

INSTITUT D'AERONOMIE SPATIALE DE BELGIQUE

3, avenue Circulaire, UCCLE - BRUXELLES 18

# AERONOMICA ACTA

A - N° 25 - 1963

La structure de l'hétérosphère terrestre

par M. NICOLET

BELGISCH INSTITUUT VOOR RUIMTE-AERONOMIE

3, Ringlaan, UKKEL - BRUSSEL 18

## AVANT-PROPOS

La présente Note est le texte d'une conférence donnée au XIV Congrès de la Fédération Astronautique Internationale, Paris, septembre 1963.

## VOORWOORD

Deze nota is de tekst van een lezing gehouden te Parijs op het XIV Congrès de la Fédération Astronautique Internationale in September 1963.

## FOREWORD

The present note is the text of a talk given at the XIV International Astronautical Congress held in Paris, September 1963.

## VORWORT

Diese Notiz wurde vorgestellt während des XIV Internationalen Astronautischen Kongress, der in September 1963 in Paris stattfand.

# LA STRUCTURE DE L'HETEROSPHERE TERRESTRE

par

M. NICOLET

Membre de l'Académie Internationale d'Astronautique.

## I. INTRODUCTION.

La distribution verticale de la pression  $p$  d'une atmosphère planétaire peut être caractérisée par une équation simple

$$\frac{dp}{p} = - \frac{dr}{H} \quad (1)$$

où  $H$ , la hauteur d'échelle atmosphérique à la distance  $r$  du centre de la planète, s'exprime par

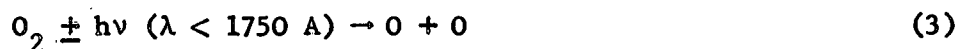
$$H = kT/mg \quad (2)$$

$H$  dépend de la température absolue  $T$ , de la masse moléculaire moyenne  $m$  et de l'accélération de la pesanteur  $g$ ;  $k$  est la constante de Boltzmann. Lorsque le mélange est parfait, c'est-à-dire que les constituants principaux conservent les mêmes proportions, la masse moléculaire est constante. Dans ce cas, on se trouve dans l'homosphère. Dès que l'un des constituants principaux est soumis à un effet permanent de dissociation ou que l'ensemble de l'atmosphère est soumis à l'effet de diffusion dans le champ de la pesanteur, le rapport des concentrations des constituants varie. On se trouve dès lors dans l'hétérosphère où la masse moléculaire moyenne ne peut plus être considérée comme constante. Dans toute atmosphère planétaire, l'effet de diffusion joue à partir d'une certaine altitude et l'effet de dissociation se manifeste pour certains constituants soumis à l'influence de la photo-dissociation par la radiation ultraviolette du soleil. Dans le cas de l'atmosphère terrestre, on possède actuellement des données d'observations suffisantes pour rechercher les conditions dans lesquelles se forme l'hétérosphère. De plus, il est possible de prévoir quelles sont les conditions physiques générales résultant des phénomènes de dissociation et de diffusion.

## II. LA DISSOCIATION DANS LE CHAMP DE RADIATION DU SOLEIL.

Les fusées munies d'instruments de mesure tels que des spectrographes ont révélé que le rayonnement solaire de courtes longueurs d'onde inférieures à 1750 Å ne pouvait en aucun cas atteindre l'atmosphère moyenne c'est-à-dire la troposphère ( $\leq 17$  km) et la stratosphère ( $\leq 50$  km). L'atmosphère moyenne ou la mésosphère (50 km à 85 km) n'est influencée que par un étroit domaine spectral comme la radiation Lyman- $\alpha$  de l'hydrogène à 1216 Å. Il en résulte que la dissociation de l'oxygène ne devient importante que sous l'effet du rayonnement solaire, provenant du domaine spectral de 1750 Å à 1400 Å. Le coefficient maximum d'ionisation est égal à  $4,5 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ . En d'autres termes, la durée de vie moyenne d'une molécule dans le champ de radiation du Soleil avant toute absorption préalable est au moins de 60 heures. A une altitude de 100 km où il existe une absorption importante de la radiation, la durée de vie moyenne est de plusieurs mois.

