

## AÉRONOMIE

### Détermination de la densité de la thermosphère terrestre par l'observation de la fluorescence de nuages artificiels d'oxyde d'aluminium

par P. SIMON (\*),  
Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique  
Avenue Circulaire, 3  
B - 1180 Bruxelles (Belgique)

*Abstract.* — The diffusion of AlO luminescent clouds formed during two rocket flights (ESRO payloads S 64-1 and S 64-2 on July 6 and 13, 1969, respectively) in Sardinia leads to the determination of the atmospheric density near 150 km in the terrestrial thermosphere.

#### I. INTRODUCTION

Dans un article récent, von Zahn [1] a comparé les valeurs des densités thermosphériques à 150 km d'altitude obtenues par la mesure du freinage des satellites artificiels avec celles déterminées par spectrométrie de masse, par spectrométrie d'absorption dans l'ultra-violet extrême et par l'observation de l'expansion de nuages artificiels luminescents de AlO. Il a limité son étude à 150 km d'altitude pour laquelle un grand nombre de résultats sont disponibles, où les conditions d'équilibre de diffusion sont remplies et où les variations diurnes et semi-annuelles de la densité thermosphérique sont suffisamment faibles pour considérer uniquement une valeur moyenne. Les résultats obtenus par les mesures de diffusion de nuage AlO sont repris dans le tableau 3 de son article et montrent une dispersion de l'ordre de 50 % des valeurs autour de leur moyenne. Le calcul de la densité

---

(\*) Présenté par M. NICOLET.

à partir de telles expériences repose sur des hypothèses concernant le diamètre moyen de collision et la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère. La dispersion des résultats peut en partie être expliquée par le choix qu'ont fait les différents auteurs pour ces paramètres. Ce point sera développé en détail dans ce travail.

Une autre source d'erreur qui n'avait pas été mise en évidence jusqu'ici est l'importance du mouvement vertical des nuages lumineux. Ce point sera également discuté dans ce travail et se basera sur les observations faites à partir des charges utiles S 64-1 et S 64-2 réalisées par l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique dans le cadre du programme de fusées sondes de l'Organisation Européenne de Recherches Spatiales (CERS-ESRO).

Les lancements eurent lieu les 6 et 13 juillet à 20 h 30 et 20 h 21 respectivement (heures locales), à partir de la base de lancement de Perdasdefogu en Sardaigne. Deux postes d'observation des nuages lumineux avaient été fixés, l'un à Monte Cardiga, l'autre à Valico Nuraxi. Des nuages artificiels de A10 furent formés à basse (158 et 155 km) et haute altitude (275 et 278 km). Seuls les nuages de basse altitude eurent un temps de vie suffisamment long pour permettre la mesure de la vitesse d'expansion des nuages et la détermination de la densité.

## II. TECHNIQUE EXPÉRIMENTALE

Le matériel d'observation situé au sol était destiné à la détermination de l'altitude des nuages, à la mesure des vents et à l'étude de la vitesse d'expansion des nuages. Il se composait d'appareils photographiques et de cameras. Outre ces appareils, un matériel spectrographique et photo-électrique, dont les caractéristiques sont décrites en détail par Ackerman *et al* [2] permettait de déterminer la nature des émissions observées et la température des nuages à partir des intensités relatives des bandes d'émissions.

Le matériel photographique se composait de deux caméras de triangulation avec une optique de 50 cm de distance focale et de 10 cm de diamètre, situées à deux postes d'observation différents dans le but de pouvoir déterminer l'altitude des nuages formés. De plus, quatre appareils photographiques électriques de marque Hasselblad avec un objectif Zeiss de 8 cm de distance focale et ouvert à  $f/2,8$  et

une caméra électrique Giannini avec un objectif Super Farron de 7,6 cm de distance focale et ouvert à  $f/0,86$  permettant de prendre des photographies en séquence des nuages pour en étudier principalement la diffusion. Ces appareils étaient équipés de films très rapides de marque Kodak type 2475. Deux des appareils Hasselblad étaient pourvus d'un filtre interférentiel d'une centaine d'angström de bande passante, centré à 4670 Å, ce qui correspond à la longueur d'onde de la bande  $\Delta\nu = +1$  de la molécule AlO.

