

I N S T I T U T D ' A E R O N O M I E S P A T I A L E D E B E L G I Q U E

3 - Avenue Circulaire

B - 1180 BRUXELLES

AERONOMICA ACTA

A - N° 176 - 1976

Détermination des conditions de lancement de spaciab
en vue de rencontrer les exigences d'un projet
d'expérience par spectrométrie d'absorption

par

J. VERCHEVAL

B E L G I S C H I N S T I T U U T V O O R R U I M T E - A E R O N O M I E

3 - Ringlaan

B - 1180 BRUSSEL

AVANT-PROPOS

L'article "Détermination des conditions de lancement de Spacelab en vue de rencontrer les exigences d'un projet d'expérience par spectrométrie d'absorption" sera publié dans ESA Scientific and Technical Review.

VOORWOORD

De tekst "Détermination des conditions de lancement de Spacelab en vue de rencontrer les exigences d'un projet d'expérience par spectrométrie d'absorption" zal in ESA Scientific and Technical Review verschijnen.

FOREWORD

The paper "Détermination des conditions de lancement de Spacelab en vue de rencontrer les exigences d'un projet d'expérience par spectrométrie d'absorption" will be published in ESA Scientific and Technical Review.

VORWORT

Der Tekst "Détermination des conditions de lancement de Spacelab en vue de rencontrer les exigences d'un projet d'expérience par spectrométrie d'absorption" wird in ESA Scientific and Technical Review hergestellt werden.

**DETERMINATION DES CONDITIONS DE LANCEMENT DE SPACELAB EN VUE DE
RENCONTRER LES EXIGENCES D'UN PROJET D'EXPERIENCE PAR SPECTROMETRIE
D'ABSORPTION**

par

J. VERCHEVAL

Résumé

Il est montré que la couverture en latitude des observations de l'homosphère par la technique de la spectrométrie d'absorption exploitée à partir d'un véhicule spatial, dépend très étroitement des paramètres fixant les conditions de lancement.

Samenvatting

Er wordt aangetoond dat de zone van geografische breedten voor de waarnemingen van de homosfeer door middel van absorptie spectrometrietechnieken aan boord van een ruimte-
tuig sterk afhankelijk is van de parameters die de lanceervoorwaarden bepalen.

Abstract

It is shown that the latitude coverage of the observations of the homosphere by an absorption spectrometry technique from a space vehicle, depends very closely on the parameters which define the launching conditions.

Zusammenfassung

Das Gebiet der geographischen Breite, das durch spektrometrische Absorptionstechnik von einem Raumflugzeug beobachten wird, hängt stark von den Parametern des Startes des Satelliten ab.

1. INTRODUCTION

Dans le cadre du programme "Spacelab", l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique, en collaboration avec l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA), a conçu le projet d'effectuer une expérience utilisant la technique de la spectrométrie d'absorption : l'instrument choisi, en l'occurrence un spectromètre à grille, devrait mesurer les absorptions du rayonnement solaire par les différents constituants minoritaires de l'homosphère dans le domaine infrarouge du spectre compris entre 2 et 13 μm . La spectrométrie d'absorption est une méthode fondamentale pour étudier les constituants de l'atmosphère; elle a été exploitée abondamment dans les observations effectuées depuis le sol ou à partir d'avions ou autres ballons stratosphériques. Mais ces diverses conditions particulières d'observation présentent une série de limitations très sévères aussi bien dans le temps que suivant les trois dimensions spatiales. Ces limitations sont dues principalement aux contraintes météorologiques et au nombre restreint des stations d'observations. Par contre, la couverture dans le temps et dans l'espace peut s'avérer beaucoup plus large si la même technique est utilisée à partir d'un véhicule spatial tel que Spacelab.

Il est prévu que lors de la première mission, Spacelab reste sur orbite pendant sept jours. Dans ces conditions, la couverture des observations dans l'espace dépendra des caractéristiques de l'orbite choisie, de l'heure de lancement ainsi que de l'époque de l'année. Le laboratoire spatial doit être lancé, en 1980, depuis Cap Kennedy, sur une orbite circulaire à 250 kilomètres d'altitude et inclinée de 57° par rapport au plan de l'équateur terrestre. L'objet de ce travail est de décrire la méthode de calcul des conditions d'observations en fonction de l'heure de lancement et de l'époque de l'année. Les résultats présentés dans cet article concernent uniquement la couverture en latitude.

2. DEFINITION DU PROBLEME

Les aspects géométriques du problème posé seront traités en admettant un Soleil ponctuel et une Terre sphérique de rayon R_T égal à 6370 km. Cependant, il convient de préciser que dans le calcul du mouvement de Spacelab, il sera tenu compte de la précession

de l'orbite due à l'aplatissement du globe aux pôles.

En fait, l'expérience proposée consistera à pointer le Soleil à proximité du limbe de la Terre, la région atmosphérique à "observer" s'étendant entre 20 et 100 kilomètres d'altitude. Les niveaux "20" et "100" sont, par conséquent, les niveaux limites inférieur et supérieur auxquels le rayonnement solaire doit raser le globe terrestre avant d'être reçu par le spectromètre. A chaque révolution comportant une occultation de Spacelab, ces conditions particulières d'observation seront rencontrées au cours des quelques instants précédant ou suivant l'occultation. Il s'agit en premier lieu de connaître la durée des observations, ce qui exige la détermination des instants $t(20)$ (ou $t'(20)$) et $t(100)$ (ou $t'(100)$) auxquels les niveaux "20" et "100" sont atteints par le rayonnement solaire avant l'occultation (ou après l'occultation). Ce problème se réduit à un problème d'occultation proprement dit lorsque fictivement le rayon de la Terre est augmenté de 20 et 100 kilomètres respectivement.

La couverture des observations en latitude et en longitude est également importante à connaître. Ainsi se pose le problème du calcul des coordonnées géographiques des points de tangence du rayonnement solaire avec les niveaux limites.

L'attitude de Spacelab par rapport à un système d'axes lié à son centre de masse est une donnée essentielle du problème. L'attitude fixée, il s'agit de s'assurer, par exemple, que l'empennage du véhicule ne soit pas un obstacle à la visée du Soleil au cours des périodes théoriquement propices aux observations. C'est pourquoi, il s'avère nécessaire de connaître également les angles de visée rapportés au système d'axes adopté.

