

**Observation de l'absorption du rayonnement ultraviolet solaire  
par ballons stratosphériques**

par P. SIMON (\*)  
Institut d'Aéronomie Spatiale, Bruxelles

*Abstract.* — Ultraviolet stratospheric absorptions have been measured by means of a balloon borne spectrometer between 1900 Å and 3500 Å. The experimental optical depths are relatively in good agreement with a pure oxygen-ozone absorption model. Ozone number densities at 39 km and 41,5 km of altitude are compared with recent determinations.

INTRODUCTION

Les processus de photodissociation dans la haute atmosphère, bases de toute la chimie aéronomique, sont dus à l'absorption du rayonnement ultraviolet du soleil par un certain nombre de constituants atmosphériques. Pour déterminer l'importance des divers processus, il est nécessaire de connaître la distribution spectrale de l'énergie en fonction de l'altitude. Celle-ci peut être calculée en appliquant la loi de Beer Lambert, connaissant le flux solaire extraterrestre, les sections efficaces d'absorption des constituants atmosphériques et leurs concentrations.

Dans le cas des couches inférieures à 50 km, l'absorption du rayonnement ultraviolet solaire est dû à l'ozone et à l'oxygène moléculaire (Ackerman, 1971). Ce dernier est, en effet, photodissocié par le rayonnement de longueur d'onde inférieure à 2424 Å, produisant des atomes d'oxygène qui, en présence d'un troisième corps, peuvent se recombiner mais surtout réagir avec O<sub>2</sub> pour former de l'ozone. Cette molé-

---

(\*) Présenté par M. M. NICOLET.

cule est déjà photodissociée dans le visible (bandes de Chappuis) et surtout dans l'ultraviolet à des longueurs d'ondes inférieures à 3500 Å (bandes de Huggins et de Hartley). Ces quelques réactions sont à la base de l'existence de la couche d'ozone dans la stratosphère (Chapman, 1930, 1943).

D'autres constituants minoritaires tels que NO, N<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, HNO<sub>3</sub>, NO<sub>2</sub> etc., jouent également un rôle très important dans la photochimie stratosphérique (Nicolet 1972, 1973). Toutefois, leurs concentrations sont nettement inférieures à celle de l'ozone et leur présence n'affecte pratiquement pas la pénétration du rayonnement ultraviolet dans la stratosphère. La détermination des flux solaires extraterrestres qui font l'objet d'expériences en ballons, en fusées et en satellites (Ackerman, 1971 et Simon, 1974) et les sections efficaces d'absorption qui sont mesurées en laboratoire (Ackerman, 1972), sont donc les paramètres fondamentaux pour la connaissance des atmosphères planétaires. Toutefois, la mesure de l'absorption *in situ* peut permettre la détermination de constituants tels que l'ozone et également la vérification des modèles théoriques. Les écarts à ceux-ci sont du plus haut intérêt et contribuent à leur amélioration. Il faut citer les travaux de Ackerman *et al* (1968) et de Frimout (1970) qui ont observé une absorption vers 2100 Å. D'autre part, Brewer *et al.* (1972) pensent avoir mis en évidence, à partir d'observations au sol du ciel crépusculaire dans le proche ultraviolet, d'une couche du radical NH qui se situerait vers 40 km. Cette note présente les résultats d'observations effectuées lors de deux vols en ballon stratosphérique, de l'absorption du rayonnement ultraviolet solaire par un spectromètre intégré dans une nacelle stabilisée pointant le soleil.

#### INSTRUMENTATION

Le spectromètre utilisé est du type Ebert Fastie de 25 cm de distance focale (fig. 1). Le rayonnement solaire transmis dans la stratosphère éclaire une fenêtre en quartz dépoli placé à 239 mm devant la fente d'entrée. Ce dispositif permet de mesurer le rayonnement intégré sur toute la surface du soleil. La fente d'entrée, d'un rayon de courbure de 30 mm, a 10 mm de hauteur et 0,1 mm de largeur. Le miroir sphérique recouvert d'une couche d'aluminium elle-même protégée de MgF<sub>2</sub> réfléchit l'image de fente d'entrée sur un réseau de 1200 traits/mm

renforcé à 2000 Å (Bausch et Lomb n° 35-53-04-020). Sa surface est de 26 × 26 mm. La lumière diffractée est focalisée sur la fente de sortie identique à la fente d'entrée. La bande passante mesurée à mi-hauteur de la fonction fente du spectromètre est de 6 Å. Un tube photomultiplicateur EMR 542P-09-18 sert de détecteur. La photocathode en RbTe est aveugle dans le visible. Le tube est alimenté par un convertisseur haute tension ajustable entre 1500 et 3500 Volts. Le courant de sortie est mesuré à l'aide d'un électromètre suivi de trois amplificateurs dont les rapports d'amplification sont de 0,2; 2; 20 donnant une gamme dynamique de mesure de  $10^4$ . Le balayage en longueur d'onde est obtenu par rotation du réseau grâce à une came elle-même commandée par un moteur DC. Le domaine spectral compris entre 1750 et 4000 Å est balayé en 2 min. 30 sec. Le repérage en longueur d'onde se fait à l'aide d'un micro-interrupteur qui est commuté 23 fois entre 1750 et 4000 Å par une deuxième came placée à cet effet sur l'axe du moteur. Toute l'optique est placée dans une enceinte étanche qui est pressurisée avec de l'azote à une pression légèrement supérieure à 760 torr par la vanne placée à l'arrière du capot. L'électronique et le moteur DC sont également placés sous une enceinte étanche qui a pour but d'éviter toute dépressurisation au cours du vol en ballon.

