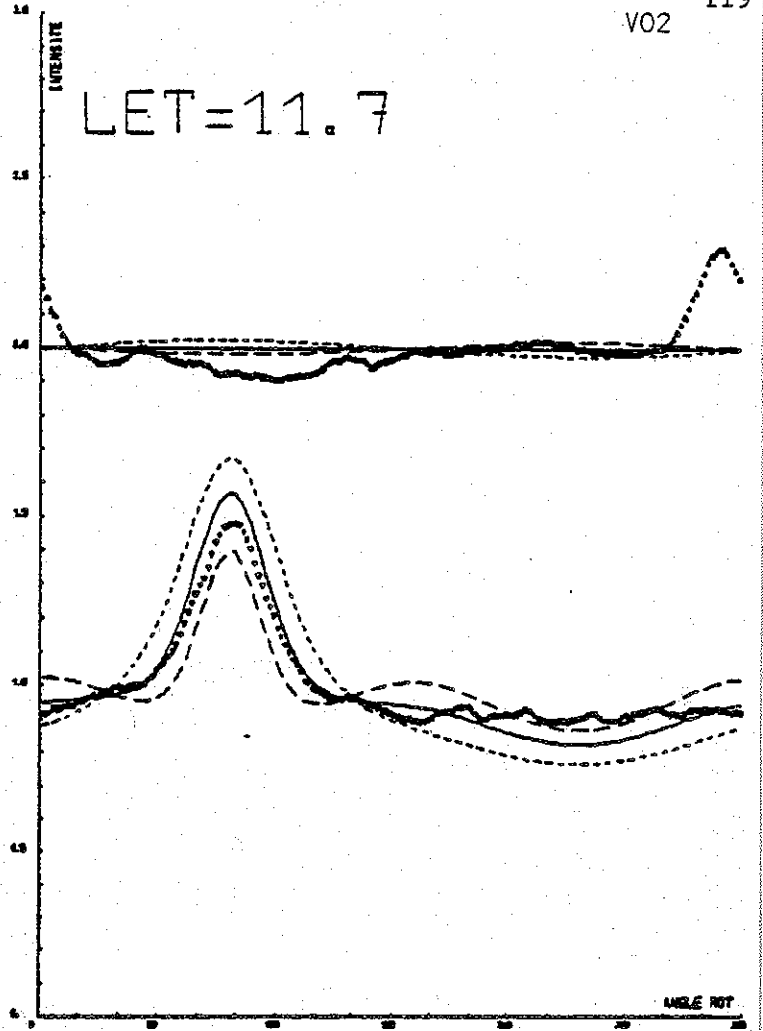
LET=58.8



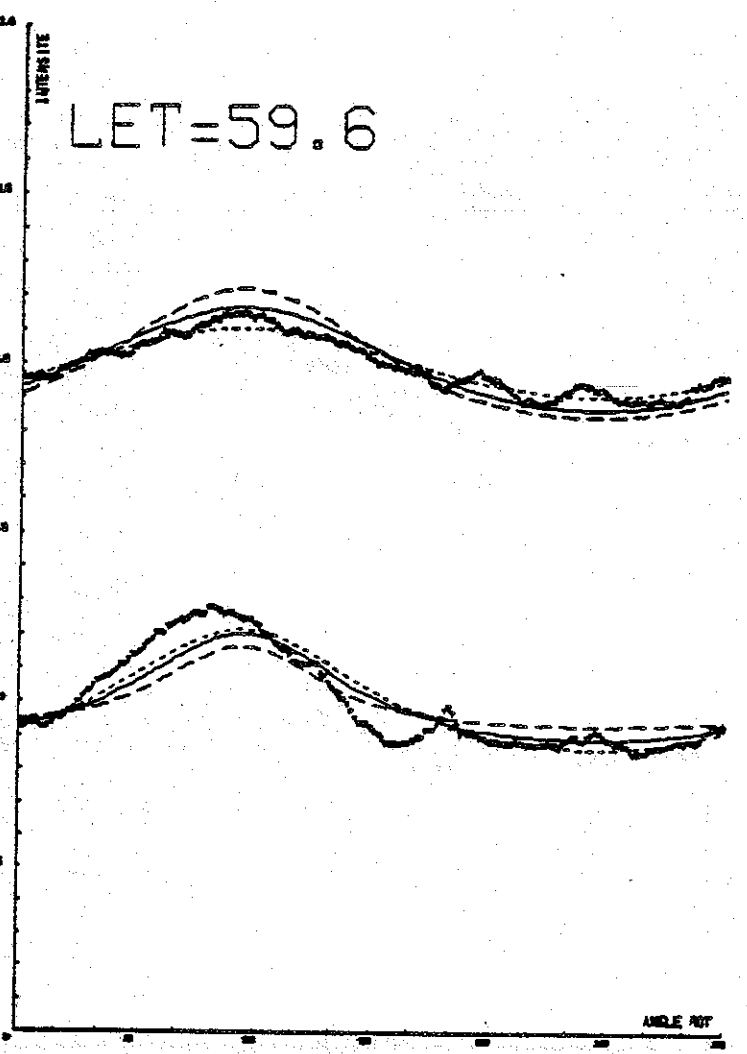
LET=9.9



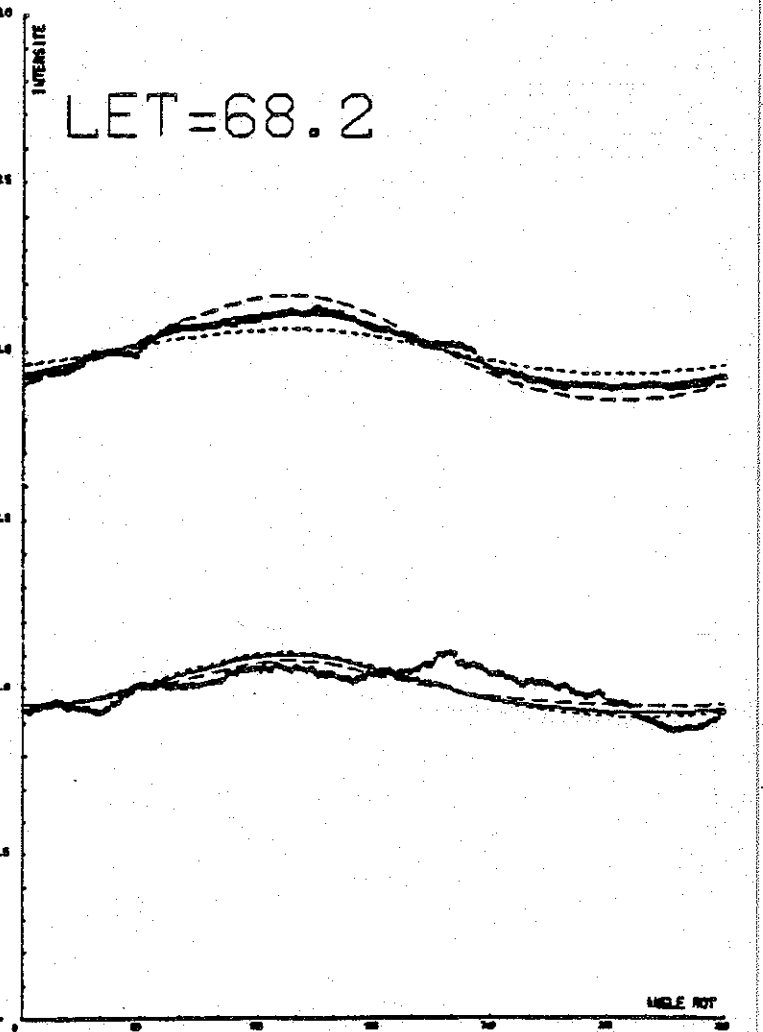
LET=11.7



LET=59.6

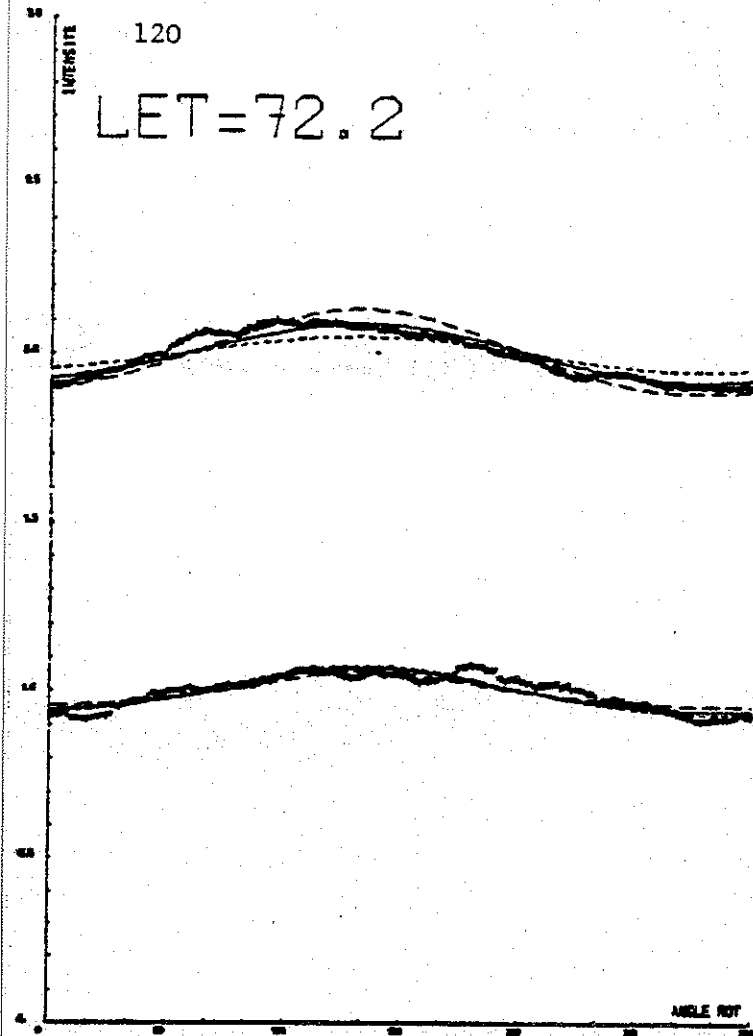


LET=68.2



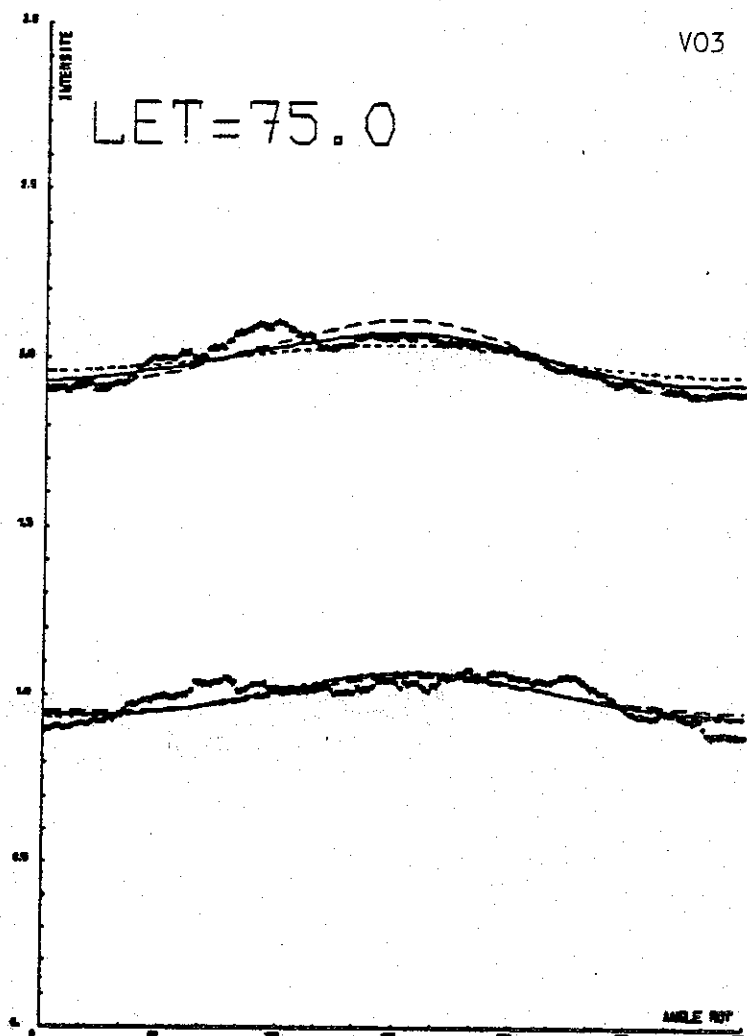
120

LET=72.2

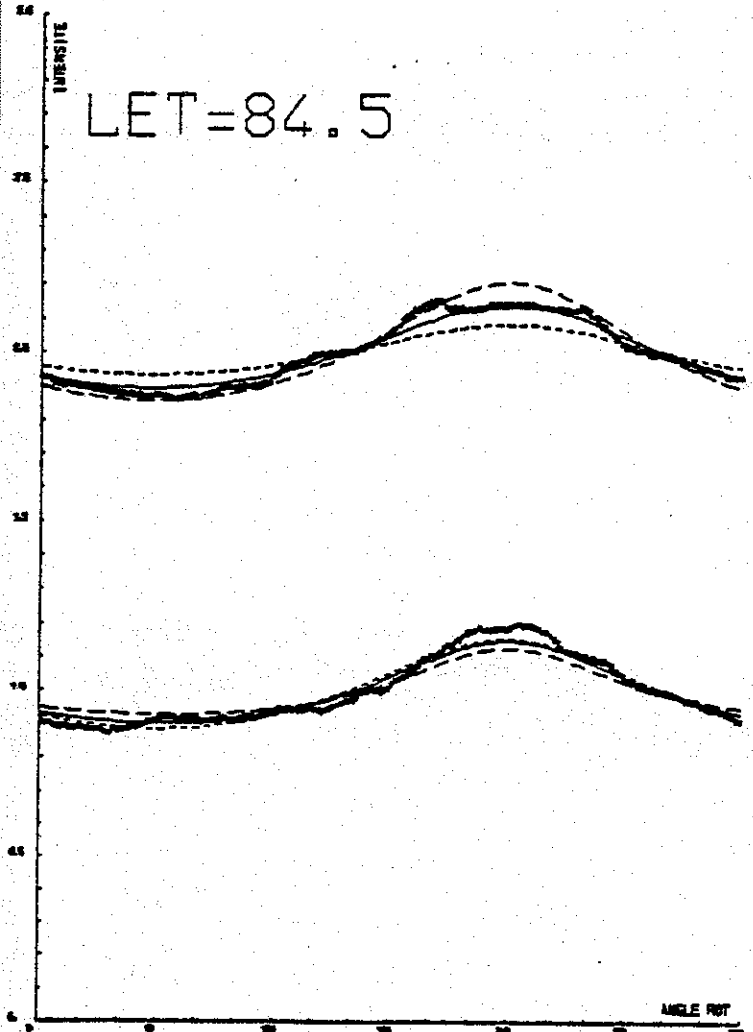


V03

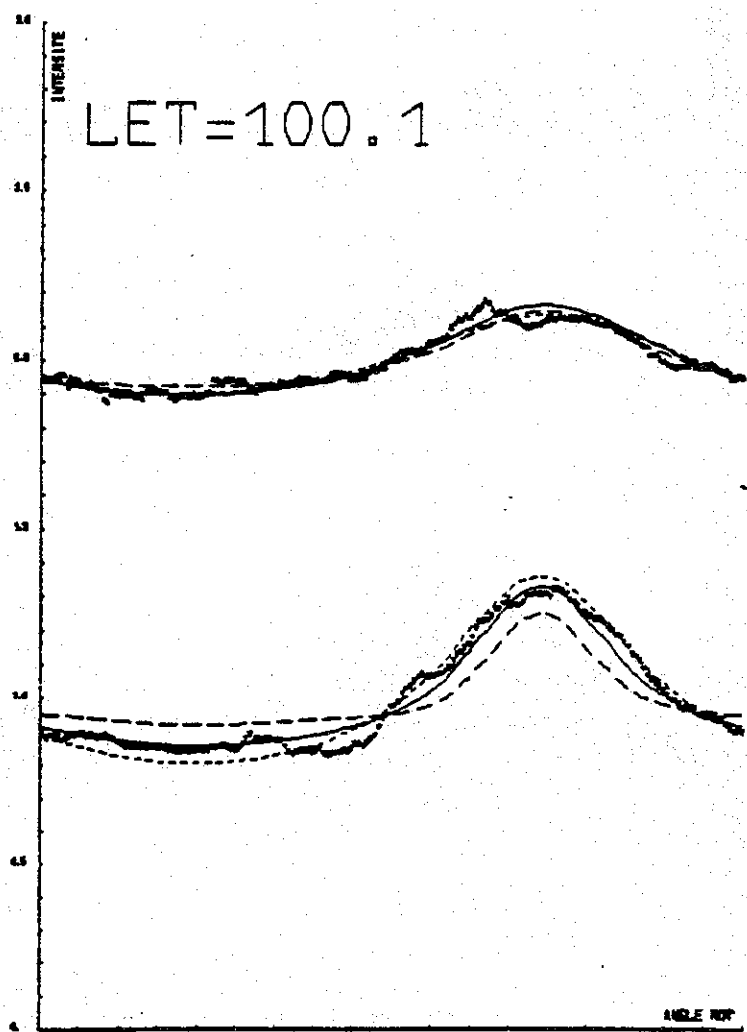
LET=75.0



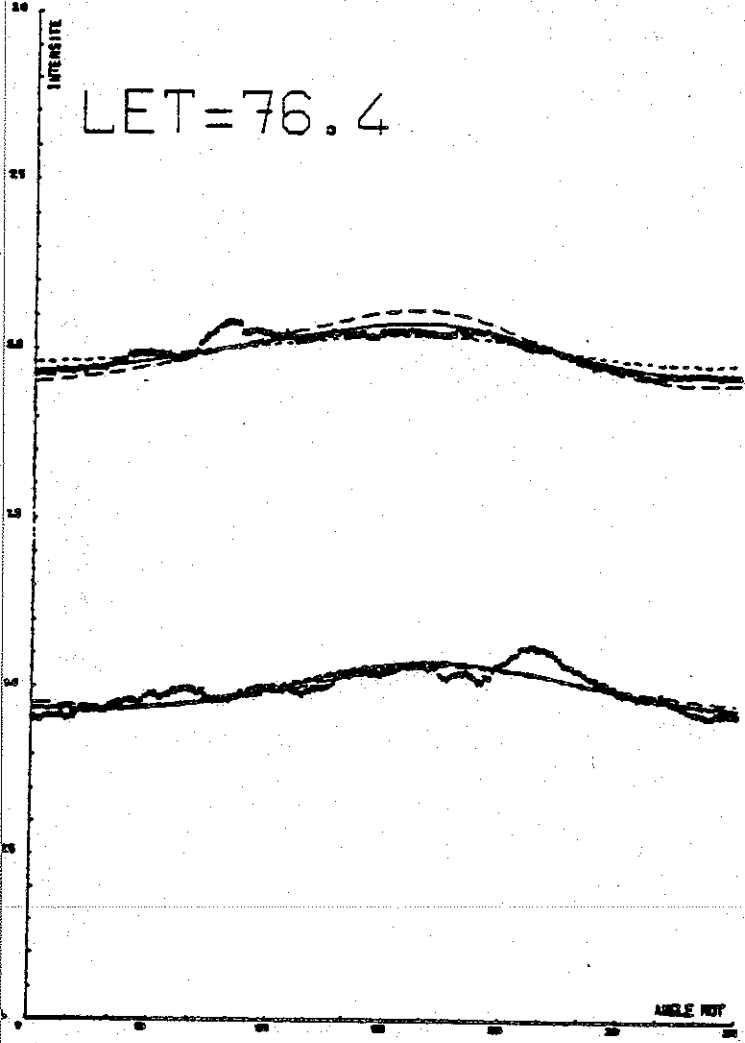
LET=84.5



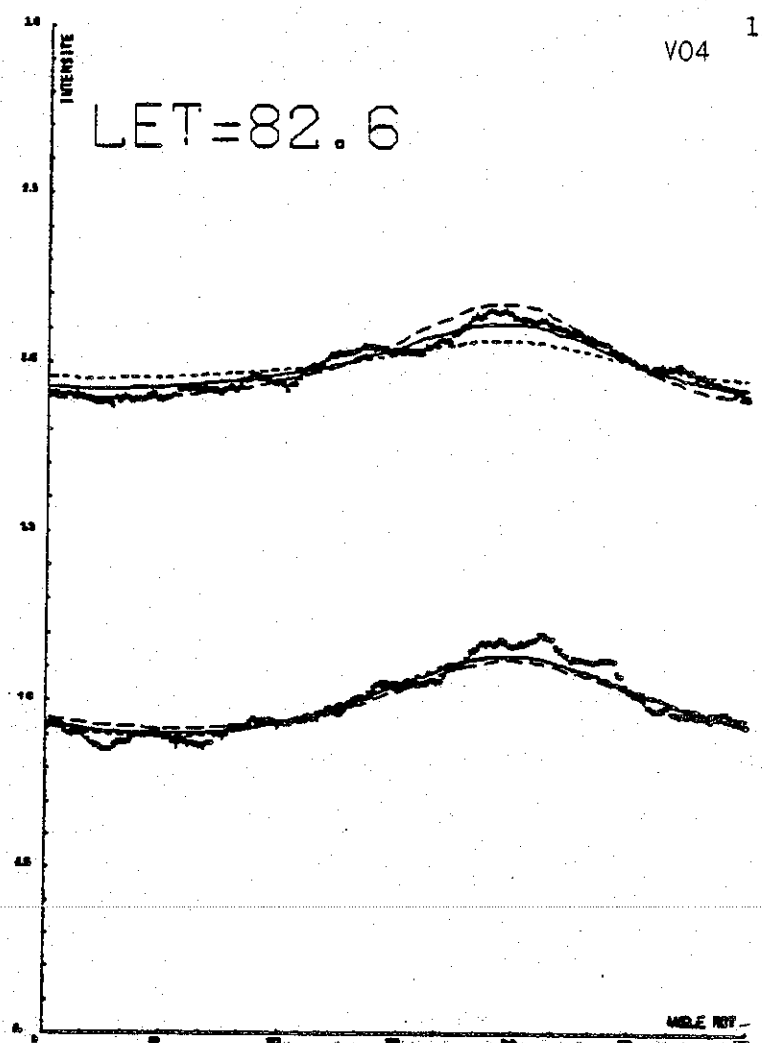
LET=100.1



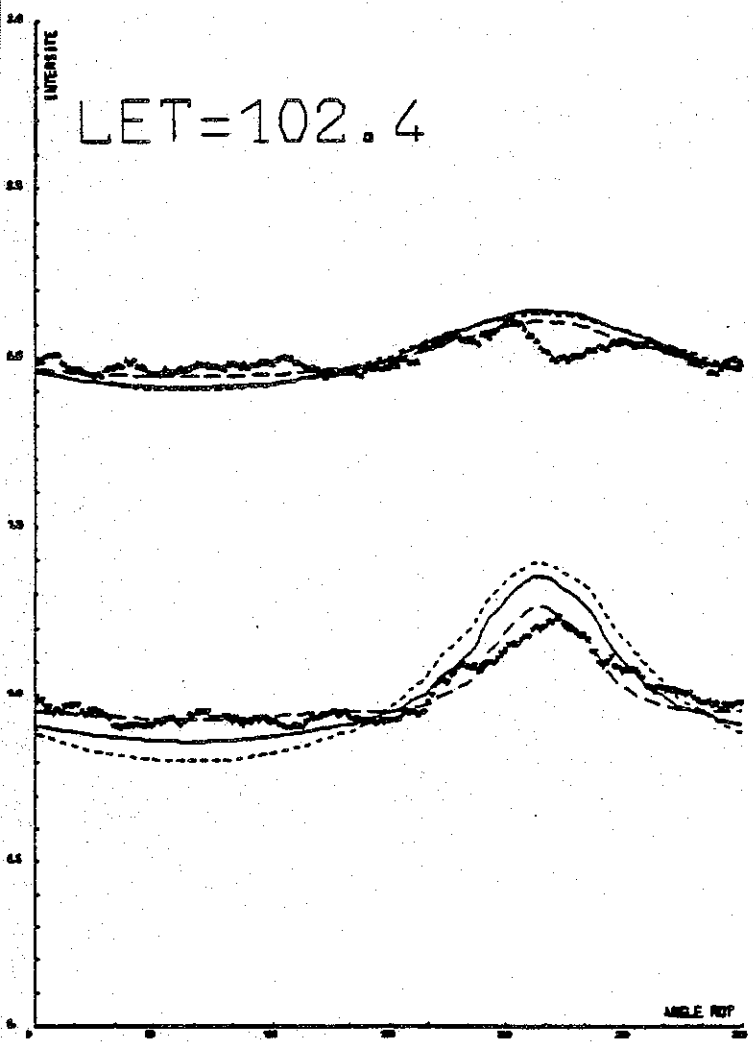
LET=76.4



LET=82.6



LET=102.4



V0

- 34 Km/s
- 27 Km/s
- 20 Km/s

2. Longitude éclipstique du vent (Fig. VLON 1 - VLON 4)

L'effet de la variable VLON sur le modèle est facile à décrire et facile à comprendre.

Cet effet est très faible (quasiment nul) loin du cône et il devient maximal lors du passage dans le cône. Il se traduit par un décalage temporel dans la forme des courbes.

La forme du modèle pour LET et VLON $+\Delta$ est identique à celle pour LET $-\Delta$ et VLON. Dans le cône, le décalage en ROT de la position du maximum est très important pour une variation assez faible de VLON. Voir à ce sujet la figure 18 où cet effet apparaît clairement, la pente des courbes étant maximale au voisinage de $\theta = 0$. Le meilleur ajustement sur VLON conduit à la valeur :
 $\lambda = 74,5^\circ \pm 2,5^\circ$ tout à fait comparable à la valeur de W.M. :
 $\lambda = 72,9^\circ \pm 3^\circ$.

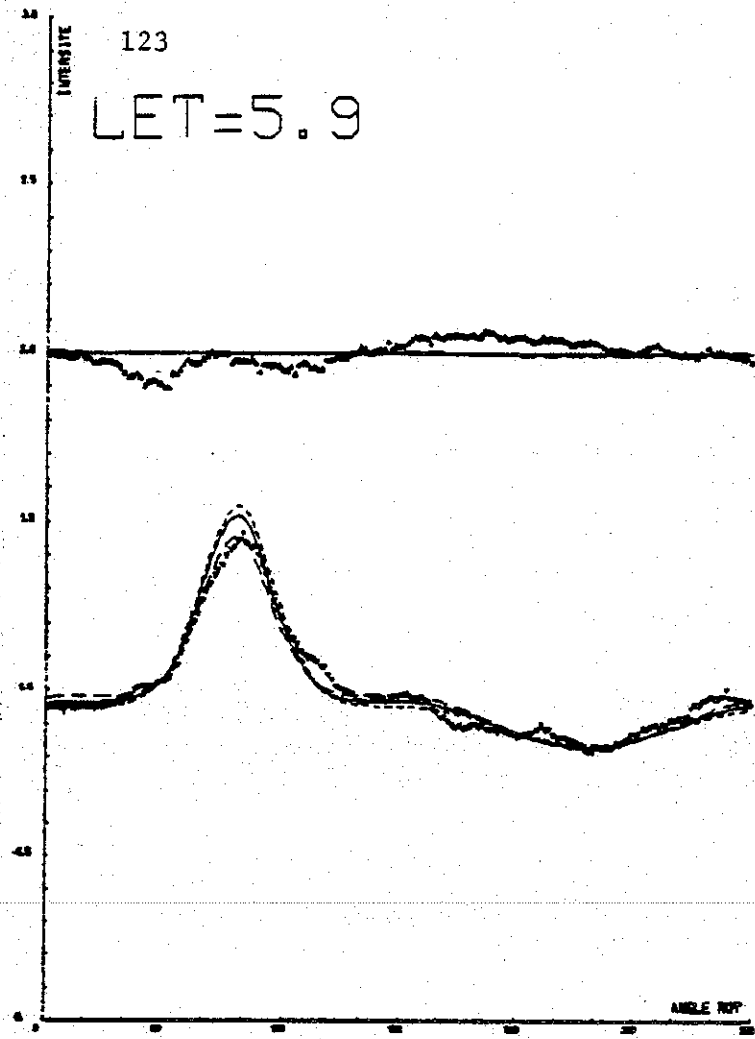
La valeur de VLON déterminée pour l'hydrogène est beaucoup moins précise (car la focalisation est beaucoup moins efficace). Un article récent de P.C. FRISCH (1981) admet les valeurs

$$\left| \begin{array}{l} \lambda = 75,5^\circ \\ \beta = -6,7^\circ \end{array} \right.$$

parfaitement compatibles avec les miennes.