3. METHODE DE CALCUL

3.1. Détermination des passages à l'équateur

Nous supposons que le lancement de Spacelab s'effectue au jour J et à l'instant t_0 (temps universel) depuis la base de Cap Kennedy. En admettant que le passage au noeud

ascendant N marque le début de chaque nouvelle révolution, nous pouvons convenir au niveau de la théorie que la première révolution est entamée à l'instant $t_{N,1}$ antérieur de quelques minutes à l'instant t_0 . L'instant $t_{N,1}$ et la longitude ouest correspondante $\lambda_{N,1}$ sont déterminées de telle sorte que l'application des lois du mouvement elliptique assurent un passage au-dessus de Cap Kennedy à l'instant t_0 . En procédant de cette manière, la phase propulsée du lancement est négligée. Les réserves qu'implique cette approximation quant aux résultats obtenus ne peuvent être sérieuses, sinon moindres que celles imputables aux imprécisions inévitables de la mise sur orbite proprement dite. Les paramètres $t_{N,1}$ et $\lambda_{N,1}$ étant connus, on déduit l'ascension droite du noeud ascendant Ω_1 par la relation :

$$\Omega_1 = a_{\odot} + t_{N,1} - \lambda_{N,1} + E - 12h \quad (1)$$

où a_{\odot} et E désignent respectivement l'ascension droite du Soleil et l'équation du temps au jour J et à l'instant $t_{N,1}$.

Pour une révolution r quelconque, on a :

$$t_{N,r} = t_{N,1} + (r - 1) P \quad (2)$$

$$\lambda_{N,r} = \lambda_{N,1} + \Delta\lambda_N (r - 1) \quad (3)$$

$$\Omega_r = \Omega_1 + \Delta\Omega (r - 1) \quad (4)$$

P désigne la période de révolution de Spacelab (89,3 min). $\Delta\lambda_N$ est un coefficient traduisant la variation de la longitude du noeud ascendant au cours d'une révolution ; cette variation résulte de la rotation du globe terrestre sur lui-même et du mouvement de précession de l'orbite ; ainsi, $\Delta\lambda_N$ est donné par la relation :

$$\Delta\lambda_N = 0,25068P + \frac{10}{n} \left(\frac{R_E}{a} \right)^{3,5} \cos i \quad (5)$$

où le coefficient 0,25068 est l'angle (exprimé en degrés) dont tourne le globe terrestre en une minute, la période P étant exprimé elle-même en minutes ; n est le mouvement moyen ; i et a désignent respectivement l'inclinaison et le rayon géocentrique de l'orbite ; R_E est le rayon équatorial du globe terrestre.

Le coefficient $\Delta\Omega$ désigne la variation de Ω au cours d'une révolution ; son expression est donnée par le second terme, changé de signe, du second membre de la formule (5).

3.2. Détermination des périodes propices aux observations

Le problème général à résoudre est celui de la détermination des instants $t_r(z)$ et $t'_r(z)$ auxquels, lors d'une révolution quelconque r, le rayonnement solaire "observé" rase le niveau d'altitude z. Par la suite, nous laisserons tomber l'indice r afin d'alléger l'écriture. Comme nous l'avons déjà mentionné à la section 2, ce problème se réduit à un problème d'occultation si l'on adopte une Terre fictive de rayon $R = R_T + z$ ($R_T = 6370$ km). Dans une première étape, on admet qu'en l'espace d'une révolution, le Soleil et le plan de l'orbite restent fixes par rapport à un système d'axes géocentrique non en rotation.

Soit u l'angle géocentrique entre le noeud ascendant N et le véhicule spatial S, mesuré à partir du noeud dans le sens du mouvement (figure 1). Au cours de chaque révolution r, les points de l'orbite marquant le début et la fin de l'occultation sont fixés par des valeurs particulières de cet angle. Ces dernières, en l'occurrence u et u', s'obtiennent à partir de la relation (Wyatt, 1961) :

$$\cos(u - \theta_{\odot}) = \cos(u' - \theta_{\odot}) = - \frac{R}{a \sin \eta} \sqrt{\frac{a^2}{R^2} - 1} \quad (6)$$

où les angles θ_{\odot} et η sont représentés à la figure 1. η est l'angle que fait le rayon vecteur Terre-Soleil \vec{OA} avec la normale \vec{OK} au plan orbital orientée dans le sens du moment cinétique. θ_{\odot} est l'angle géocentrique entre le noeud ascendant N et la projection orthogonale \vec{OA}' du rayon \vec{OA} dans le plan orbital.

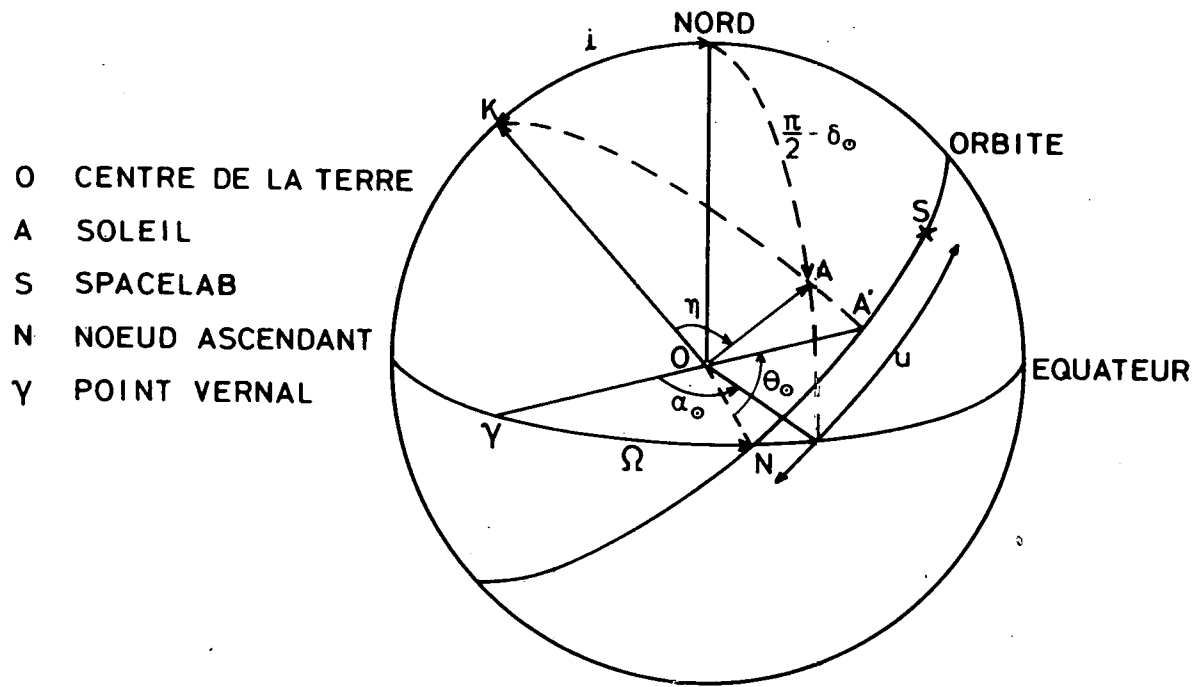


Fig. 1.- Représentation des angles η et θ_0 .