Deux temps de pose, 1 et 10 sec., ont été choisis pour la photographie des nuages, afin d'obtenir sur le film une information valable quelle que soit l'intensité du nuage. Si les conditions de développement du film 2475 nous donnait  $\gamma = 1$  pour la courbe caractéristique du film, la partie linéaire de cette courbe, compte tenu des deux temps de pose, permettait de couvrir 3 décades pour l'exposition énergétique. Des circuits logiques conduits par un diapason commandaient électroniquement une séquence de prise de vue, propre à chaque temps de pose. Comme la formation des nuages était prévue 110 sec. après le lancement de la fusée (H + 110 sec.) pour le nuage de basse altitude et à H + 250 sec. pour le nuage de haute altitude, la séquence des photos de temps de pose de 1sec. commençait 100 sec. après l'heure H, 1 photo étant prise toutes les 2 sec. Après 16 photos, le rythme de prise de vue passait à 1 photo toutes les 12 sec. pour reprendre le rythme initial à H + 246 sec. pour une nouvelle série de 16 photos. Finalement la séquence lente reprenait jusqu'à l'épuisement du film.

Le séquence des photos avec un temps de pose de 10 sec. commençait à H + 91 sec. avec un rythme constant de 1 photo toutes les 12 sec. La capacité du magasin de film des appareils Hasselblad permettant la prise d'une centaine de photos, nous avons un temps théorique d'observation de 20 minutes. Après chaque tir, une échelle de densités optiques était photographiée pour permettre une calibration relative du film. Ceci permettait de tenir compte de l'évolution de l'image latente et des conditions de développement propre à chaque film.

La séquence de la caméra Giannini était déterminée par la vitesse de déroulement du film et restait constante pendant toute l'observation. Le temps de pose était de 1 sec. et le rythme de prise de vue de 1 photo toutes les 2 sec. La capacité du magasin est de 120 mètres de film et permettait un temps théorique d'observation de plus d'une heure. Les impulsions des caméras électriques étaient enregistrées

lors de chaque expérience parallèlement à un signal horaire produit par une horloge à quartz pour nous permettre de déterminer l'époque de prise de vue d'une manière certaine.

### III. RÉSULTATS

La théorie mathématique de la diffusion moléculaire repose sur l'hypothèse que la vitesse de transfert des particules à travers une surface unitaire est proportionnelle au gradient de concentration mesuré perpendiculairement à cette surface, le coefficient de proportionnalité étant le coefficient de diffusion. En considérant un milieu isotrope et un coefficient de diffusion indépendant de la concentration, la diffusion est décrite par l'équation différentielle suivante:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \left( \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial n}{\partial r} \right) \quad (1)$$

où  $n$  = nombre de particules par unité de volume ( $\text{cm}^{-3}$ )

$D$  = coefficient de diffusion ( $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$ )

$r$  = coordonnée radiale (cm)

Une solution à cette équation, répondant au cas de l'expansion d'un nuage artificiel formé dans une atmosphère, a été proposée par Johnson et Lloyd [3]:

$$n(r, t) = \frac{N_0}{\pi^{3/2}(r_0^2 + 4Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2 + 4Dt}\right) \quad (2)$$

où  $N_0$  = nombre total de particules dans le nuage

$t$  = temps (sec)

$r_0$  = rayon initial du nuage (cm)

$r$  = distance par rapport du centre du nuage (cm)

$D$  = coefficient de diffusion ( $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$ )

Cette équation suppose que le nombre total de particules dans le nuage reste constant en fonction du temps. Les modèles théoriques permettant de déterminer la distribution de la luminance énergétique en fonction du temps et de la distance du centre du nuage, ont été étudiés par Lloyd [4]. La conclusion de son travail est que cette distribution est gaussienne uniquement dans le cas d'un nuage optiquement mince. La luminance est proportionnelle au nombre de particules et

les contours de luminance pour un nuage chemiluminescent ou pour un nuage dont la fluorescence est provoquée par le rayonnement électromagnétique du soleil sont très semblables et, en première approximation, la même expression peut être employée pour les deux cas :

$$R = R_0 \frac{r_0^2}{r_0^2 + 4Dt} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2 + 4Dt}\right) \quad (3)$$

où  $R$  = luminance énergétique ( $\text{erg sec}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2}$ )

$R_0$  = luminance énergétique maximum initiale.