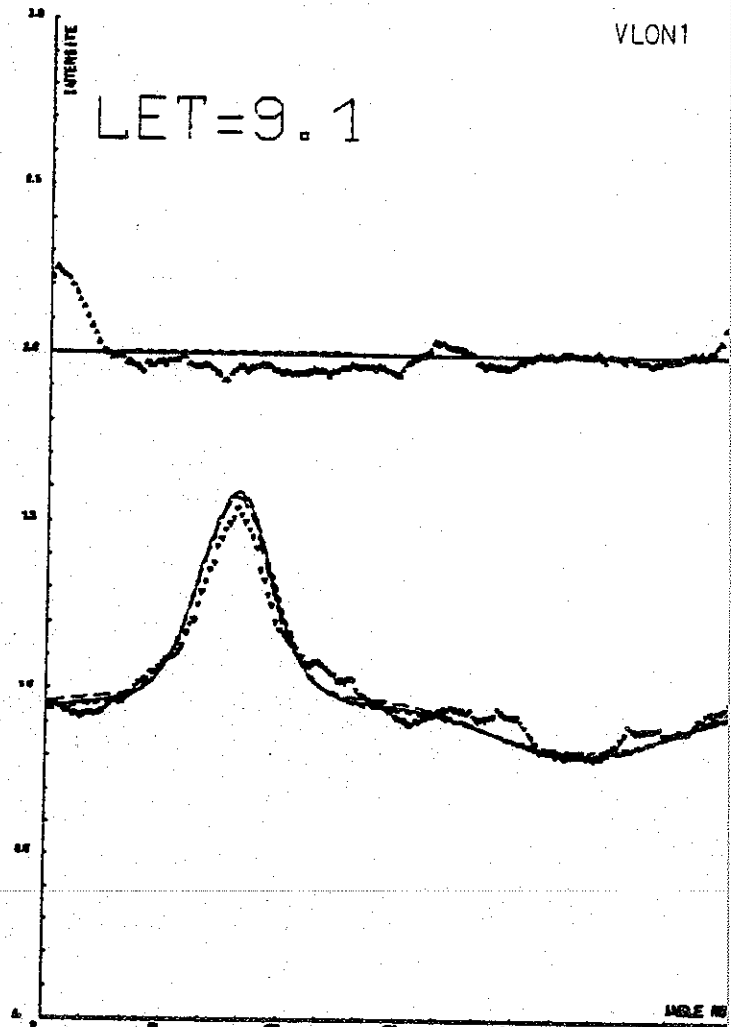
123

LET=5.9

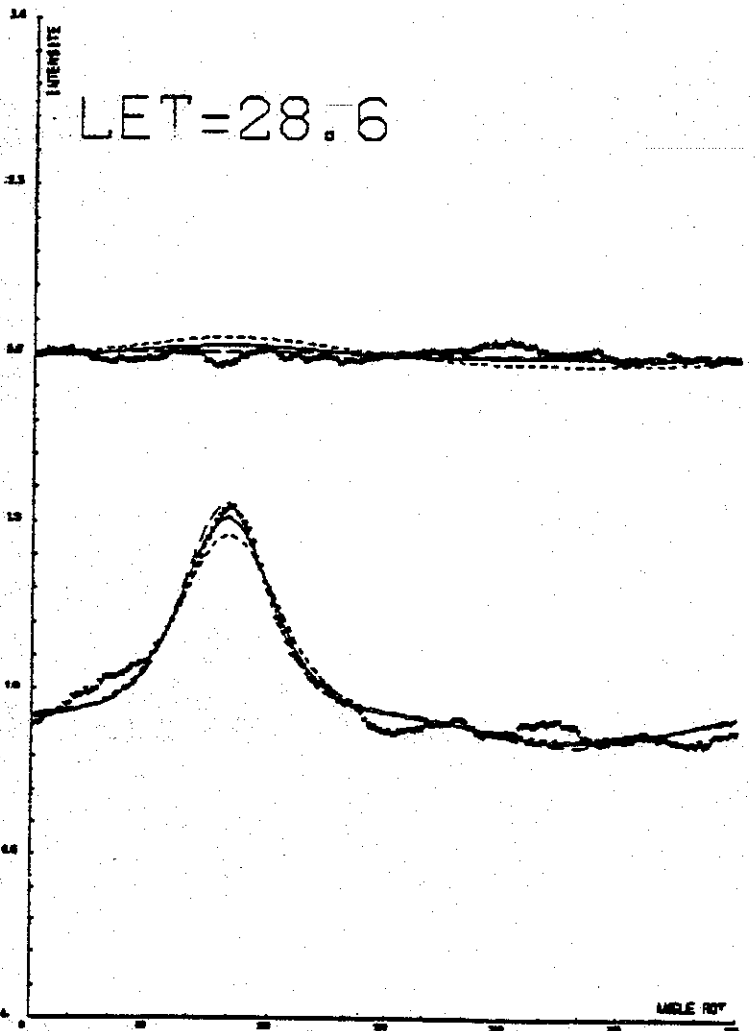


VLON1

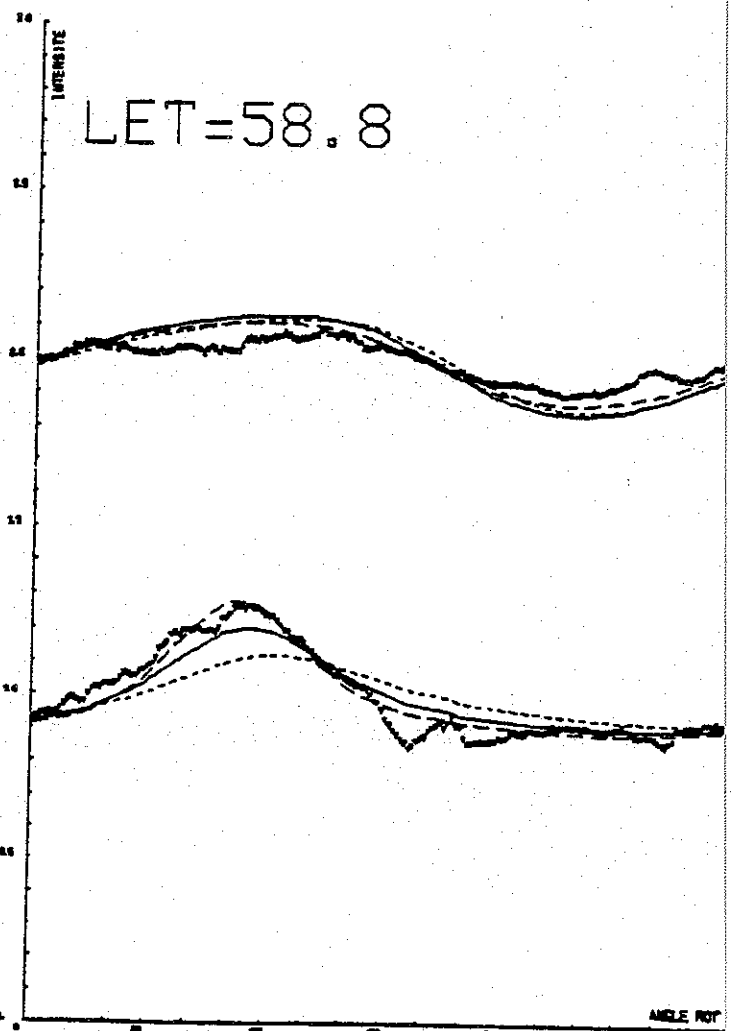
LET=9.1



LET=28.6



LET=58.8

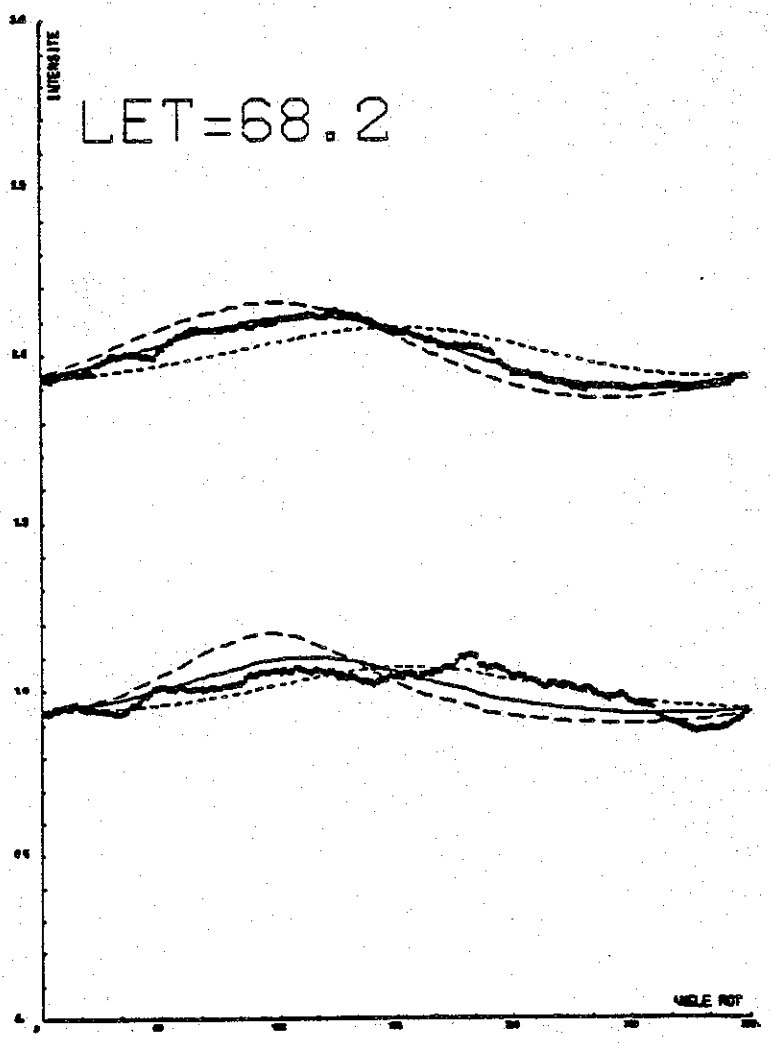
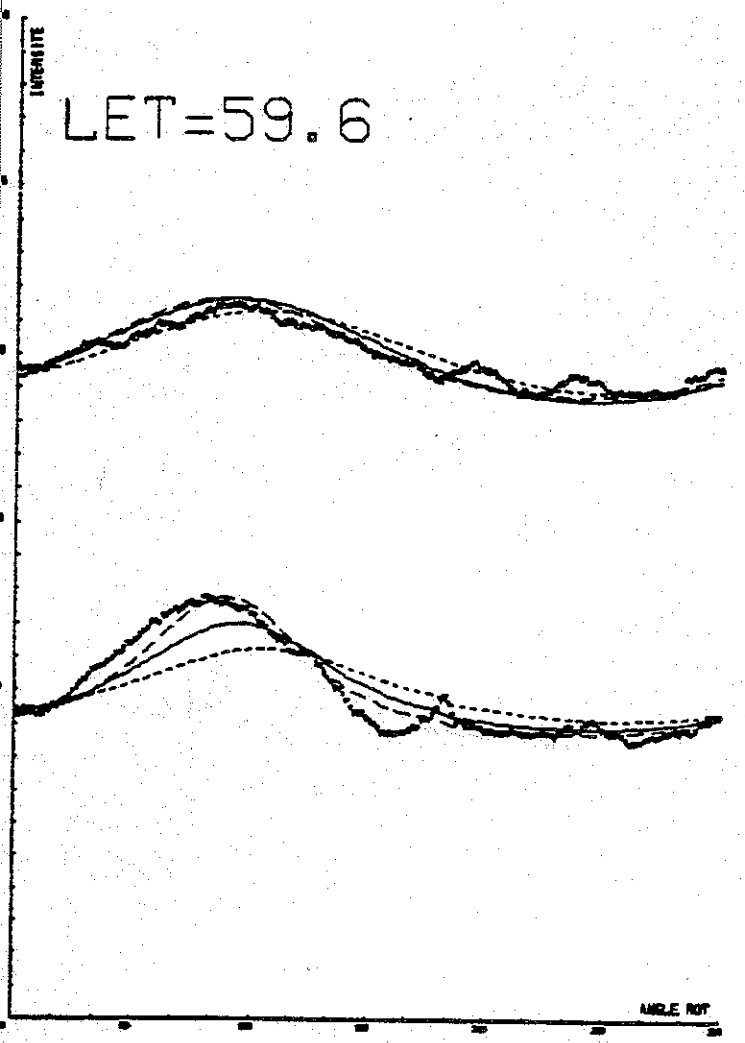
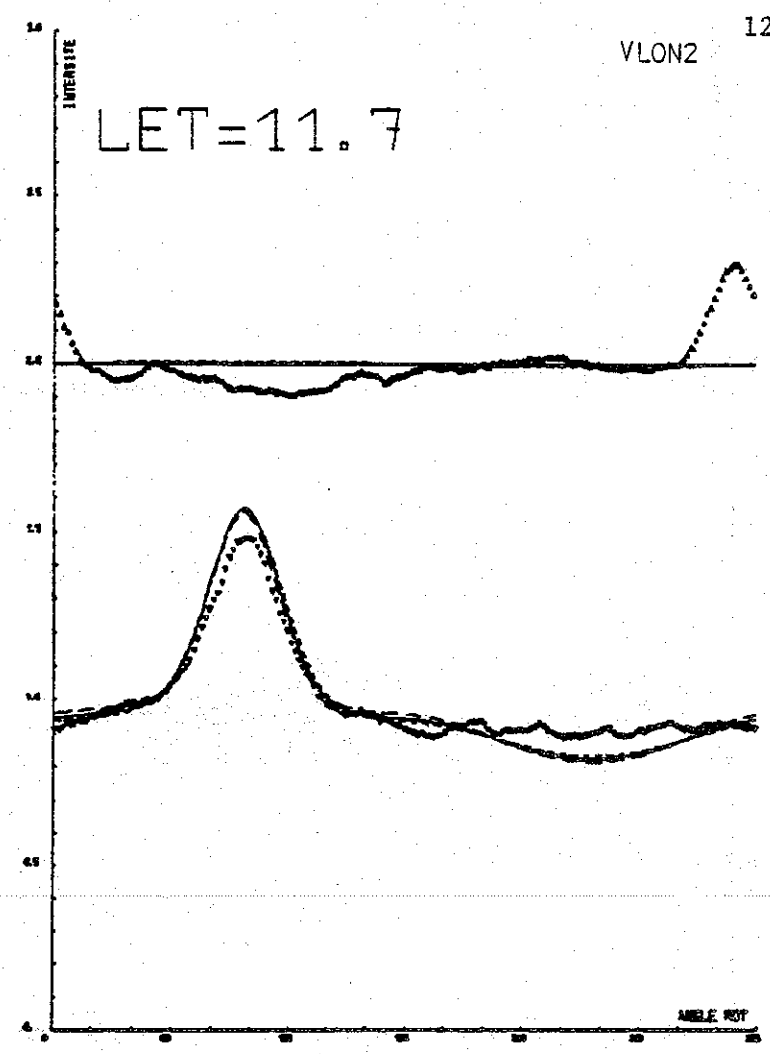
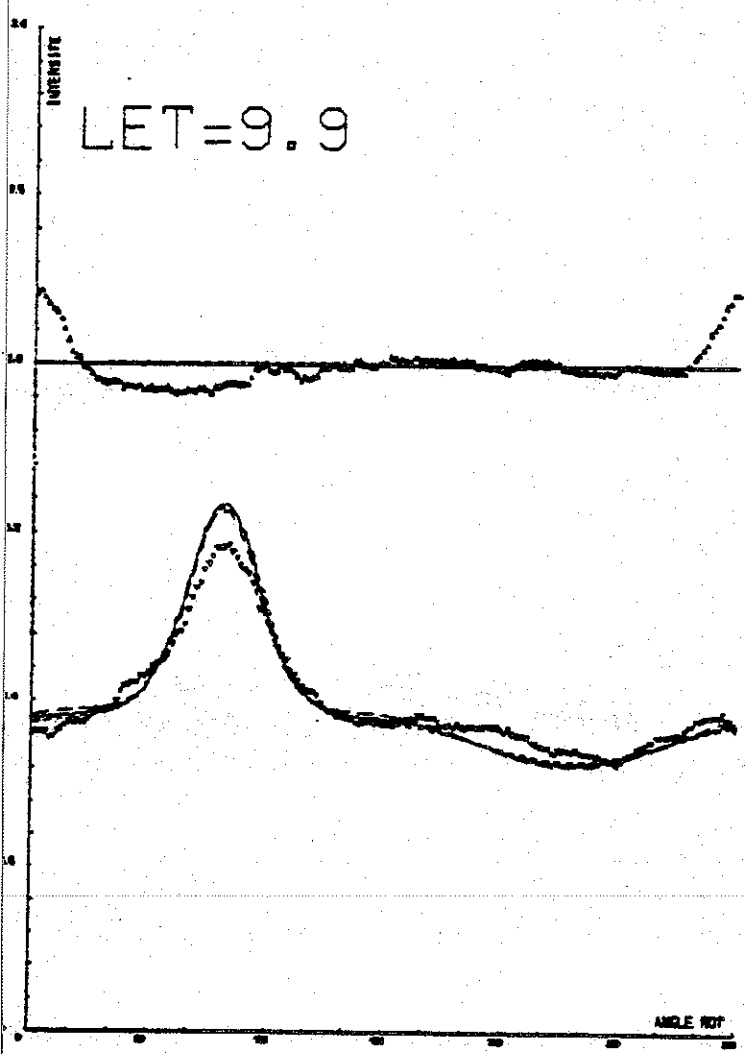


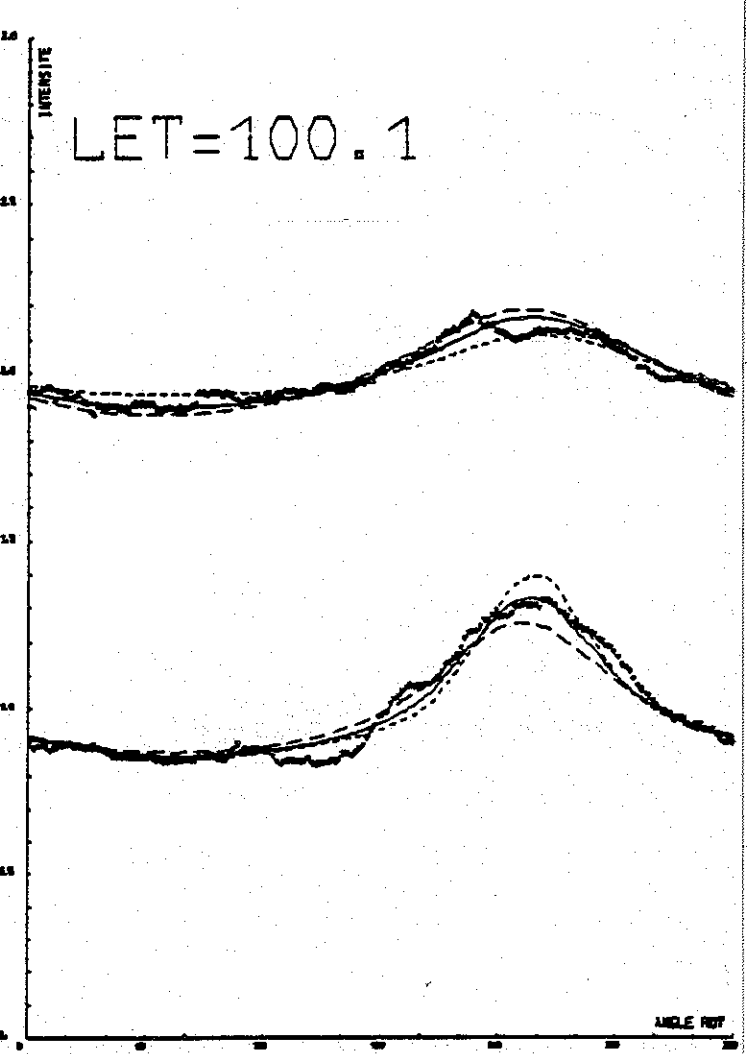
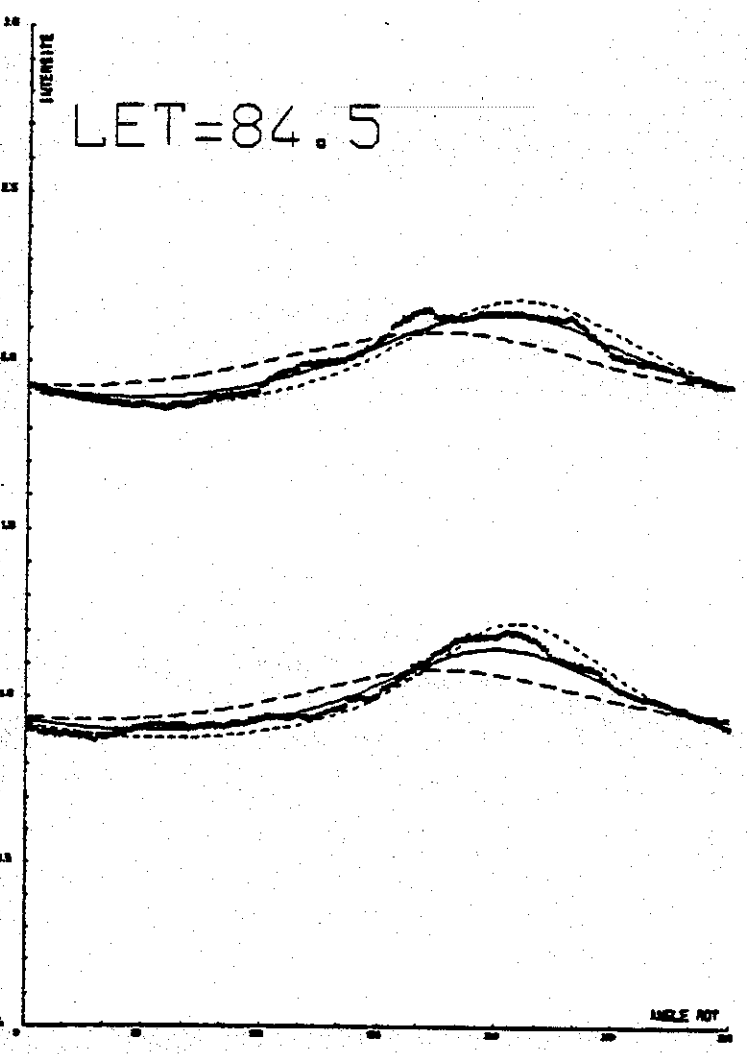
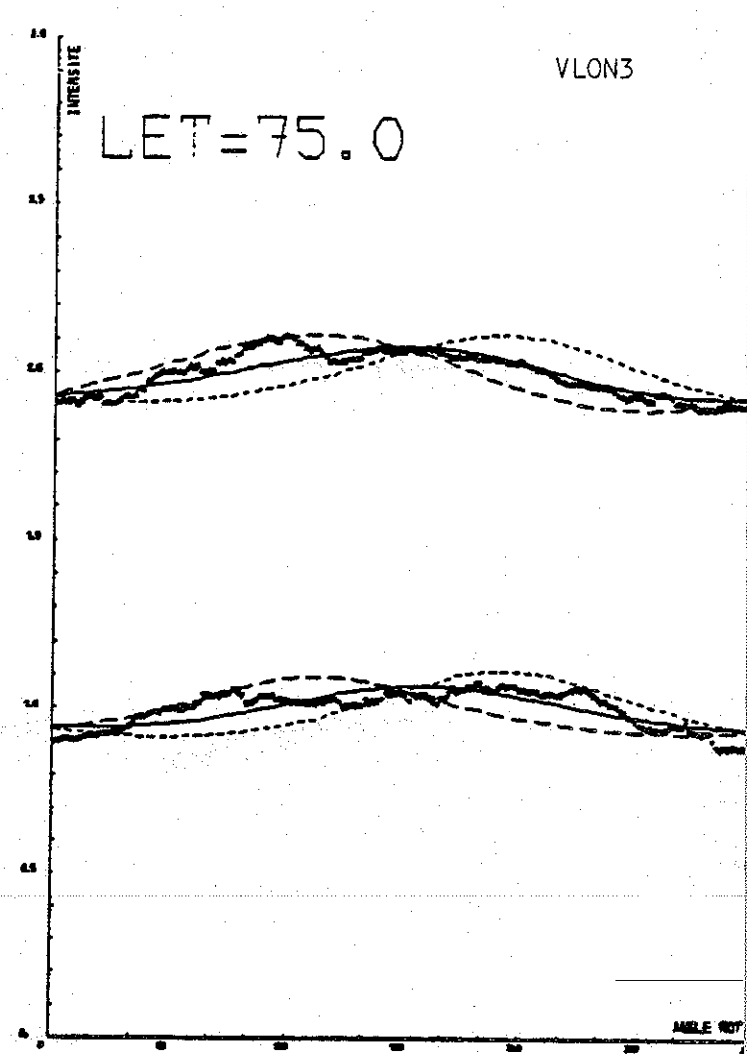
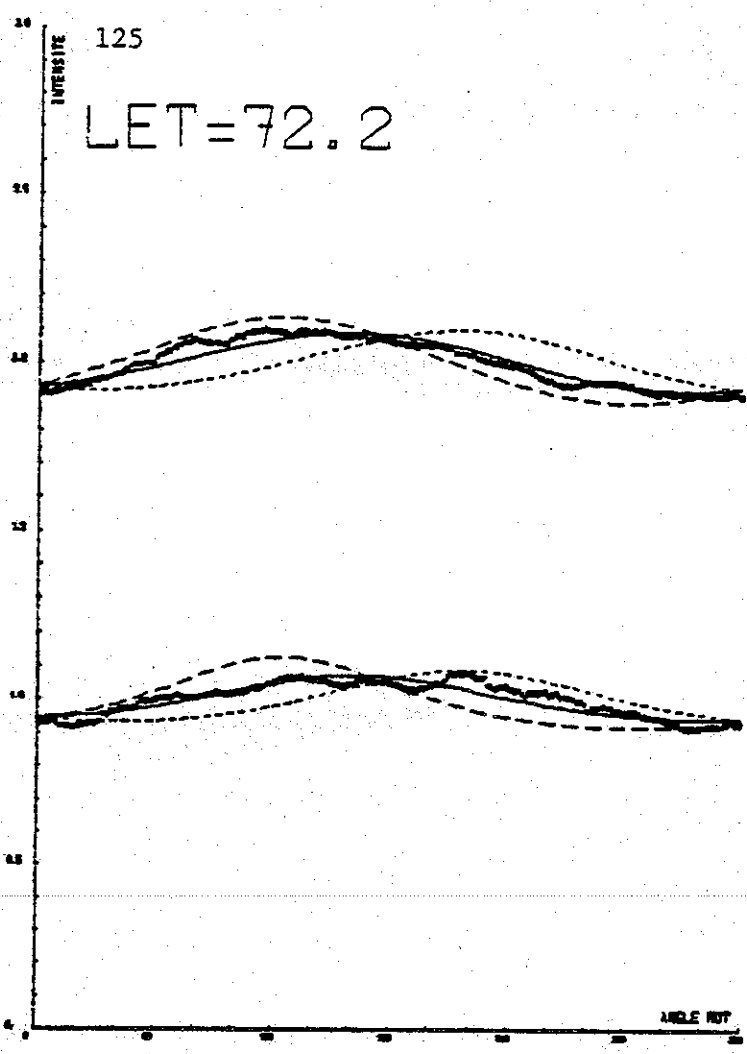
LET=9.9

LET=11.7

LET=59.6

LET=68.2

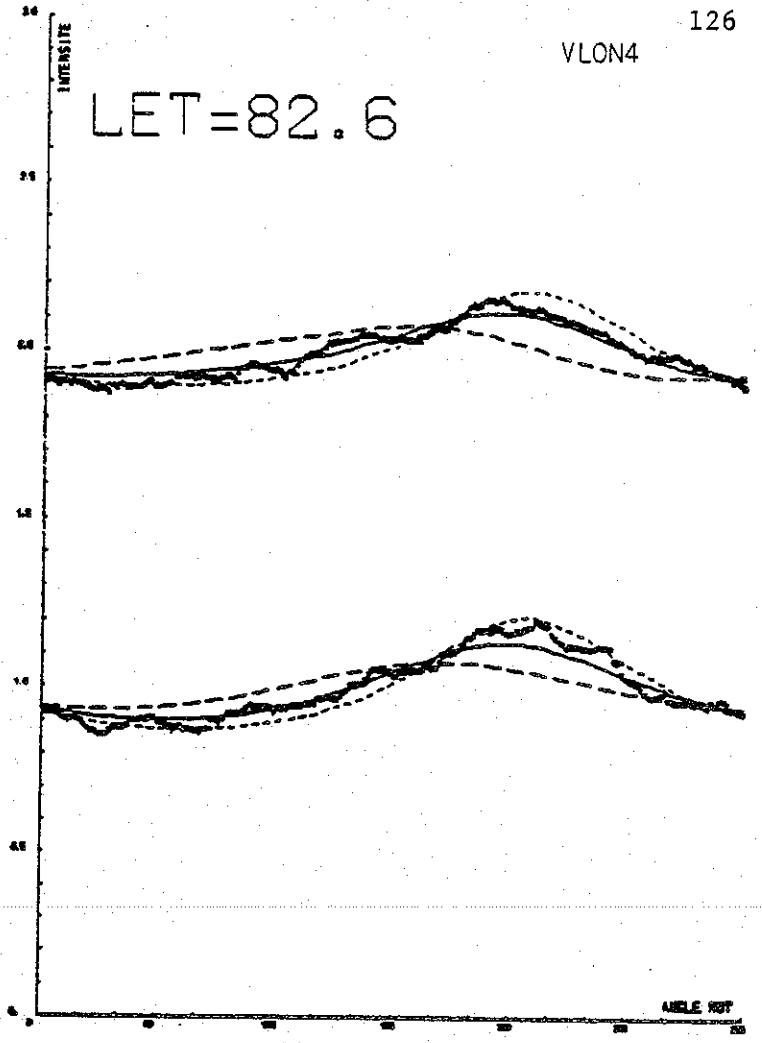
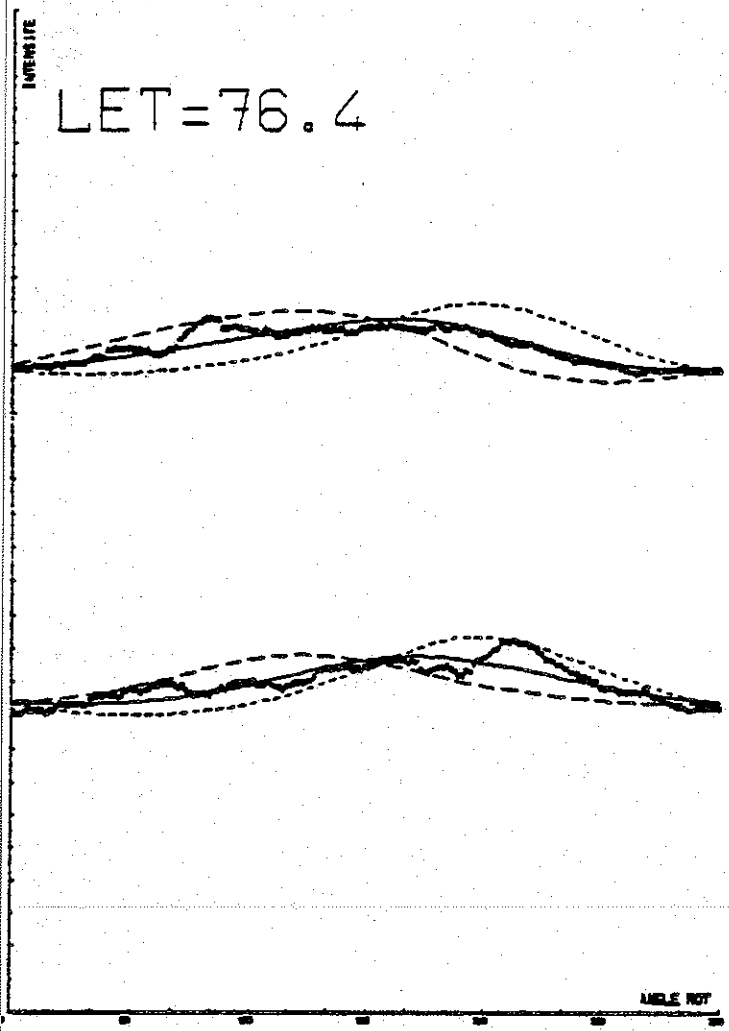




VLON4

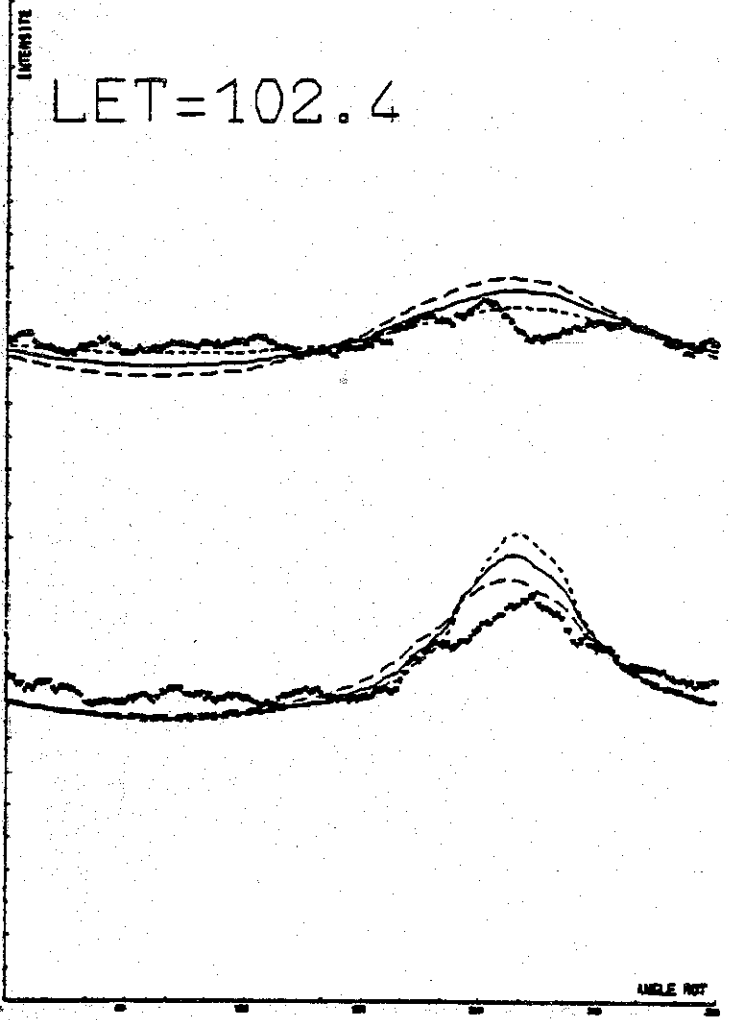
LET=76.4

LET=82.6



LET=102.4

VLON



- 81.0°
- 74.5°
- 68.0°

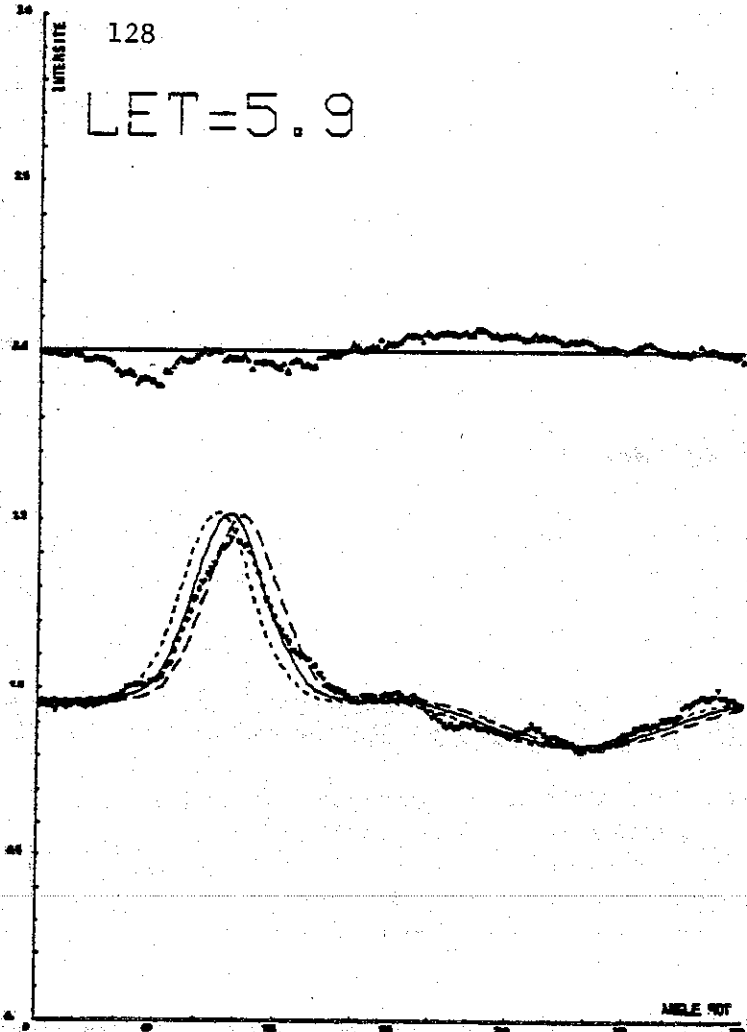
3. Déclinaison éclipique du vent : Courbes VDEC 1 - VDEC 4

Sur le canal 4 anti-solaire l'influence de la déclinaison éclipique du vent se fait d'autant plus sentir qu'on est près du cône. Dans la zone de transition la position du maximum sur le canal 4 dépend fortement de VDEC, l'amplitude du maximum en dépend peu. Par contre dans le cône c'est surtout l'amplitude qui varie - avec le cas limite $VDEC = 0$ (vent dans le plan de l'éclipique) la modulation s'annule lors de la traversée du cône ($LET = 76,4$).