Par suite de la symétrie, les angles $(u - \theta_{\odot})$ et $(u' - \theta_{\odot})$ sont liés par la relation

$$(u - \theta_{\odot}) = 360^{\circ} - (u' - \theta_{\odot}) \quad (7)$$

Les angles η et θ_{\odot} sont calculés en appliquant les formules classiques de la trigonométrie sphérique :

$$\cos \eta = \cos i \sin \delta_{\odot} - \sin i \cos \delta_{\odot} \sin (a_{\odot} - \Omega) \quad (8)$$

$$\cos \theta_{\odot} = \frac{\cos (a_{\odot} - \Omega) \cos \delta_{\odot}}{\sin \eta} \quad (9)$$

où δ_{\odot} est la déclinaison du Soleil. Les paramètres a_{\odot} , δ_{\odot} et Ω sont évalués à l'instant t_N du passage au noeud ascendant de la révolution considérée.

Pour $\cos \theta_{\odot} > 0$, θ_{\odot} appartiendra au premier quadrant si la condition

$$- \arcsin (\operatorname{tgi} \operatorname{tg} \delta_{\odot}) < a_{\odot} - \Omega < 90^{\circ}$$

est satisfaite, $\arcsin (\operatorname{tgi} \operatorname{tg} \delta_{\odot})$ étant toujours pris dans le premier quadrant.

Pour $\cos \theta_{\odot} < 0$, θ_{\odot} appartiendra au deuxième quadrant si la condition

$$90^{\circ} < a_{\odot} - \Omega < 180^{\circ} + \arcsin (\operatorname{tgi} \operatorname{tg} \delta_{\odot})$$

est vérifiée.

De la connaissance des angles u et u' , on peut déduire les instants $t(z)$ et $t'(z)$ définis précédemment. On a :

$$\left. \begin{aligned} t(z) &= t_N + \frac{u}{360} \quad P \\ t'(z) &= t_N + \frac{u'}{360} \quad P \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Les angles u et u' , exprimés en degrés, sont calculés avec les valeurs des paramètres α_{\odot} , δ_{\odot} et Ω à l'instant t_N . Ces valeurs sont maintenues au cours de la révolution. Cependant, il s'agira par la suite de déterminer certains angles, aux instants $t(z)$ et $t'(z)$, qui impliquent une connaissance très précise des positions du Soleil, de l'orbite et de Spacelab. En particulier, le temps (basé sur la position du Soleil) ainsi que les paramètres fixant ces positions doivent constituer un système cohérent. C'est pourquoi, le formalisme développé ci-dessus est appliqué une nouvelle fois avec les valeurs des paramètres α_{\odot} , δ_{\odot} et Ω se rapportant successivement aux instants $t(z)$ et $t'(z)$. Les nouvelles valeurs obtenues pour u , u' , $t(z)$ et $t'(z)$ sont considérées comme définitives. Les écarts aux premiers résultats se mesurent en dixièmes de degré et dixièmes de minutes de temps, et ne justifient pas une nouvelle itération.

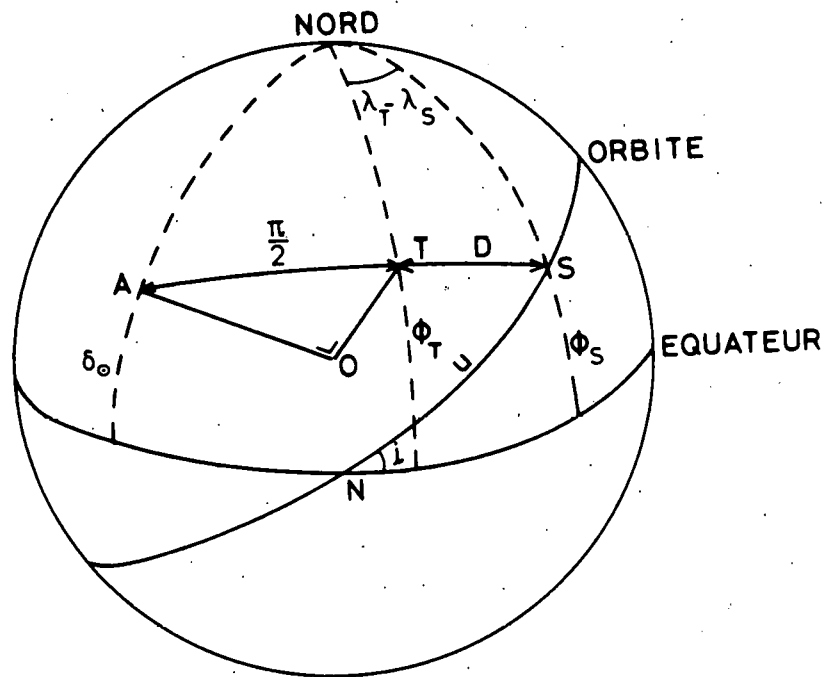
3.3. Détermination de la couverture des observations

Soient T et T' les points de tangence du rayonnement solaire avec le niveau (z) , relatifs respectivement aux instants $t(z)$ et $t'(z)$. A la figure 2, nous avons représenté sur la sphère unitaire les positions relatives du Soleil (A), de Spacelab (S) et d'un point de tangence (T).

Soient (ϕ_S, λ_S) et (ϕ_T, λ_T) les latitudes et longitudes ouest des points S et T . On peut déduire aisément les relations suivantes :

$$\sin \phi_T = \frac{\sin \phi_S + \sin D \sin \delta_{\odot}}{\cos D} \quad (11)$$

et



A62

Fig. 2.- Représentation des positions relatives du Spacelab (S), du Soleil (A) et du point de tangence (T).

$$\lambda_T = \lambda_S + \arccos \left(\frac{\cos D - \sin \phi_S \sin \phi_T}{\cos \phi_S \cos \phi_T} \right) \quad (12)$$

où D désigne la dépression solaire locale au point S ; lorsque l'altitude z du point de tangence est fixée, la dépression solaire est une constante dont la valeur s'obtient en appliquant la formule :

$$D = \arccos \left(\frac{R_T + z}{a} \right) \quad (13)$$

La détermination de ϕ_T et λ_T implique la connaissance préalable de la latitude ϕ_S et de la longitude λ_S . Ces éléments sont donnés par les relations

$$\sin \phi_S = \sin i \sin u \quad (14)$$

$$\lambda_S = \lambda_N - \arcsin (\cotg i \operatorname{tg} \phi_S)$$

$$+ [0,25068 + \frac{1}{144} \left(\frac{R_E}{a} \right)^{3,5} \cos i] [t(z) - t_N] \quad (15)$$

où le second terme du second membre tient compte du mouvement en longitude de Spacelab ; les troisième et quatrième termes représentent respectivement les contributions dues à la rotation du globe terrestre et à la précession de l'orbite ; la différence de temps est exprimée en minutes.

La connaissance des coordonnées géographiques des points T et T' pour chaque révolution permet de préciser la couverture des observations.