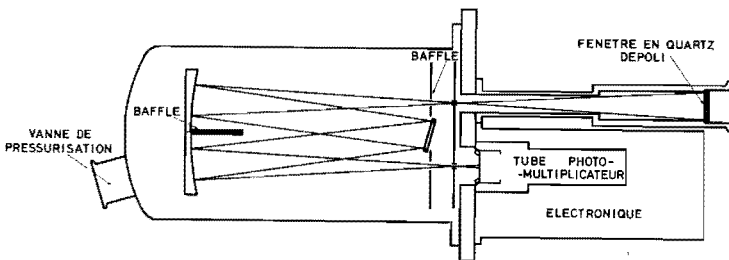


FIG. 1. — Schéma du spectromètre Ebert-Fastie (distance focale = 25 cm).

L'instrument a été étalonné en fonction de la longueur d'onde afin de relier les courants de sortie du photomultiplicateur aux éclaircissements de la fenêtre d'entrée ( $h\nu \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1}$ ). Les méthodes et les résultats d'étalonnage sont décrits ailleurs (Simon, 1974).

Tout l'appareil est protégé par une structure légère en mousse recouverte d'une fine feuille en aluminium qui lui assure une protection

thermique suffisante pour les conditions de vol. Le spectromètre est intégré dans une nacelle stabilisée Astrolable qui pointe le soleil avec une précision supérieure à 30 secondes d'arc. L'alignement de l'axe optique de l'instrument avec les détecteurs solaires est de l'ordre de 10 minutes d'arc.

Un manomètre Bell et Howell étalonné en laboratoire par comparaison avec une jauge McLeod mesure la pression ambiante au niveau de la nacelle et permet la détermination de l'altitude et le calcul de la densité de l'atmosphère.

### CONDITIONS D'OBSERVATION

Le premier vol eut lieu le 23 septembre 1972 depuis le centre de lancements des ballons stratosphériques du CNES situé à Aire sur l'Adour. La nacelle de 220 kg était emportée par un ballon Raven de 300.000 m<sup>3</sup> et a atteint l'altitude de 41,5 km. Le premier spectre a été obtenu pour une distance zénithale de 78° (16 h 40 T.U.) et l'observation s'est poursuivie jusqu'à une distance zénithale de 87° aux environs de 2000 Å et de 92° pour la région des 3000 Å. (17 h 53 T.U.). Ce premier vol était plus particulièrement consacré à l'observation des absorptions dans la stratosphère du rayonnement ultraviolet solaire. C'est pourquoi il s'est déroulé pour des distances zénithales relativement grandes. Le deuxième vol eut lieu le 16 mai 1973. La nacelle a atteint une altitude de 39 km, emportée par un ballon Winzen de 300.000 m<sup>3</sup>. Le but principal de cette expérience était la mesure du flux solaire dans l'ultraviolet. Pour cette raison, les observations eurent lieu pour des distances zénithales comprises entre 54° et 70° (16 h 00 et 17 h 22 T.U.)

### INTERPRÉTATION DES DONNÉES D'OBSERVATION

Entre 1800 et 2424 Å, le rayonnement ultraviolet du soleil est principalement absorbé par l'ozone et l'oxygène. Pour les longueurs d'onde supérieures jusqu'à 3500 Å, seul l'ozone présente une section efficace d'absorption importante (bandes de Hartley et de Huggins) et est en concentration suffisante pour régir la pénétration du rayonnement solaire (Ackerman 1972). Il faut toutefois tenir compte de l'extinction due à la diffusion moléculaire de la lumière, surtout dans

la basse stratosphère et aux longueurs d'onde supérieures à 3200 Å pour lesquelles l'épaisseur optique due à l'ozone peut devenir du même ordre de grandeur que celle due à la diffusion Rayleigh (Elterman, 1968). L'extinction due aux aérosols doit seulement être considérée pour des altitudes inférieures à 25 km (Elterman, 1968). Elle est donc négligeable aux altitudes de plafond de nos deux vols.

Le calcul des épaisseurs optiques à partir des données expérimentales est basé sur la loi de Beer-Lambert qui peut s'écrire de la manière suivante, pour une longueur d'onde  $\lambda$  donnée,

$$I_{\lambda} = I_{\lambda, \infty} e^{-\sum_i \tau_{i, \lambda} \times F_i(H, \chi)}$$

où

$I_{\lambda}$  est le flux solaire mesuré ( $h\nu \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ )

$I_{\lambda, \infty}$  est le flux solaire en dehors de l'atmosphère ( $h\nu \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ )

$\tau_{\lambda}$  est l'épaisseur optique pour un angle zénithal nul ( $\chi = 0$ )

$F(H, \chi)$  est le facteur tenant compte de l'augmentation de la masse d'air sur le trajet optique en fonction de l'angle zénithal  $\chi$ . Ce facteur dépend de la hauteur d'échelle  $H$  du constituant considéré (facteur de Chapman).