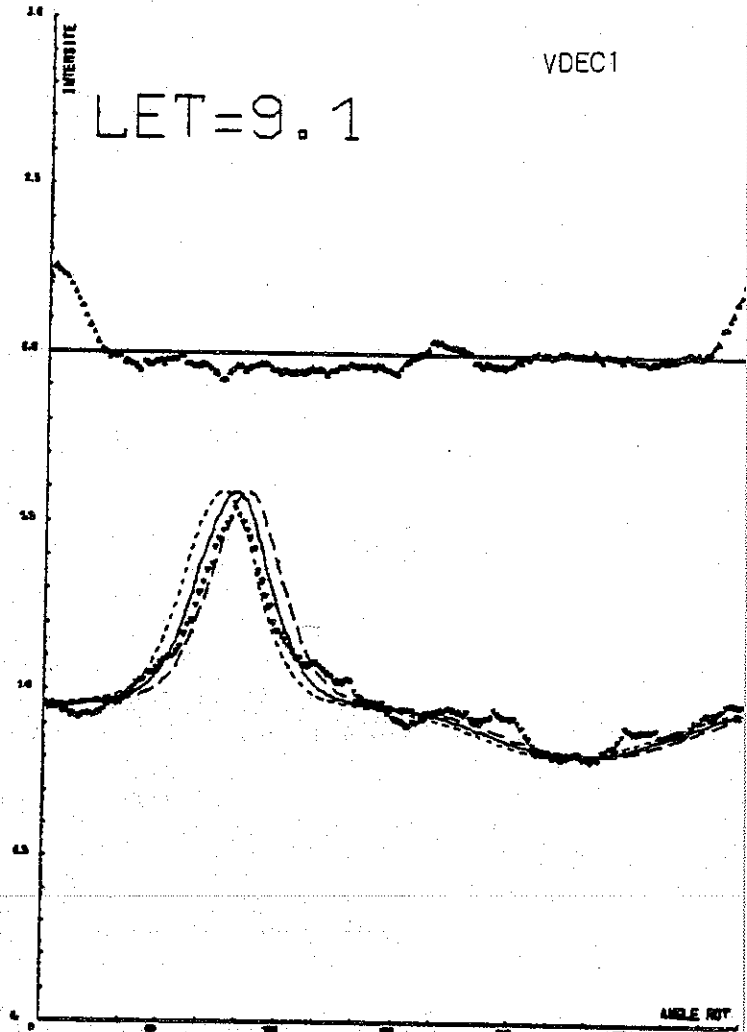
Sur le canal 3, le cône de focalisation est partout visible, en conséquence, l'influence du paramètre VDEC est partout sensible. Loin du cône c'est la position du maximum qui change, dans le cône c'est l'amplitude qui varie, avec également une modulation nulle pour $VDEC = 0$, dans la zone intermédiaire les deux effets sont combinés.

L'influence de ce paramètre étant très sensible, sa détermination ne pose pas de problème quelle que soit la méthode employée. La valeur trouvée - 6° , qui place le vecteur vent interstellaire à proximité immédiate du plan de l'éclipique, est très comparable à celle de W. M. - $4,4^\circ$ et à celle utilisée pour l'hydrogène par P. C. FRISCH - $6,7^\circ$ (Voir "Longitude éclipique du vent").

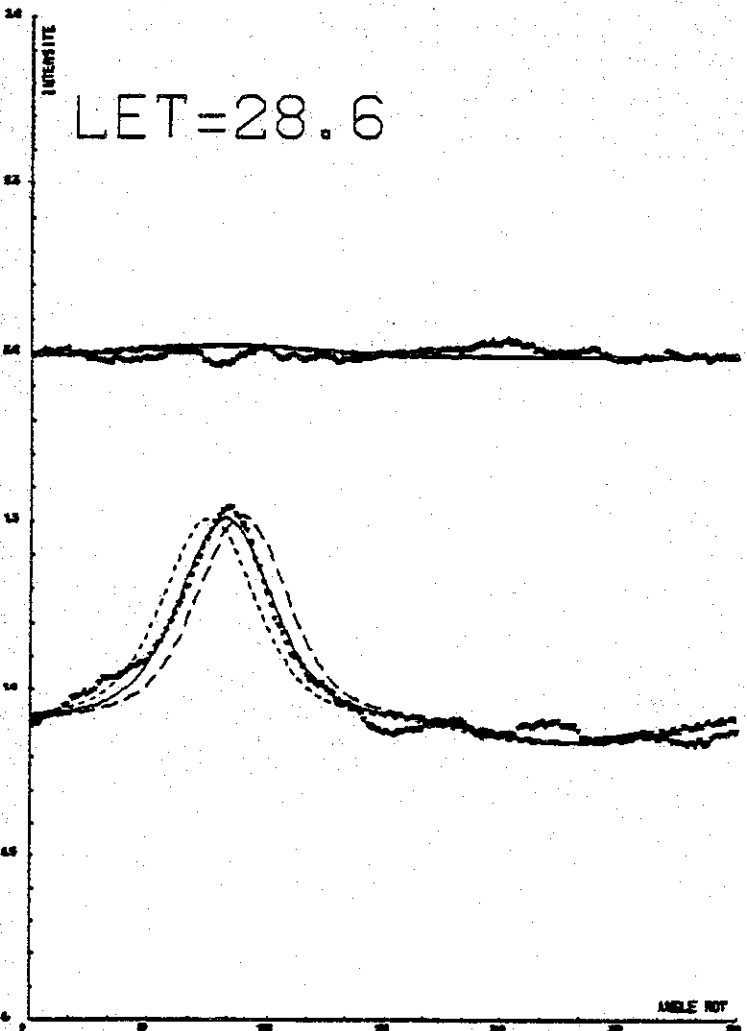
LET=5.9



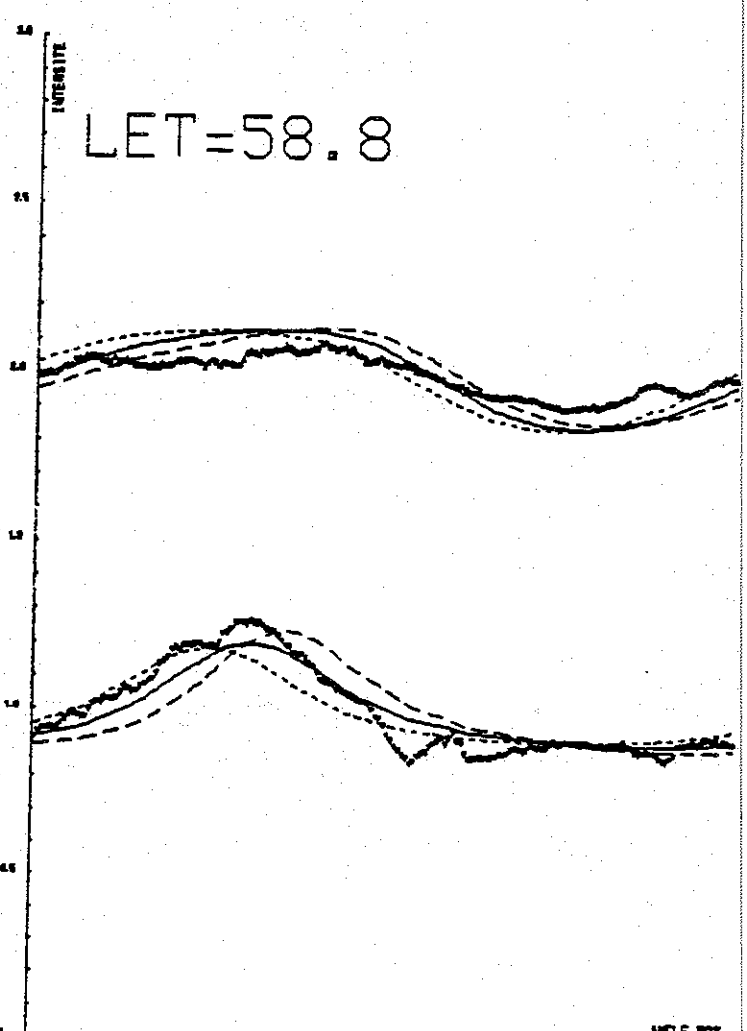
LET=9.1



LET=28.6



LET=58.8

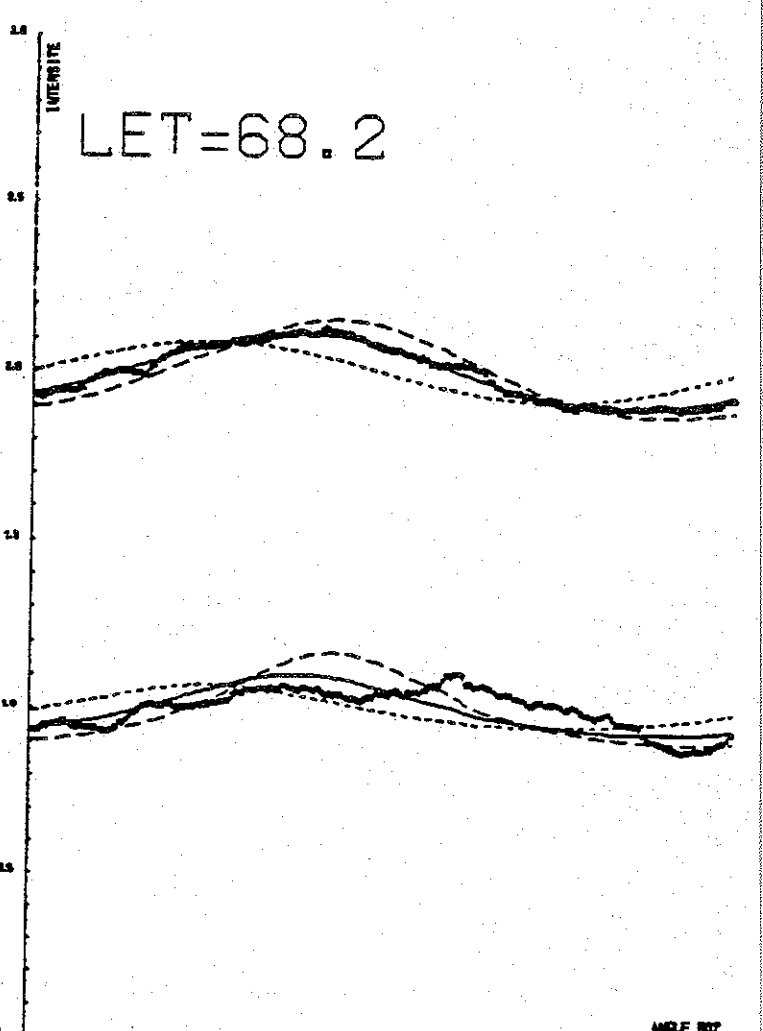
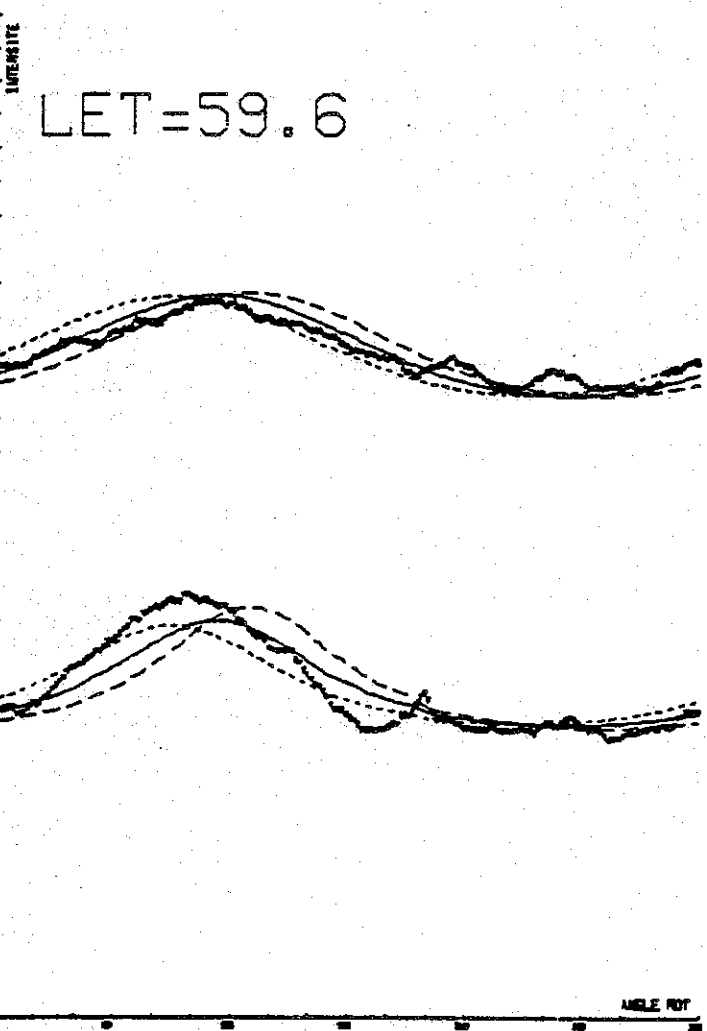
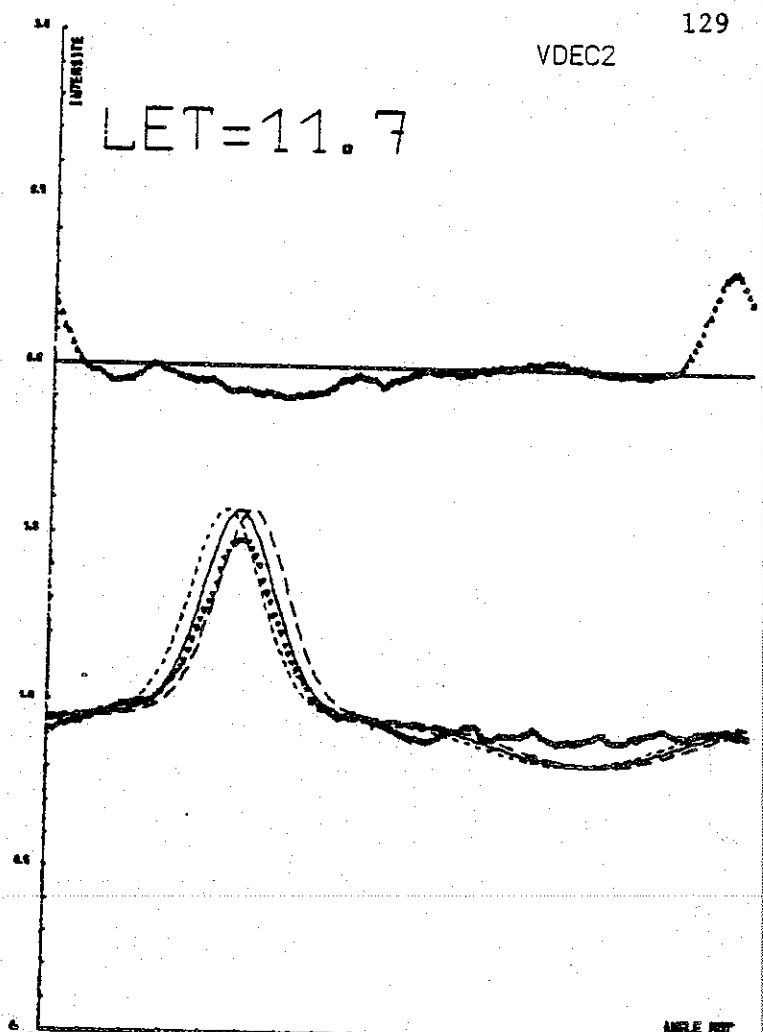
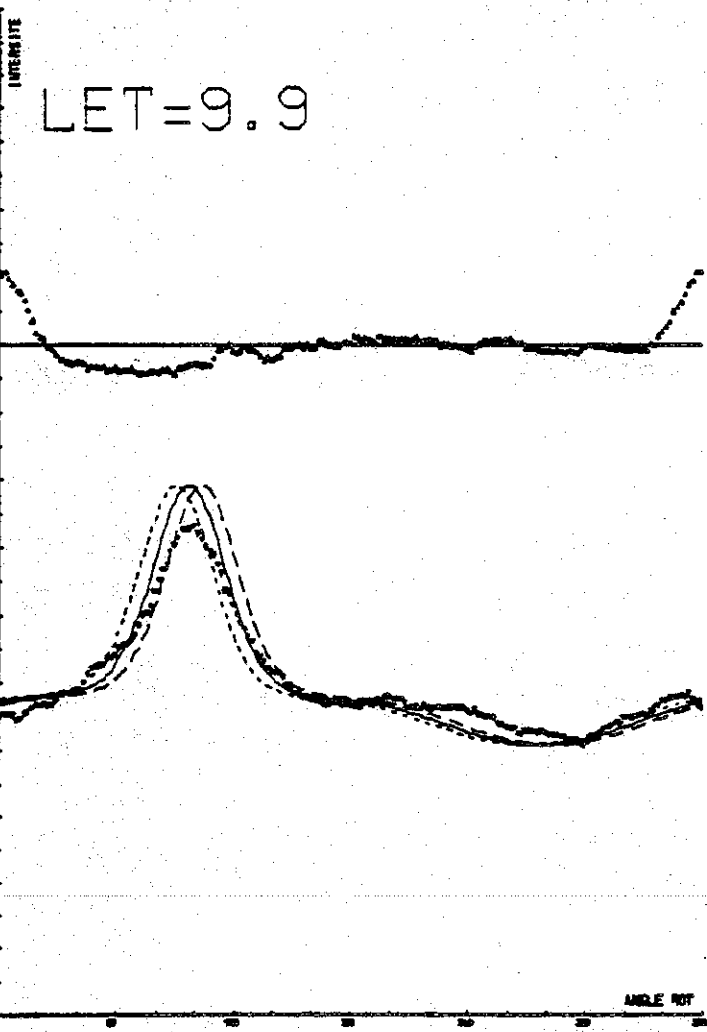


LET=9.9

LET=11.7

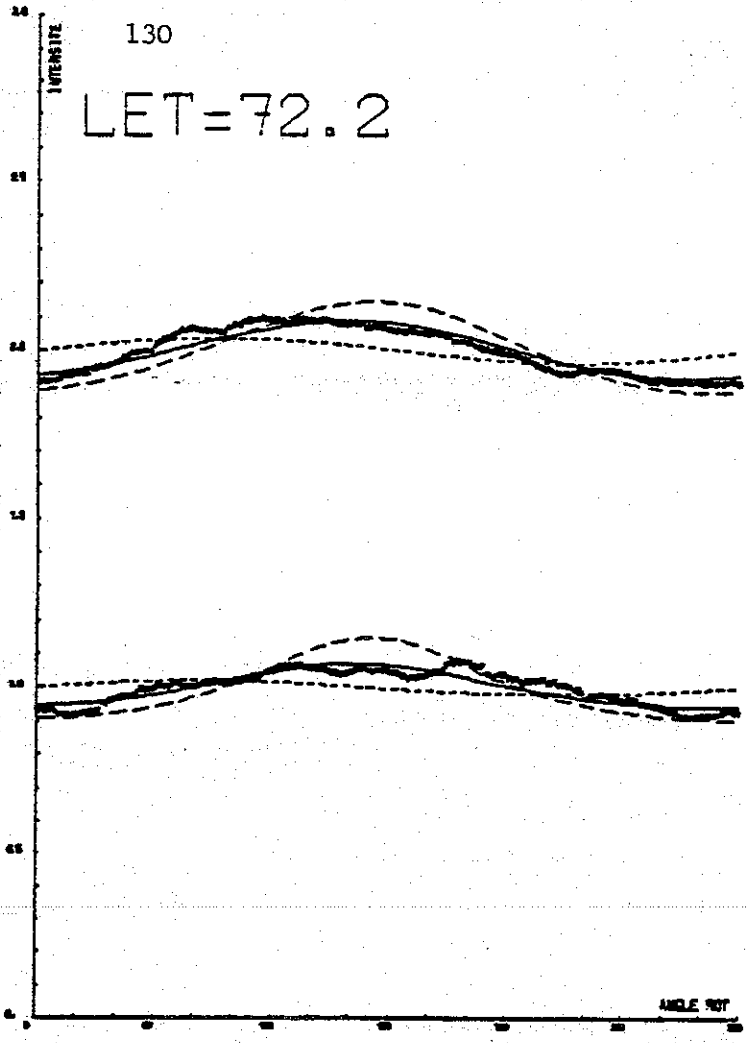
LET=59.6

LET=68.2



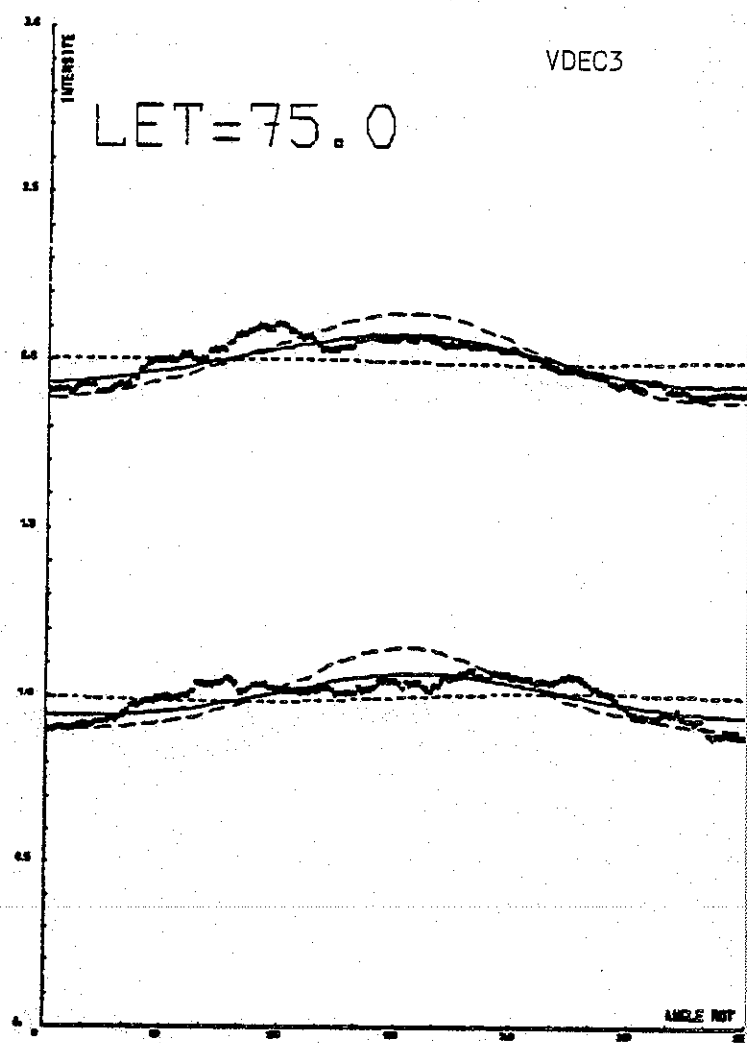
130

LET=72.2

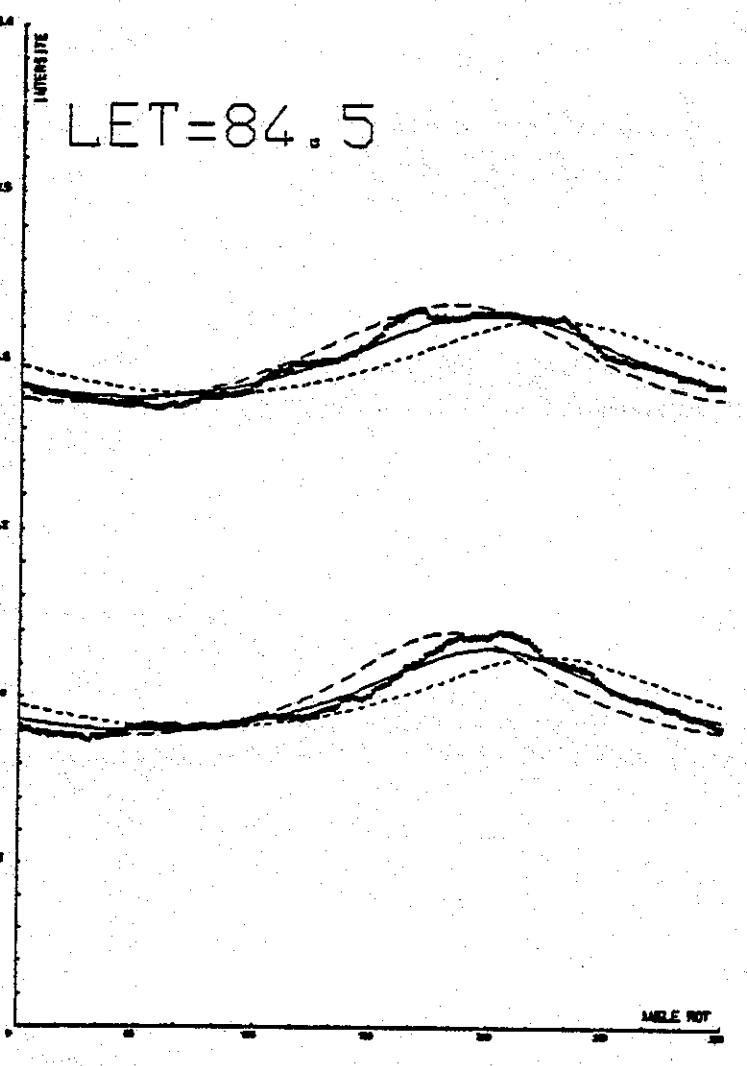


VDEC3

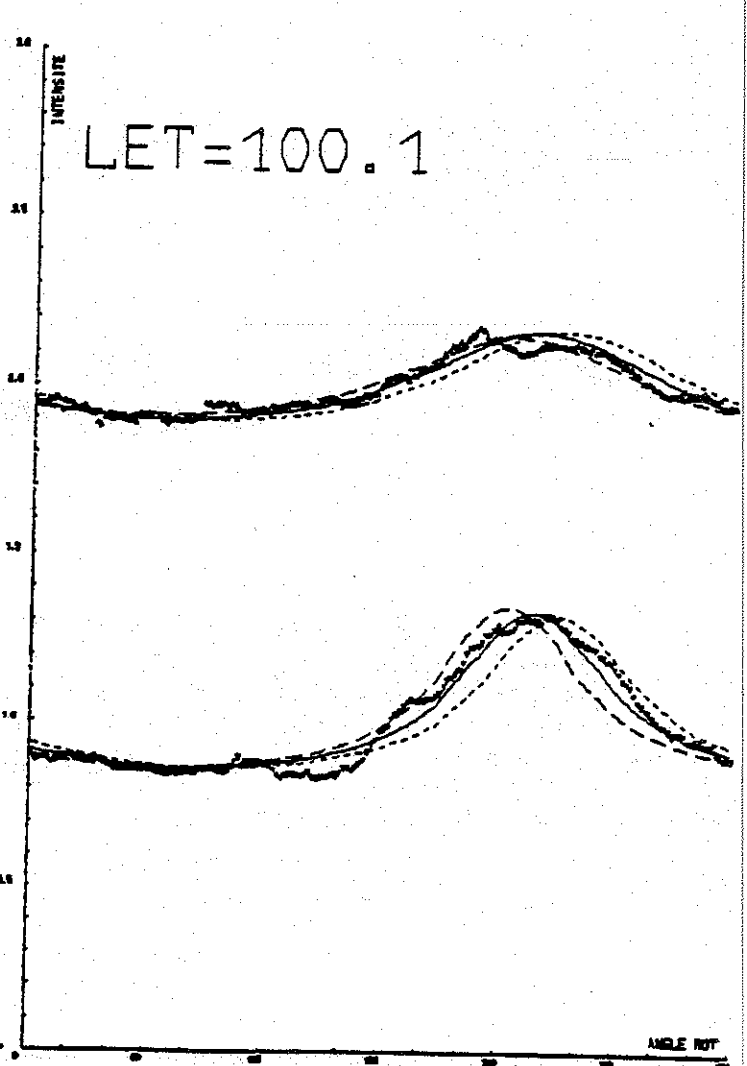
LET=75.0



LET=84.5

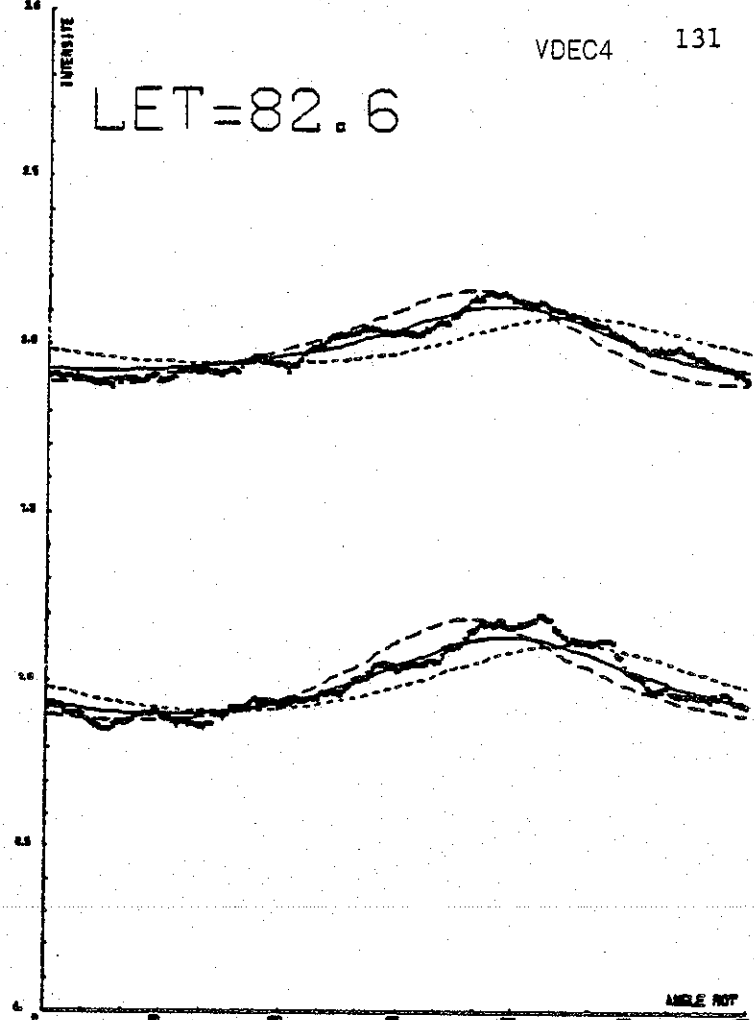
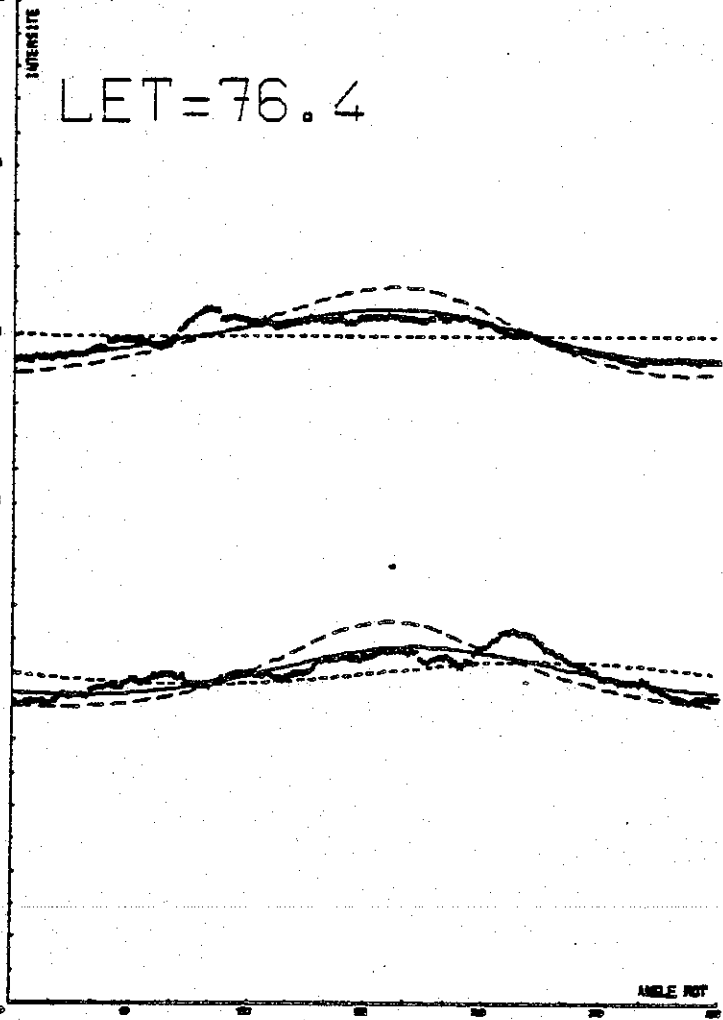


LET=100.1



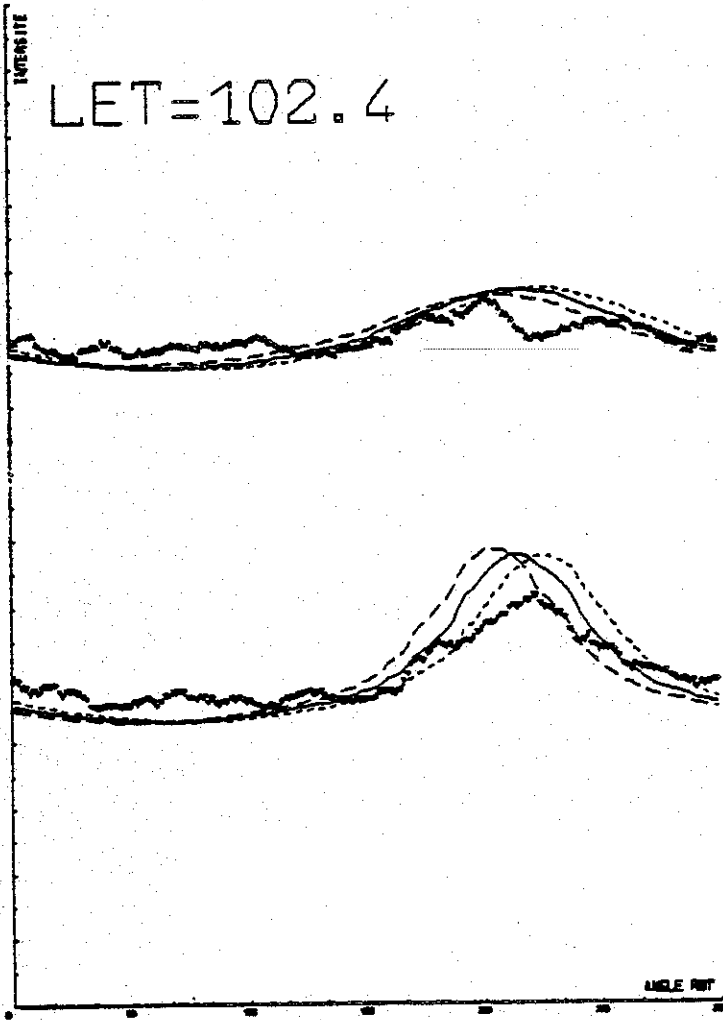
LET=76.4

LET=82.6



LET=102.4

VDEC



- -12°
- - 6°
- 0°

4. Température de l'hélium interstellaire (Fig. T1 à T4)

Sur le canal 4, l'influence de la température est maximum dans la zone de transition (c'est là que le cône change de forme - comme pour le paramètre VO), elle est nulle loin du cône et faible dans le cône où elle s'explique par une variation de densité.