Connaissant la courbe caractéristique du film, reliant la densité optique à l'exposition énergétique elle-même proportionnelle à la luminance, nous pouvons donc mesurer la distribution de luminance en fonction du temps. Pour déterminer le coefficient de diffusion à partir de ces mesures, il suffit de prendre l'écart type du profil du nuage  $r_e$  pour lequel la luminance vaut  $1/e$  de la valeur maximum de la gaussienne. Dans ce cas l'équation (3) devient :

$$r_e^2 = r_0^2 + 4Dt \quad (4)$$

Si nous portons en graphique la valeur  $r_e^2$  en fonction du temps, nous obtenons une droite dont le coefficient angulaire est proportionnel au coefficient de diffusion.

Les photos ont été analysées par un isodensitrateur à quatre couleurs de marque Joyce et Loebel (IDT) qui permet un agrandissement de la photo et une mesure analogique ou digitale du profil de densité. Lorsque l'appareil est utilisé dans le mode digital, les figures obtenues représentent une série de cercles concentriques correspondant à un intervalle de densité connu grâce à l'étalonnage de l'appareil. Il suffisait ensuite de transformer cette densité en exposition grâce à la courbe caractéristique du film pour obtenir les profils du nuage en fonction du temps. Ceux-ci étant gaussiens, nous pouvions donc conclure que notre nuage était optiquement mince et que le modèle développé par Lloyd [4] est applicable. Il est alors possible de déterminer la grandeur  $r_e$  en tenant compte de l'agrandissement introduit par l'isodensitrateur, de la distance focale de l'objectif et de la distance caméra-nuage déterminée par triangulation. Les figures 1, 2 et 3 représentent les points obtenus à partir des photos prises par les Hasselblad. Les droites ont été déterminées par la méthode des moindres carrés. Les valeurs des coefficients de diffusion sont reprises dans le tableau I.

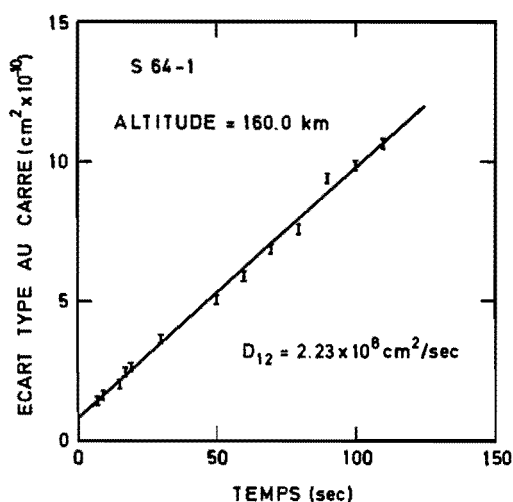


FIG. 1. — Variation de l'écart type au carré de la distribution radiale de la luminance du nuage en fonction du temps. Résultats obtenus avec les Hasselblad lors du 1<sup>er</sup> tir de fusée.

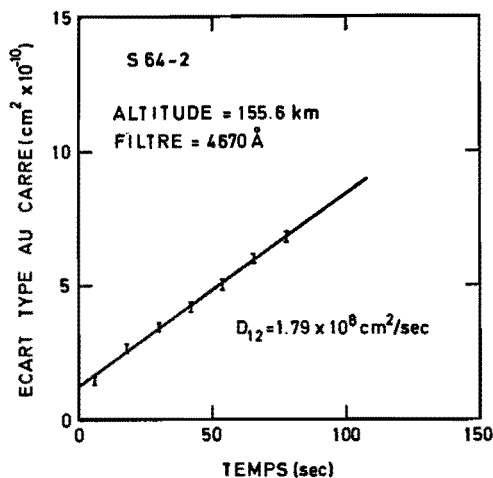


FIG. 2. — Variation de l'écart type au carré de la distribution radiale de la luminance du nuage en fonction du temps. Résultats obtenus avec les Hasselblad munis d'un filtre à 4670 Å lors du 2<sup>e</sup> tir de fusée.