L'épaisseur optique  $\tau_{\lambda}$  est fonction de la section efficace d'absorption  $\sigma_{i, \lambda}$  ( $\text{cm}^2$ ) et de la concentration des molécules sur le trajet optique ( $\text{cm}^{-2}$ ):

$$\tau_{i, \lambda} = \sigma_{i, \lambda} \int_z^{\infty} n_i dz.$$

où

$n_i$  est la concentration des molécules ( $\text{cm}^{-3}$ )

$z$  est l'altitude (cm).

En pratique, la mesure se fait pour un intervalle de longueurs d'onde défini par les caractéristiques de l'instrument d'observation et la loi de Beer-Lambert n'est valable que si la section efficace d'absorption ne varie que très peu dans l'intervalle considéré. Les logarithmes naturels des intensités  $I$  pour chaque longueur d'onde sont portés en graphique en fonction du facteur  $F_i(H, \chi)$  et la droite des moindres

carrés est calculée. Son coefficient angulaire nous donne l'épaisseur optique pour un angle zenithal nul et l'extrapolation de l'intensité pour une masse d'air nulle nous donne la valeur du flux solaire extraterrestre. La fonction de Chapman a été calculée pour le premier vol à l'aide de l'approximation donnée par Swider et Gardner (1967). Les hauteurs d'échelle de l'oxygène moléculaire et de l'ozone ont été évaluées à partir des modèles théoriques (Nicolet, 1964), et sont respectivement de 8,0 km et 4,35 km aux environs de 40 km d'altitude, la hauteur d'échelle atmosphérique pour tous les constituants en mélange étant également de 8 km.

L'existence de constituants contribuant à l'absorption du rayonnement solaire et présentant des hauteurs d'échelle différentes complique l'interprétation des résultats surtout aux environs de 2000 Å où les épaisseurs optiques dues à l'oxygène moléculaire et à l'ozone sont du même ordre de grandeur, et au-delà de 3200 Å où l'extinction due à la diffusion moléculaire est comparable à l'absorption de l'ozone. En effet, le résultat des calculs des  $F_i(H_i, \chi)$  pour la hauteur d'échelle de l'ozone et l'oxygène et pour une distance zénithale de 87° diffère de 10 %. A l'aide de la concentration en ozone déterminée aux environs de 3000 Å, de la concentration en O<sub>2</sub> et de la concentration totale calculée toutes deux à partir des mesures de la pression atmosphérique, un facteur  $\tilde{F}(H, \chi)$  a été défini par la formule suivante:

$$\tilde{F}_\lambda(\chi) = \frac{\sum_i \tau_{i,\lambda} \times F_i(H_i, \chi)}{\sum_i \tau_{i,\lambda}}$$

Les épaisseurs optiques ont été calculées à partir des sections efficaces d'absorption mesurées par Inn et Tanaka (1953) pour l'ozone et celles publiées par Ackerman (1971) pour l'oxygène moléculaire. La section efficace d'extinction due à la diffusion moléculaire a été calculée à partir de la formule classique de Rayleigh (voir par exemple Penndorf, 1957) en se basant sur les formules de Edlén (1953) pour le calcul de l'indice de réfraction.

La facteur  $\tilde{F}$  n'est fort heureusement pas très sensible aux imprécisions éventuelles sur la détermination de la concentration d'ozone. En effet, entre 2000 et 2100 Å où les épaisseurs optiques de l'ozone et de l'oxygène sont du même ordre de grandeur et où le facteur  $\tilde{F}$  est intermédiaire entre FO<sub>3</sub> et FO<sub>2</sub>, une variation d'un facteur deux

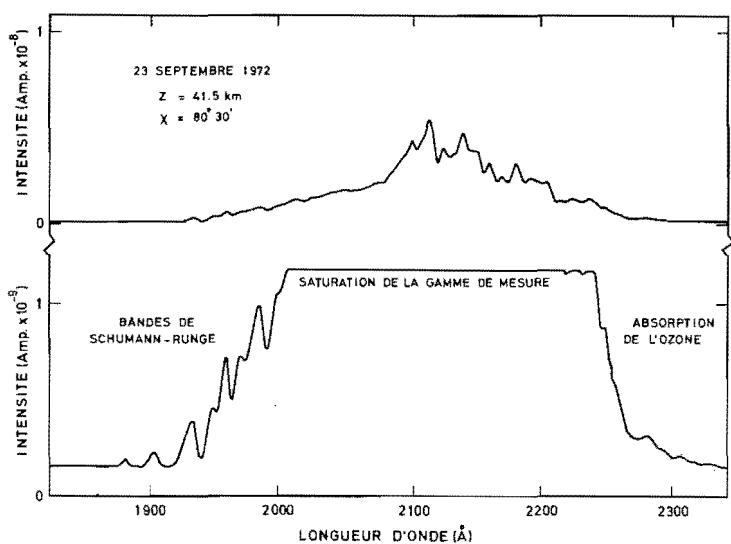


FIG. 2. — Spectres mesurés lors du premier vol, entre 1900 et 2300 Å. La partie supérieure correspond à la gamme d'amplification X2 et celle du dessous à la gamme d'amplification X20.