Plus la température est élevée, plus le cône est large et donc dilué.

Sur le canal 3, le cône est visible partout. Dans le cône l'influence de T est très faible car on est très près de l'axe de symétrie. Loin du cône l'influence est maximale. La température la plus faible correspond au maximum le plus étroit et le plus haut. La forme du minimum n'est pas influencée par la température.

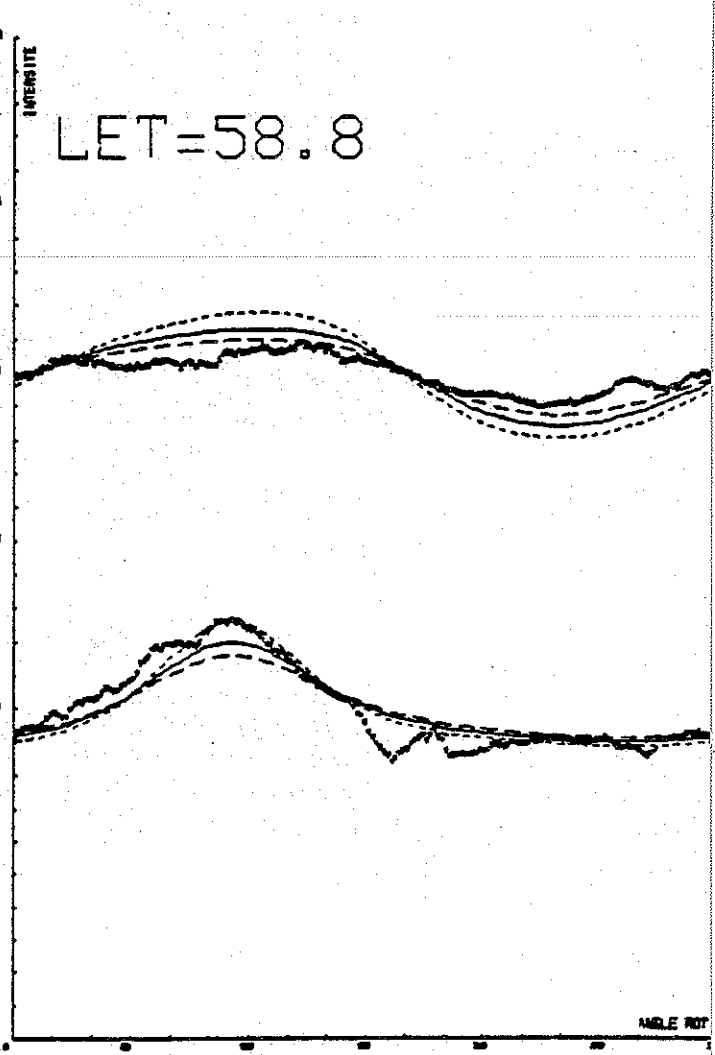
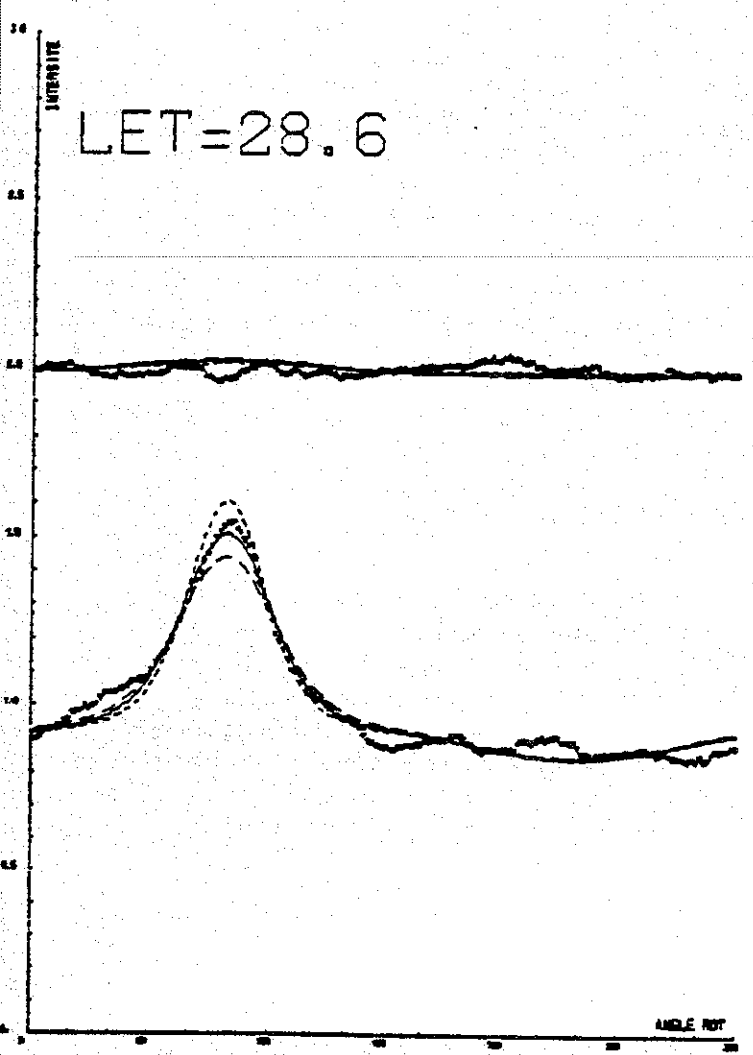
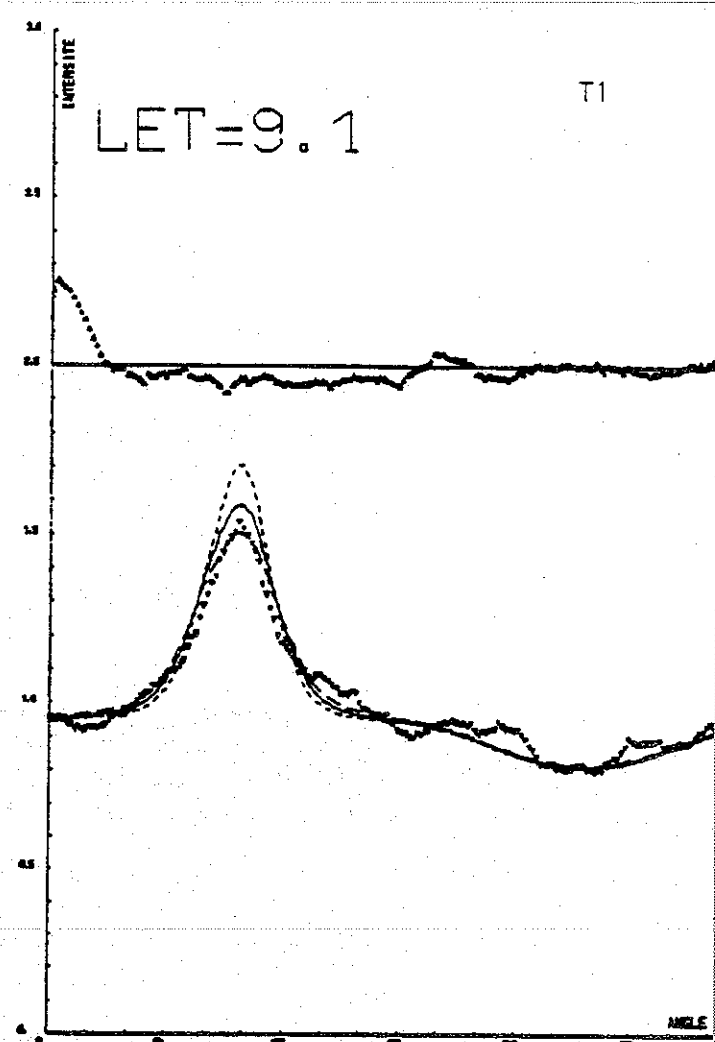
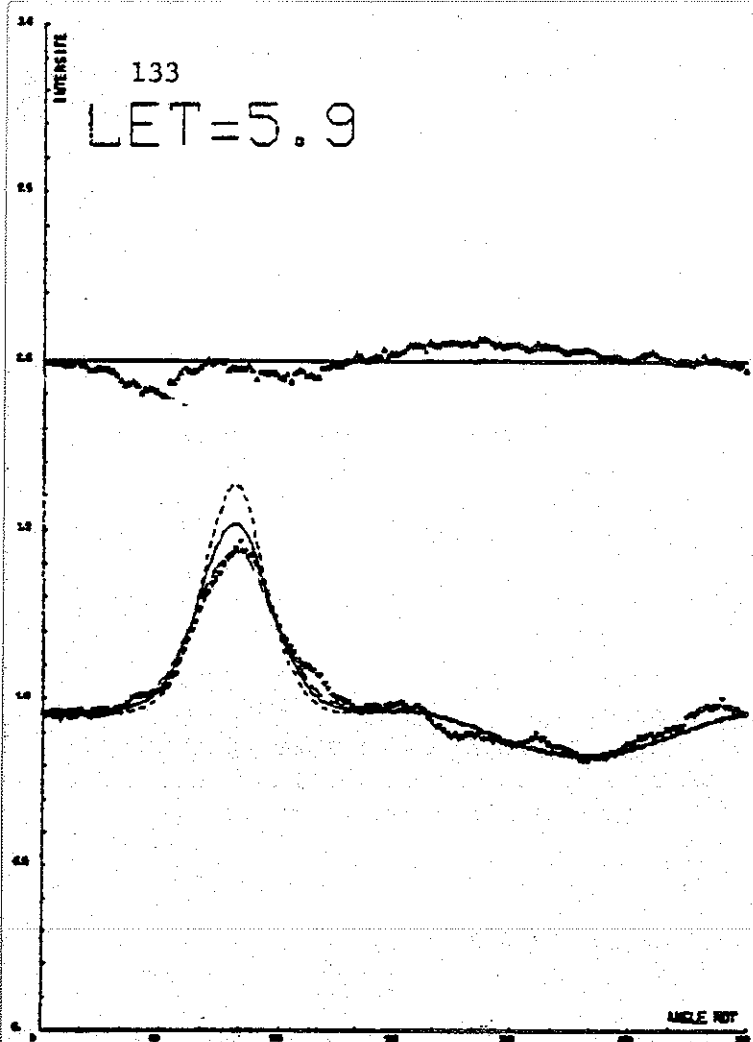
La détermination de la température :

$11000 \leq T \leq 24000$ est tout à fait compatible à celle de W. M. $9000 \leq T \leq 15000$ mais elle en diffère sur un point très important la valeur $T = 10000$ K qui est considérée comme un maximum pour la température de l'hydrogène (BERTAUX et al. 1977) est nettement incompatible avec mes données alors qu'elle était compatible avec celles de W. M. Ce résultat est la première indication claire, à ma connaissance, d'une différence entre la température de l'hydrogène et celle de l'hélium. Cette différence était pressentie depuis quelques années sans jamais avoir été clairement mise en évidence.

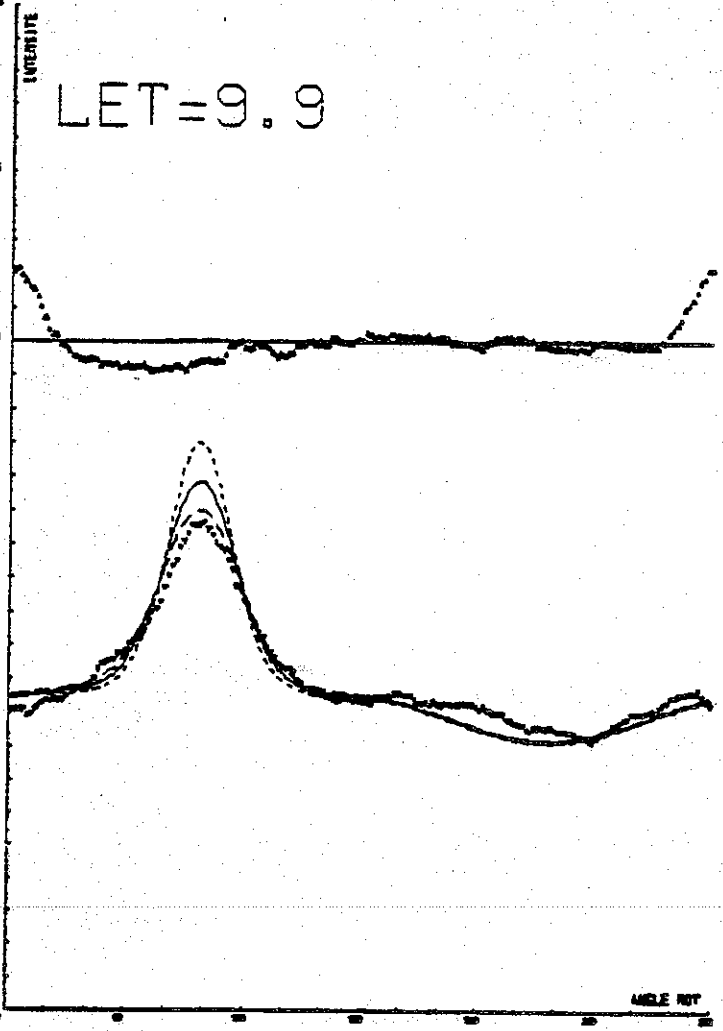
Si ce résultat était confirmé il faudrait probablement en chercher l'explication dans l'interaction entre le vent solaire et le vent interstellaire au niveau de l'héliopause (non encore observée). Il n'existe pas, à l'heure actuelle, de modèle satisfaisant pour cette interaction et ces résultats expérimentaux constituent des contraintes pour de tels modèles futurs.

En particulier, les mécanismes d'interaction entre vent solaire et matière interstellaire neutre dont on a pu imaginer qu'ils pourraient chauffer cette matière ont tendance à chauffer plus l'hydrogène que l'hélium.

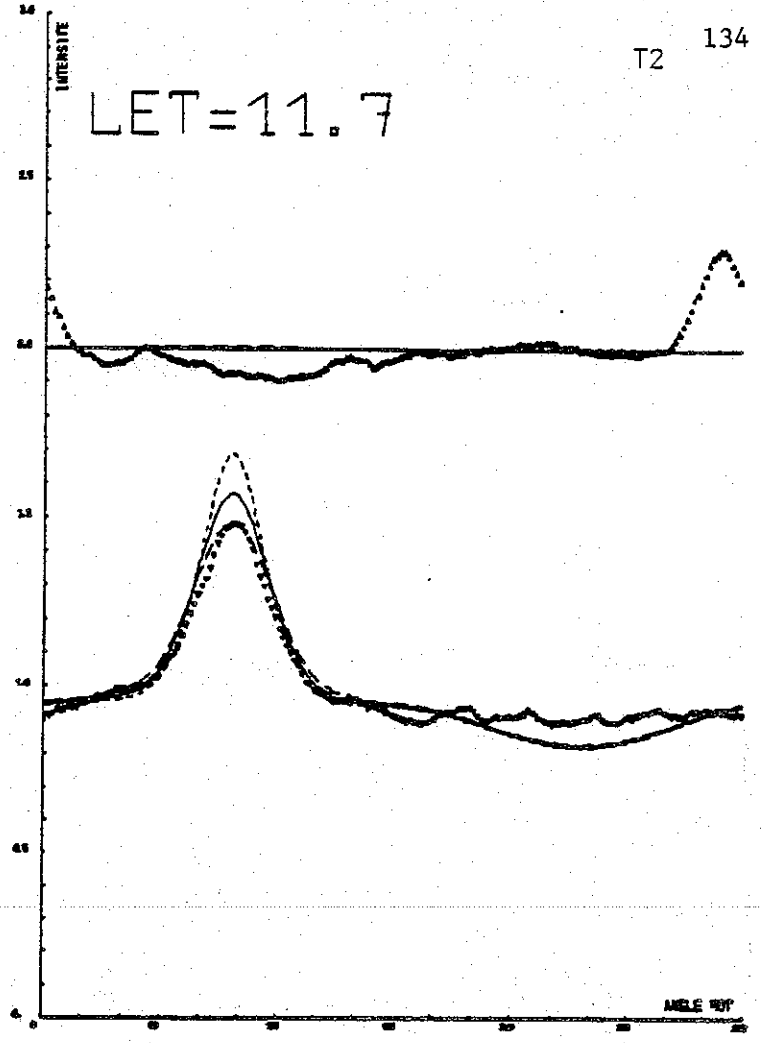
On ne peut rejeter non plus totalement l'hypothèse que cette différence de température est intrinsèque au milieu interstellaire avant perturbation par l'héliosphère. Une étude approfondie des mécanismes possibles de chauffage pourrait être entreprise, pour voir s'ils peuvent être plus efficaces sur l'hélium que sur l'hydrogène. Cependant, il ne faut pas perdre de vue que, comme nous l'avons montré, le temps moyen entre deux collisions H - He est seulement de l'ordre de 1000 ans. L'équilibre de thermalisation H - He est donc bref.