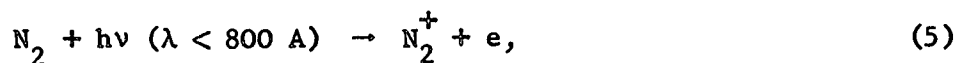
Le résultat global de la photodissociation de l'oxygène moléculaire et de la recombinaison des atomes d'oxygène suivant les processus :



est que dans la thermosphère, c'est-à-dire au-dessus de 85 km, on peut considérer qu'une dissociation partielle de l'oxygène existe et que l'on peut admettre que l'on est en même temps dans l'hétérosphère. Les conditions aux limites supérieures de l'homosphère sont ainsi fixées au niveau de la mésopause.

Alors que l'oxygène moléculaire est soumis à la photodissociation, l'azote - l'autre constituant principal de l'atmosphère terrestre - reste à l'état moléculaire jusqu'aux plus hautes altitudes. Ceci est dû au fait que l'azote ne possède pas de spectre d'absorption susceptible de conduire à la photodissociation directe. D'autre part, l'ionisation de la molécule pouvant fournir des ions conduisant à une recombinaison dissociative suivant un processus

tel que :



suivi par



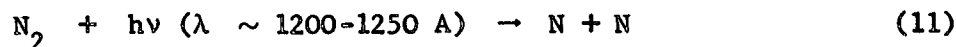
est contrôlée par un transfert de charge :



Ces divers processus limitent très fortement la production d'atomes d'azote que contrôle également la double réaction :



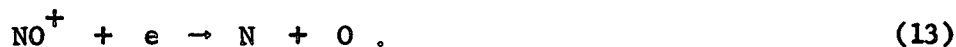
Ainsi, il apparaît qu'au début de l'hétérosphère les seuls processus permettant l'apparition d'atomes d'azote devraient être soit un phénomène de pré-dissociation



avec un coefficient très faible de l'ordre de  $10^{-12} \text{ sec}^{-1}$  ou soit une réaction de faible vitesse



suivie par



En d'autres termes, tout ion  $\text{NO}^+$  produit dans toute l'ionosphère par des réactions du type :



doit être considéré comme la source d'une dissociation indirecte d'azote

atomique que contrebalancent les réactions (9) et (10).

En fin de compte, on peut donc dire que l'azote moléculaire peut subsister dans l'hétérosphère tandis que l'oxygène passe graduellement à la forme atomique. Mais en notant que les temps moyens de photodissociation sont relativement longs, on peut dire que des équilibres photochimiques ne peuvent apparaître par suite de l'effet de diffusion.

### III. LA DIFFUSION DANS LE CHAMP DE LA PESANTEUR.

Dans toute atmosphère, le flux de diffusion  $F(M_1)$   $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$  d'un constituant de masse  $M_1$  est donné par (voir Nicolet, Mémoires Soc. Roy. Sc. Liège VII, 190, 1962)

$$F(M_1) = 1,8 \times 10^{11} g_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \left( 1 + \frac{M}{M_1} \right)^{1/2} \left( \frac{M}{T} \right)^{1/2} \frac{n_1}{n} \cdot Y \quad (15)$$

avec 
$$Y = \left( X - \frac{M_1}{M} \right) + \left( \beta - \frac{2H}{r} \right) \left( X - 1 - \alpha_T \right) \quad (16)$$

Dans ces deux équations  $g_0$  et  $r_0$  sont respectivement les valeurs de  $r$  et  $g$  au niveau du sol.  $M_1/M$  est le rapport des masses du constituant secondaire et du constituant principal atmosphérique de concentrations respectives  $n_1$  et  $n$ .  $\beta$  est le gradient vertical de la hauteur d'échelle  $H$  tandis que  $\alpha_T$  est le facteur de diffusion thermique. Enfin, le paramètre de distribution verticale  $X$  est défini par

$$\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial r} = X \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \quad (17)$$

et est égal à l'unité pour une distribution parfaite en mélange. Dans le cas de l'atmosphère terrestre, le début de la thermosphère (85 - 100 km) peut être approximativement représenté par l'équation suivante :

$$F(M_1) = 1.7 \times 10^{13} \left( 1 + \frac{M}{M_1} \right)^{1/2} \left( \frac{M}{T} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{M_1}{M} \right) \frac{n_1}{n} \quad (18)$$

car le gradient de température est très faible. Avec une masse  $M = 28$  et une température  $T = 200^\circ\text{K}$ , on obtient les flux de diffusion  $F$  de l'ordre de :

$$\pm F \simeq 10^{13} (n_1/n) \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} . \quad (19)$$