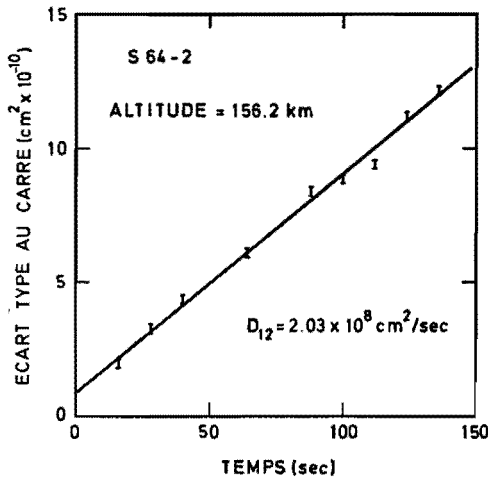


FIG. 3. — Variation de l'écart type au carré de la distribution radiale de la luminance du nuage en fonction du temps. Résultats obtenus avec les Hasselblad lors du 2<sup>e</sup> tir de fusée.

TABLEAU 1. — Paramètres atmosphériques.

Charge utile	Altitude (km)	Température (°K)	Coefficient de diffusion (cm <sup>2</sup> sec <sup>-1</sup> )	Densité (gr cm <sup>-3</sup> )
S 64 - 1	160	645	$2,23 \times 10^8$	$1,40 \times 10^{-12}$
S 64 - 2	156	660	$2,03 \times 10^8$	$1,55 \times 10^{-12}$
	156*	660	$1,79 \times 10^8$	$1,76 \times 10^{-12}$
	165	660	$2,28 \times 10^8$	$1,12 \times 10^{-12}$

(\*) Résultat obtenu avec le filtre de 4.670 Å.

Comme nous ne possédons pas de courbes caractéristiques pour les films utilisés par la caméra Giannini, nous avons dû procéder autrement. Pour autant que les densités optiques mesurées sur le film se trouvent dans la partie linéaire de la courbe caractéristique, nous pouvons calculer  $\gamma$  par la formule suivante, établie par Desai et Narayanan [5]:

$$\rho_0 - \rho_b = \gamma \ln(1 + X) \quad (5)$$

où  $\rho_0$  = densité optique au centre du nuage

$\rho_b$  = densité optique due à la lumière crépusculaire du ciel

$\gamma$  = pente de la courbe caractéristique de la densité optique en fonction du logarithme de l'exposition énergétique.

$$X = (E_0 - E_b) / E_b$$

$E_0$  = exposition énergétique due au centre du nuage

$E_b$  = exposition énergétique due à la lumière crépusculaire du ciel.

Le rapport  $X$  peut être facilement calculé à partir des données obtenues grâce aux films des Hasselblad et, mesurant  $\rho_0$  et  $\rho_b$  sur le film de la Giannini pour des photos prises au même instant, nous déterminons  $\gamma$ . Nous pouvons calculer la densité optique  $\rho_e$  correspondant à l'écart type  $r_e$  par la relation suivante:

$$\rho_e = \rho_0 - \gamma \ln[(1 + X)/(1 + X/e)] \quad (6)$$

$\rho_e$  se mesure sur le profil de densité du nuage obtenu, en analysant la photographie par l'IDT, employé en mode analogique. Le résultat obtenu pour S 64-2 est représenté sur la figure 4. Les films de la charge