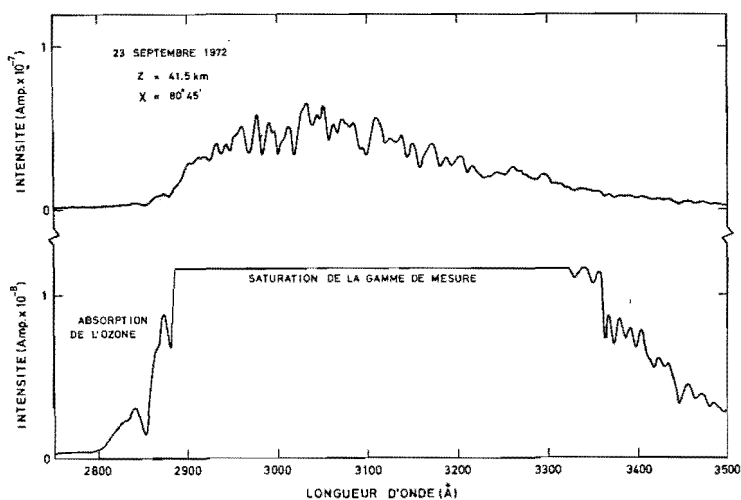


FIG. 3. — Spectres mesurés lors du premier vol, entre 2800 et 3500 Å. La partie supérieure correspond à la gamme d'amplification X 0,2 et celle du dessous à la gamme d'amplification X2.

de la concentration d'ozone (de  $2 \times 10^{17}$  molécules .  $\text{cm}^{-2}$  à  $4 \times 10^{17}$  molécules .  $\text{cm}^{-2}$ ) donne lieu à une variation de 1,7 % sur  $\bar{F}$  pour un angle zénithal de  $87^\circ$ . De ce fait, il n'est pas nécessaire de faire une itération tenant compte d'une détermination de plus en plus précise de la concentration en ozone.

Pour le deuxième vol, les distances zénithales étant inférieures à  $70^\circ$ , la masse d'air est proportionnelle à la sécante  $\chi$ , indépendante de la hauteur d'échelle des constituants, ce qui simplifie considérablement l'interprétation des résultats.

Les figures 2 et 3 présentent un exemple de spectre mesuré lors du premier vol. La décroissance des intensités au-delà de  $3000 \text{ \AA}$  est due à la forte diminution de la sensibilité de l'instrument entre  $3000$  et  $3500 \text{ \AA}$  (Simon, 1974).

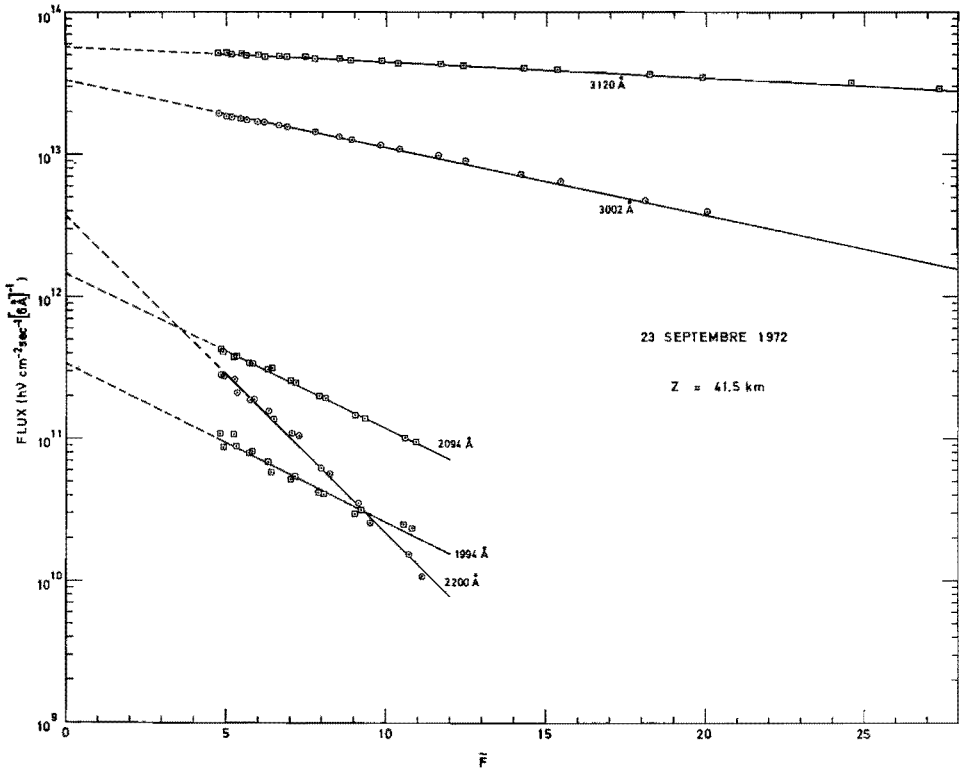


FIG. 4. — Flux mesurés à quelques longueurs d'onde en fonction du facteur  $\bar{F}$ . Les droites des moindres carrés sont représentées.