En particulier, le flux vers le haut d'atomes d'hélium est

$$F_{100 \text{ km}} (\text{He}^4) = +8,8 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}, \quad (20)$$

tandis que le flux vers le bas d'atomes d'argon est

$$F_{100 \text{ km}} (\text{A}^{40}) = -3,6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} . \quad (21)$$

En mélange parfait, la molécule d'oxygène est soumise également à un transport vers le bas car  $M_1 = 32 > M = 28$ . Cependant, il suffit que la décroissance avec l'altitude de l'oxygène moléculaire soit un peu plus rapide que celle de l'azote (effet de dissociation) pour provoquer un transport vers le haut. On voit par l'équation (16) que si

$$X > 1 + 0,14/(1 + \beta) , \quad (22)$$

c'est-à-dire avec un gradient  $\beta = 0,2$ ,

$$H > 1,12 H(\text{O}_2) , \quad (23)$$

il suffit que la hauteur d'échelle atmosphérique soit seulement quelque dix pourcents supérieure à celle de l'oxygène.

Dans le cas d'un équilibre photochimique, on aurait un transport vers le haut :

$$F(\text{O}_2) = 2 \times 10^{13} n(\text{O}_2)/n \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} . \quad (24)$$

Comme le nombre maximum de molécules dissociées est égal au nombre de photons utilisables à  $\lambda < 1750 \text{ \AA}$ , c'est-à-dire  $2,7 \times 10^{12}$  photons  $\text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ , on peut dire que, pour toute concentration  $n(\text{O}_2) \simeq n/10$ , un flux vertical remplace les molécules photodissociées par le rayonnement solaire.

D'autre part, l'atome d'oxygène résultant de la photodissociation de l'oxygène est transporté vers le bas. A un niveau du maximum de concentration, on aurait  $X = 0$  dans l'équation (16). De là, un flux

$$F(0) = - 6 \times 10^{12} n(0)/n \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (25)$$

indiquant combien le transport vers le bas des atomes d'oxygène peut être important.

Ces quelques exemples montrent combien l'effet de la diffusion dans le champ de la pesanteur est déterminant dans la thermosphère inférieure pour fixer les conditions physiques.

La figure 1 est une représentation schématique que l'on peut se faire des conditions de passage de l'homosphère à l'hétérosphère. Tandis que la dissociation de l'oxygène apparaît très nette au-dessus de 85 km, la diffusion se manifeste au-dessus de 100 km à tel point que l'oxygène atomique devient très rapidement plus important que l'oxygène moléculaire.

#### IV. L'ORIGINE DE LA THERMOSPHERE.

A partir d'une certaine altitude la densité de l'atmosphère devient relativement faible. L'énergie cinétique totale d'une colonne atmosphérique peut être comparée à l'énergie solaire que cette colonne absorbe au cours d'une journée. On constate qu'à partir de 150 km, ces deux énergies sont du même ordre de grandeur. Ainsi, on trouve qu'une colonne atmosphérique située au-dessus de 120 km est fortement chauffée par l'ultraviolet solaire de longueurs d'onde inférieures à 900 Å. De là, résulte un fort gradient de température atteignant quelque 20°K par km. Suivant les conditions d'activité solaire cette température maximum atteint des valeurs comprises entre 1000°K et 2000°K. Cependant, l'existence de forts gradients de température provoque le transport de chaleur par conduction. C'est pourquoi au chauffage par l'ultraviolet solaire s'oppose le refroidissement par conduction. Dans un tel système, on arrive donc à un bilan thermique dans lequel la température diurne doit être plus élevée que la température nocturne. Pendant le jour,