3.4. Détermination des angles de visée

Soit un système d'axes (S, x, y, z) fixé au centre de masse S de Spacelab (figure 3). Les axes \vec{Sx} et \vec{Sz} sont situés dans le plan orbital dirigés respectivement suivant le vecteur vitesse

\vec{v} et le rayon vecteur géocentrique \vec{OS} . L'axe \vec{Sy} est normal au plan de l'orbite et orienté suivant le sens du vecteur moment cinétique. La direction du Soleil par rapport à ce système d'axes peut être définie par deux angles de visée : d'une part, l'angle de gisement G mesuré dans le plan horizontal local (\vec{Sx}, \vec{Sy}) et compté à partir de l'axe \vec{Sx} positivement vers l'axe \vec{Sy} et, d'autre part, l'angle de site H compté à partir du plan horizontal positivement vers l'axe \vec{Sz} . Soit un second système d'axes $(O; X, Y, Z)$ fixé au centre de la Terre; les axes \vec{OX} et \vec{OY} sont situés dans le plan équatorial, l'axe OX orienté vers le point vernal. L'axe \vec{OZ} est dirigé vers le pôle nord.

La détermination des angles G et H est effectuée en considérant négligeable le rayon de l'orbite de Spacelab par rapport à la distance Terre-Soleil r_{\odot} , ce qui revient à admettre que les deux systèmes d'axes ont la même origine dans les formules de transformation des coordonnées d'un système d'axes à l'autre. Si (l_1, m_1, n_1) , (l_2, m_2, n_2) et (l_3, m_3, n_3) désignent respectivement les cosinus directeurs des axes \vec{Sx} , \vec{Sy} et \vec{Sz} par rapport aux axes \vec{OX} , \vec{OY} et \vec{OZ} , nous pouvons écrire les relations suivantes

$$\left. \begin{aligned} x_{\odot} &= l_1 X_{\odot} + m_1 Y_{\odot} + n_1 Z_{\odot} \\ y_{\odot} &= l_2 X_{\odot} + m_2 Y_{\odot} + n_2 Z_{\odot} \\ z_{\odot} &= l_3 X_{\odot} + m_3 Y_{\odot} + n_3 Z_{\odot} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

On a, d'autre part,

$$\left. \begin{aligned} x_{\odot} &= r_{\odot} \cos H \cos G \\ y_{\odot} &= r_{\odot} \cos H \sin G \\ z_{\odot} &= r_{\odot} \sin H \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned}
 X_{\odot} &= r_{\odot} \cos a_{\odot} \cos \delta_{\odot} \\
 Y_{\odot} &= r_{\odot} \sin a_{\odot} \cos \delta_{\odot} \\
 Z_{\odot} &= r_{\odot} \sin \delta_{\odot}
 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned}
 l_1 &= -\cos \Omega \sin u - \sin \Omega \cos u \cos i \\
 m_1 &= -\sin \Omega \sin u + \cos \Omega \cos u \cos i \\
 n_1 &= \cos u \sin i
 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned}
 l_2 &= \sin \Omega \sin i \\
 m_2 &= -\cos \Omega \sin i \\
 n_2 &= \cos i
 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned}
 l_3 &= \cos \Omega \cos u - \sin \Omega \sin u \cos i \\
 m_3 &= \sin \Omega \cos u + \cos \Omega \sin u \cos i \\
 n_3 &= \sin u \sin i
 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

La combinaison des systèmes (16) à (21) conduit aux deux formules suivantes donnant les angles recherchés H et G.

$$\begin{aligned}
 \sin H &= \cos \delta_{\odot} \cos a_{\odot} (\cos \Omega \cos u - \sin \Omega \sin u \cos i) + \cos \delta_{\odot} \sin a_{\odot} (\sin \Omega \cos u \\
 &+ \cos \Omega \sin u \cos i) + \sin \delta_{\odot} \sin u \sin i
 \end{aligned} \quad (22)$$

$$\sin G = \frac{1}{\cos H} (\cos \delta_{\odot} \cos a_{\odot} \sin \Omega \sin i - \cos \delta_{\odot} \sin a_{\odot} \cos \Omega \sin i + \sin \delta_{\odot} \cos i) \quad (23)$$

Il convient de remarquer que l'angle H n'est autre que la dépression D changée de signe dont l'expression (13) est rigoureuse bien que manifestement plus simple. Une comparaison des résultats permet d'évaluer la précision de la méthode exposée et, en particulier, la cohérence des paramètres qui interviennent.

4. LA COUVERTURE EN LATITUDE : RESULTATS

La couverture des observations en latitude est représentée aux figures 4 à 6 dans l'hypothèse où les observations s'effectuent au cours de 115 révolutions successives, soit approximativement pendant 7 jours, à trois époques particulières de l'année : l'équinoxe de mars et les solstices de juin et décembre. L'heure de lancement exprimée en temps universel, autre paramètre essentiel de problème, est reportée suivant l'axe des abscisses. Les observations se rapportent à l'altitude z de 20 km. Enfin, il convient de préciser que la couverture des observations effectuées peu avant l'occultation (coucher) est délimitée par les courbes en traits interrompus; les courbes en traits pleins précisent les limites de la couverture des observations effectuées peu après l'occultation (lever). Les flèches indiquent le sens de variation de la latitude au cours des 115 révolutions.

La figure 4 montre qu'à l'équinoxe de mars, la couverture la plus étendue est assurée pour des heures de lancement proches de 0h 30, 3h 30, 12h 30 et 15h 30 : dans les deux premiers cas, les observations couvrent davantage l'hémisphère nord (0 à 60°) que l'hémisphère sud (0 à -30°). L'inverse se produit dans les deux autres cas. Par ailleurs, pour des lancements intervenant à 2h et 14h, un même domaine de latitudes est balayé à deux reprises : 0 à 50° nord (à 2h) et 0 à 50° sud (à 14h). Dans la pratique, ces conclusions sont également valables pour l'équinoxe de septembre. La couverture pour un lancement effectué à l'époque du solstice de juin est montrée à la figure 5. On remarque que pour des heures de