La figure 4 montre la variation des flux mesurés en fonction des angles zénithaux, pour quelques longueurs d'ondes. Les valeurs extrapolées ( $\bar{F} = 0$ ) des droites de moindres carré donnent le flux solaire extraterrestre. Ces résultats font l'objet d'une publication séparée (Simon, 1974). Les coefficients angulaires de ces droites correspondent aux épaisseurs optiques qui sont présentées et discutées au paragraphe suivant.

### RÉSULTATS ET DISCUSSION

Les épaisseurs optiques mesurées, pour une distance zénithale nulle, sont reprises sur les figures 5, 6, 7 et 8. Elles sont comparées aux épaisseurs optiques calculées pour une atmosphère d'ozone et d'oxygène, avec des quantités variables d'ozone, et tenant compte de l'extinction due à la diffusion moléculaire de la lumière. Les résultats du premier vol sont en bon accord avec les modèles, notamment pour

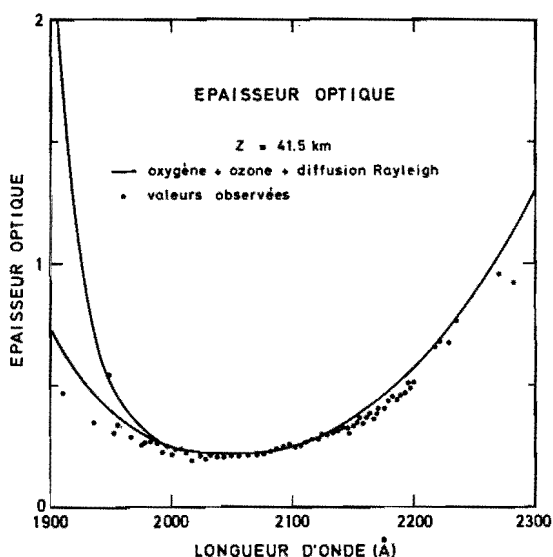


FIG. 5. — Épaisseurs optiques mesurées lors du premier vol en fonction de la longueur d'onde (1900-2300 Å). La courbe en trait plein correspond aux épaisseurs optiques calculées pour une quantité d'ozone de  $2,8 \times 10^{17}$  molécules-cm<sup>-2</sup> et une quantité d'oxygène de  $1,04 \times 10^{22}$  molécules-cm<sup>-2</sup>. Entre 1900 et 2000 Å, la courbe supérieure correspond aux valeurs maxima de la section efficace d'absorption de l'oxygène moléculaire, la courbe inférieure aux valeurs minima (bandes de Schumann-Runge).

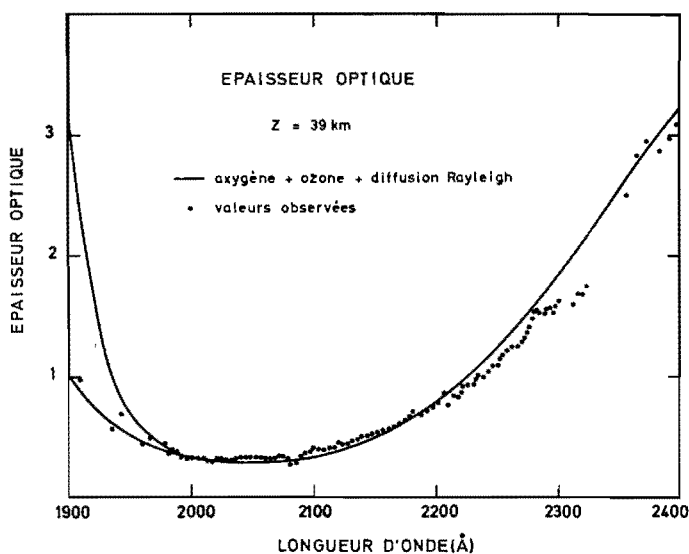


FIG. 6. — Épaisseurs optiques mesurées lors du deuxième vol en fonction de la longueur d'onde (1900-2400 Å). La courbe en trait plein correspond aux épaisseurs optiques calculées pour une quantité d'ozone de  $4 \times 10^{17}$  molécules-cm<sup>-2</sup> et une quantité d'oxygène de  $1.48 \times 10^{22}$  molécules-cm<sup>-2</sup>. Entre 1900 et 2000 Å, la courbe supérieure correspond aux valeurs maxima de la section efficace d'absorption de l'oxygène moléculaire, la courbe inférieure aux valeurs minima (bandes de Schumann-Runge).

les épaisseurs optiques au-delà de 3100 Å (fig. 7), contrairement aux résultats du deuxième vol dans le même domaine de longueur d'onde. En effet, lorsque les épaisseurs optiques mesurées, tenant compte de l'augmentation du trajet optique en fonction de l'angle zénithal, sont très faibles, les résultats ne sont plus cohérents et il apparaît une erreur par excès qui peut être importante (fig. 8). D'autre part, on constate pour les deux vols que la quantité d'ozone mesurée est d'autant moins élevée que l'épaisseur optique devient grande. Le choix de la longueur d'onde pour la mesure de la concentration de l'ozone est donc relativement critique. Il doit tenir compte du fait que les mesures d'absorption sont les plus précises pour une densité optique de l'ordre de 0.43 (Delahay, 1957) ce qui correspond à une épaisseur optique de l'ordre de 1 et que les erreurs de mesure sont les moins importantes pour des épaisseurs optiques comprises entre 0,3 et 2,3. Les concentrations d'ozone correspondant aux deux vols