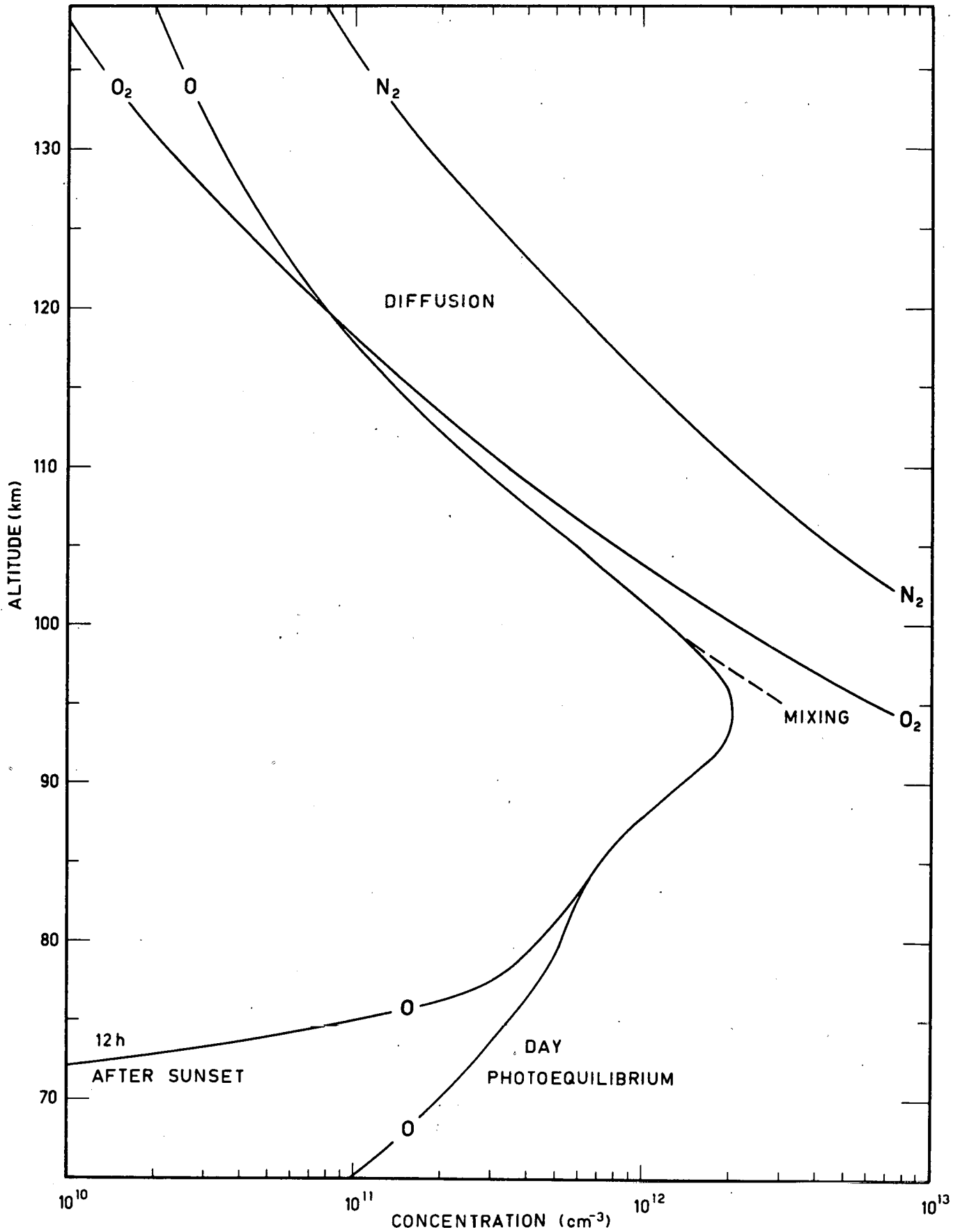


Fig. 1.- Aspect général de la zone de transition de l'oxygène moléculaire à l'oxygène atomique sous l'effet de la photodissociation et de la diffusion.