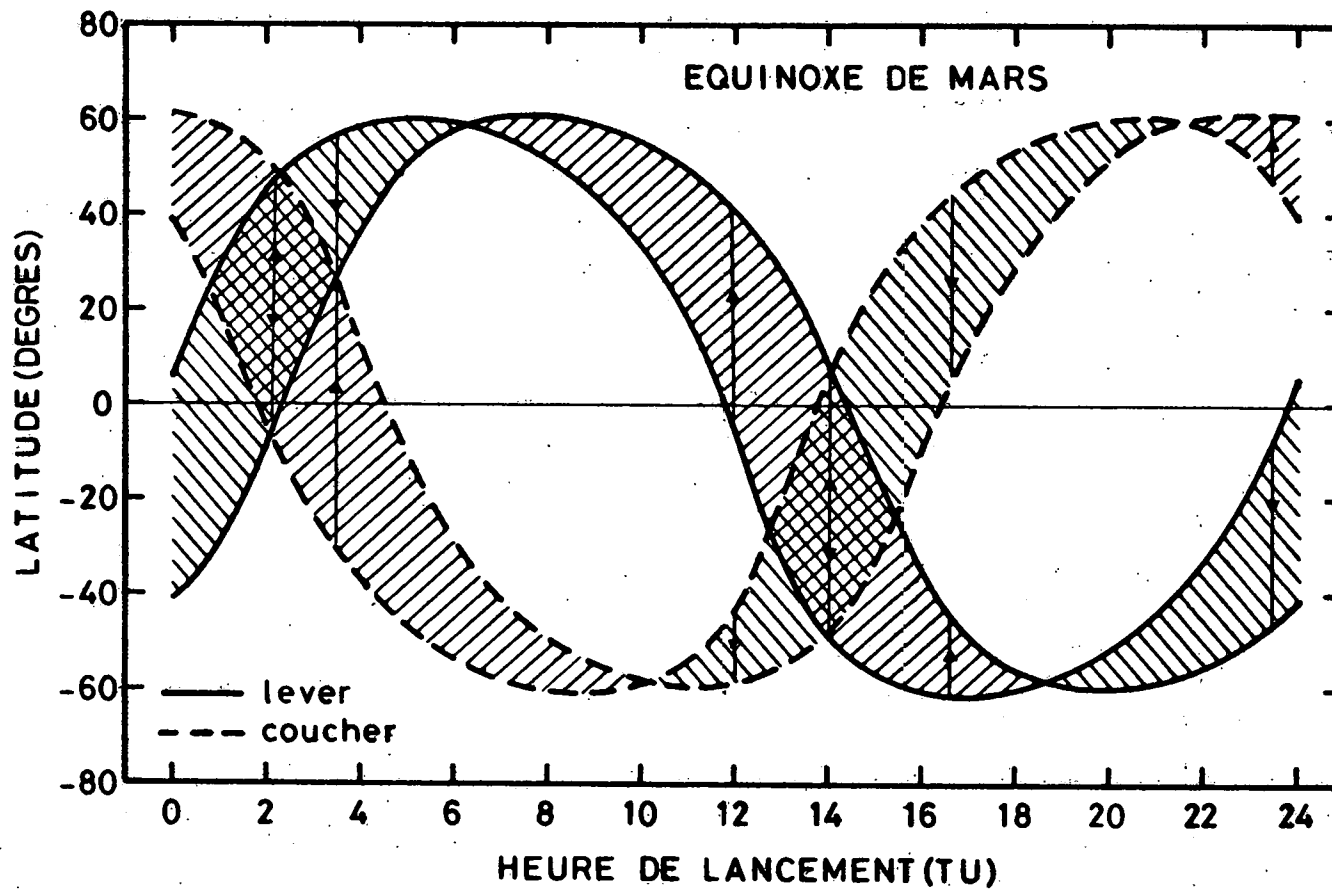


Fig. 4.- Couverture en latitude des observations à l'altitude de 20 km en fonction de l'heure de lancement et pour l'équinoxe de mars. La période des observations s'étend sur 1.15 révolutions. Les courbes en traits pleins et interrompus précisent les limites de la couverture respectivement au lever et au coucher du Soleil. Les flèches indiquent le sens de variation de la latitude.

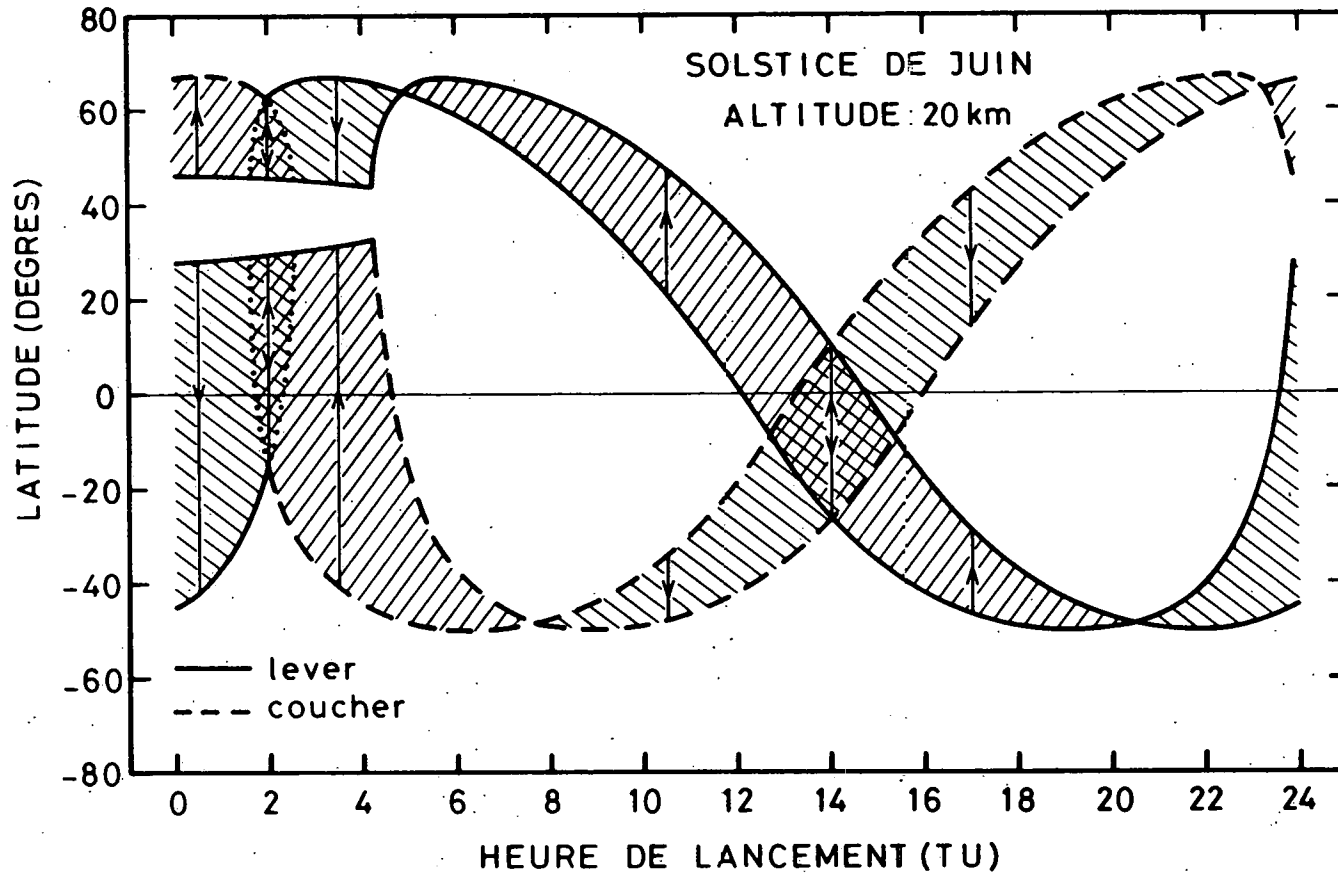


Fig. 5.- Couverture en latitude des observations à l'altitude de 20 km, en fonction de l'heure de lancement et pour le solstice de juin.