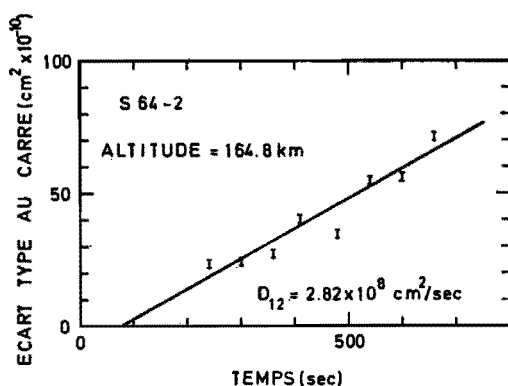


FIG. 4. — Variation de l'écart type au carré de la distribution radiale de la luminance du nuage en fonction du temps. Résultats obtenus avec la Giannini lors du 2<sup>e</sup> tir de fusée.

utile S 64-1 n'ont pu malheureusement être exploités étant donné que les densités optiques ne se trouvaient pas dans la partie linéaire de la courbe caractéristique. Vu la grande ouverture de l'optique de la



caméra Giannini, le rayon du nuage a pu être mesuré pour une période s'étendant jusque 660 sec. après l'heure H. En comparant les différents résultats obtenus lors de S 64-2 nous constatons une augmentation importante du coefficient de diffusion lorsque la période d'observation est plus longue. Ce fait a été corrélié avec les mesures de vents verticaux déduites des plaques de triangulation par Ackerman et Van Hemelrijck [9], et sera repris lors de la discussion des valeurs de la densité, calculées à partir des coefficients de diffusion. Ces deux grandeurs peuvent en effet être reliées grâce à la théorie cinétique des gaz, moyennant quelques hypothèses. Il est supposé que le nuage artificiel est très rapidement en équilibre de pression et de température avec l'atmosphère ambiante. Cette hypothèse est discutée en détail pour les expériences S 64 par Ackerman *et al* [2]. Ceci a comme conséquence que le nombre total de particules par unité de volume est constant, que l'on soit à l'intérieur ou à l'extérieur du nuage. D'autre part, le calcul, développé par Chapman et Cowling [6], est basé sur la 1<sup>re</sup> approximation de la fonction de distribution de Boltzmann, ce qui suppose de faibles gradients de concentration. Le nombre de particules par unité de volume peut être exprimé de la manière suivante:

$$n = \frac{3}{8D_{12}\sigma_{12}^2} \left( \frac{RT}{2\pi M^*} \right)^{1/2} \quad (7)$$

où  $D_{12}$  = coefficient de diffusion mutuel ( $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$ )  
 $\sigma_{12}$  = diamètre moyen de collision (cm),  
 $M^*$  = masse moléculaire réduite ( $\text{gr mole}^{-1}$ ),  
 $R$  = constante des gaz ( $\text{erg deg}^{-1} \text{mole}^{-1}$ )  
 $T$  = température ( $^{\circ}\text{K}$ )

La densité  $\rho$  se déduit immédiatement de la précédente relation:

$$\rho = \frac{3M_1}{8D_{12}\sigma_{12}^2 N} \left( \frac{RT}{2\pi M^*} \right)^{1/2} \quad (8)$$

où  $M_1$  = masse moléculaire de l'air ( $\text{gr mole}^{-1}$ )  
 $N$  = nombre d'Avogadro ( $\text{mole}^{-1}$ ).

La densité dépend donc, outre du coefficient de diffusion, de la température, des masses moléculaires des corps en présence et du diamètre moyen de collision. La température peut être facilement déterminée à partir du spectre d'émission de la particule diffusante [2].

La masse moléculaire de A1O étant évidemment bien connue, il reste à choisir une valeur pour la masse moléculaire de l'air à 160 km d'altitude, ce qui ne pose plus de difficulté actuellement. Nous avons choisi la valeur de 23,5 gr mole<sup>-1</sup> [7] ce qui nous donne M\* égale à 15,2 gr mole<sup>-1</sup>. Il faut remarquer que les deux grandeurs interviennent à la puissance 1/2 dans la relation (8) ce qui diminue l'importance de leur imprécision sur le résultat final. Il n'en est malheureusement pas de même pour le diamètre moyen de collision pour lequel il n'existe aucune donnée expérimentale pour la molécule A1O. Cette grandeur dépend elle-même de la température [8]:

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \Omega^{(1,1)*}(T^*) \quad (9)$$

où  $\sigma_0$  est indépendant de la température mais dépend des espèces moléculaires diffusantes et  $\Omega^{(1,1)*}$  est une fonction tabulée pour un modèle de potentiel 6-12 de Lennard-Jones. Cette fonction indique en fait la déviation du modèle moléculaire choisi par rapport au modèle de la sphère rigide. La température réduite T\* vaut  $T(\varepsilon/k)^{-1}$  où  $\varepsilon$  est la profondeur du puit de potentiel de la molécule diatomique considérée et  $k$  est la constante de Boltzmann. Vu la signification physique de  $\varepsilon$ , T\* dépend de l'espèce moléculaire diffusante. Pour déterminer ces paramètres pour A1O et pour l'air à 160 km d'altitude, nous avons porté les valeurs de  $\sigma_0$  et  $\varepsilon/k$  déterminées pour d'autres molécules [8] en fonction de M, leur masse moléculaire (fig. 5 et 6). Nous obtenons une fonction approximativement linéaire pour  $\sigma_0$  et dès lors, il est aisé de déterminer les valeurs manquantes. La détermination de  $\varepsilon/k$  est plus difficile mais la fonction  $\Omega^{(1,1)}(T^*)$  (fig. 7) varie très lentement pour autant que T\* soit supérieur à 4. Dans notre cas, une erreur de 5 % sur  $\varepsilon/k$  ne donne qu'une erreur de 1 % sur  $\Omega^{(1,1)*}$ . Nous pouvons donc considérer que l'imprécision sur T\* a une influence négligeable sur le résultat final, contrairement à  $\sigma_0$  qui intervient au carré dans l'éq. (8). Les valeurs choisies sont reprises dans le tableau 2. La valeur moyenne  $\sigma_{12}$  est calculée par les relations suivantes :

$$\sigma_{12} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2); \varepsilon_{12} = (\varepsilon_1 \varepsilon_2)^{1/2} \quad (10)$$

ce qui nous donne  $\sigma_{12} = 3,32 \times 10^{-8}$  cm.

Les résultats des densités atmosphériques sont résumés dans le tableau 1. Comme nous l'avions remarqué pour les coefficients de

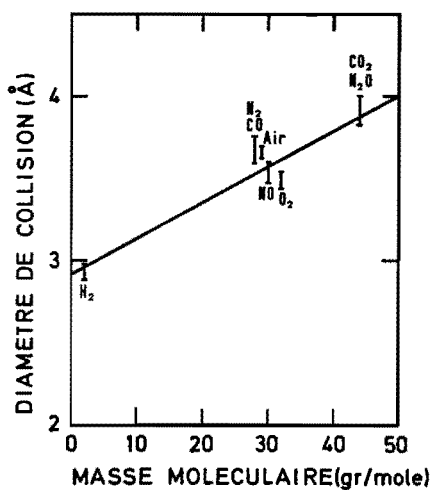


FIG. 5. — Variation du diamètre de collision en fonction de la masse moléculaire.

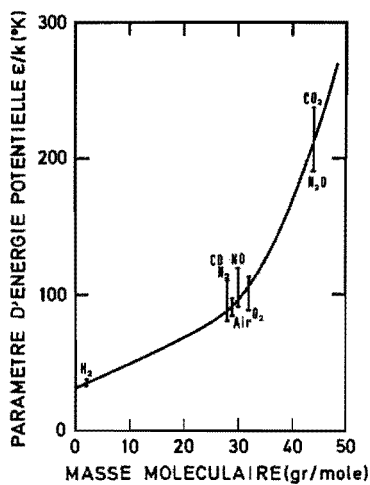


FIG. 6. — Variation du paramètre d'énergie potentielle  $\epsilon/k$  en fonction de la masse moléculaire.

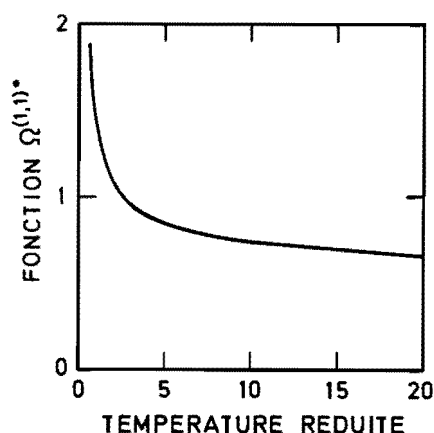


FIG. 7. — Variation de la fonction  $\Omega^{(1,1)*}$  par rapport à la température réduite.