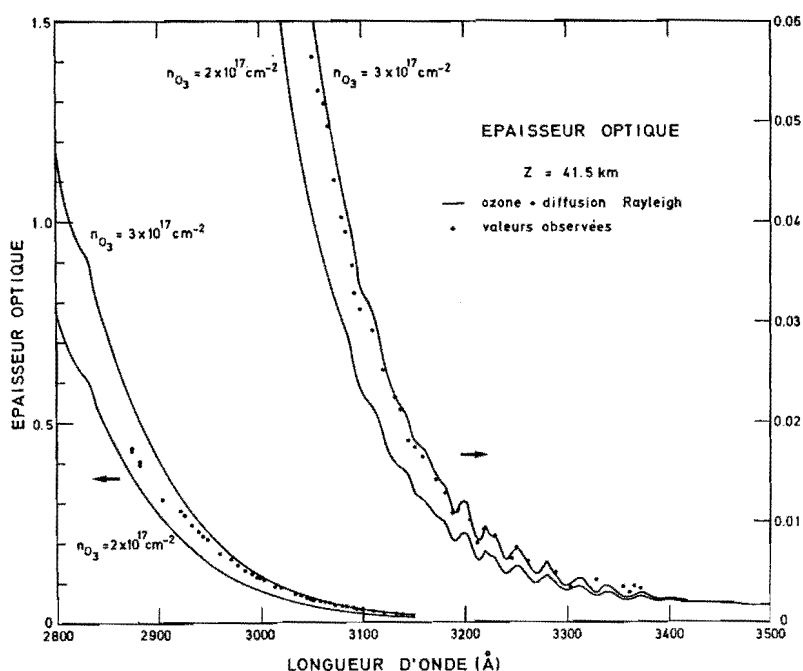


FIG. 7. — Épaisseurs optiques mesurées lors du premier vol en fonction de la longueur d'onde (2800-3500 Å). Les courbes en trait plein correspondent aux épaisseurs optiques calculées pour des quantités d'ozone de  $2 \times 10^{17}$  molécules-cm<sup>-2</sup> et  $3 \times 10^{17}$  molécules-cm<sup>-2</sup>, et tenant compte de la diffusion Rayleigh.

sont reprises à la figure 9 et comparées à quelques déterminations récentes. Elles apparaissent en bon accord avec celles-ci.

Dans le domaine de longueur d'onde aux environs de 2000 Å, il n'apparaît pas d'absorption mesurable autre que celles dues à l'ozone et l'oxygène moléculaire. Les résultats de Frimout (1970) ne sont donc pas confirmés. Le monoxyde d'azote dont les bandes  $\gamma(1,0)$  et  $\gamma(2,0)$  se situent respectivement à 2148 Å et 2047 Å ne peut évidemment pas être mesuré par absorption à ces altitudes. Prenant une section efficace d'absorption moyenne de  $2,4 \times 10^{-18}$  cm<sup>2</sup> pour la bande  $\gamma(1,0)$  calculée à partir de la force d'oscillateur mesurée par Farmer *et al.* (1972) et pour une largeur de bande de 300 cm<sup>-1</sup> (Cieslik, 1974), estimant la hauteur d'échelle à partir du profil de concentration entre 40 et 50 km calculé par Brasseur (1973), et prenant la valeur de la concentration mesurée à 40 km par Ackerman *et al.* (1973), l'épaisseur optique serait

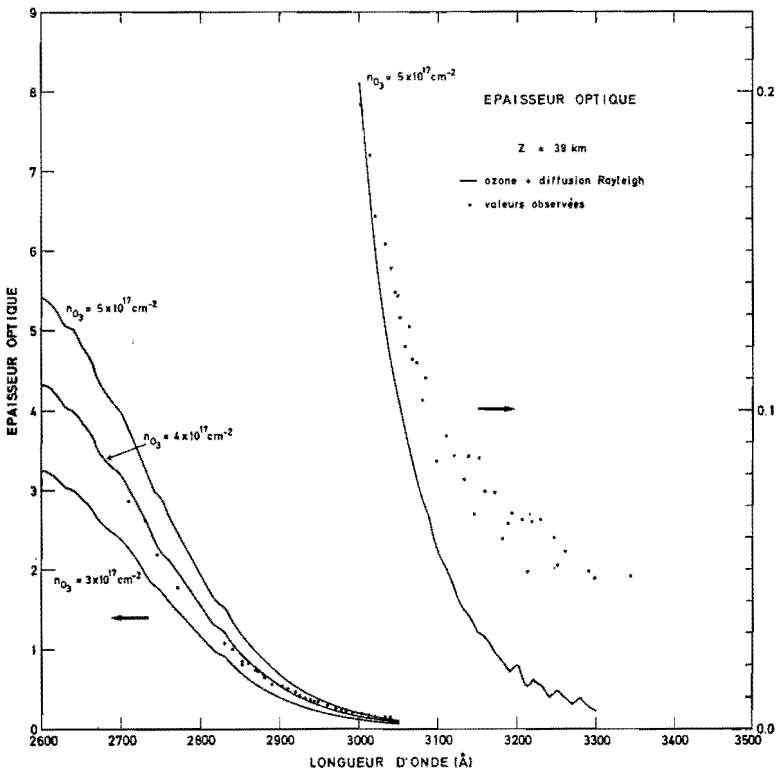


FIG. 8. — Épaisseurs optiques mesurées lors du deuxième vol en fonction de la longueur d'onde (2600-3500 Å). Les courbes en trait plein, correspondent aux épaisseurs optiques calculées pour des quantités d'ozone de  $3 \times 10^{17}$  molécules-cm<sup>-2</sup>,  $4 \times 10^{17}$  molécules-cm<sup>-2</sup> et  $5 \times 10^{17}$  molécules-cm<sup>-2</sup>, et tenant compte de la diffusion Rayleigh.