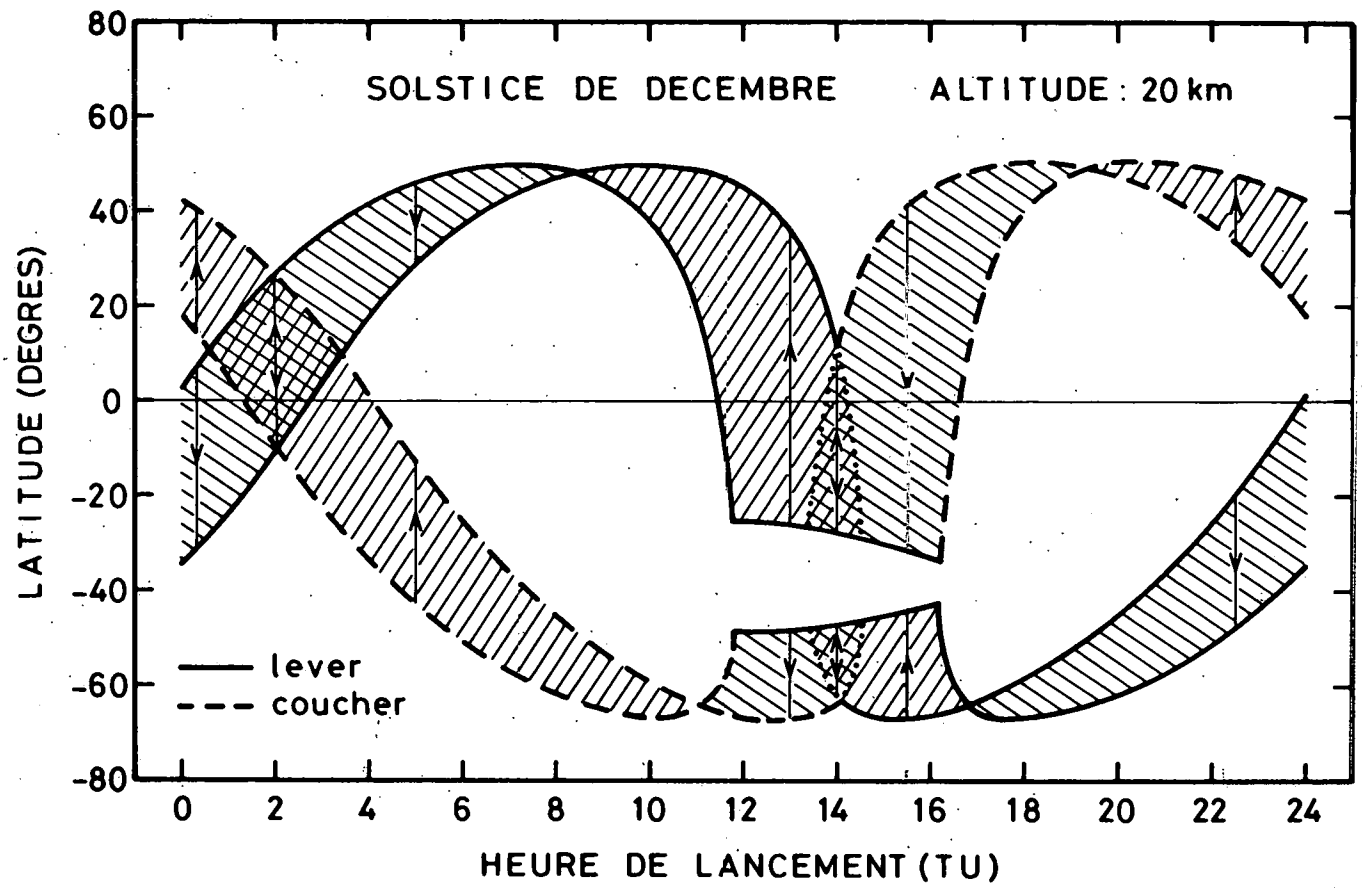


Fig. 6.- Couverture en latitude des observations à l'altitude de 20 km, en fonction de l'heure de lancement et pour le solstice de décembre.

lancement comprises entre 0h et 4h elle présente une échancrure de 10 à 20 degrés due, en fait, aux périodes de non-occultation qui se manifestent dans ces conditions particulières de lancement; ainsi, pour un lancement fixé 0 3h 30, le phénomène d'occultation cesse dès la révolution n° 81. Par contre, pour un lancement effectué à 1h 30, il faut attendre la révolution n° 72 pour que l'occultation se produise. Pour des lancements fixés entre 1h 30 et 2h 30, les périodes de non-occultation se situent à l'intérieur même de l'intervalle de sept jours adopté comme durée de l'expérience. Bien que échancrée par les périodes de non-occultation, la couverture s'avère néanmoins la plus large pour des heures de lancement comprises entre 0h et 4h. Il convient de signaler qu'elle est importante également pour des lancements effectués à 12h 30 et 15h 30. Enfin, un même domaine de latitudes est balayé à deux reprises si l'on fixe le lancement à 2h ou 14h.

Les remarques précédentes s'imposent également à l'examen de la figure 6 relative au solstice de décembre; on relève, toutefois, un décalage de 12 heures entre les heures de lancement assurant une couverture pratiquement identique en amplitude. D'autre part, en décembre, l'échancrure de la couverture, due aux périodes de non-occultation, est observée dans l'hémisphère sud.

La figure 7 montre, pour le solstice de décembre, la variation de la latitude des observations au fil des révolutions. Quatre heures de lancement ont été sélectionnées : 1h 30, 3h 30, 12h et 15h; les deux dernières donnent lieu à une couverture très large des observations, l'une au début de l'occultation, l'autre à la fin de l'occultation. Il apparaît que, dans ces deux cas, les observations ne sont pas également distribuées en latitude; ainsi, pour un lancement effectué à 15h, la latitude décroît de + 36° à + 27° au cours des vingt premières révolutions alors qu'elle varie de + 12° à - 27° entre les révolutions n° 40 et 60. Par contre, pour des heures de lancement fixées à 1h 30 et 3h 30, la variation de la latitude avec le temps est linéaire. Ces constatations peuvent revêtir une certaine importance lorsqu'il s'agira de choisir les conditions de lancement en fonction des critères imposés par l'expérience projetée.