le gradient de température résultant de la conduction est maintenu à sa valeur la plus élevée par l'apport continu du chauffage ultraviolet; le gradient de température diminue au cours de la nuit car la perte de chaleur par conduction n'est pas suffisamment compensée par l'ensemble des réactions ionosphériques subsistant à haute altitude. D'autre part, il n'est pas possible d'accepter un chauffage nocturne qui serait dû à un rayonnement corpusculaire. En imaginant une arrivée de particules dans la thermosphère, on doit considérer les effets conduisant à des phénomènes d'ionisation associés à des phénomènes lumineux, comme c'est le cas dans les aurores. Or, l'analyse de la lumière du ciel nocturne indique bien que toutes les radiations émises résultent de réactions chimiques ou ionosphériques. Ce n'est que dans la zone aurorale que les collisions entre des constituants atmosphériques et des électrons extérieurs produisent un effet lumineux observable.

L'absence d'absorption du rayonnement ultraviolet aux très hautes altitudes de même que le peu d'importance du rayonnement corpusculaire conduisent à la conclusion que l'atmosphère supérieure devient pratiquement isotherme au-delà d'un niveau que l'on appelle la thermopause. La conduction de la chaleur est tellement rapide qu'une quasi-isothermie verticale peut apparaître. Grosso modo, on peut dire que quelles que soient les conditions, l'atmosphère est toujours isotherme au-delà de 500 km. Le niveau de la thermopause s'abaisse au cours de la nuit et également lorsqu'on passe des conditions de forte activité solaire à celles du soleil calme.

Les figures 2a et 2b fournissent une représentation schématique de la température au niveau de la thermopause au cours d'une période complète d'activité solaire. On voit que des différences considérables apparaissent entre une période de soleil calme (1953-1954) et une période de maximum d'activité solaire (1957-1958). La différence des températures est de l'ordre de 1000°K.

#### V. LA COMPOSITION ET LA DENSITÉ DE LA THERMOSPHERE.

Jusqu'à présent le nombre d'observations effectuées à l'aide de fusées est loin d'être suffisant pour déterminer la composition et la densité