de l'ordre  $2 \times 10^{-4}$  à 41,5 km. Il est évident qu'une telle grandeur ne peut pas être mesurée par absorption dans l'ultraviolet dans les conditions expérimentales de ces expériences.

Étant donné les observations de Brewer *et al.* (1972) qui attribuent à 3240 et 3360 Å une absorption au radical NH, les épaisseurs optiques mesurées à ces deux longueurs d'ondes plus celles à 3253 et 3302 Å correspondant à d'autres têtes de bandes de NH (Nicholls, 1972) ont été comparées au modèle d'absorption de la fig. 5. Aucune absorption pouvant être attribuée à ce radical n'est mesurable dans les conditions expérimentales de ce premier vol. La section efficace d'absorption

de la branche Q pour la bande 0-0 de la transition  $A^3\Pi-X^3\Sigma$  (3360 Å) a été calculée à partir des probabilités de transition mesurées par Harrington *et al.* (1966), Fink et Welge (1964) et Bennett et Dalby (1960) et de la largeur de la bande estimée à partir du spectre d'émission de NH publié par Lents (1973). La séparation des composantes de spin de l'état  $^3\Pi$  étant relativement faible, la transition  $A^3\Pi-X^3\Sigma$  peut, en première approximation, être assimilée à une transition singulet-singulet. La formule du facteur d'intensité pour une telle transition, donnée par Kovacs (1969), a donc été appliquée. Le résultat du calcul donne une section efficace d'absorption moyenne pour la branche Q de  $4,6 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$  ( $\lambda = 3360 \text{ Å}$ ). Compte tenu de cette valeur et du fait que les variations d'épaisseur optique inférieures à  $10^{-3}$  ne sont pas mesurables dans les conditions expérimentales de ces observations, il apparaît donc que la concentration de radical NH à 41,5 km d'altitude doit être inférieure à  $10^8$  radicaux par  $\text{cm}^3$ .

En conclusion, les résultats des observations de l'absorption du rayonnement ultraviolet solaire aux altitudes de 39 et 41,5 km peuvent

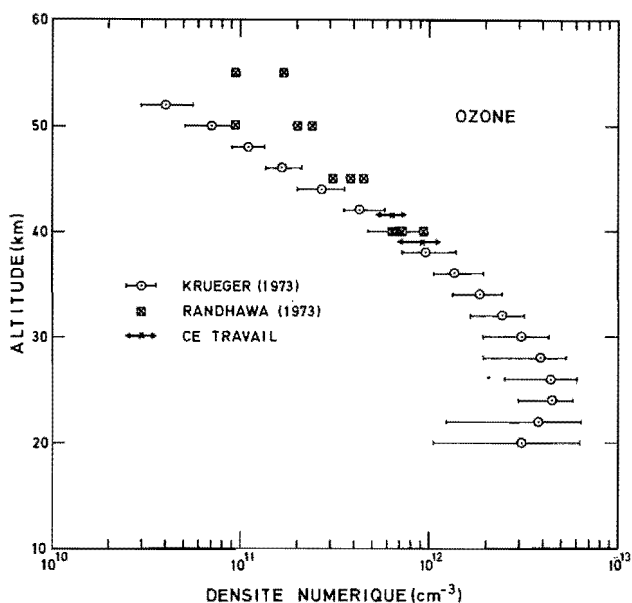


FIG. 9. — Comparaison des densités numériques d'ozone déterminées dans ce travail avec quelques résultats récents obtenus par fusées.

être uniquement expliqués par l'absorption due à l'ozone et à l'oxygène moléculaire et à l'extinction due à la diffusion moléculaire de la lumière. D'autre part, la détermination de l'ozone par les méthodes d'absorption doit faire l'objet d'un choix judicieux concernant la longueur d'onde d'observation pour avoir à mesurer des épaisseurs optiques de l'ordre de 1 et en tout cas supérieures à 0,3 sinon les valeurs déterminées sont entachées d'une erreur par excès et inférieures à 2,3, sinon il apparaît une erreur par défaut.

TABLEAU 1. — Résultats numériques.

	23 septembre 1972	16 mai 1973
Pression	2,3 mb	3,3 mb
Altitude (*)	41,5 km	39 km
Température (*)	255 K	258 K
Nombre total de molécules	$4,94 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$	$7,08 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$
O <sub>2</sub>	$1,04 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$	$1,48 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$
Ozone	$(2,8 \pm 0,5) \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$	$(4 \pm 1) \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$

(\*) D'après US standard Atmosphere Supplement 1966 (mid-latitude Spring/Fall model).