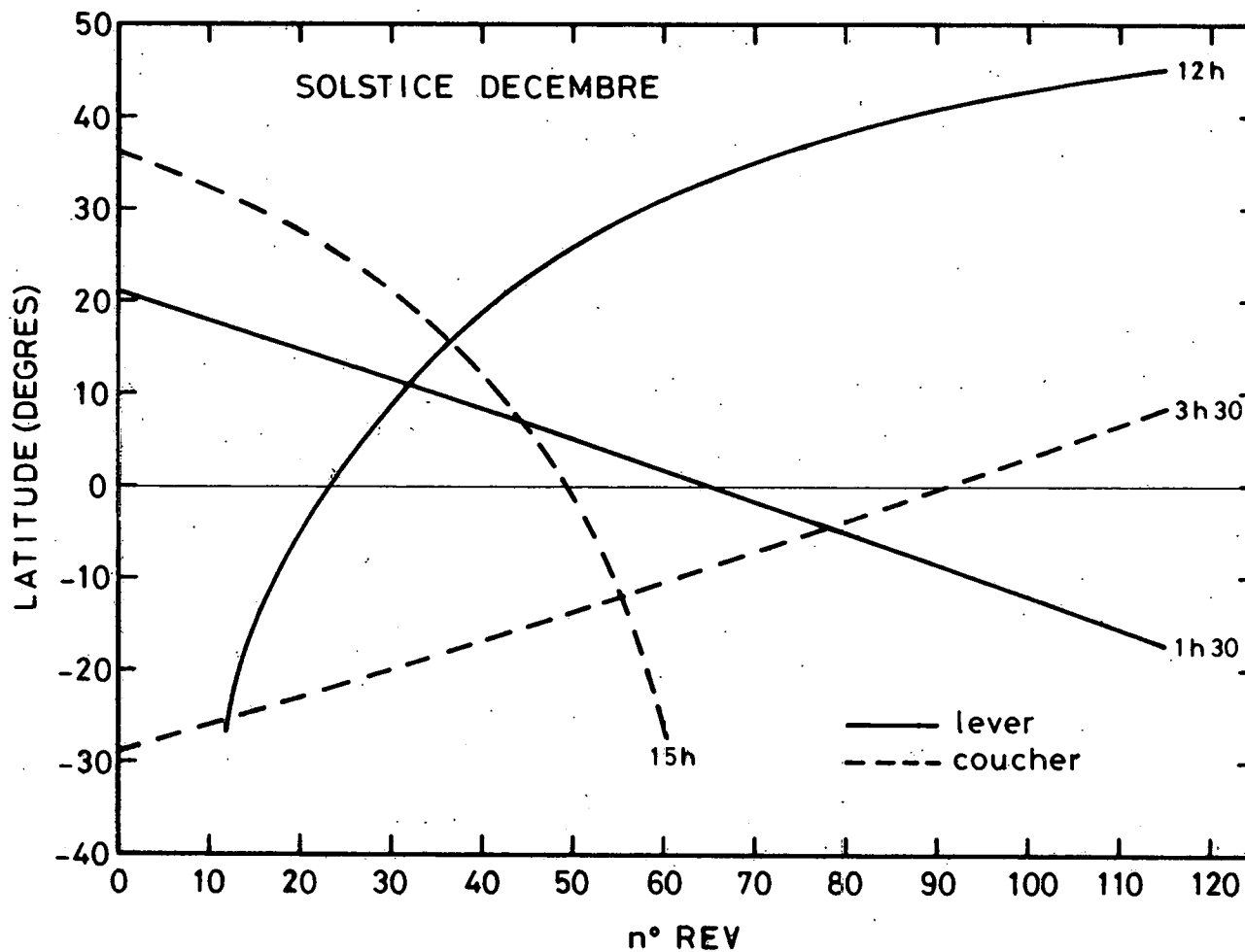


Fig. 7.- Variation de la latitude des observations à 20 km, au solstice de décembre et pour quatre heures de lancement différentes (1h30, 3h30, 12h et 15h).

5. CONCLUSIONS

Ce travail a montré que les conditions d'observations de l'homosphère par la technique de la spectrométrie d'absorption exploitée à partir d'un véhicule spatial dépend très étroitement des paramètres fixant les conditions de lancement, à savoir l'époque de l'année et l'heure de lancement. En particulier, la couverture en latitude étant très sensible à l'heure de lancement, il s'agira de bien préciser au départ les exigences que l'on souhaite rencontrer dans le cadre de l'expérience projetée.

6. REFERENCE

WYATT, S.P., The effect of radiation pressure on the secular acceleration of satellites, *Smith. Astrophys. Obs., Spec. Rep.*, **60**, 16 pp., 1961.

La mise au point du programme des calculs sur ordinateur a été assurée par
M. ROSSEEUW.

- 105 - ACKERMAN, M. and C. MULLER, Stratospheric methane from infrared spectra, 1972.
- 106 - ACKERMAN, M. and C. MULLER, Stratospheric nitrogen dioxide from infrared absorption spectra, 1972.
- 107 - KOCKARTS, G., Absorption par l'oxygène moléculaire dans les bandes de Schumann-Runge, 1972.
- 108 - LEMAIRE, J. et M. SCHERER, Comportements asymptotiques d'un modèle cinétique du vent solaire, 1972.
- 109 - LEMAIRE, J. and M. SCHERER, Plasma sheet particle precipitation : A kinetic model, 1972.
- 110 - BRASSEUR, G. and S. CIESLIK, On the behavior of nitrogen oxides in the stratosphere, 1972.
- 111 - ACKERMAN, M. and P. SIMON, Rocket measurement of solar fluxes at 1216 Å, 1450 Å and 1710 Å, 1972.
- 112 - CIESLIK, S. and M. NICOLET, The aeronomic dissociation of nitric oxide, 1973.
- 113 - BRASSEUR, G. and M. NICOLET, Chemospheric processes of nitric oxide in the mesosphere and stratosphere, 1973.
- 114 - CIESLIK, S. et C. MULLER, Absorption raie par raie dans la bande fondamentale infrarouge du monoxyde d'azote, 1973.
- 115 - LEMAIRE, J. and M. SCHERER, Kinetic models of the solar and polar winds, 1973.
- 116 - NICOLET, M., La biosphère au service de l'atmosphère, 1973.
- 117 - BIAUME, F., Nitric acid vapor absorption cross section spectrum and its photodissociation in the stratosphere, 1973.
- 118 - BRASSEUR, G., Chemical kinetic in the stratosphere, 1973.
- 119 - KOCKARTS, G., Helium in the terrestrial atmosphere, 1973.
- 120 - ACKERMAN, M., J.C. FONTANELLA, D. FRIMOUT, A. GIRARD, L. GRAMONT, N. LOUISNARD, C. MULLER and D. NEVEJANS, Recent stratospheric spectra of NO and NO₂, 1973.
- 121 - NICOLET, M., An overview of aeronomic processes in the stratosphere and mesosphere, 1973.
- 122 - LEMAIRE, J., The "Roche-Limit" of ionospheric plasma and the formation of the plasmopause, 1973.
- 123 - SIMON, P., Balloon measurements of solar fluxes between 1960 Å and 2300 Å, 1974.
- 124 - ARIJS, E., Effusion of ions through small holes, 1974.
- 125 - NICOLET, M., Aéronomie, 1974.
- 126 - SIMON, P., Observation de l'absorption du rayonnement ultraviolet solaire par ballons stratosphériques, 1974.
- 127 - VERCHEVAL, J., Contribution à l'étude de l'atmosphère terrestre supérieure à partir de l'analyse orbitale des satellites, 1973.
- 128 - LEMAIRE, J. and M. SCHERER, Exospheric models of the topside ionosphere, 1974.
- 129 - ACKERMAN, M., Stratospheric water vapor from high resolution infrared spectra, 1974.
- 130 - ROTH, M., Generalized invariant for a charged particle interacting with a linearly polarized hydromagnetic plane wave, 1974.
- 131 - BOLIN, R.C., D. FRIMOUT and C.F. LILLIE, Absolute flux measurements in the rocket ultraviolet, 1974.
- 132 - MAIGNAN, M. et C. MÜLLER, Méthodes de calcul de spectres stratosphériques d'absorption infrarouge, 1974.
- 133 - ACKERMAN, M., J.C. FONTANELLA, D. FRIMOUT, A. GIRARD, N. LOUISNARD and C. MULLER, Simultaneous measurements of NO and NO₂ in the stratosphere, 1974.
- 134 - NICOLET, M., On the production of nitric oxide by cosmic rays in the mesosphere and stratosphere, 1974.
- 135 - LEMAIRE, J. and M. SCHERER, Ionosphere-plasma sheet field aligned currents and parallel electric fields, 1974.
- 136 - ACKERMAN, M., P. SIMON, U. von ZAHN and U. LAUX, Simultaneous upper air composition measurements by means of UV monochromator and mass spectrometer, 1974.
- 137 - KOCKARTS, G., Neutral atmosphere modeling, 1974.
- 138 - BARLIER, F., P. BAUER, C. JAECK, G. THUILLIER and G. KOCKARTS, North-South asymmetries in the thermosphere during the last maximum of the solar cycle, 1974.
- 139 - ROTH, M., The effects of field aligned ionization models on the electron densities and total flux tubes contents deduced by the method of whistler analysis, 1974.
- 140 - DA MATA, L., La transition de l'homosphère à l'hétérosphère de l'atmosphère terrestre, 1974.
- 141 - LEMAIRE, J. and R.J. HOCH, Stable auroral red arcs and their importance for the physics of the plasmopause region, 1975.