TABLEAU 2. — Paramètres moléculaires.

M (gr mole <sup>-1</sup> )	$\sigma^0$ (cm)	$\epsilon/k$ (°K)	M* gr mole <sup>-1</sup>
23,5	$3,43 \times 10^{-8}$	76	15,2
43	$3,86 \times 10^{-8}$	200	

diffusion, l'expérience S 64-2 a permis, pour un seul nuage, la détermination de la densité atmosphérique pour un intervalle d'altitude de 10 km. Ceci peut être expliqué en tenant compte du mouvement vertical du nuage, phénomène décrit en détail par Ackerman et Van Hemelrijck [9]. Le fait d'avoir exploité les photos prises jusque 660 sec., après le lâcher de gaz, a particulièrement bien mis ce phénomène en évidence. Si nous avons considéré pour les deux mesures la même altitude initiale de 155 km, la densité de  $1,12 \times 10^{-12}$  gr cm<sup>-3</sup> eut été faussée de 60 %. Nous avons repris sur la figure 8 les valeurs du modèle atmosphérique de Cospas International Reference Atmosphere [10]. Les résultats des différents auteurs sont repris sur la même figure. Nous pouvons constater une grande dispersion dans les valeurs expérimentales des différents auteurs. Toutefois, leur comparaison n'est pas aisée car, excepté Lloyd et Sheppard [11] qui se sont basés sur un modèle atmosphérique, sans toutefois spécifier la valeur choisie,

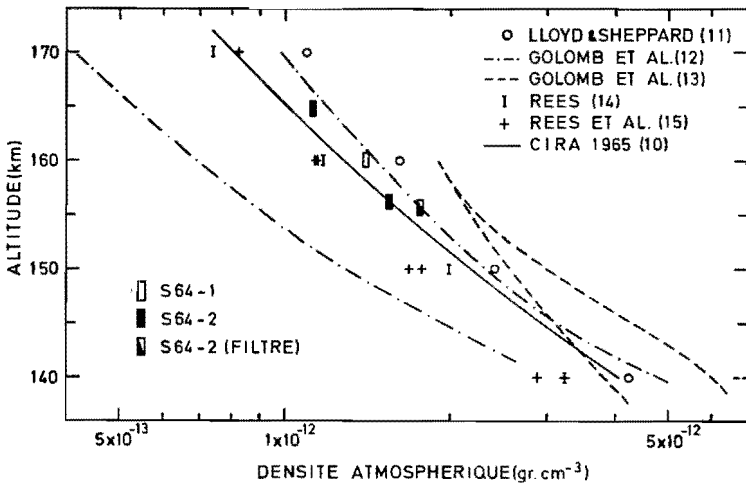


FIG. 8. — Résultats expérimentaux et du modèle atmosphérique CIRA 1965 pour les valeurs de la densité atmosphérique en fonction de l'altitude.

tous les auteurs ont utilisé  $28 \text{ gr mole}^{-1}$  pour la masse moléculaire de l'atmosphère aux environs de 160 km d'altitude. Il faut remarquer que Golomb *et al.* [12, 13] calculent la densité à partir du coefficient de self-diffusion  $D_{11}$  qui est relié à  $D_{12}$  par la relation suivante:

$$D_{11} = D_{12} \left( \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{11}} \right)^2 \left( \frac{2M^*}{M_1} \right)^{1/2} \quad (11)$$

Golomb et MacLeod [16] ont calculé ce facteur reliant  $D_{12}$  à  $D_{11}$  en prenant  $28 \text{ gr mole}^{-1}$  pour la masse moléculaire de l'air et en supposant que le diamètre moyen de collision est proportionnel à la racine cubique de la masse moléculaire ce qui donne  $D_{11} = 1,25 D_{12}$ . En prenant les valeurs que nous avons définies plus haut nous calculons un rapport  $D_{11}/D_{12}$  égale à 1,4. De ce fait les résultats de Golomb *et al.* [12, 13] sont 12 % plus élevés que les nôtres. D'autre part, Rees *et al.* [13] utilisent une masse moléculaire égale à  $28 \text{ gr mole}^{-1}$  et un diamètre moyen de collision 3,6 % plus élevé que dans ce travail. Avec de telles valeurs, nos résultats sur la densité atmosphérique augmenteraient de 5 %, ce qui porterait la différence à 25 %.