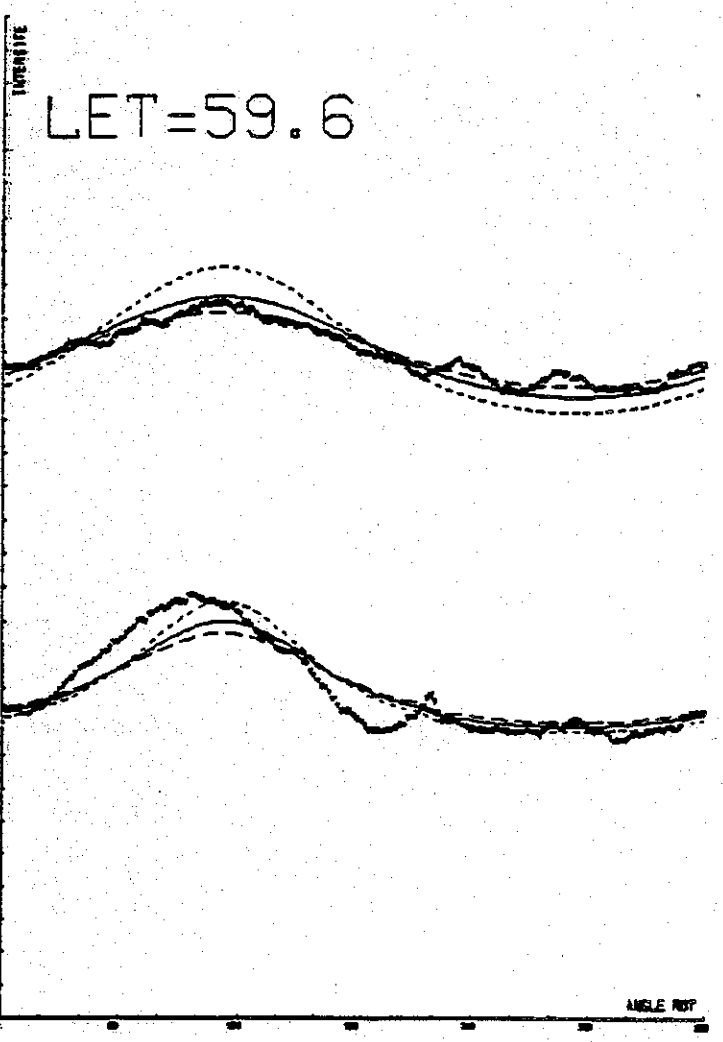
LET=9.9



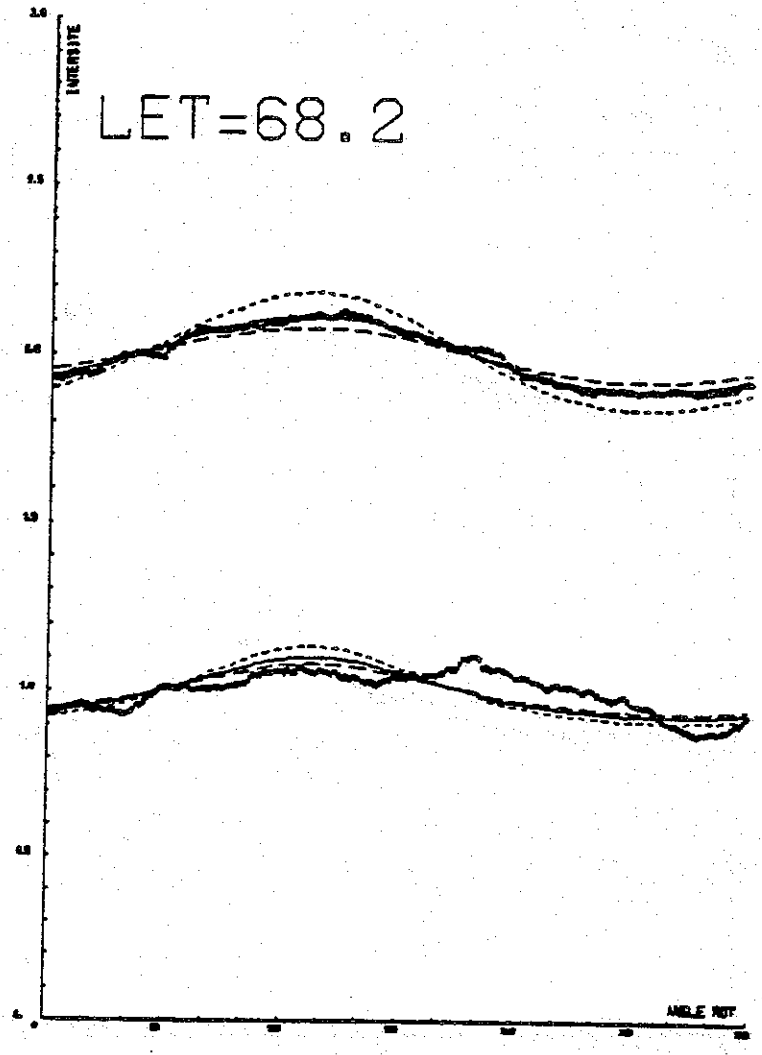
LET=11.7



LET=59.6

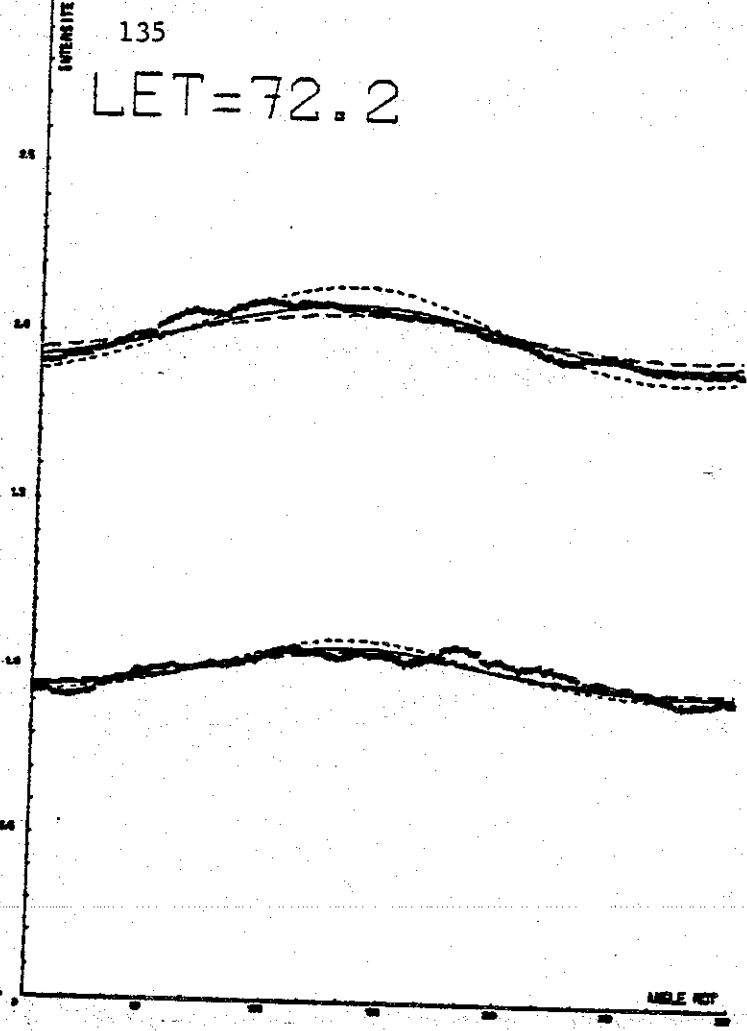


LET=68.2



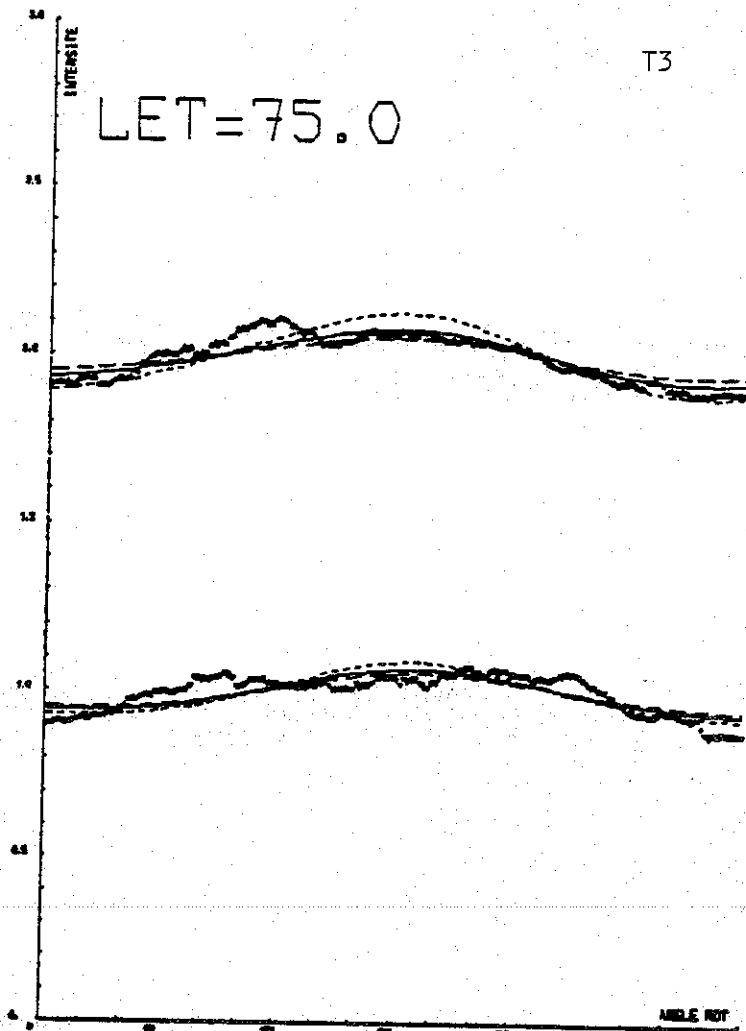
135

LET=72.2

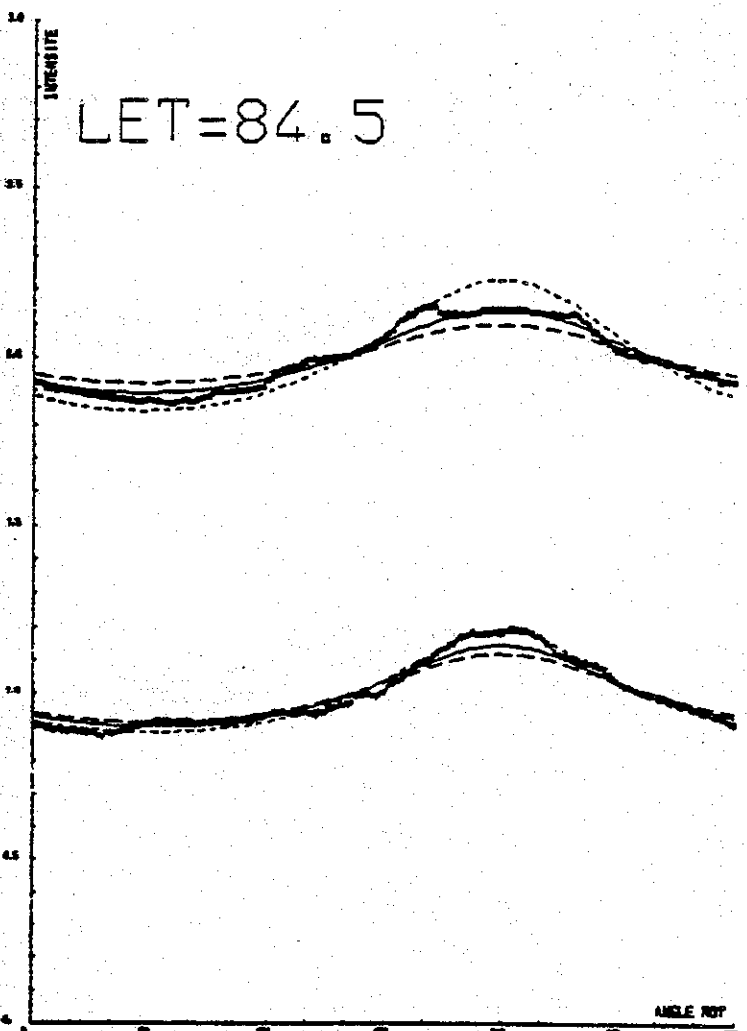


T3

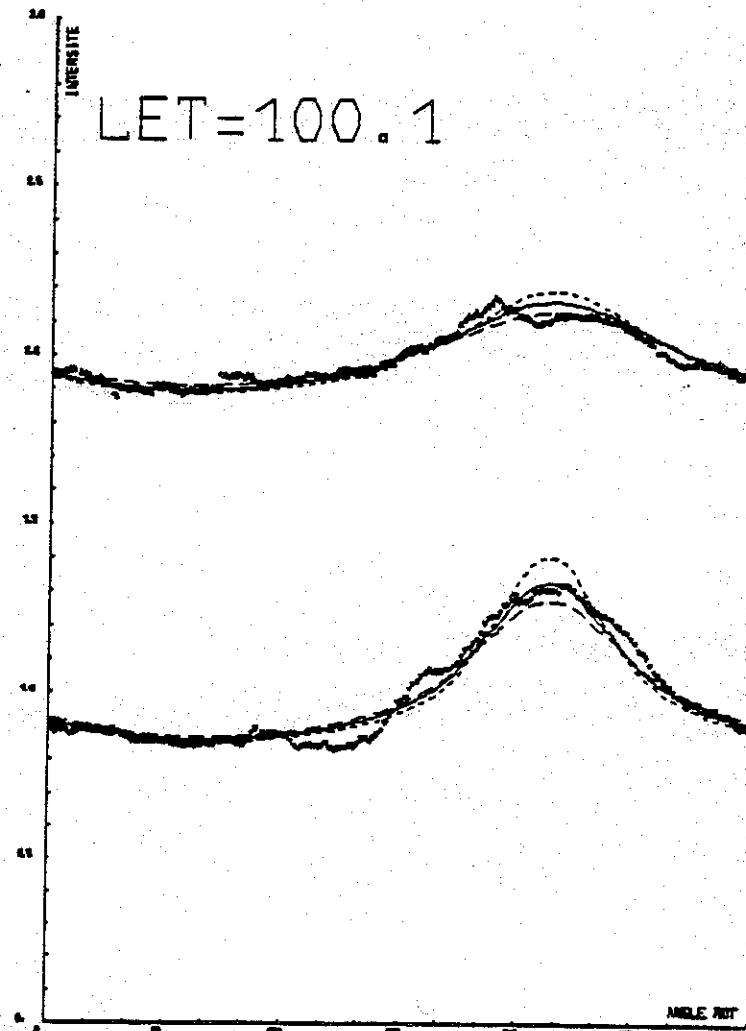
LET=75.0



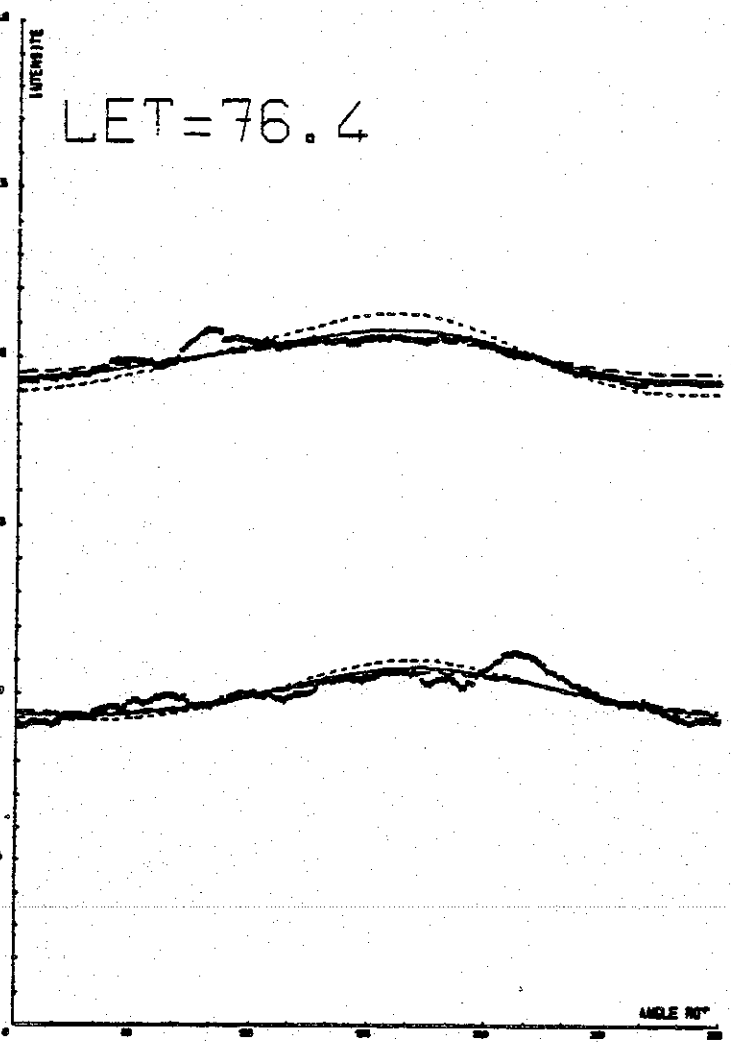
LET=84.5



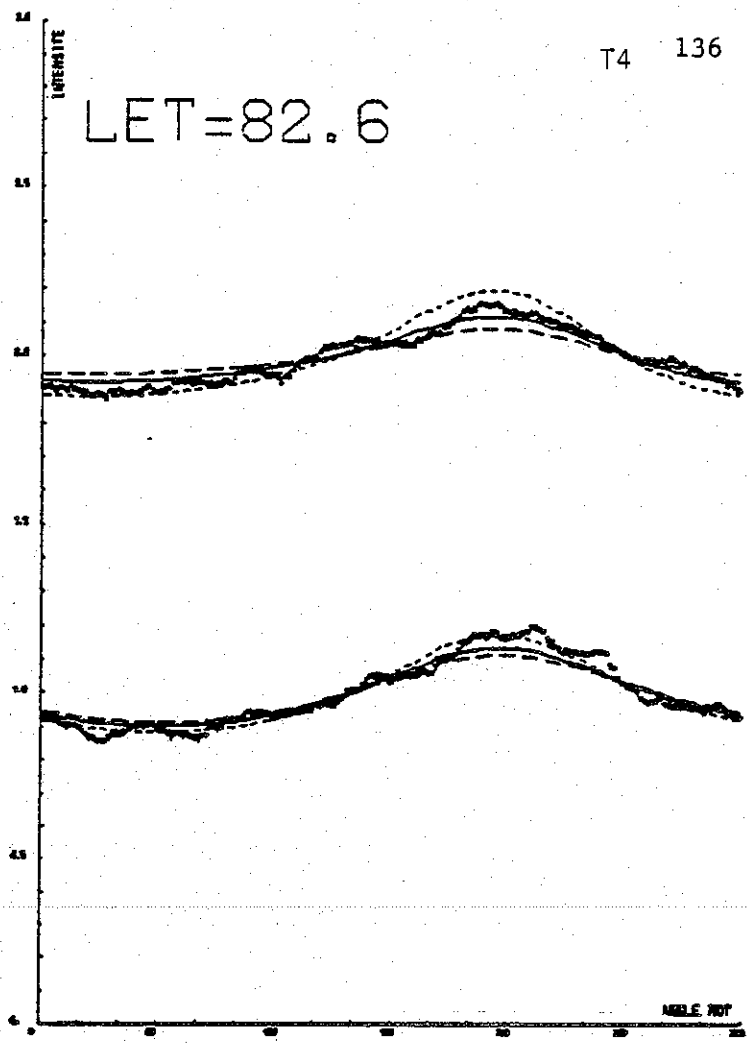
LET=100.1



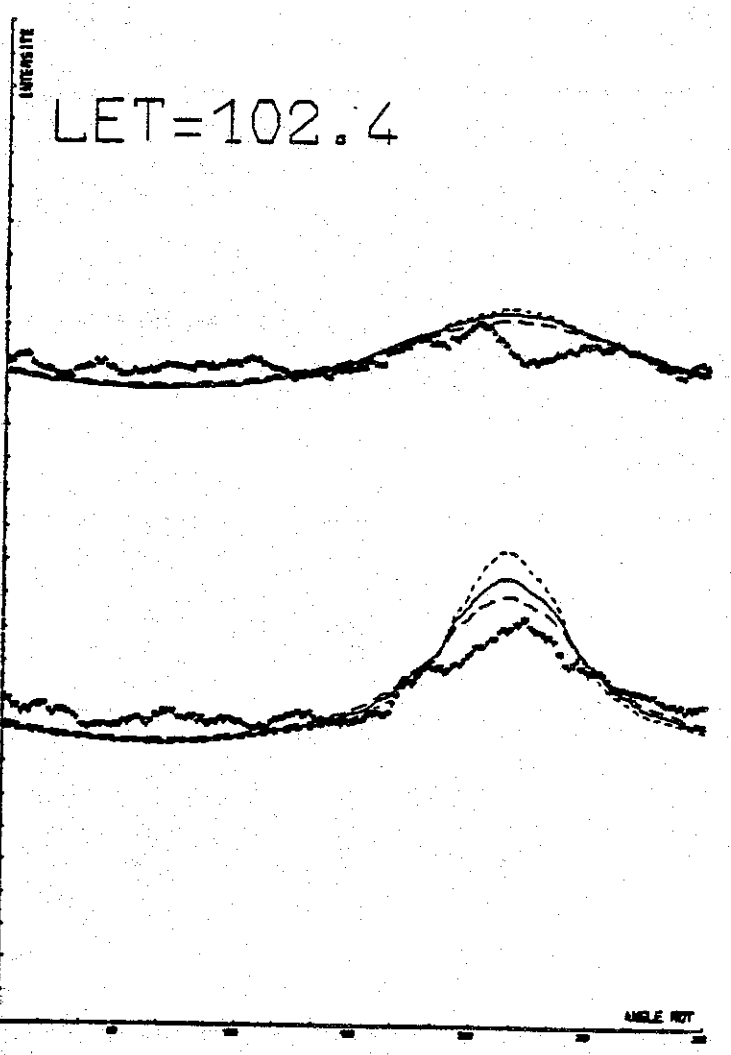
LET=76.4



LET=82.6



LET=102.4



T

- 22000 K
- 16000 K
- 10000 K

5. Largeur Doppler de la raie solaire (Fig. VD1 - VD4)

Cette discussion suppose que la raie solaire est gaussienne et est donc caractérisée par un seul paramètre : sa largeur Doppler. Cette hypothèse est peut-être erronée (DELABOUDINIÈRE : Communication privée) mais dans l'état actuel des choses, il n'y a rien de mieux à mettre à sa place. Sur le canal 4 l'influence du paramètre VD est nulle ou très faible, partout.

Par contre sur le canal 3 si cette influence est nulle dans le cône elle augmente notablement quand on s'en éloigne. L'effet se fait sentir dans toutes les directions de visée : Le maximum et le minimum du signal, qui sont respectivement le fait d'atomes qui s'éloignent et qui s'approchent du soleil, diminuent tous les deux quand on diminue la largeur de la raie solaire (les atomes rapides sortent de la raie).

La zone de plat intermédiaire, due à des atomes à faible vitesse radiale (au voisinage de leur périhélie) est au contraire augmentée (si l'on suppose le flux intégré sur la raie constant, une diminution de largeur implique une augmentation du flux au centre de la raie). Il est facile de trouver une valeur minimum pour VD car on voit bien quels sont les atomes qui sont éclairés. Par contre la valeur maximale est difficile à déterminer car au-delà d'un certain seuil (environ $VO + 2,6 * VTH$) l'augmentation de VD n'éclaire pas de nouveaux atomes et donc change peu la forme des résultats.

La valeur déterminée pour VD (57 km/S) et même la valeur minimale compatible (47 km/S) sont notablement plus grandes que la valeur standard admise en général qui vaut 37 km/S. On sait néanmoins que la largeur de la raie est variable avec l'activité solaire. De plus, dans leur étude W. M. trouvent que $VD = 46$ km/S constitue une valeur acceptable quand elle est associée à $VO = 25$ km/S.

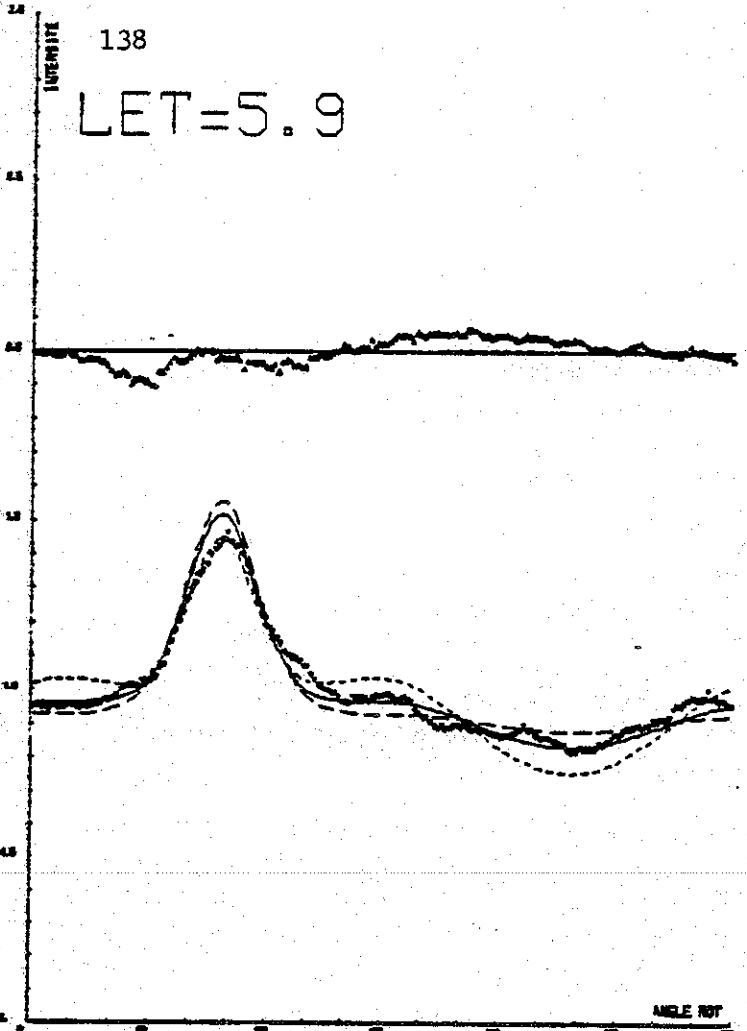
On peut donc considérer la présente étude comme une détermination de la valeur minimale de VD pendant la période de l'expérience.

On peut également concevoir que VD varie d'une période de mesure à l'autre.

Ce type de variations fournirait une explication à certains écarts systématiques entre les données de certaines périodes et les modèles. Observez par exemple l'excellent accord au niveau du maximum des 4 premières périodes entre les données et le modèle avec $VD = 42$ km/S. Il faut noter à ce sujet que si le maximum est mieux rendu le minimum s'écarte notablement des données. En conséquence le paramètre VD n'est pas à considérer comme une panacée universelle. Il est possible que la prise en compte d'une forme de raie plus sophistiquée qu'une gaussienne apporte une partie de la solution. Mon modèle est facilement modifiable pour inclure une telle forme de raie à condition que je puisse en trouver une expression.