- 142 - ACKERMAN, M., NO, NO₂ and HNO₃ below 35 km in the atmosphere, 1975.
- 143 - LEMAIRE, J., The mechanisms of formation of the plasmopause, 1975.
- 144 - SCIALOM, G., C. TALEB and G. KOCKARTS, Daytime valley in the F1 region observed by incoherent scatter, 1975.
- 145 - SIMON, P., Nouvelles mesures de l'ultraviolet solaire dans la stratosphère, 1975.
- 146 - BRASSEUR, G. et M. BERTIN, Un modèle bi-dimensionnel de la stratosphère, 1975.
- 147 - LEMAIRE, J. et M. SCHERER, Contribution à l'étude des ions dans l'ionosphère polaire, 1975.
- 148 - DEBEHOGNE, H. et E. VAN HEMELRIJCK, Etude par étoiles-tests de la réduction des clichés pris au moyen de la caméra de triangulation IAS, 1975.
- 149 - DEBEHOGNE, H. et E. VAN HEMELRIJCK, Méthode des moindres carrés appliquée à la réduction des clichés astrométriques, 1975.
- 150 - DEBEHOGNE, H. et E. VAN HEMELRIJCK, Contribution au problème de l'aberration différentielle, 1975.
- 151 - MULLER, C. and A.J. SAUVAL, The CO fundamental bands in the solar spectrum, 1975.
- 152 - VFRCHTVAL, J., Un effet géomagnétique dans la thermosphère moyenne, 1975.
- 153 - AMAYENC, P., D. ALCAYDE and G. KOCKARTS, Solar extreme ultraviolet heating and dynamical processes in the mid-latitude thermosphere, 1975.
- 154 - ARIJS, F. and D. NEVEJANS, A programmable control unit for a balloon borne quadrupole mass spectrometer, 1975.
- 155 - VERCHEVAL, J., Variations of exospheric temperature and atmospheric composition between 150 and 1100 km in relation to the semi-annual effect, 1975.
- 156 - NICOLET, M., Stratospheric Ozone : An introduction to its study, 1975.
- 157 - WEILL, G., J. CHRISTOPHE, C. LIPPENS, M. ACKERMAN and Y. SAHAI, Stratospheric balloon observations of the southern intertropical arc of airglow in the southern american area, 1976.
- 158 - ACKERMAN, M., D. FRIMOUT, M. GOTTIGNIES, C. MULLER, Stratospheric HCl from infrared spectra, 1976.
- 159 - NICOLET, M., Conscience scientifique face à l'environnement atmosphérique, 1976.
- 160 - KOCKARTS, G., Absorption and photodissociation in the Schumann-Runge bands of molecular oxygen in the terrestrial atmosphere, 1976.
- 161 - LEMAIRE, J., Steady state plasmopause positions deduced from McIlwain's electric field models, 1976.
- 162 - ROTH, M., The plasmopause as a plasma sheath: A minimum thickness, 1976.
- 163 - FRIMOUT, D., C. LIPPENS, P.C. SIMON, E. VAN HEMELRIJCK, E. VAN RANSBEECK et A. REHRI, Lâchers de monoxyde d'azote entre 80 et 105 km d'altitude. Description des charges utiles et des moyens d'observation, 1976.
- 164 - LEMAIRE, J. and L.F. BURLAGA, Diamagnetic boundary layers: a kinetic theory, 1976.
- 165 - TURNER, J.M., L.F. BURLAGA, N.F. NESS and J. LEMAIRE, Magnetic holes in the solar wind, 1976.
- 166 - LEMAIRE, J. and M. ROTH, Penetration of solar wind plasma elements into the magnetosphere, 1976.
- 167 - VAN HEMELRIJCK, E. et H. DEBEHOGNE, Réduction de clichés de champs stellaires pris par télévision avec intensificateur d'image, 1976.
- 168 - BRASSEUR, G. and J. LEMAIRE, Fitting of hydrodynamic and kinetic solar wind models, 1976.
- 169 - LEMAIRE, J. and M. SCHERER, Field aligned distribution of plasma mantle and ionospheric plasmas, 1976.
- 170 - ROTH, M., Structure of tangential discontinuities at the magnetopause and the nose of the magnetopause, 1976.
- 171 - DEBEHOGNE, H., C. LIPPENS, E. VAN HEMELRIJCK et E. VAN RANSBEECK, La caméra de triangulation de l'IAS, 1976.
- 172 - LEMAIRE, J., Rotating ion-exospheres, 1976.
- 173 - BRASSEUR, G., L'action des oxydes d'azote sur l'ozone dans la stratosphère, 1976.
- 174 - MULLER, C., Détermination de l'abondance de constituants minoritaires de la stratosphère par spectrométrie d'absorption infrarouge, 1976.
- 175 - VANCLOOSTER, R., First and second order approximation of the first adiabatic invariant for a charged particle interacting with a linearly polarized hydromagnetic plane wave, 1976.