#### IV. CONCLUSIONS

Nous avons, dans ce travail, analysé en détail les valeurs de la densité dans la thermosphère obtenues par l'observation de la vitesse d'expansion de nuages artificiels de A1O entre 140 et 170 km. Nous avons montré l'importance du choix de la masse moléculaire de l'atmosphère et du diamètre moyen de collision. Si le premier paramètre ne devrait plus susciter beaucoup de discussions, l'incertitude sur le deuxième subsiste par suite du manque de données expérimentales. De plus, il serait souhaitable que les différents auteurs spécifient de manière précise leur choix des paramètres moléculaires en vue de permettre des comparaisons valables entre les différentes déterminations des densités dans la thermosphère. Finalement, la seconde fusée (charge utile S 64-2) a permis de mettre en évidence la source d'erreur dans l'analyse des observations que peuvent constituer les mouvements verticaux des nuages. L'erreur introduite en négligeant cet aspect eut été de l'ordre de 60 % sur la détermination de la densité atmosphérique. D'ailleurs, une telle différence pourrait expliquer la dispersion des résultats d'observation publiés jusqu'à présent.

#### REMERCIEMENTS

Nous remercions vivement le professeur M. Nicolet pour les conseils et les encouragements qu'il nous a prodigués au cours de ce travail, ainsi que M. Ackerman pour l'aide qu'il a apportée à l'élaboration de ce travail et sa participation aux discussions de l'analyse des données d'observation.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] VON ZAHN, U., *J. Geophys. Res.*, **75**, 5517 (1970).
- [2] ACKERMAN, M., GLEIZES, F. et SIMON, P., *Ann. Geophys.*, à paraître.
- [3] JOHNSON, E. R. and LLOYD, K. H., *Aust. J. Phys.*, **16**, 490 (1963).
- [4] LLOYD, K. H., *Aust. J. Phys.*, **18**, 349 (1965).
- [5] DESAI, J. N. and NARAYANAN, M. S., *J. Atm. Terr. Phys.*, **32**, 1235 (1970).
- [6] CHAPMAN, S. and COWLING, T. G., *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, Cambridge University Press, 2nd Ed, 1952.

*P. Simon. — Détermination de la densité de la thermosphère terrestre*

---

- [7] NICOLET, M., Aeronomiya, Mir, Moscou, 1964.
- [8] HIRSCHFELDER, J. O., CURTISS, C. F. and BIRD, R. B., *Molecular Theory of Gases and Liquids*, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1954.
- [9] ACKERMAN, M. and VAN HEMELRIJCK, E., *J. Geophys. Res.*, sous presse.
- [10] *Cospar International Reference Atmosphere 1965 (CIRA 1965)* North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965.
- [11] LLOYD, K. H. and SHEPPARD, L. M., *Planet. Space Sc.*, **13**, 1313 (1965).
- [12] GOLOMB, D., HARANG, O. and DEL GRECO, F. P., *J. Geophys. Res.*, **72**, 2365 (1967).
- [13] GOLOMB, D., DEL GRECO, F. P., HARANG, O., JOHNSON, R. H. and MAC LEOD, M. A., *Space Research*, **8**, 705 (1968).
- [14] REES, D., *Space Research*, **8**, 909 (1968).
- [15] REES, D., ROPER, R. G., LLOYD, K. H. and LOW, C. H., *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, à paraître.
- [16] GOLOMB, D. and MAC LEOD, M. A., *J. Geophys. Res.*, **71**, 2299 (1966).