## REMERCIEMENTS

Je remercie C. Lippens et D. Nevejans pour leur contribution à l'enregistrement des données de la télémessure effectué à bord de la station mobile de télémessure de l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique et pour leur aide lors du traitement des données.

Ce travail a été en partie subsidié par le « CIAP Office of the US Department of Transportation », par l'intermédiaire de « Office of Naval Research », sous le contrat n° N0014-73-C-0076.

REFERENCES

- M. ACKERMAN, Ultraviolet solar radiation related to mesospheric processes, in *Mesospheric models and related experiments*, p. 149, Reidel Publ. Cy, Dordrecht, Holland, 1971.
- M. ACKERMAN, Molecular absorption cross-sections, *Ann. Geophys.*, **28**, 79, 1972.
- M. ACKERMAN, D. FRIMOUT et R. PASTIELS, Mesure du rayonnement ultraviolet solaire par ballon stratosphérique, *Ciel et Terre*, **84**, 408, 1968.
- M. ACKERMAN, J.-C. FONTANELLA, D. FRIMOUT, A. GIRARD, N. LOUISNARD, C. MULLER et D. NEVEJANS, Stratospheric nitric oxide from infrared spectra, *Nature*, **245**, 205, 1973.
- R. G. BENNETT et F. W. DALBY, Experimental oscillator strengths of CH and NH, *J. Chem. Phys.*, **32**, 1716, 1960.
- G. BRASSEUR, Chemical kinetics in the stratosphere, in *Agard conference proceedings*, n° 125, p. 7-1, Sept. 1973.
- A. W. BREWER, P. A. DAVIS, J. B. KERR, Nitrogen hydride as a possible stratospheric constituent, *Nature*, **240**, 35, 1972.
- S. CHAPMAN, A theory of upper atmospheric ozone, *Memoirs Roy. Met. Soc.*, **3**, 103, 1930.
- S. CHAPMAN, Photochemistry of atmospheric oxygen, *Rep. Prog. Phys.*, **9**, 92, 1943.
- S. CIESLIK, communication privée, 1974.
- P. DELAHAY, Instrumental Analysis, *The Mac Millan Company*, 1957.
- B. EDLEN, The dispersion of standard air, *J. Opt. Soc. Amer.*, **43**, 339, 1953.
- L. ELTERMAN, *UV, visible and IR attenuation for altitudes to 50 km*, AFCRL-68-0153, 1968.
- A. J. D. FARMER, V. HASSON et R. W. NICHOLLS, Absolute oscillator strength measurements of the ( $v'' = 0, v' = 0 - 3$ ) bands of the ( $A^2\Sigma - X^2\Pi$ )  $\gamma$ -system of nitric oxide, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **12**, 627, 1972.
- E. FINK et K. H. WELGE, Lifetime of the electronic states  $N_2(C^3\Pi_u)$ ,  $N_2(B^2\Sigma^+u)$   $NH(A^3\Pi)$ ,  $NH(c^1\Pi)$ ,  $PH(^3\Pi)$ , *Z. Naturf.*, **19A**, 1193, 1964.
- D. FRIMOUT, De meting van de zonneintensiteit in het optisch venster van 2000 to 2200 Å, *Thesis*, Rijksuniversiteit, Gent, 1970.
- J. A. HARRINGTON, A. P. MODICA et D. R. LIBBY, A shock tube study of the  $NH(A^3\Pi \rightarrow X^3\Sigma^-)$  oscillator strengths, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **6**, 749, 1966.
- E. C. Y. INN et Y. TANAKA, Absorption coefficient of ozone in the ultraviolet and visible regions, *J. Opt. Soc. Amer.*, **43**, 870, 1953.
- I. KOVACS, Rotational structure in the spectra of diatomic molecules, *Adam Hilger LTD*, London, 1969.
- A. J. KRUEGER, The mean ozone distribution from several series of rocket soundings to 52 km at latitudes from 58° S to 64° N, *PAGEOPH*, **106-108**, 1272, 1973.
- J. M. LENTS, An evaluation of molecular constants and transition probabilities for the NH free radical, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **13**, 297, 1973.

- R. W. NICHOLLS, Identification of stratospheric NH, *Nature, Phys. Sci.*, **240**, 142, 1972.
- M. NICOLET, Aeronomiya, *Mir*, Moscou, 1964.
- M. NICOLET, Aeronomic chemistry of the stratosphere, *Planetary Space Sc.*, **20**, 1671, 1972.
- M. NICOLET, An overview of aeronomic processes in the stratosphere and mesosphere, *Canadian J. Chem.*, **52**, 1381, 1974.
- R. PENNDORF, Tables of the refractive index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0  $\mu$  and their application to atmospheric optics, *J. Opt. Soc. Amer.*, **47**, 176, 1957.
- J. S. RANDHAWA, Ozone and temperature change in the winter stratosphere, *PAGEOPH*, 106-108, 1490, 1973.
- P. SIMON, Balloon measurements of solar fluxes between 1960 Å and 2300 Å, in *Proceedings of the third conference on the climatic impact assessment program*, 1974.
- W. SWIDER, Jr. et M. E. GARDNER, On the accuracy of certain approximations for the Chapman function, *AFCRL-67-0468*, 1967.