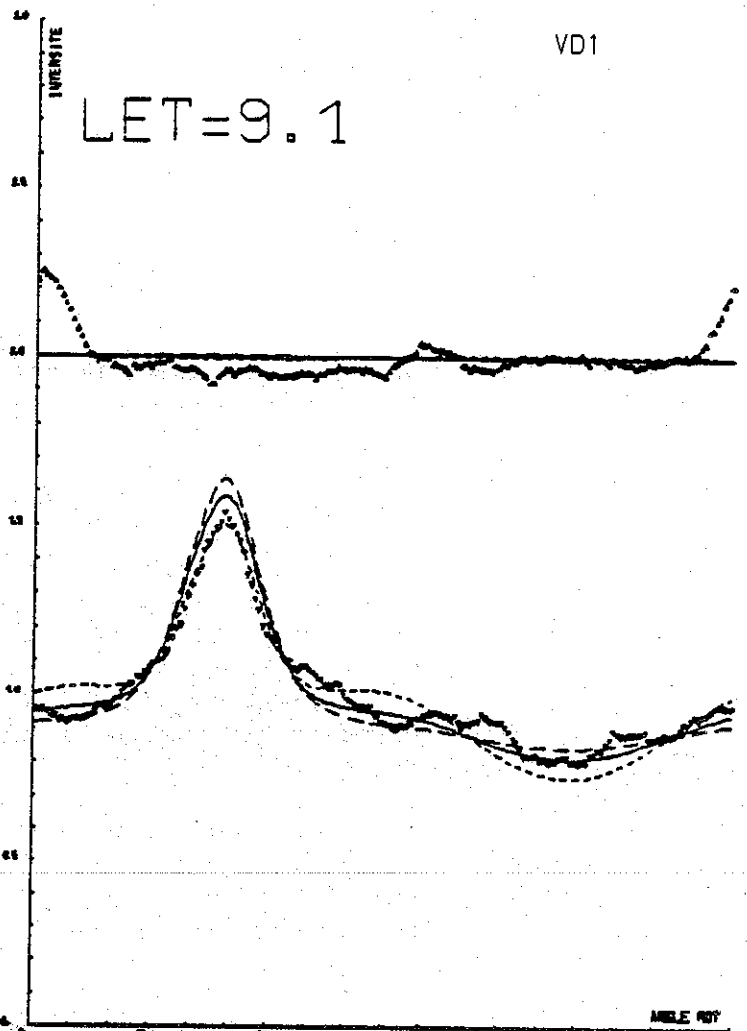
138

LET=5.9

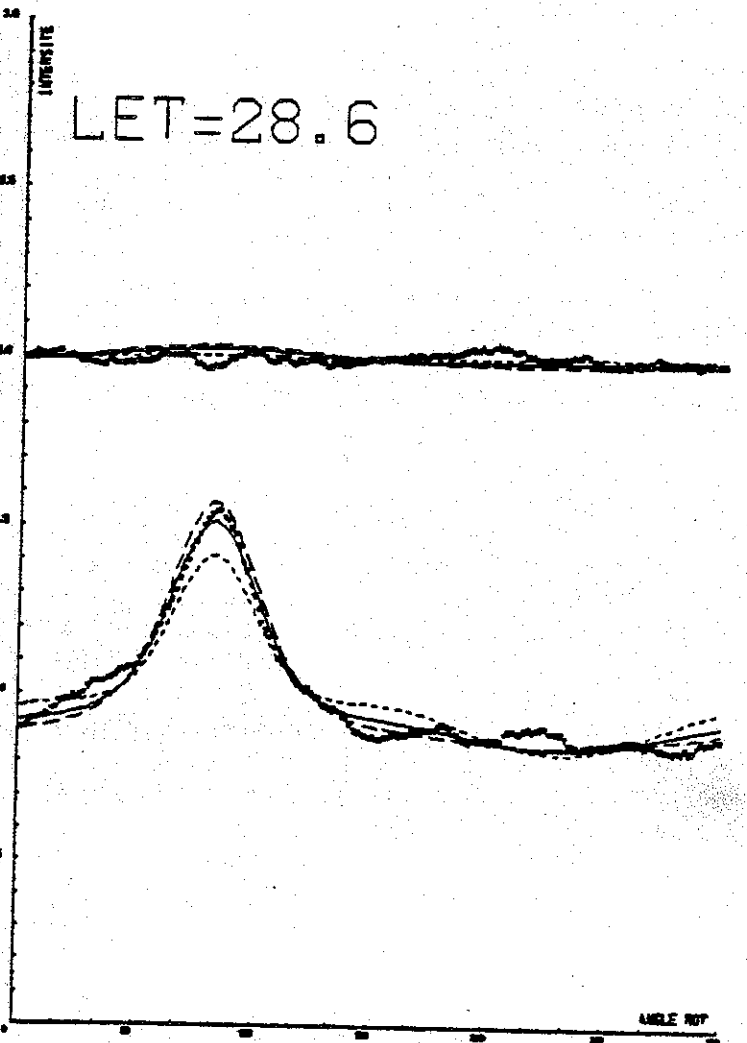


VD1

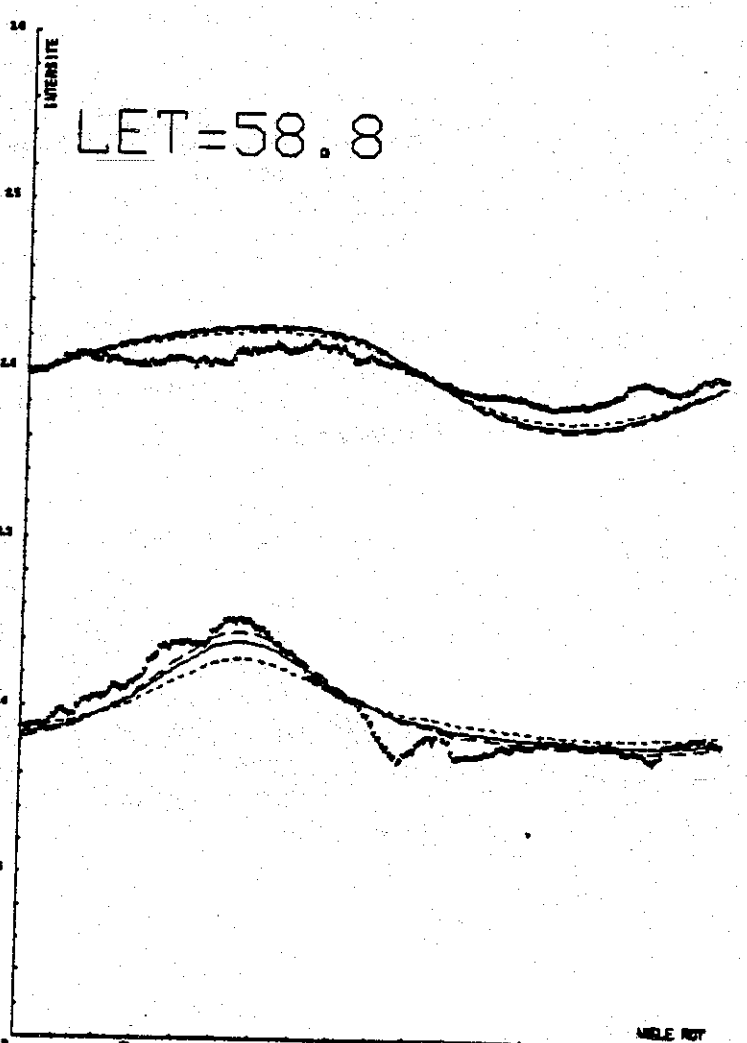
LET=9.1



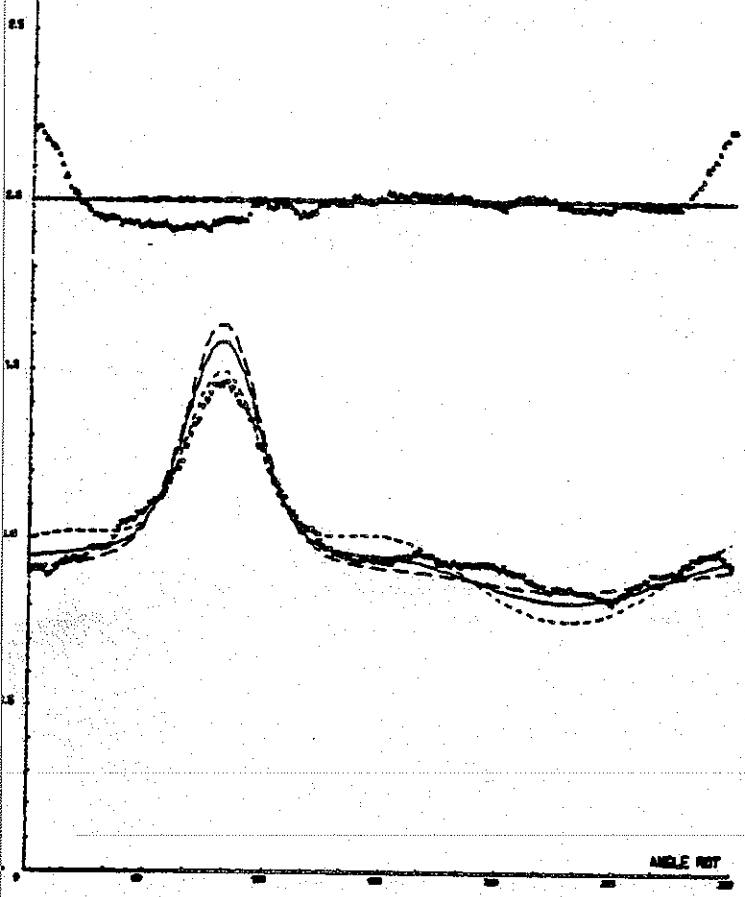
LET=28.6



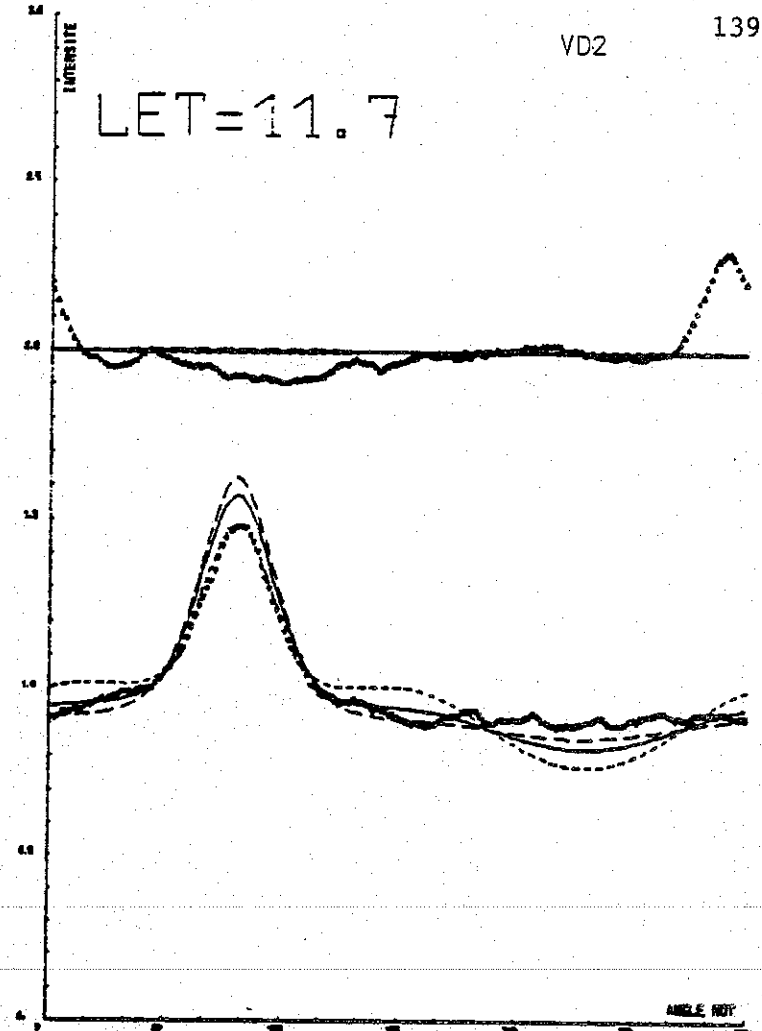
LET=58.8



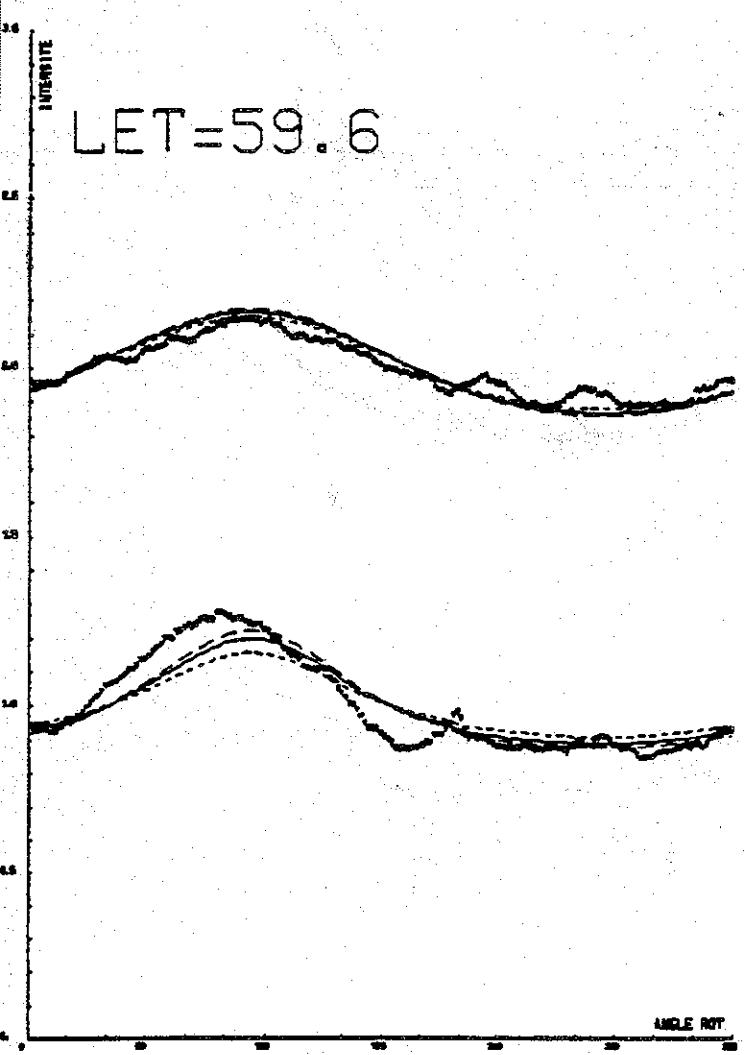
LET=9.9



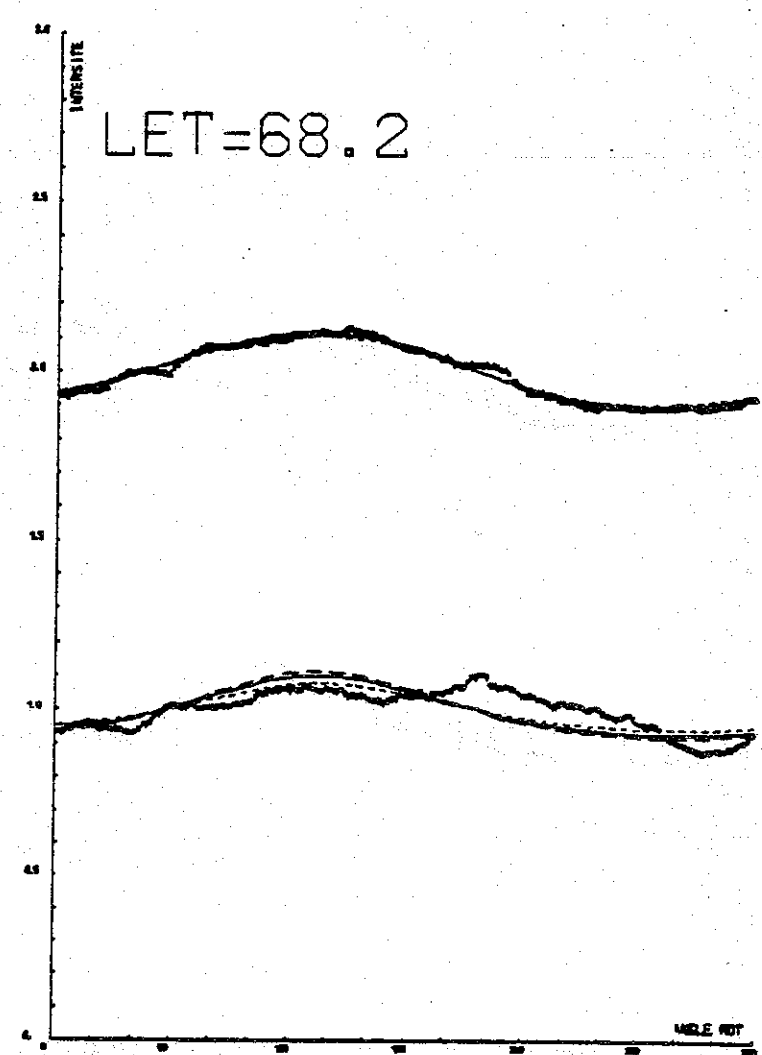
LET=11.7



LET=59.6

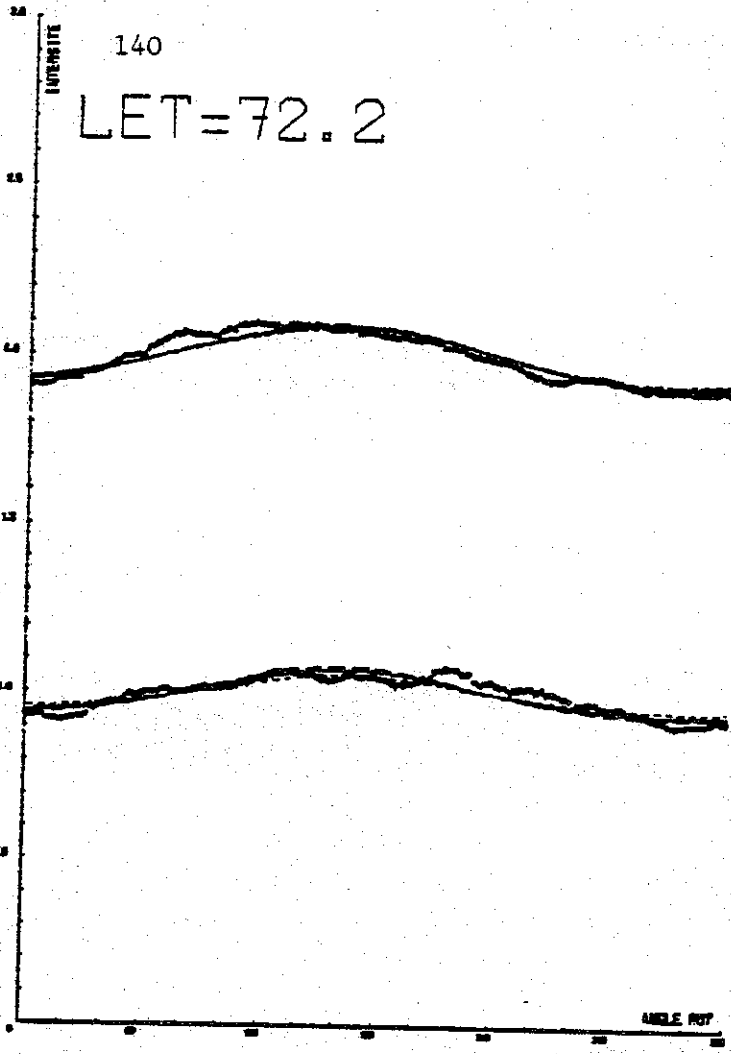


LET=68.2



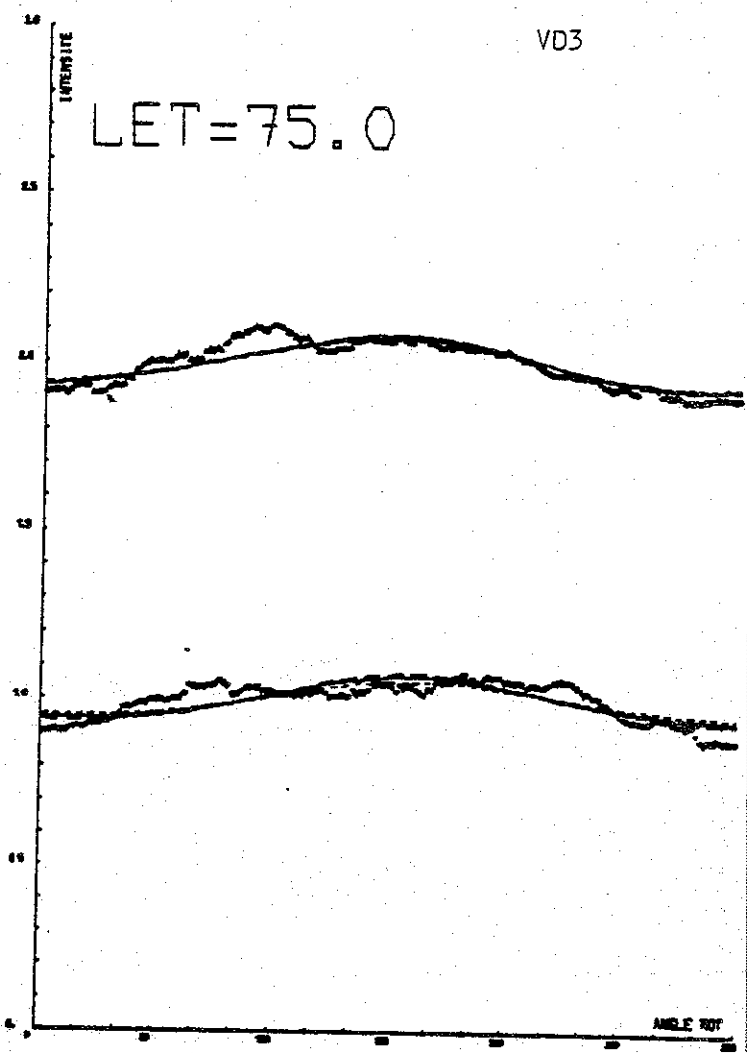
140

LET=72.2

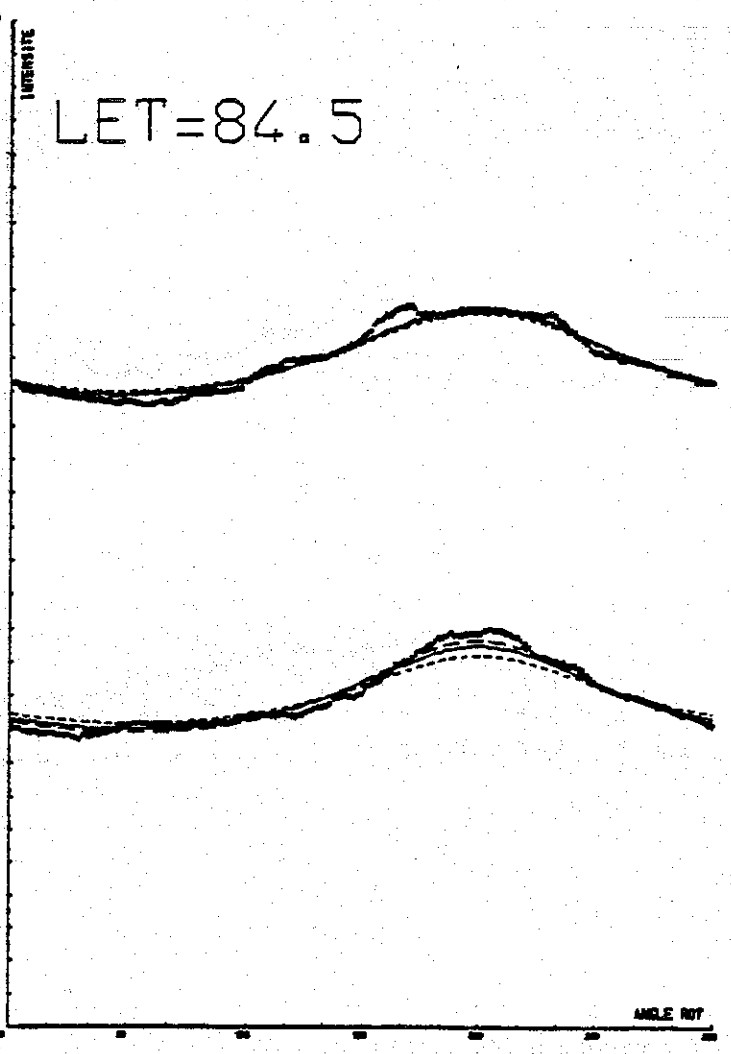


VD3

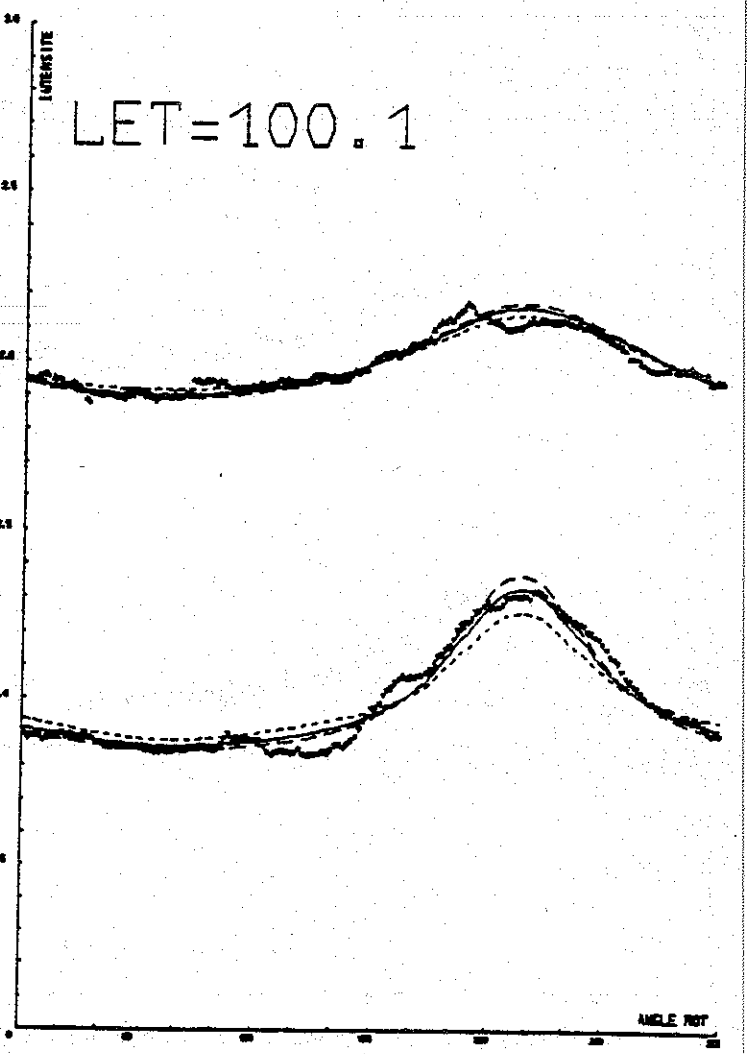
LET=75.0



LET=84.5



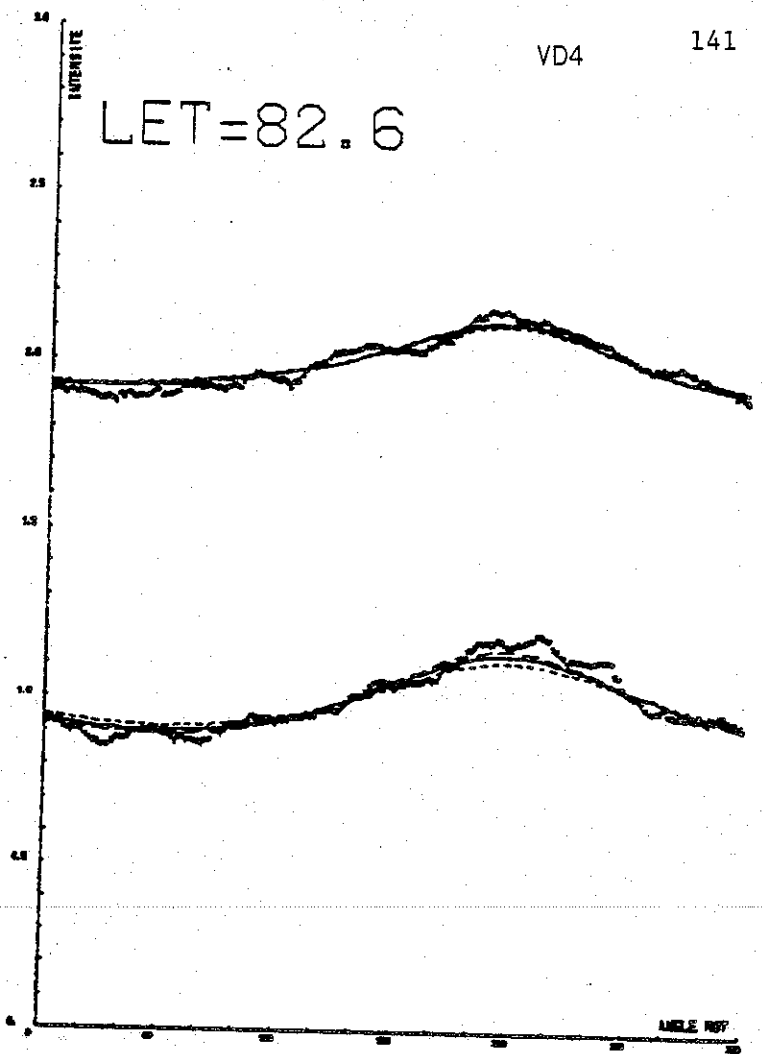
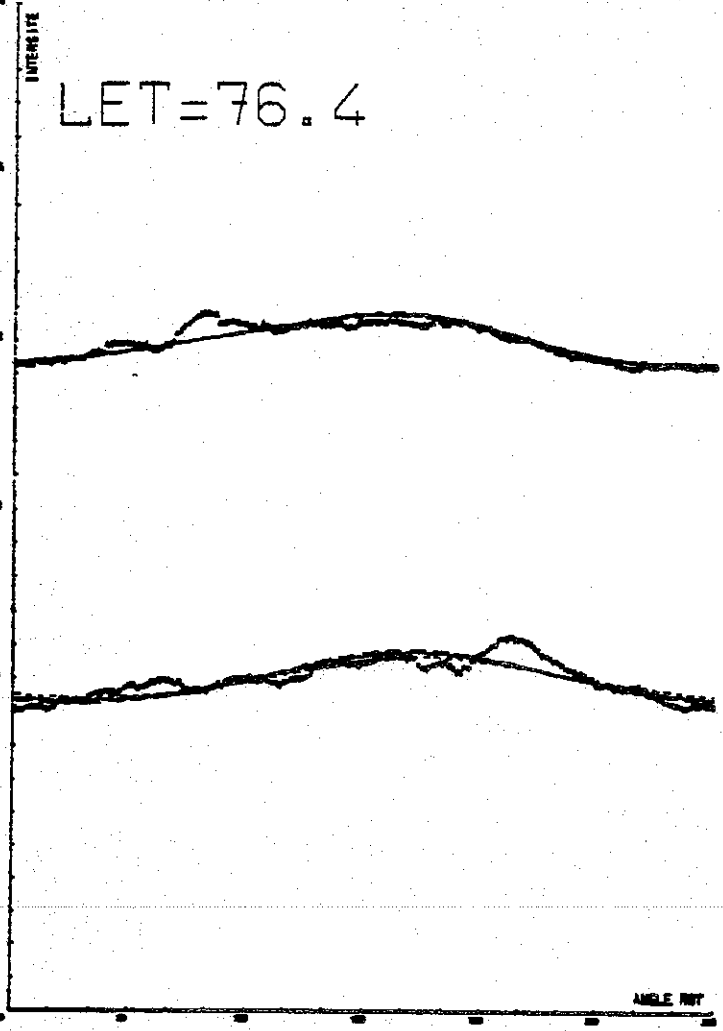
LET=100.1



VD4

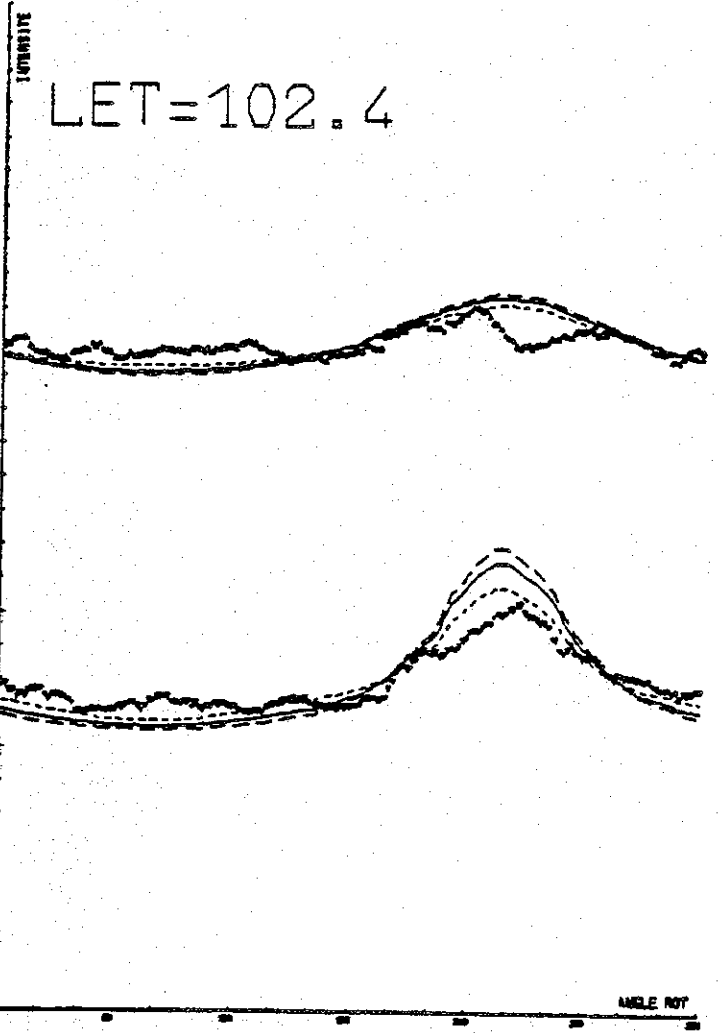
LET=76.4

LET=82.6



LET=102.4

VD



- 77 km/s
- 57. km/s
- 42. km/s

6. Durée de vie d'un atome à une unité astronomique
(Fig. TDUR 1 - TDUR 4)

Le canal 4 qui regarde essentiellement des régions éloignées du soleil est quasiment insensible aux variations du paramètre TDUR.

Le canal 3 qui est notablement influencé par ce qui se passe au niveau de 1 U.A. est assez sensible à ce paramètre sauf quand on est dans le cône où une variation globale du niveau n'est pas visible ici par suite de la normalisation ; elle est par contre bien visible sur les niveaux généraux.

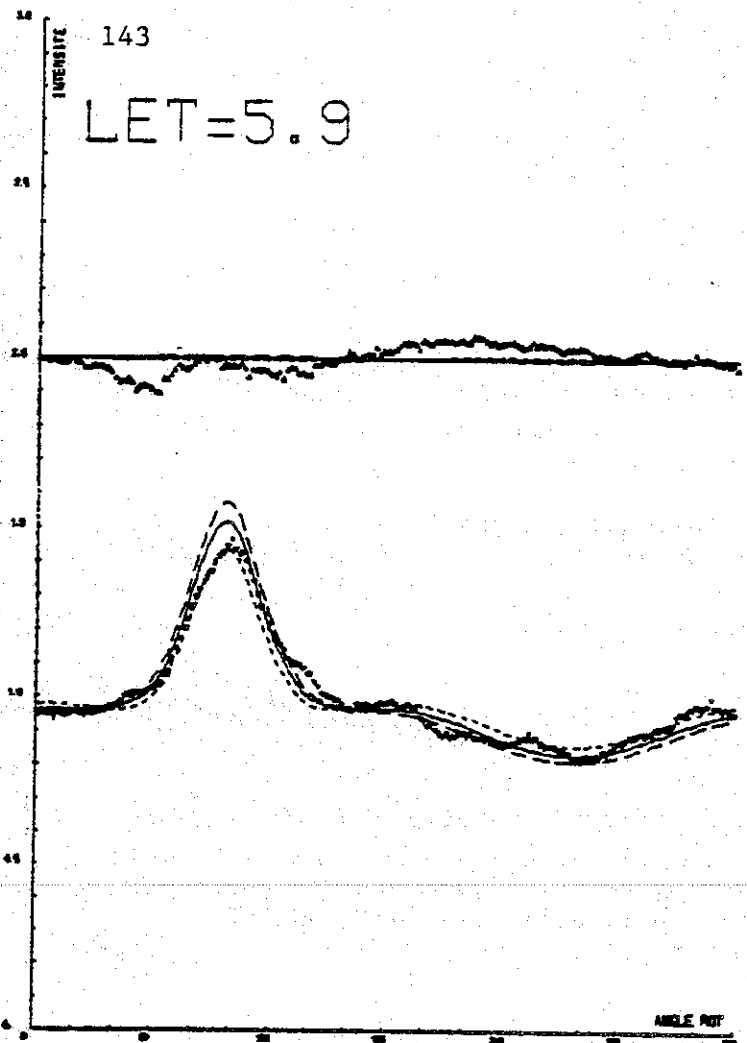
Une diminution de TDUR revient à augmenter le taux d'ionisation et donc à supprimer plus d'atomes lors de leur passage au voisinage du soleil.

Le cône de focalisation étant constitué essentiellement de tels atomes, le maximum qu'il provoque sur le canal 3 sera d'autant moins prononcé que TDUR sera plus petit. L'augmentation apparente du niveau du minimum est dû ici à la normalisation : en fait le minimum descend moins que le maximum ; il s'agit donc d'une augmentation relative.

La valeur trouvée ici pour TDUR : $8,0 \pm 1,5 \times 10^6$ S est voisine de celles utilisées par W. M. : 7,7 à 15×10^6 S et de celle déduite de la figure 28 : TDUR = 13×10^6 S. L'incertitude déduite sur ce paramètre assez mal connu par ailleurs est relativement faible. Ici encore on peut considérer qu'il s'agit d'une détermination de sa valeur.