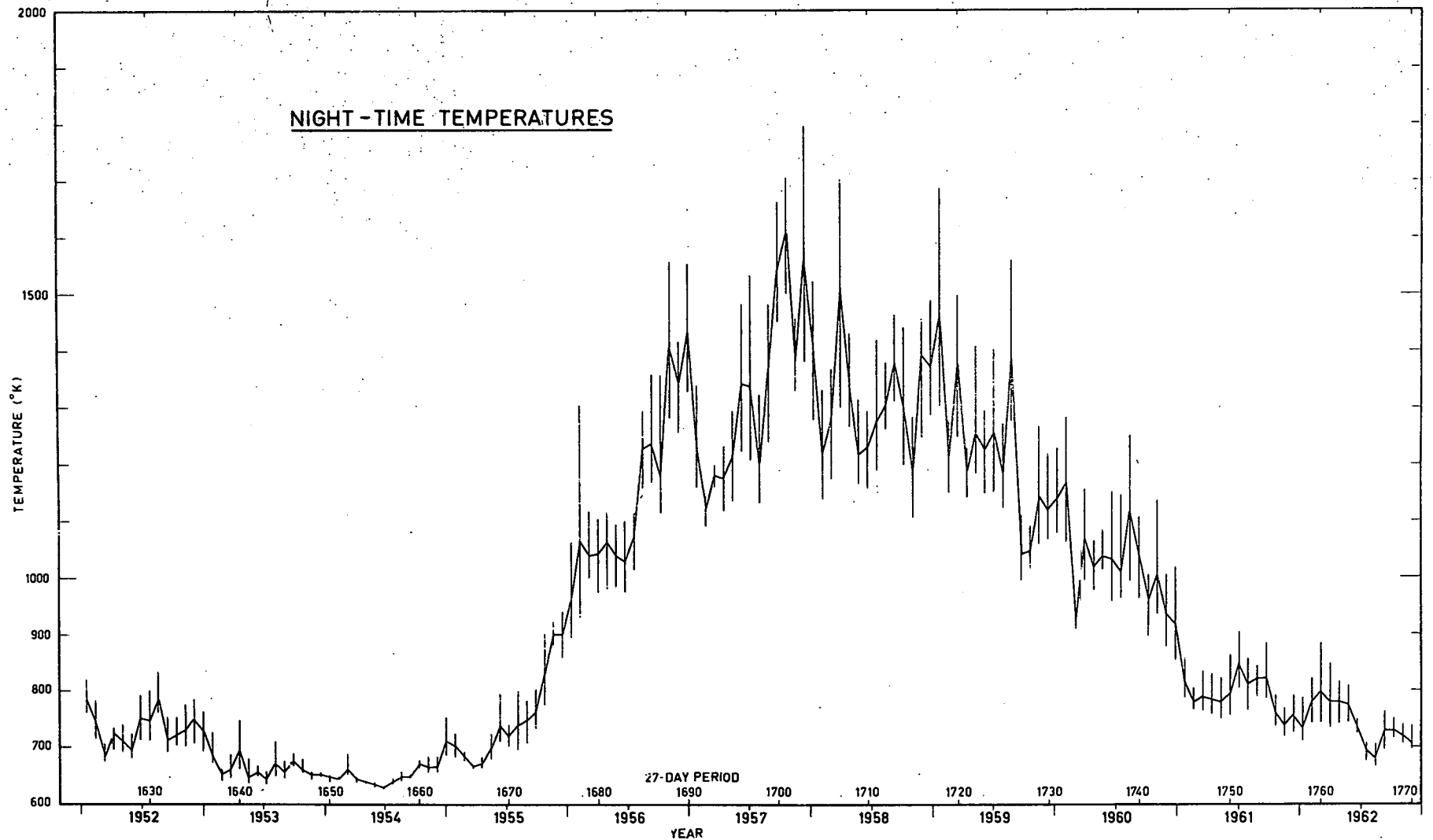


Fig. 2a.- Températures de l'atmosphère supérieure pendant la nuit pendant une période complète d'activité solaire de 1952 à 1962. Valeur moyenne pour une période de 27 jours et températures maximales et minimales au cours de la période, d'après M. Nicolet, J. Geophys. Res., 68, 6121-6144, 1963.