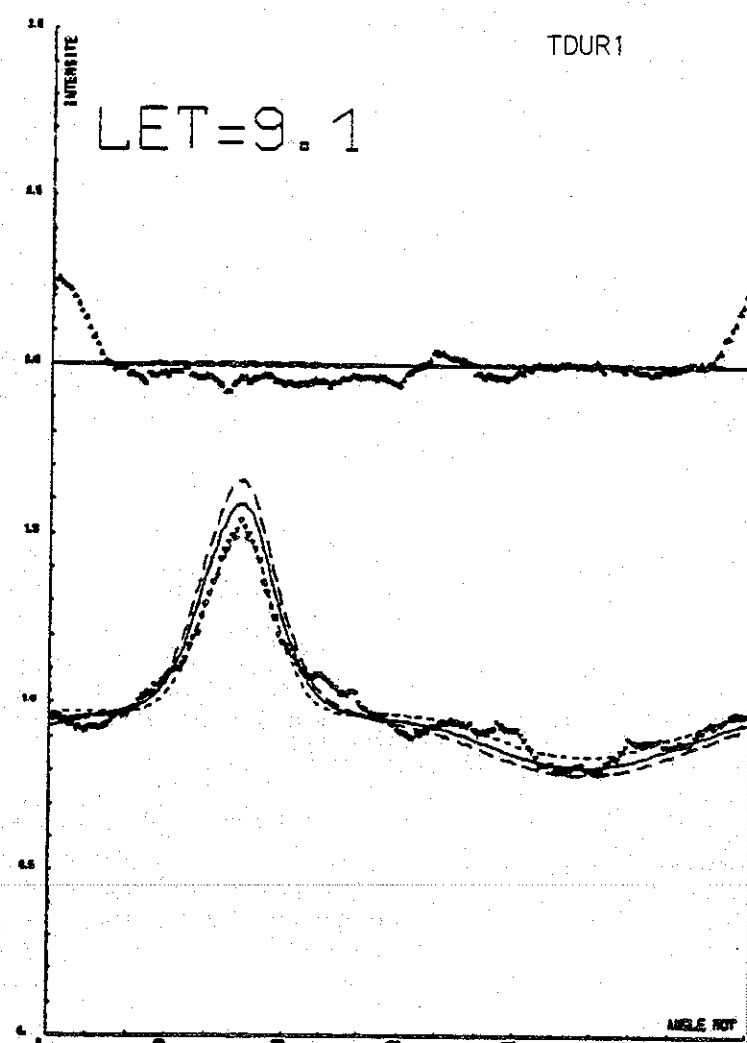
143

LET=5.9

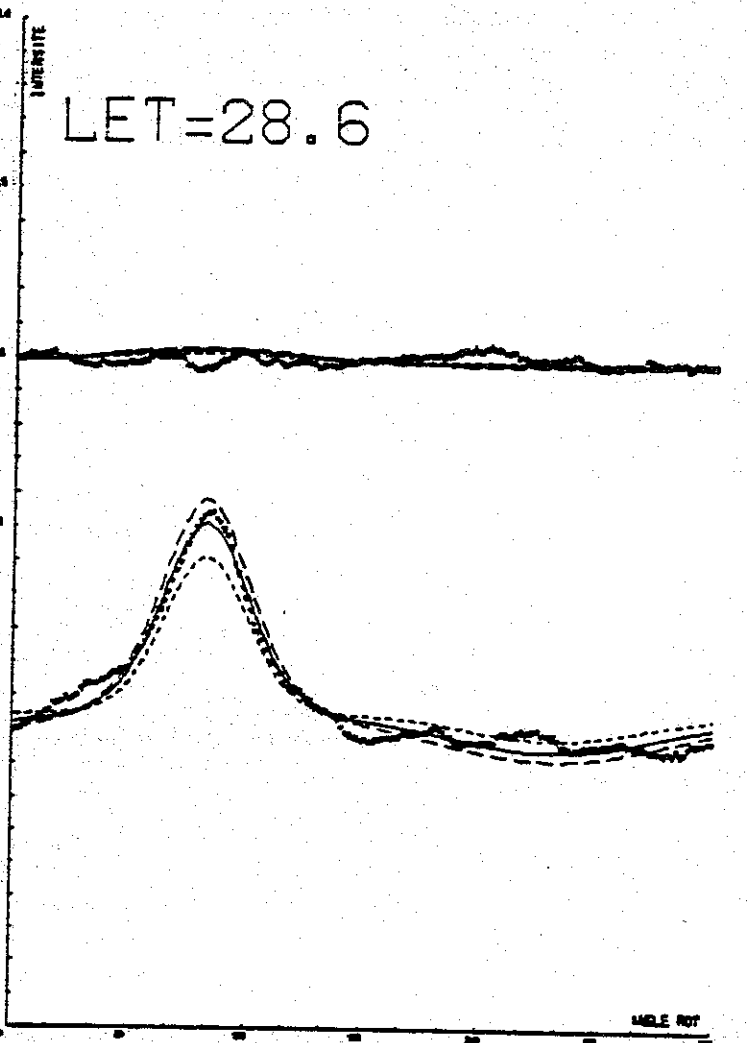


TDUR1

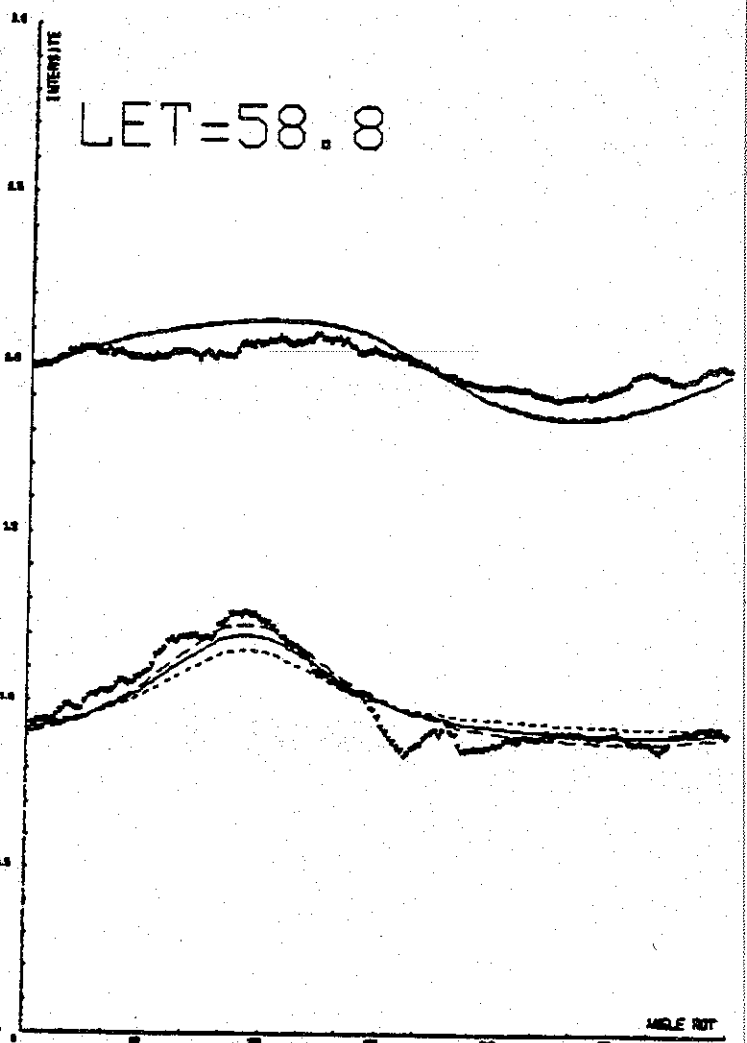
LET=9.1



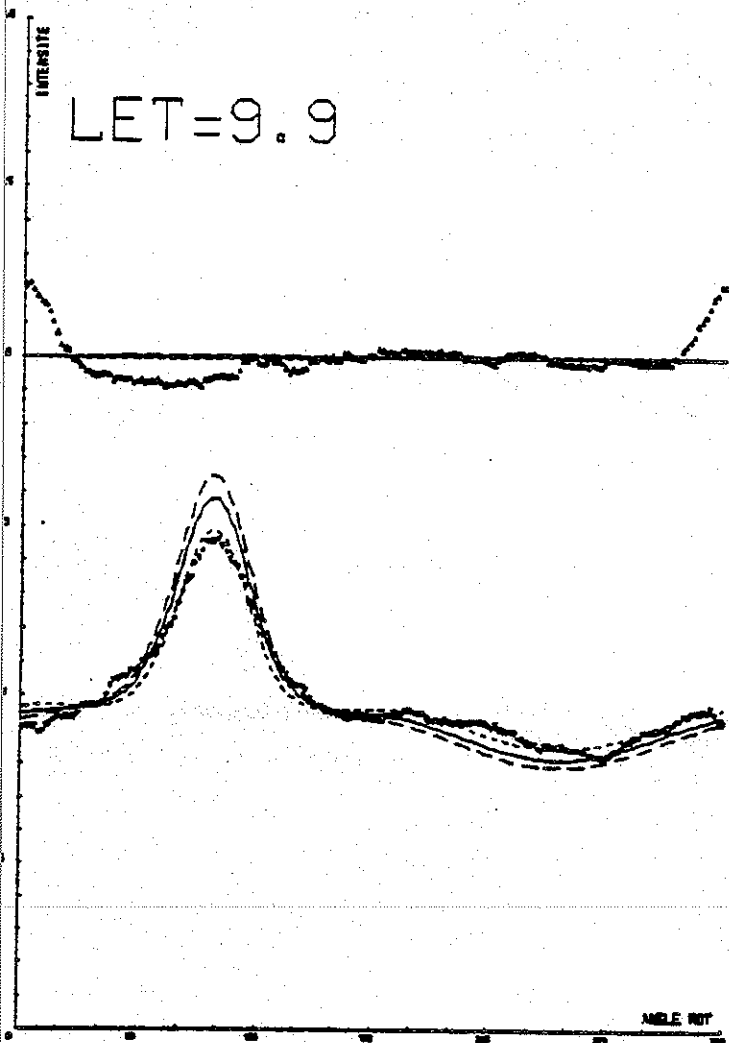
LET=28.6



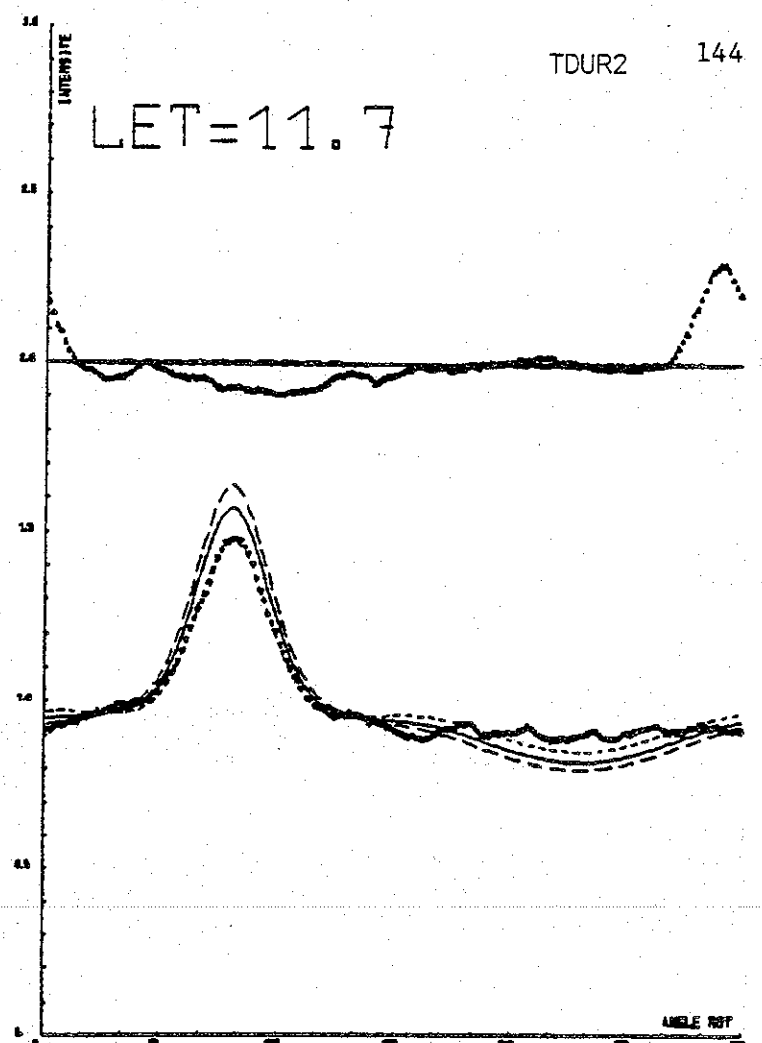
LET=58.8



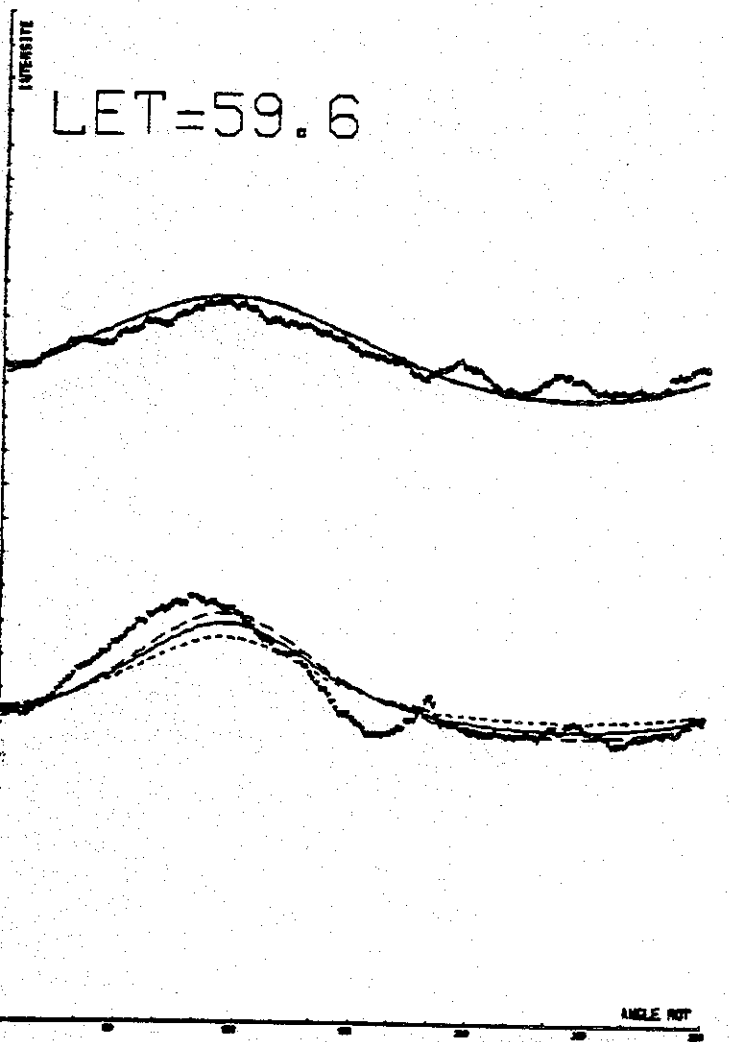
LET=9.9



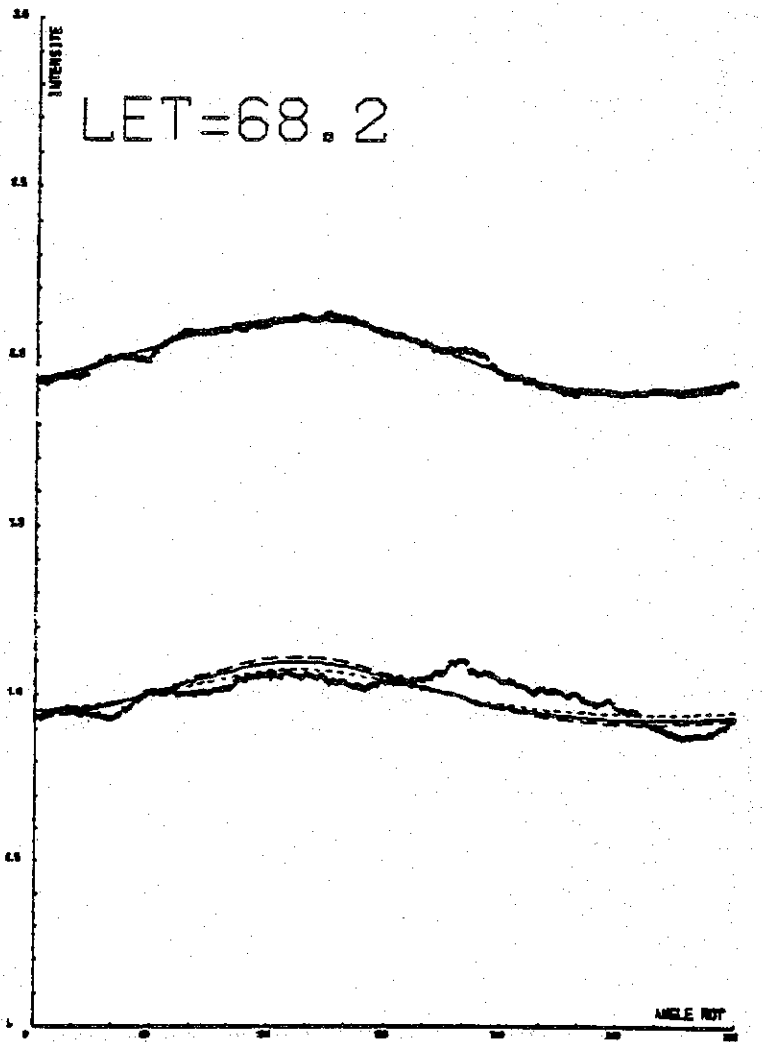
LET=11.7

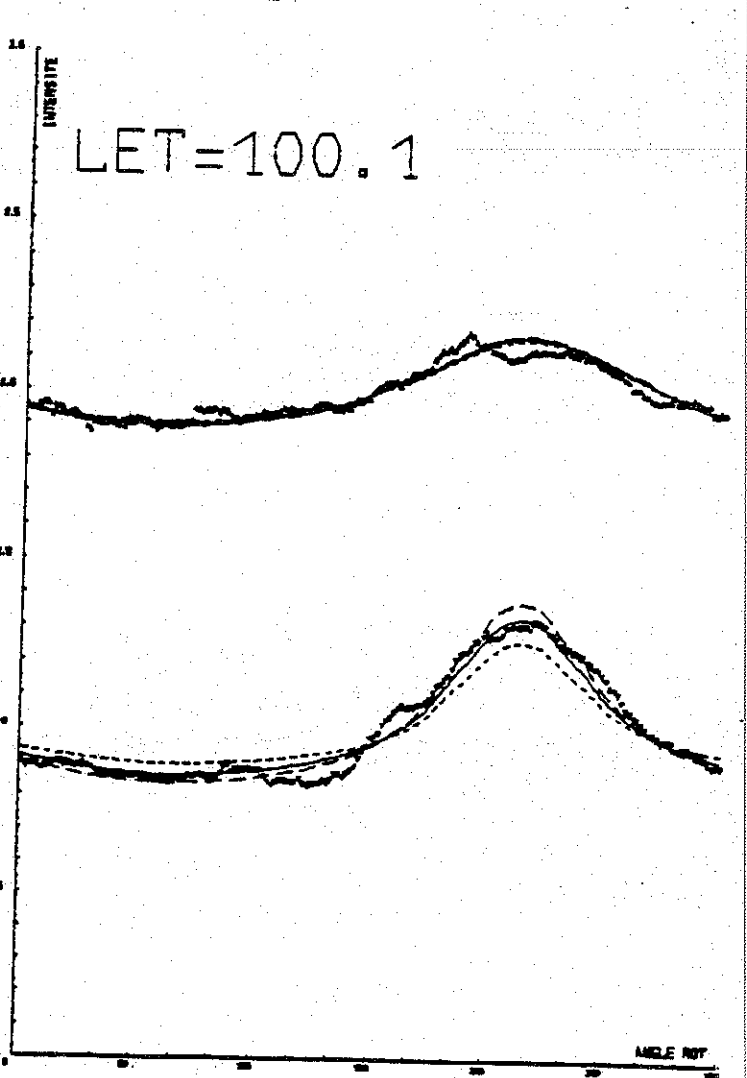
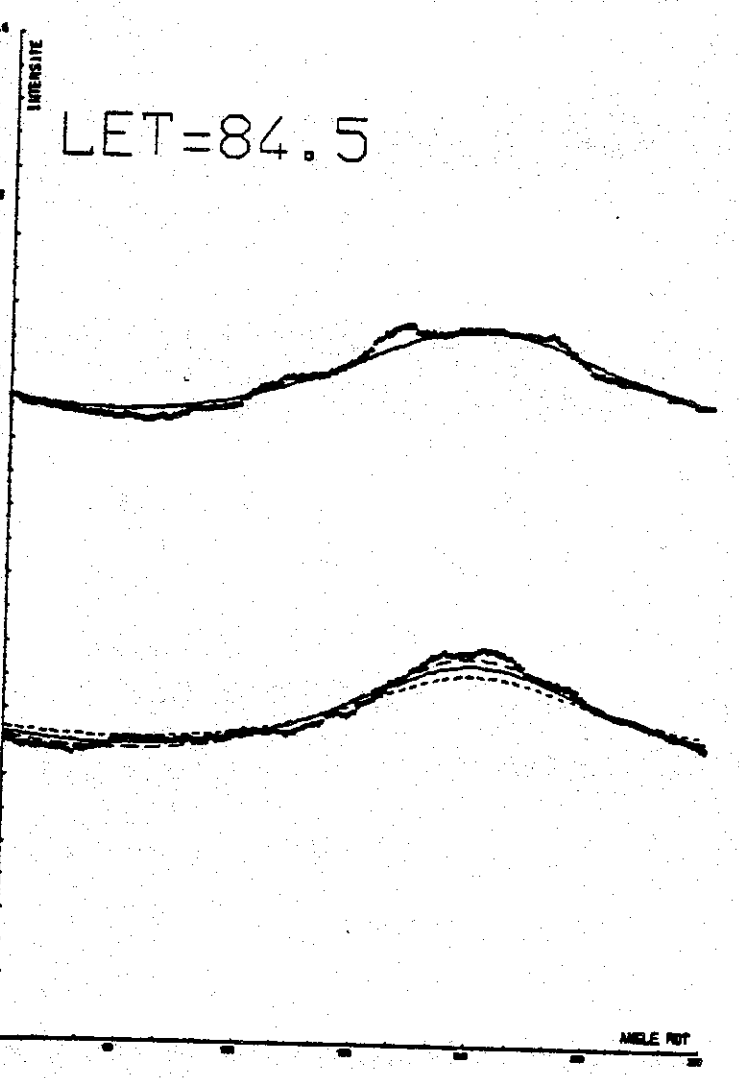
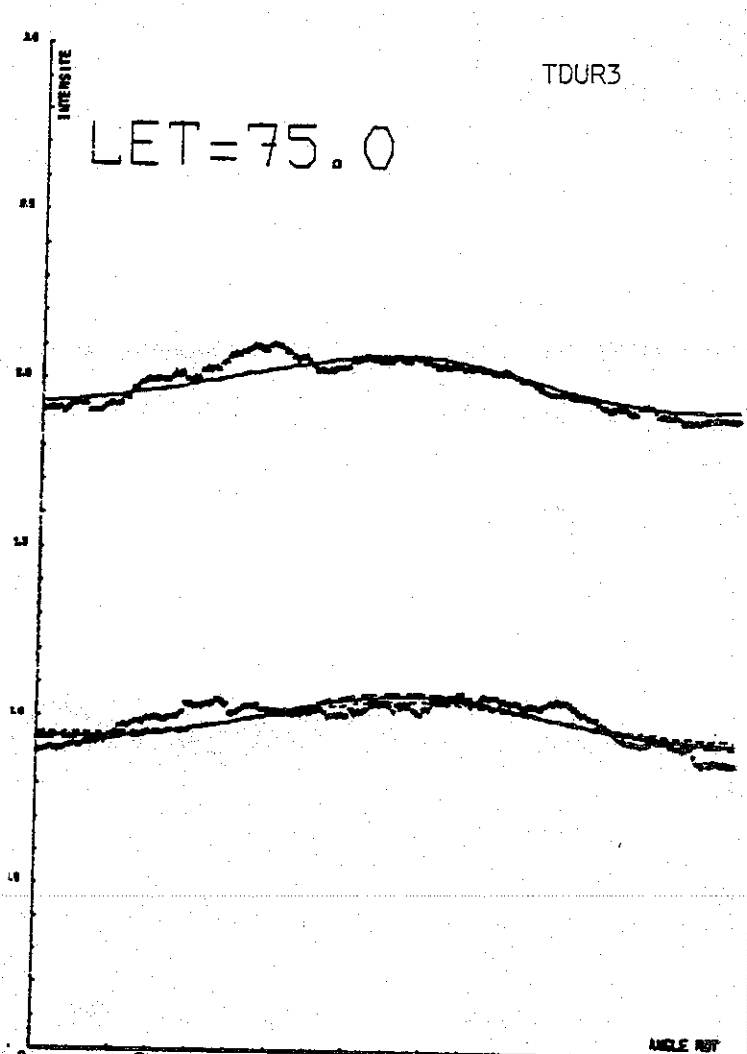
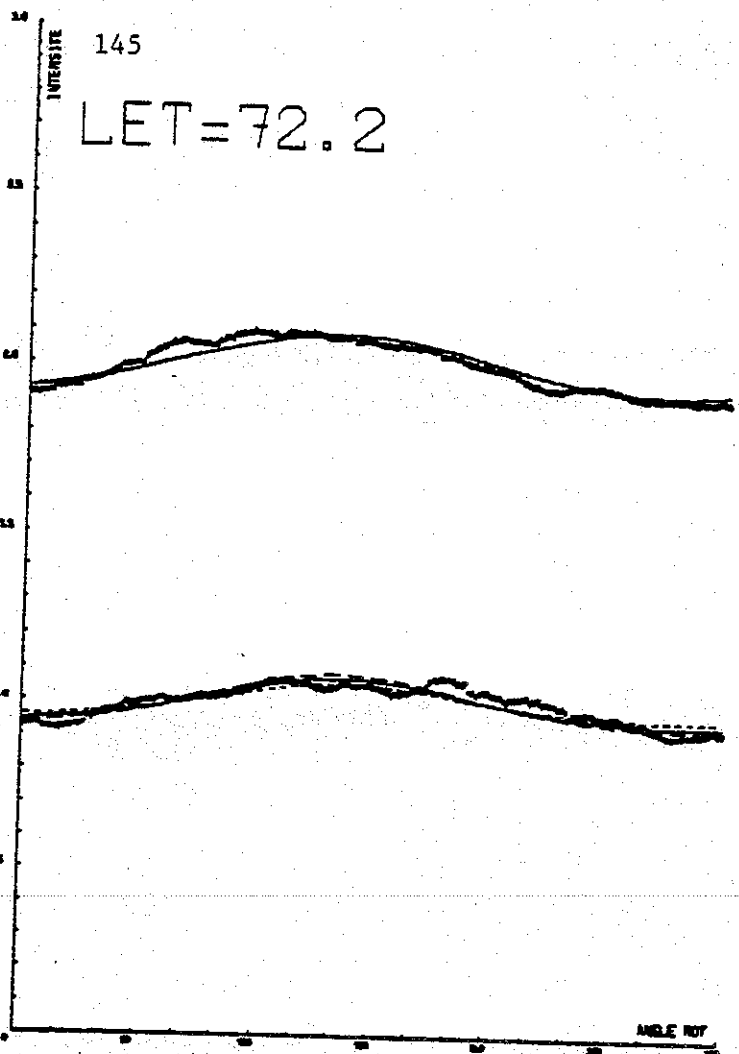


LET=59.6



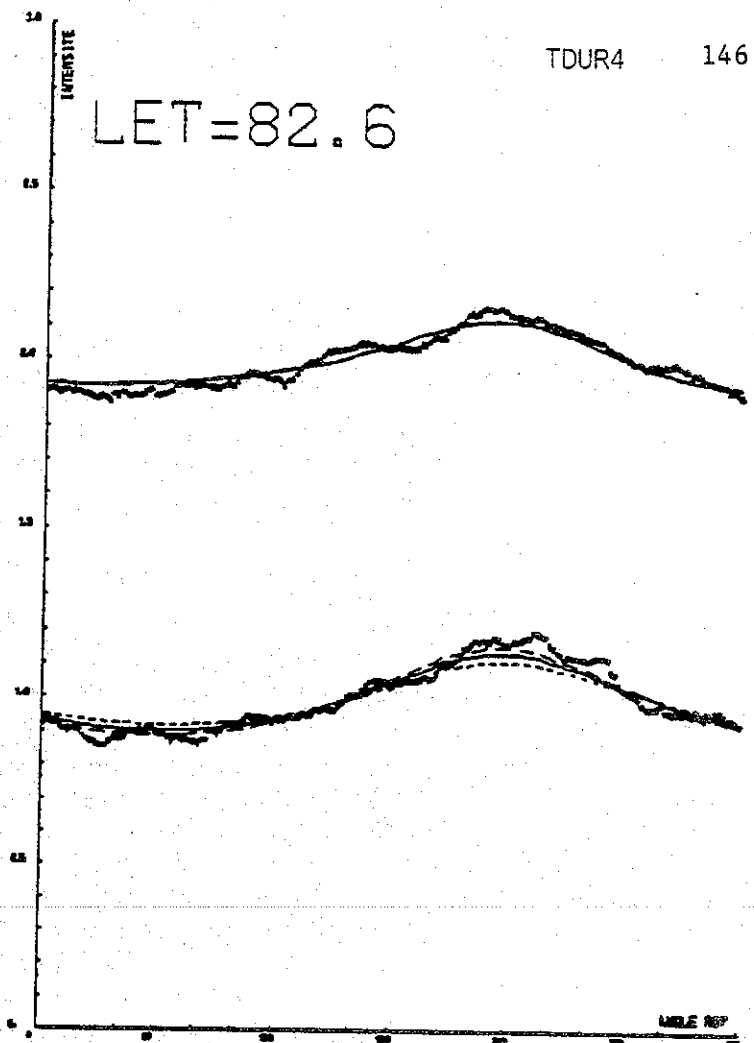
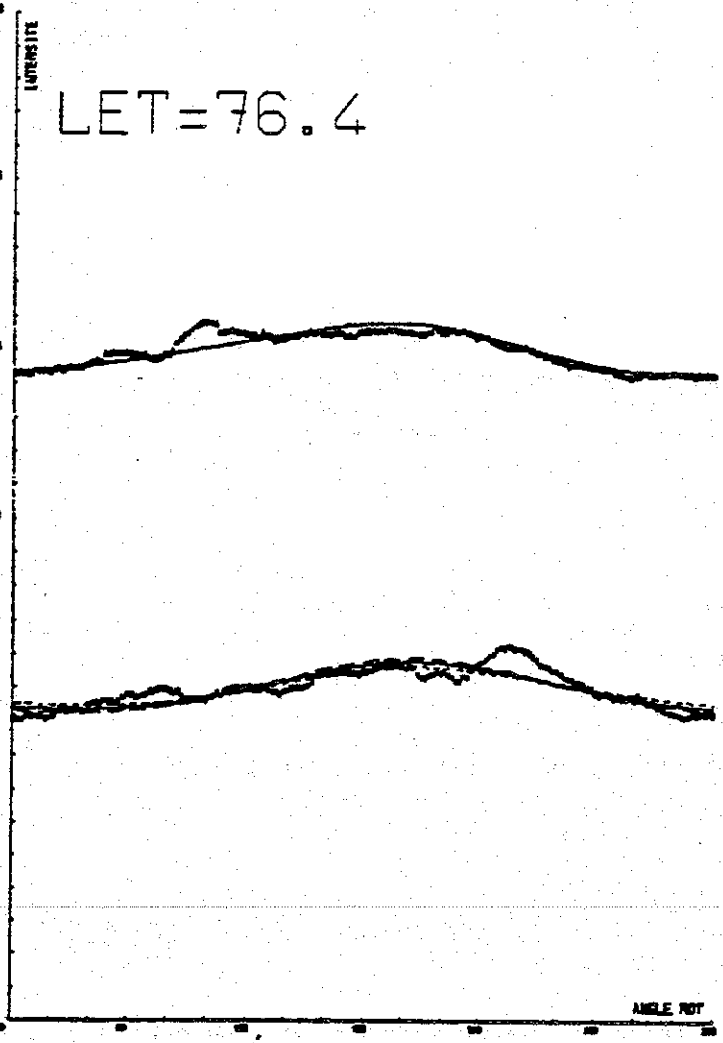
LET=68.2





LET=76.4

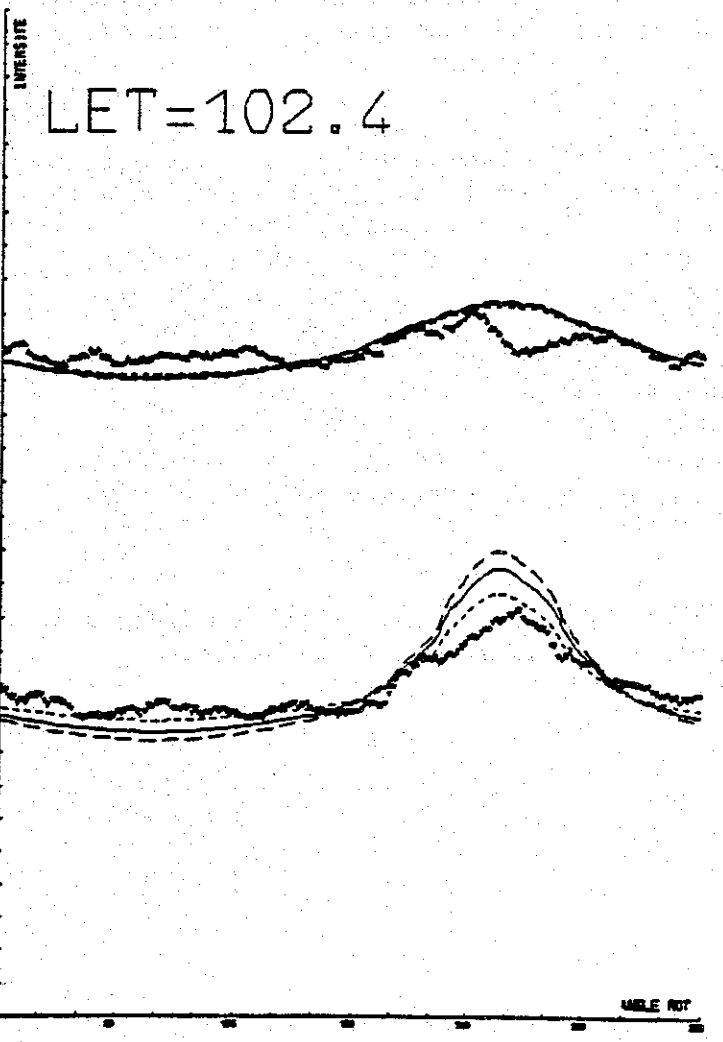
LET=82.6



LET=102.4

TDUR

- 9.5×10^6 s
- 8.0×10^6 s
- 6.5×10^6 s



XVII - Conclusion

L'étude et la construction d'un modèle informatique raffiné, destiné à rendre compte des mesures "Helium" du satellite Prognoz 6, a permis de bien comprendre quelles étaient les grandeurs physiques en jeu et dans quel sens elles agissaient.

L'étude des hypothèses et la justification des approximations nécessaires ont permis d'éliminer les phénomènes accessoires pour ne conserver que l'essentiel. Les études numériques menées avec ce modèle ont permis de garantir sa précision dans tous les cas d'utilisation pour lesquels il avait été conçu.

La très grande quantité de données disponibles a permis, parallèlement, d'obtenir un jeu très complet de mesures "propres" et significatives en vue d'une comparaison avec le modèle.

Enfin cette comparaison en elle-même a permis de déterminer, avec une précision satisfaisante, les valeurs des paramètres physiques intervenant dans le modèle. Les conclusions essentielles sont que les vecteurs vitesse relative de l'hydrogène et de l'hélium sont identiques (aux incertitudes près) mais que leur température est différente. Une explication reste à trouver pour ce phénomène. La largeur de la raie solaire à 58,4 nm et la durée de vie de l'hélium vis à vis de l'ionisation à une unité astronomique ont également été déterminés. Un ordre de grandeur de la densité d'hélium dans le milieu interstellaire a été calculé.

Afin d'améliorer encore la compréhension des phénomènes mis en jeu on peut imaginer d'améliorer le modèle théorique en y incluant une raie solaire non gaussienne, des flux solaires variables avec la position et éventuellement avec le temps ou encore la prise en compte des diffusions multiples dans le calcul de l'intensité. Parallèlement à cet effort théorique, il conviendra de reprendre le traitement des données expérimentales afin de s'assurer complètement de la non-contamination des canaux Helium par du Lyman α , d'utiliser le passage de la terre dans le champ de vue des instruments pour en obtenir une calibration absolue en vol et de résoudre le problème posé par l'"étoile EUV". Il conviendra de créer des jeux de données distincts pour l'étude de l'hélium interplanétaire, de la terre ou des étoiles EUV.

C'est la comparaison de ces modèles futurs et de ces données améliorées qui permettra réellement d'extraire la totalité des informations qu'elles contiennent.

ANNEXE IFORTRAN

Liste complète du programme informatique qui calcule les modèles
et les compare à l'expérience

```

1      PROGRAM SIMUL(INPUT,OUTPUT,TAPE1)
      REAL D(3),PO(3)
      REAL TRAML(180),TRAMA(180)
      REAL D3(180),D4(180),V3(180),V4(180),VN3(180),VN4(180)
5      COMMON/VENT/V(3),RMAX
      COMMON/CONV/DR,UA
      COMMON/CONE/DENS(25,17),R(25),ALFA(17),NPR,NPA,PAS
      COMMON/FACT/RM2(25)
      DATA ALFA/0.,3.,7.,14.,18.,22.,28.,35.,45.,62.,78.,95.,118.,
0      S      135.,150.,165.,180./      trame en ALFA
      NPR=25      nombre de pas en R
      NPA=17      nombre de pas en ALFA
      E43=0.
      E44=0.
5      C43=0.
      C44=0.
      B43=0.
      B44=0.
      ETL=9999.
      G0=1.62E-5*1.E-3      pour l'estimation de la densité
      CALL DEBUT(VLUN)      initialisation - lecture des paramètres
      PAS=150.**(.1/24.)      pas en R (suite géométrique)
      R(1)=.99
      DO 1 I=2,NPR      } trame en R en unités astronomiques
1      R(I)=R(I-1)*PAS
      PAS=ALOG(PAS)      pour l'interpolation logarithmique
      DO 2 I=1,NPA
2      ALFA(I)=ALFA(I)*DR      } trame en ALFA en radians
      DO 4 I=1,NPR
      RM2(I)=1./R(I)**2      } remplissage de RM2 = 1UA/R²
4      R(I)=R(I)*UA      passage de R en cm
      RMAX=R(NPR)      limite d'intégration le long de la ligne de visée
      DO 3 I=1,NPA
      CALL LIGNE(DENS(1,I),ALFA(I),R,25)      } calcul de la trame
3      CONTINUE      d'émissivité
C.....LECTURE DES DONNÉES.....      TEL=LET
9      READ(1) TEL,D3,D4,V3,VN3,V4,VN4      D3) directions de visée canaux 3 et
      IF(EOF(1))5,8      D4) V3) comptages canaux 3 et 4
C.....COORDONNÉES DE L'OBSERVATEUR.....      VN3) Fonctions poids
8      TER=DR*TEL      LET en radians      VN4)
      ST=SIN(TER)
      CT=COS(TER)
      PO(1)=UA*CT      } position de l'observateur dans un repère
      PO(2)=UA*ST      } héliocentrique.
      PO(3)=0.
C.....DIRECTION DE VISEE VOIE LATÉRALE.....
      DO 6 I=1,180
      ROT=DR*(2*I-1)
      D1=D3(I)
      D0=SQRT(1.-D1*D1)
      D2=D0*SIN(ROT)
      D(1)=-D1*CT-D2*ST
      D(2)=-D1*ST+D2*CT
      D(3)=D0*COS(ROT)
6      TRAML(I)=RAY(PO,D)      calcul de l'intensité théorique
C.....DIRECTION DE VISEE VOIE ANTI-SOLAIRE.....
      DO 7 I=1,180

```

```

ROT=OP*(2*1-1)
D1=D4(I)
D2=SQRT(1.-D1*D1)
D3=D2*SIN(ROT)
D(1)=-D1*CT-D2*ST
D(2)=-D1*ST+D2*CT
D(3)=D0*COS(ROT)

```

7 TRANA(I)=RAY(P0,D) *calcul de l'intensité théorique*

C.....MOYENNES GLISSANTES ET COMPARAISONS.....

```

CALL GLISSE(TRANA,VN3,TL)
CALL GLISSE(TRANA,VN4,TA)
CALL GLISSE(V3,VN3,GL)
CALL GLISSE(V4,VN4,GA)

```

150) *MOYENNES GLISSANTES ET COMPARAISONS.....*
READ I=0,CO *courant d'obscurité et courant réduit*

```

C3=C0/(GL-C0)
C4=C0/(GA-C0)
E3=ECA(C3,TRANA,V3)
E4=ECA(C4,TRANA,V4)

```

TET=TEL-VLON *angle θ en degrés*

```

B3=C3*GL/(C3+1.)
B4=C4*GA/(C4+1.)

```

TL=(GL-B3)/TL/ON/3.2 *estimation de Noo d'après (canal 3 canal 4)*

```

T=(GA-B4)/TA/ON/3.2
C3=1./(1.+C3)
C4=1./(1.+C4)

```

E3=E3*100. *erreur en %*

```

E4=E4*100.
CM3=CM3+C3
CM4=CM4+C4
EM3=EM3+E3
EM4=EM4+E4

```

PRINT 200,C3,C4,E3,C4,E4,TEL,TET,TL,TA *moyennes*

```

200 FORMAT(* C3=*,F6.2,* B3=*,F6.2,* E3=*,F6.2,* % .....*,
S * C4=*,F6.2,* B4=*,F6.2,* E4=*,F6.2,* % .. LFT=*,F6.
S 3F10.2)

```

GO TO 5 *impression*

5 E13=EM3/15. *passage à la période suivante*

```

B13=B13/15.
E14=EM4/15.
C13=C13/15.
C14=C14/15.

```

PRINT 100 *calcul des moyennes*

```

100 FORMAT(//'* MOYENNES ET TOUS GENRES*//)
PRINT 200+V3,B3,E13,C14,C14,E14,ETL

```

CT=0 *impression*

SUBROUTINE DEBUT 74/750 CPT=1 PMUMP
 (initialisations - lecture des paramètres)

FTN 4.8+502

```

1      SUBROUTINE DEBUT(VLON)
2      REAL MU,KE,MS,HA
3      COMMON/VENT/V(3),RMAX
4      COMMON/CONV/DR,IA
5      COMMON/MODEL/VO,VMIN,VMAX,WM2,GM,B,PI,VD
6      READ 500,VO,VLON,VDEC,T,MU,VD,TDUR ← lecture
7      PRINT 100,VO,VLON,VDEC,T,MU,VD,TDUR ← impression
8      FORMAT(7F10.1)
9      PRINT 100,VO,VLON,VDEC,T,MU,VD,TDUR
10     FORMAT(*1V0=*,F4.1,* KM/S          VITESSE RELATIVE DU VENT*/
11     1      * VLON=*,F4.1,* DEGRES        LONGITUDE ECLIPTIQUE DU VENT
12     2      * VDEC=*,F4.1,* DEGRES        DECLINAISON ECLIPTIQUE DU VE
13     3      * T=*,F6.0,* KELVIN           TEMPERATURE DU GAZ INTERSTELLA
14     4      * MU=*,F4.2,*                RAPPORT RADIATION/GRAVITATIO
15     5      * VD=*,F4.1,*KM/S           LARGEUR DOPPLER DE LA PAIE*/
16     6      * TDUR=*,E8.3,* S           DUREE DE VIE DE HE A 1 U.A.*)
17
18     C.....CONSTANTES NUMERIQUES
19     PI=3.141592654
20     C.....CONSTANTE DE BOLTZMANN (ERG/K)
21     KB=1.380622E-16
22     C.....CONSTANTE DE LA GRAVITATION (DYN*(CM**2)/(GM**2))
23     G=6.6732E-8
24     C.....MASSE DU SOLEIL (GM)
25     MS=1.989E+33
26     C.....UNITE ASTRONOMIQUE (UA)
27     UA=1.49596E+13
28     C.....MASSE D'UN ATOME D'HYDROGENE
29     MA=1.673E-24
30     C.....MASSE ATOMIQUE DE L'HELIUM (GM)
31     ME=4.0026
32     C.....CALCULS
33     DR=PI/180.      conversions Degrés → Radians
34     V=2.6           limite d'intégration dans l'espace des vitesses
35     V2=VM**2
36     VT=2.*KB*T/ME   vitesse thermique au carré : 1/2(mHe)VT^2 = kBT
37     VT=SQRT(VT)     vitesse thermique.
38     VD=VD*1.55/VT   → largeur doppler
39     VD=VD*1.55/VT   → vitesse du vent) en unités de vitesse thermique.
40     PRINT 200,VD
41     200 FORMAT(* V=*,F4.1,* VITESSE THERMIQUE*///)
42     VMAX=V0+VD
43     VMIN=V0-VD      ) limites d'intégrations sur v
44     G=G*MS*(1.-IA)/V2
45     B=UA*UA/(VT*TDUR) ) constantes intervenent dans les formules
46
47     C.....DIRECTION DU VENT.....
48     VLON=VLON*DR
49     VDEC=VDEC*DR
50     V(1)=COS(VDEC)*COS(VLON)
51     V(2)=COS(VDEC)*SIN(VLON)
52     V(3)=SIN(VDEC)
53     VLON=VLON/DR   → retour de la longitude ecliptique du vent en degr
54     RETURN
55     END
    
```

(carte de données des paramètres du modèle.)

conversions Degrés → Radians

limite d'intégration dans l'espace des vitesses

vitesse thermique au carré : $\frac{1}{2}(m_{He})V_T^2 = k_B T$

vitesse thermique.