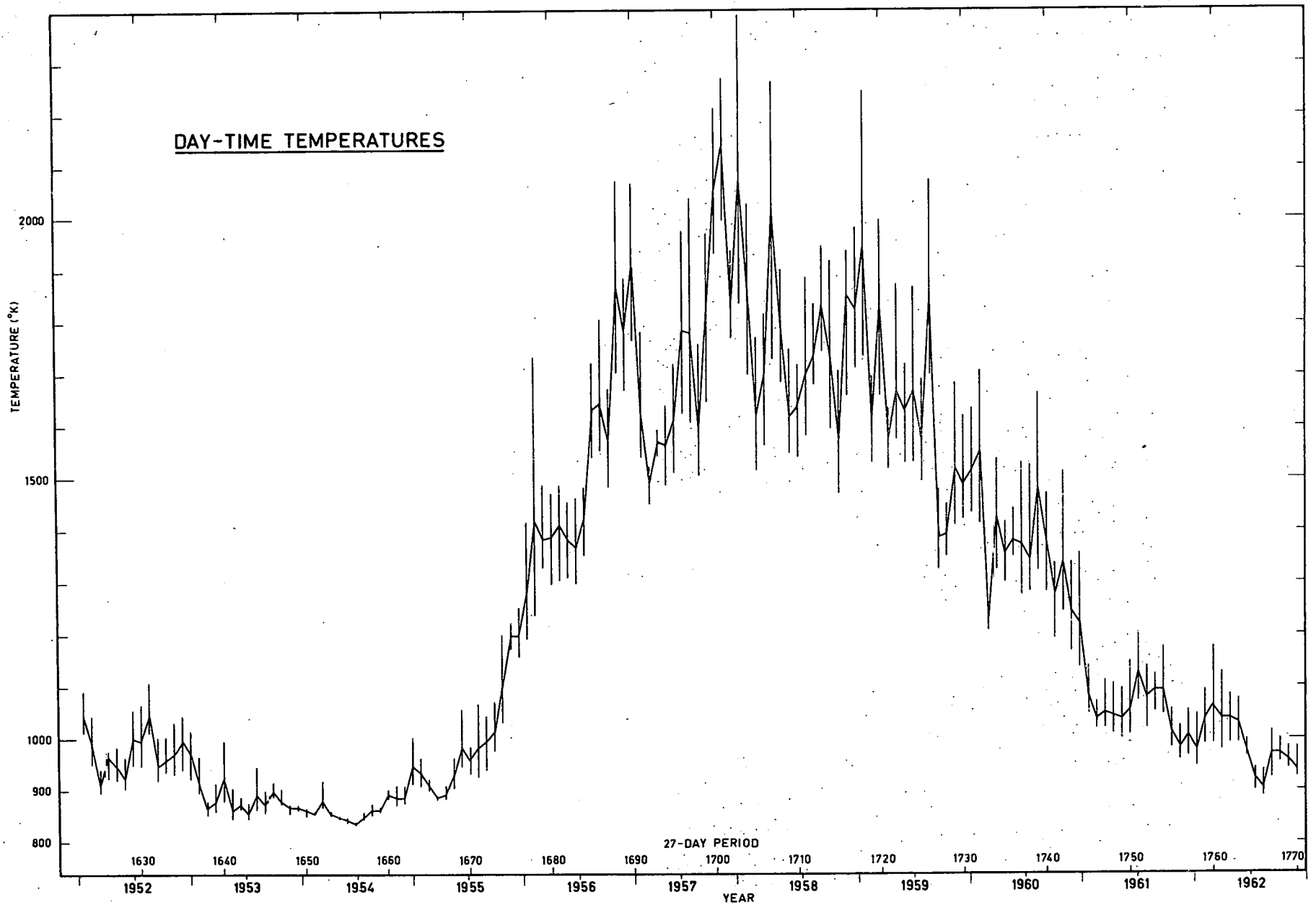


Fig. 2b.- Températures de l'atmosphère supérieure pendant le jour pendant une période complète d'activité solaire de 1952 à 1962. Valeur moyenne pour une période de 27 jours et températures maximales et minimales au cours de la période, d'après M. Nicolet, J. Geophys. Res., 68, 6121-6144, 1963.

de la thermosphère au-dessous de 200 km. Si la pression à 100 km est estimée à  $3 \times 10^{-4}$  mm Hg, on doit cependant retenir que les quelques observations effectuées indiquent des valeurs correspondant à :  $(2,5 \pm 1,5) \times 10^{-4}$  mm Hg. D'autre part, l'incertitude est également très grande à 200 km malgré une analyse continuelle des variations de la période des satellites. On a obtenu des valeurs de la densité  $\rho = (4 \pm 2) \times 10^{-13}$  gm cm<sup>-3</sup>. On ne peut à présent déterminer les variations et fixer avec certitude la valeur absolue de la densité. On se rend compte de l'imprécision des données d'observation lorsqu'on détermine les conditions atmosphériques à 200 km à partir de conditions aux limites inférieures à 120 km, par exemple. En effet, pour une densité fixée à 120 km avec une température variant de  $\pm 30^\circ\text{K}$  ( $325^\circ\text{K} \pm 30^\circ\text{K}$  par exemple), on obtient toutes les conditions possibles à 200 km avec une variation du gradient  $\beta$  de la hauteur d'échelle de  $\pm 0.1$ .

Les observations spectroscopiques ne sont pas encore suffisamment nombreuses, ni suffisamment précises, en vue de permettre une analyse adéquate des rapports de concentration des constituants dans la thermosphère. D'autre part, les observations à l'aide du spectrographe de masse ne fournissent encore que des indications pour les constituants neutres.

En bref, on peut considérer qu'à l'heure actuelle la composition de la thermosphère n'est déterminée qu'avec une certaine approximation. Il est permis d'affirmer que les concentrations des constituants thermosphériques ne sont pas connues avec une précision supérieure à  $\pm 50\%$ . Jusqu'à présent, trop de facteurs d'incertitude existent encore dans les déterminations expérimentales. D'autre part, les conditions atmosphériques n'ont pas été suffisamment stables par suite des variations considérables de l'activité solaire depuis que l'on a procédé à des observations directes. Il conviendrait de profiter de la prochaine période de soleil calme pour effectuer des observations précises en vue de les analyser à l'aide de paramètres expérimentaux qu'il est nécessaire de déterminer à nouveau au laboratoire.