→ largeur doppler → vitesse du vent) en unités de vitesse thermique.

constantes intervenent dans les formules

→ retour de la longitude ecliptique du vent en degré

FUNCTION RAY

74/750 UPT=1 PMDMP

FTN 4.8+508

intégration le long de la ligne de visée

```

FUNCTION RAY(P0,D)
REAL P(3),D(3),P0(3)
COMMON/VENT/V(3),RMAX
RAY=0.
DL=0.
DIST=0.
2 DIST=DIST+DL
DO 1 I=1,3
1 P(I)=P0(I)+D(I)*DIST ) incrémentation
R=SQRT(P(1)**2+P(2)**2+P(3)**2)
IF(R.GT.RMAX) GO TO 4
CA=(P(1)*V(1)+P(2)*V(2)+P(3)*V(3))/R
CB=(P(1)*D(1)+P(2)*D(2)+P(3)*D(3))/R
ALFA=ACCS(CA)
CALL EMI(R,ALFA,F,PR,PA) interpolation
PAS=DL/2.
DL=AMINI(PR,R*PA)/3. pas variable.
PAS=PAS+DL/2. 1/2 pos d'avant + 1/2 pos d'après (trapezes)
RAY=RAY+PAS*F*.75E-6*(1.+CB*CB)
GO TO 2
4 RAY=RAY-DL/2.*F*.75E-6*(1.+CB*CB) on retire le dernier 1/2 pos entre
ERA=F*1.5E-6*(R-DL) queue d'intégrale.
RAY=RAY+ERA
RETURN
END

```

resultat en Rayleigh pour $g_0 = 1. \text{ s}^{-2}$
 $N_0 = 1. \text{ cm}^{-3}$

SUBROUTINE LIGNE 74/750 OPT=1 PMDMF FTN 4.8+508
 calcul des emissivites pour un ALFA donne pour tous les points de la trame

```

1  SUBROUTINE LIGNE(DENS,ALFA,R,NPR)
   DIMENSION DENS(NPR),R(NPR),U3V(25)
   REAL N,N1,N2,M,M1,M2
   COMMON/MODEL/V0,VMIN,VMAX,WM2,GM,B,PI,VD
5  COMMON/CONV/DK,JA
   COMMON/FACT/RM2(25)
   VDC=VD*VD largeur doppler au carré
   VDEUX=(V0*SIN(ALFA))**2
   PV=.5-.3*EXP(AMAX1(-VDEUX,-675.)) ) pas variable avec la valeur de ALFA
   VMIN=AMAX1(VMIN,PV/2.)
   SA=SIN(ALFA) ) pour éviter de les calculer à chaque fois
   CA=COS(ALFA)
   DO 4 I=1,NPR ) initialisation
4  DENS(I)=0.
   V=VMIN
   C.....DEBUT DE LA BOUCLE SUR V.....
   1 V2=V0*V0+V*V
     VV=2.*V0*V
     C=v*v/GM
     XD=V*V/VDC
     PTETA=PV/V
     NPTET=INT(PI/PTETA)+1 } pos en TETA
     PTETA=PI/NPTET
   C.....PRISE EN COMPTE DE LA SINGULARITE EN TETA=0.....
     W2=V2-VV*CA
     FW=EXP(AMAX1(-W2,-675.))
     DO 5 I=1,NPR
       P=SQRT(2.*R(I)/C)
       X=XD*(1.+2./(R(I)*C)-(P/R(I))**2)
       PH=RM2(I)*EXP(-X)
       M=EXP(AMAX1(-PI*(V*P),-675.))
5     DENS(I)=DENS(I)+M*FW*V*V*PV*PTETA*PI/SQRT(R(I)*C/8.)*PH
   C.....FIN DE LA SINGULARITE.....
     TETA=3.*PTETA/2.
   C.....DEBUT DE LA BOUCLE SUR TETA.....
   2 CT=COS(TETA)
     ST=SIN(TETA)
     W2=V2-VV*(CA*CT+SA*ST)
     IF(W2.GE.WM2) GO TO 12
     PF1=PV/(V*ST)
     NPF1=INT(PI/PF1)+1 } pos en FI
     PFI=PI/NPF1
   C.....PARTIE DU PROGRAMME DEPENDANT DE R.....
     DO 6 I=1,NPR
       A=1.+4./(R(I)*C*(1.-CT))
       RA=SQRT(A)
       P1=R(I)/2.*ST*(1.+RA)
       P2=R(I)/2.*ST*(1.-RA)
       X1=XD*(1.+2./(R(I)*C)-(P1/R(I))**2)
       X2=XD*(1.+2./(R(I)*C)-(P2/R(I))**2)
       PH1=RM2(I)*EXP(-X1)
       PH2=RM2(I)*EXP(-X2)
       N1=(RA+1.)**2/(4.*RA)
       N2=(RA-1.)**2/(4.*RA)
       M1=EXP(AMAX1(-PI*(PI-TETA)/(V*P1),-675.))
       M2=EXP(AMAX1(-PI*(PI+TETA)/(V*P2),-675.))
       N=N1*M1*PFI+12**2*PH2
  
```


Z O R

RUTINE LIGNE (suite) 7-7-73 OPT=1 PRGMP

FTH 4.8+508

```

4 BV(I)=V*V*PV*ST*PTEIA*PF1*1*2.
C.....FIN DE DEPENDANCE EN X.....
  FI=PF1/2.
C.....DEBUT DE LA BOUCLE SUR FI.....
3 V2=V2-V2*(SA*SI*COS(FI)+CA*CT)
  IF (N2.G-.5-2) GO TO 12
  F1=EXP(-F1)
  DO 7 I=1,NR
7 BENS(I)=BENS(I)+F1*BV(I)
13 FI=FI+PF1
  IF (FI.LT.FI) GO TO 3
C.....FIN DE LA BOUCLE SUR FI.....
12 TETA=TETA+PTEIA
  IF (TETA.LT.PI) GO TO 2
C.....FIN DE LA BOUCLE SUR TETA.....
11 V=V+PV
  IF (V.LT.VMAX) GO TO 1
C.....FIN DE LA BOUCLE SUR V.....
  F=PI**2.
  DO 8 I=1,NR
8 BENS(I)=BENS(I)/F
C.....NORMALISATION.....
RETURN
E

```

9

}

SUBROUTINE EMI 74/750 OPT=1 PMDMF
 interpolation dans la trame d'émissivité

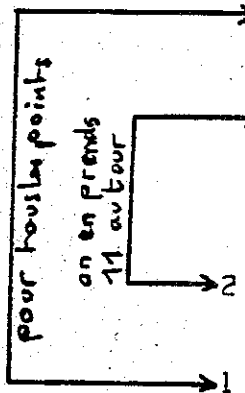
FTN 4.8+508

```

SUBROUTINE EMI(D,TET,F,PR,PA)
COMMON/DONE/DENS(25,17),R(25),ALFA(17),NPR,NPA,PAS
DO 1 I=2,NPR
IF(R(I).GT.D) GO TO 2 ) détection du pos en R dans lequel
1 CONTINUE ) on se trouve.
I=NPR
2 DO 3 J=2,NPA
IF(ALFA(J).GT.TFT) GO TO 4 ) détection du pos en ALFA dans lequel
3 CONTINUE ) on se trouve.
J=NPA
4 PA=ALFA(J)-ALFA(J-1) ) dimensions de la maille.
PR=R(I)-R(I-1)
X=D/R(I-1)
Y=(TET-ALFA(J-1))/PA
F1=DENS(I-1,J-1)*(1.-Y)+DENS(I-1,J)*Y
F2=DENS(I ,J-1)*(1.-Y)+DENS(I ,J)*Y
F=F1*EXP(ALOG(F2/F1)*ALOG(X)/PAS)
RETURN
END
  
```

interpolation linéaire en ALFA
 puis logarithmique en R

moyenne glissante :



```

SUBROUTINE GLISSE(BRUT,POIDS,PN)
REAL BRUT(180),POIDS(180),GLIS(180)
FN=0.
DO 1 I=1,180
  B=0.
  P=0.
  DO 2 J=1,11
    K=I+J-6
    K=MOD(179+K,180)+1
    B=B+BRUT(K)*POIDS(K)
    P=P+POIDS(K)
  2 CONTINUE
  GLIS(I)=B/P
  FN=FN+GLIS(I)
1 CONTINUE
FN=FN/180. → niveau général.
DO 3 I=1,180
BRUT(I)=GLIS(I)/FN → moyenne glissante normalisée.
3 CONTINUE
RETURN
END
    
```

$$D_{ji} = \frac{\sum_{J=i-5}^{i+5} D_J \times P_J}{\sum_{J=i-5}^{i+5} P_J}$$

→ J est ramené entre 1 et 180 par congruence.

→ P_J : fonction de poids = nombre de points qui ont servi à calculer la moyenne dans la cellule J.

→ D_J : moyenne des données (expérimentales ou théoriques) dans la cellule J.

FUNCTION ECA 74/750 OPT=1 PMOMP FTN 4.8+503
 estimation de l'écart "théorie-réalité" avec un "courant réduit" C

```

FUNCTION ECA(C,THE,REA)
REAL THE(130),REA(130)
ECA=0.
DO 1 I=1,130
E=REA(I)-(C+THE(I))/(C+1.)   contraste théorique multiplié par 1/c
1 ECA=ECA+E*E
ECA=SQRT(ECA/130.)   écart quadratique moyen
RETURN
END
  
```

ANNEXE II

=====

Description technique et étalonnage
des canaux HeliumI - DESCRIPTION

Trois appareils quasiment identiques ont été construits pour la mission "Hélium Interplanétaire", Prognos. La figure A 1 représente la configuration de l'instrument et son orientation par rapport au soleil. Chaque instrument comportait 4 canaux de mesure :

- canal 1 - Etude de H : photomètre Lyman α (121.6 nm) avec cellule à absorption
- canal 2 - Etude de He⁺ (30.4 nm)
- canal 3 - Etude de He (58.4 nm)
- canal 4 - Etude de He (58.4nm)

Tandis que les canaux 1, 2, 3 observaient perpendiculairement à l'axe de rotation, pointé au voisinage du soleil, le canal 4 observait dans une direction située à 10° de la direction "anti-solaire" (en pointage parfait).

Les canaux 2, 3, 4 étaient des photomètres dans l'extrême UV, constitués chacun d'un baffle électrostatique, d'un filtre métallique mince et d'un détecteur du type multiplicateur d'électrons.

Le baffle électrostatique a deux fonctions : d'une part il limite le champ observé, d'autre part il élimine les particules chargées qui y pénètrent grâce à un champ électrostatique établi entre ses parois. On montre sur la figure A 2 un schéma du baffle électrostatique, constitué d'une lame ondulée entre deux parois également ondulées, pour éviter les réflexions parasites. La longueur du baffle est de 108 mm et l'espace entre la lame centrale et la paroi latérale est de 5 mm. En appliquant en permanence une tension de 100 V entre la lame centrale et les parois latérales, on élimine les protons et électrons qui pourraient pénétrer dans le baffle, s'ils ont une énergie inférieure à 2.5 kev.

Le filtre métallique est constitué d'une grille supportant une couche mince (de l'ordre de 100 nm) d'un matériau qui varie selon la bande passante désirée pour le photomètre EUV. Nous montrons sur la figure A 3 la transmission typique en fonction de la longueur d'onde de ces filtres métalliques pour 3 matériaux utilisés sur

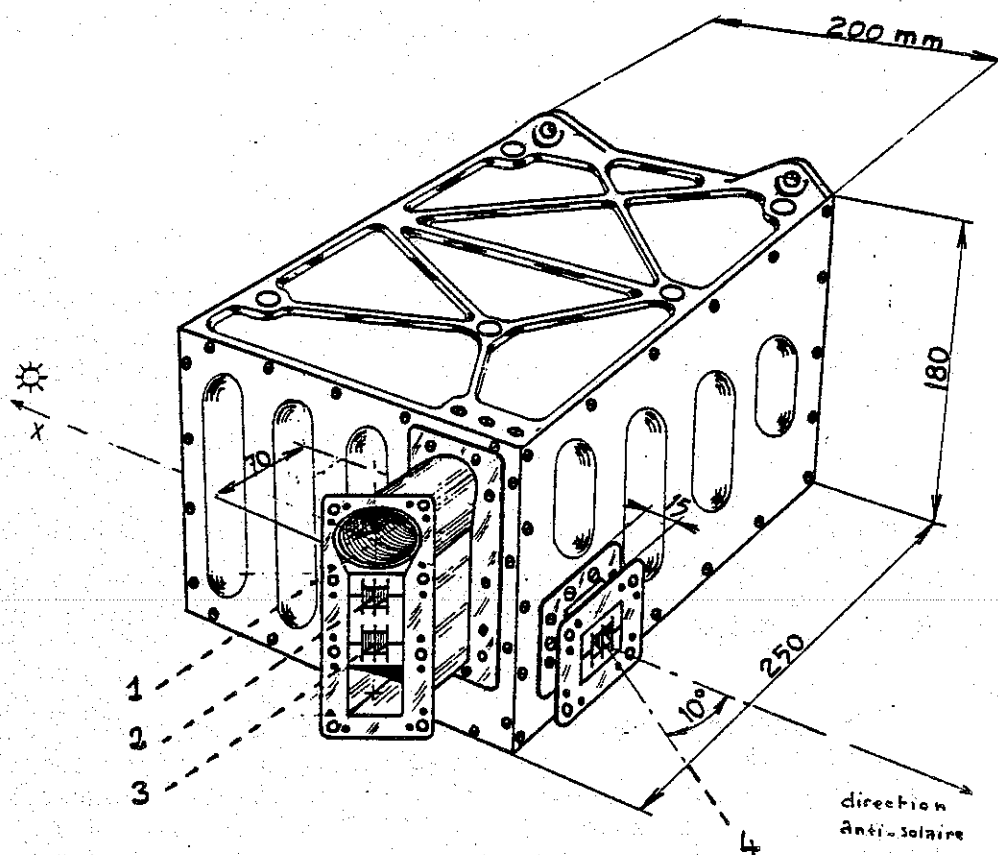
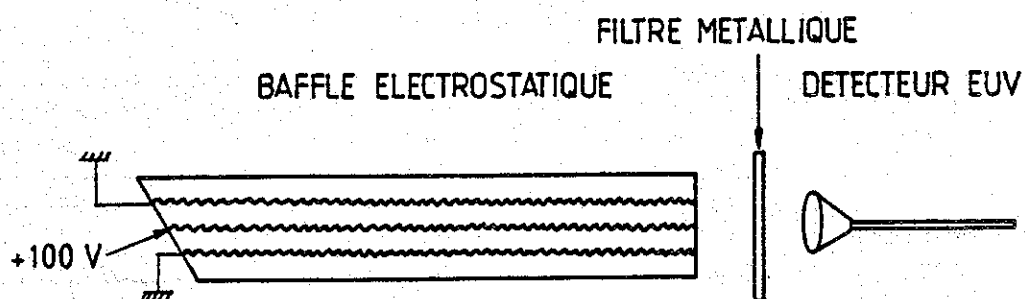


Figure A 1.



F. A2. SCHEMA DU PHOTOMETRE EUV

Prognoz : Aluminium pur, aluminium + carbone, étain. On voit que pour les raies de He (58.4 nm) et He⁺ (30.4 nm) ces filtres opèrent la sélection suivante :

Sn : He 58.4 nm seulement
 Al + C : He⁺ 30.4 nm seulement
 Al : He 58.4 nm et He⁺ 30.4 nm

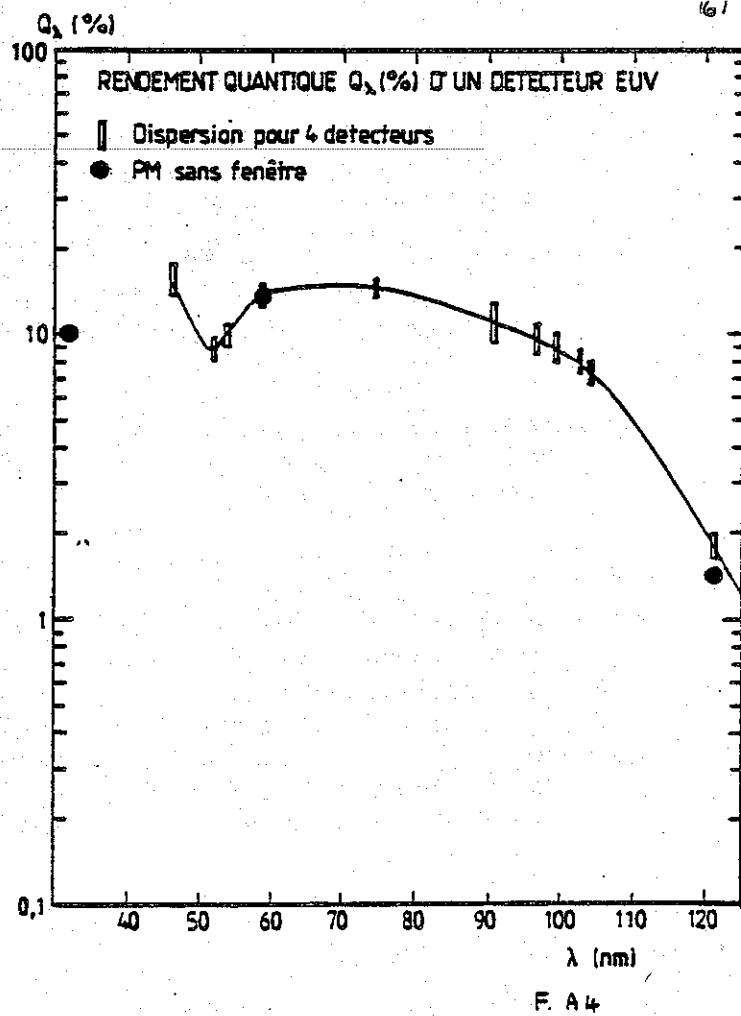
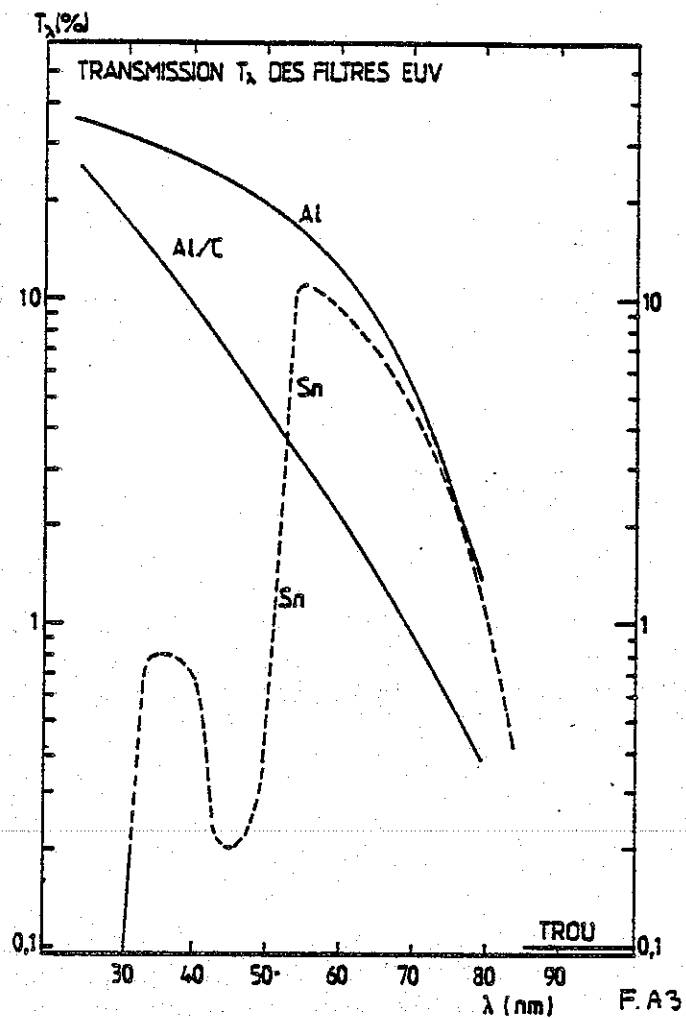
La distribution des filtres a été un peu différente pour les deux expériences montées sur les satellites Prognoz 5 et Prognoz 6 : elle est indiquée dans le tableau ci-dessous :

	Prognoz 5 Modèle C (MV2)	Prognoz 6 Modèle A (MV3)
Canal 2 (latéral)	Al (He + He ⁺)	Al + C (He ⁺)
Canal 3 (latéral)	Sn (He)	Al (He + He ⁺)
Canal 4 (anti-solaire)	Sn (He)	Sn (He)

Ces filtres minces sont mécaniquement fragiles, et ils peuvent présenter des trous. La surface de ces trous, relative à la surface totale du filtre, implique une "transmission" T_{trou} indépendante de la longueur d'onde, qui vient s'ajouter à la courbe T_{λ} de la figure A 3. Un "bon" filtre présente un taux de trous $T_{\text{trou}} \leq 10^{-5}$. Cependant, il peut se détériorer. En tout état de cause, on voit sur la figure A 3 que la transmission des trois types de filtres est très faible pour $\lambda > 90$ nm. En pratique, la transmission du filtre pour $\lambda > 90$ nm est constante et égale à T_{trou} , ce que nous avons représenté sur la figure A 3 par $T_{\text{trou}} = 10^{-3}$, ce qui serait le cas d'un très mauvais filtre (chiffre choisi pour rester dans les limites de la figure).

Le détecteur est placé derrière le filtre, à une distance de quelques mm. Il présente une surface photo-sensible en forme de cône. En tenant compte de l'obscurcissement dû à la lame centrale du baffle électrostatique, la surface utile du détecteur est $S = 0.65$ cm². Les photo-électrons sont "aspirés" dans un tube enroulé en spirale, et déclenchent une avalanche d'électrons, amplifiée électroniquement et qui constitue une impulsion. Une haute tension d'environ 3500 V est appliquée entre le cône et l'autre extrémité du tube. Les impulsions sont comptées durant une porte $\Delta t = 2,06$ secondes pour les canaux hélium.

Le rendement quantique Q_{λ} typique pour ce type de détecteur est indiqué sur la figure A 4. Il diminue rapidement au-delà de $\lambda = 121.6$ nm, où il est d'environ 1.8 %.



II - ETALONNAGE AU LABORATOIRE

On veut connaître le nombre de coups comptés N quand le photomètre observe une source étendue monochromatique à la longueur d'onde λ , d'intensité 1 Rayleigh.

$$1 \text{ Rayleigh} = \frac{10^6}{4\pi} \text{ phot. cm}^{-2} \text{ S}^{-1} \text{ Ster}^{-1}$$

$$\text{On voit que : } N = \frac{10^6}{4\pi} S \Omega T_\lambda Q_\lambda \Delta t$$

où Ω est l'angle solide du photomètre.

Au laboratoire il est très difficile de simuler une source étendue et uniforme dans le domaine EUV. Aussi la réponse N' de l'appareil est-elle mesurée quand il est soumis à un flux de photons ϕ , monochromatique et parallèle.

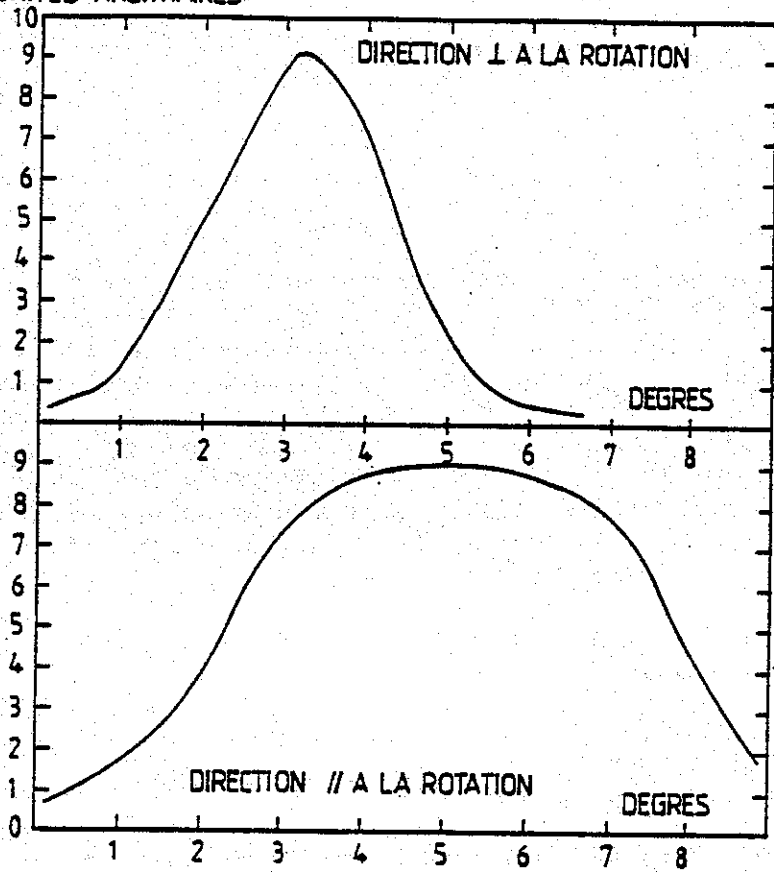
$$N' = \phi S T_\lambda Q_\lambda \Delta t$$

$$\text{On en tire : } N = \frac{10^6}{4\pi} \Omega \frac{N'}{\phi} \text{ coups}$$

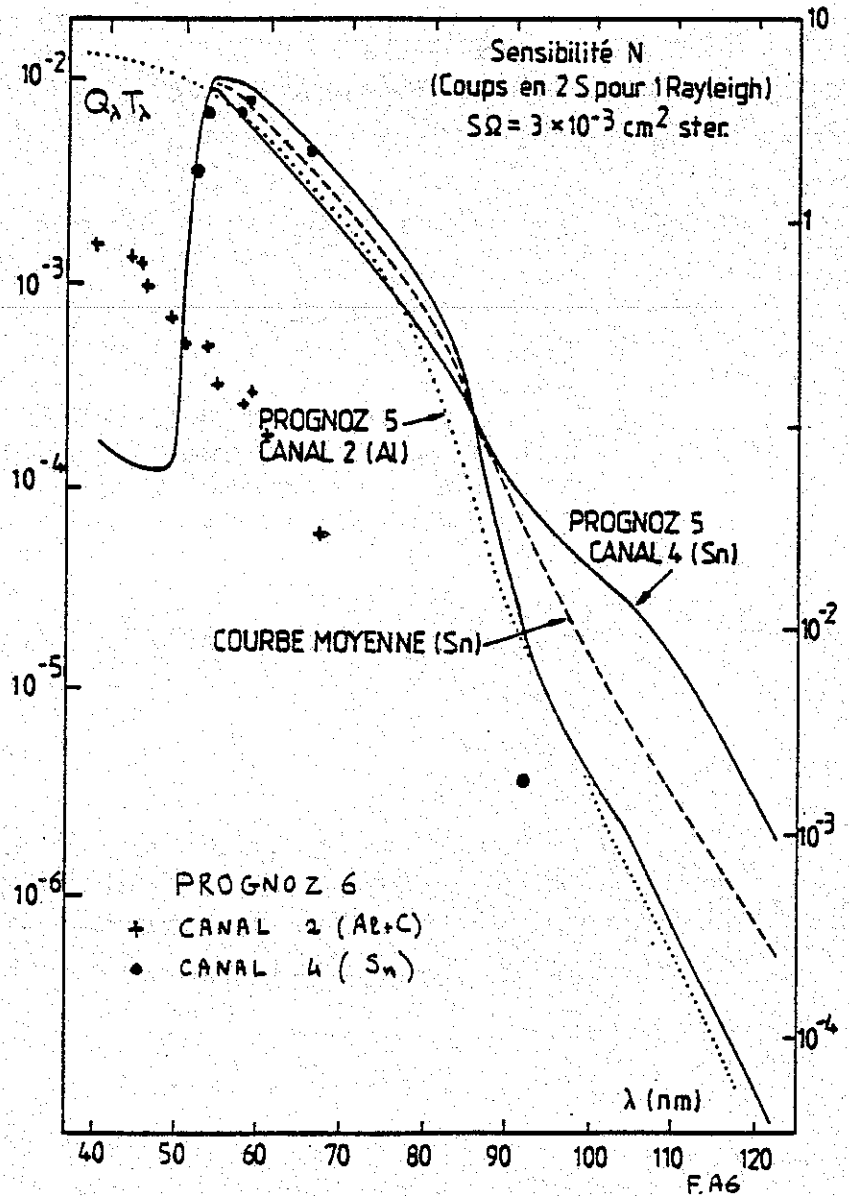
Il faut donc mesurer, au laboratoire, Ω et ϕ . ϕ est mesuré à l'aide d'un étalon intermédiaire, un photomultiplicateur sans fenêtre, dont la courbe de rendement quantique est assez semblable à celle des multiplicateurs d'électrons. Trois points ($\lambda = 30.4, 58.4, 121.6 \text{ nm}$) sont portés sur la figure A 4. Ils ont été obtenus en comparant le courant $Q_\lambda G$ de sortie de ce PM (G est le gain de ce PM) au courant de sortie d'une diode en aluminium, spécialement étudiée par le National Bureau of Standards (Washington, U.S.A.) pour le domaine EUV, et livrée avec une courbe d'étalonnage absolu. On est obligé d'utiliser l'étalon intermédiaire, car la diode absolue nécessite un éclairage d'au moins $\approx 10^9 \text{ photons S}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, tandis que le photomètre à étalonner ne peut compter que $\approx 10^5$ coups au maximum. Le gain G de l'étalon intermédiaire, variable en fonction de la tension appliquée, permet de mesurer des flux importants quand on compare avec la diode, et des flux faibles quand on compare au photomètre à mesurer.

Seule la valeur $Q_\lambda G$ est mesurée de façon absolue, ce qui est suffisant. Les points Q_λ portés sur la figure A 4 sont portés en supposant que $Q_\lambda = 13,5\%$ à 58.4 nm , valeur égale à celle des détecteurs de l'expérience.

Quant au champ Ω , il est mesuré en faisant tourner l'instrument suivant deux axes, l'instrument étant éclairé par un flux monochromatique constant. Le champ est indiqué sur la figure A 5. Il correspond à ce qu'on pouvait déduire de la configuration géométrique du détecteur et du baffle électrostatique. On a pu ainsi obtenir, pour les canaux 2, 3 et 4 de l'expérience MV2 montée sur Prognoz 5, la courbe $Q_\lambda T_\lambda$ sur la figure A 6. La graduation de gauche donne la sensibilité N en coups (en 2 secondes) pour une source monochromatique de 1 Rayleigh, en tenant compte de la valeur mesurée de $\Omega = 4,5 \times 10^{-3} \text{ ster}$, $S = 0.65 \text{ cm}^2$, $S\Omega = 3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ ster}$.



F. A5 REPONSE ANGULAIRE D'UN PHOTOMETRE EUV



Des mesures un peu moins complètes ont été réalisées en juin 1977 pour le modèle MV3 (A) monté sur Prognoz 6. Elles sont indiquées sur la figure A 6 par des ronds pour le canal 4, et par des + pour le canal 2. Pour le canal 3, les mesures de laboratoire ont montré une faible sensibilité, et on a changé le filtre après l'étalonnage. Le nouveau filtre (Al) a été vérifié séparément, et monté dans l'expérience en juillet 1977. Par manque de temps, le canal 3 ne put être ré-étalonné (tiré le 22 septembre 1977). On prendra donc comme courbe d'étalonnage la courbe du canal 2 de Prognoz 5, comportant lui aussi un filtre Al.

On récapitule les valeurs de Q , T et de N pour les différents canaux à 3 longueurs d'onde :

	λ (nm)	N (coups par Rayleigh)			Q_λ T_λ		
		30.4	58.4	121.6	30.4	58.4	121.6
Prognoz 5	Canal 2 (Al)	7.3	3.2	4×10^{-5}	1.5×10^{-2}	6.5×10^{-3}	7×10^{-8}
	Canal 3 (Sn)	-	4.4	4×10^{-5}	-	9.2×10^{-3}	8×10^{-8}
	Canal 4 (Sn)	-	3.2	1.1×10^{-3}	-	6.6×10^{-3}	2.3×10^{-6}
Prognoz 6	Canal 2 (Al+C)	2.8	0.13	$\sim 10^{-5}$	5.8×10^{-3}	0.27×10^{-3}	2×10^{-8}
	Canal 3 (Al)	7.3	3.2	$\sim 4 \times 10^{-5}$	1.5×10^{-2}	6.5×10^{-3}	$\sim 7 \times 10^{-8}$
	Canal 4 (Sn)	-	3.8	1.3×10^{-4}	-	7.9×10^{-3}	$\sim 3 \times 10^{-7}$

On peut estimer à $\pm 50\%$ l'incertitude sur les chiffres donnés ci-dessus pour 30.4 et 58.4 nm.

On peut calculer le taux de trous, T_{trou} , en estimant qu'à 121.6 nm, la transmission du filtre n'est due qu'à la présence des trous, et en prenant $Q_{121.6} = 1,8 \times 10^{-2}$. On trouve, pour les trois canaux des deux expériences :

	Prognoz 5	Prognoz 6
Canal 2	$T_{\text{trou}} = 4.2 \times 10^{-6}$	10^{-6}
Canal 3	$T_{\text{trou}} = 4.4 \times 10^{-6}$	4.2×10^{-6}
Canal 4	$T_{\text{trou}} = 1.3 \times 10^{-4}$	1.5×10^{-5}

Une telle variabilité indique que les filtres peuvent se dégrader dans le temps, et il serait prudent d'utiliser des données en vol pour avoir une estimation de la sensibilité de ces canaux à Lyman α , par exemple en examinant la réponse des détecteurs quand la géocouronne est observée.

BIBLIOGRAPHIEJ.M. AJELLO, P.W. BLUM, N. WITT

- Four UV observations of the interstellar wind by Mariner 10 : Analysis with spherically symmetric solar radiation models
(Astronomy and Astrophysics - 73, 260 - 1979)
- Solar Wind latitudinal variations deduced from Mariner 10 interplanetary H (1216 A) observations
(Astronomy and Astrophysics - 73, 272 - 1979)

C.W. ALLEN

- Astrophysical Quantities - 3ème édition

J.L. BERTAUX, J.E. BLAMONT

- Evidence for an extraterrestrial Lyman α Emission - The interstellar wind
(Astronomy and Astrophysics 11 200 - 1971)

J.L. BERTAUX

- Thèse d'Etat (mars 1974)

J.L. BERTAUX, J.E. BLAMONT, E.N. MIRANOVA, V.G. KURT, M.C. BOURGIN

- Temperature measurement of interplanetary/interstellar hydrogen
(Nature 270 156 - novembre 1977)

P.W. BLUM, H.J. FAHR

- Interaction between interstellar hydrogen and the solar wind
(Astronomy and Astrophysics 4, 280 - 1970)

P.W. BLUM, J. PFLEIDERER, C. WULF-MATHIES

- Neutral gases of interstellar origin
(Planetary and Space Science 22 93 - 1975)

P.W. BLUM, H.J. FAHR, G. LAY

- Planetary cones of focused interstellar gases
(Astronomy and Astrophysics 52, 363 - 1976)

M.G. CARDONA

- Définition du prétraitement de l'expérience hélium interplanétaire : note CNES (76/CT/EMT/MT/AT - 723)

H.J. FAHR

- The interplanetary hydrogen cone and its solar cycle variations (Astronomy and Astrophysics 14, 263 - 1971)

J. FEIGE

- A search for underluminous hot stars (Astrophysical Journal 128, 267 - 1958)

P.C. FRISCH

- The near by interstellar medium (Enrico Fermi Institute preprint n° 81-16 - mars 1981)

J.P. GOUTAIL

- Etalonnage du modèle B de l'expérience hélium interplanétaire embarquée sur le satellite Prognoz 5 (Note Aéronomie n° 209 G 76 - janvier 1976)

T.E. HOLZER

- Neutral hydrogen in interplanetary space (Reviews of geophysics and space physics - 1977)

R.F. KRASSA, G.E. THOMAS

- OGO 5 measurements of the Lyman α sky background (Astronomy and Astrophysics 11, 218 - 1971)

LANDAU - LIFSHITZ

- Mécanique (éditions MIR)

R.R. MEIER, C.S. WELLER

- Characteristics of the helium component of the local interstellar medium (Astrophysical Journal - juin 1981)

SOLAR GEOPHYSICAL PATA

- Comprehensive reports - mai 1978 numéro 405 partie II