La figure 3 indique quelles sont les variations auxquelles on peut s'attendre alors que la densité à 120 km et la température de la thermopause sont fixées. La seule variation admise est celle de la pression qui est de

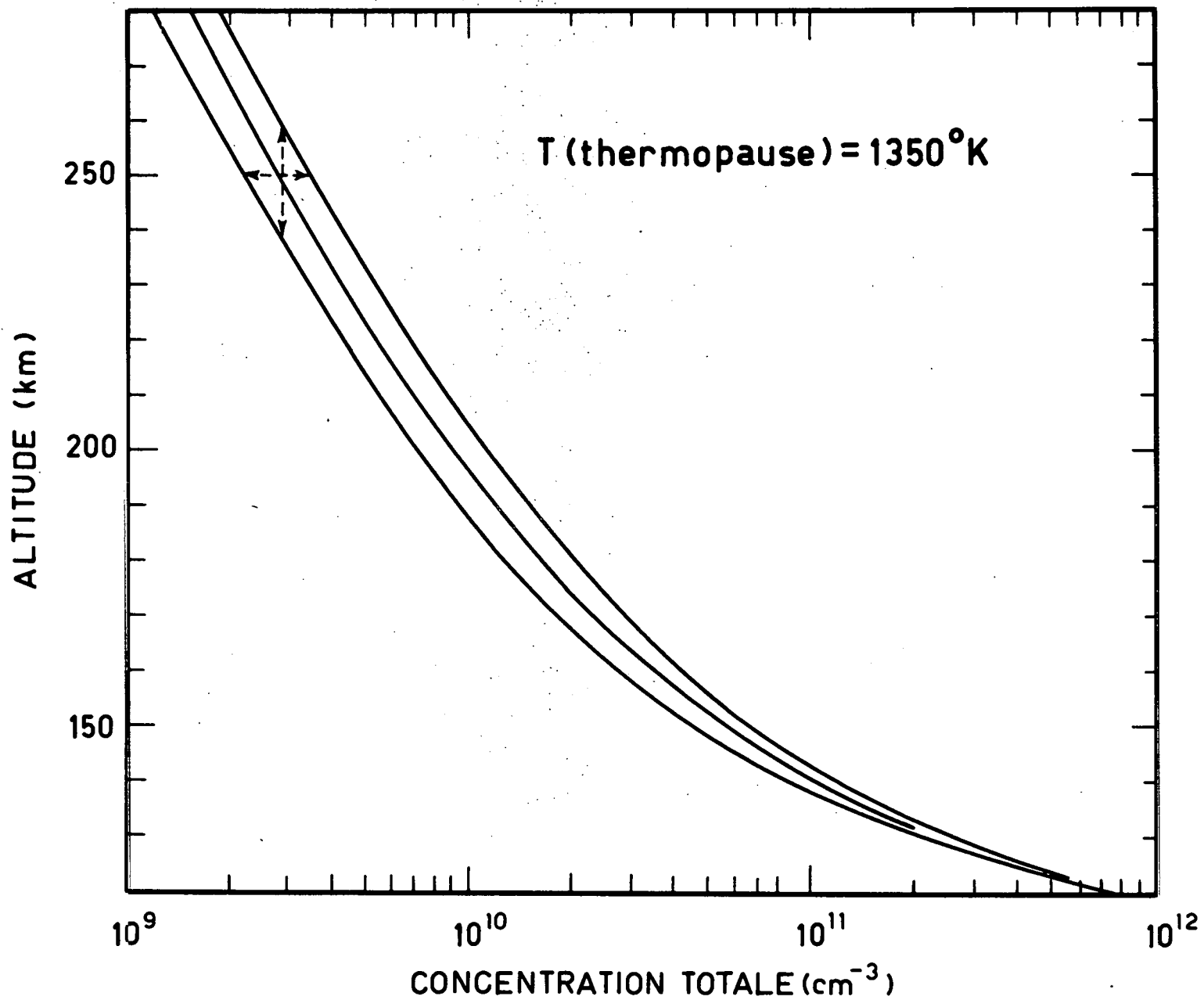


Fig. 3.- Distribution verticale de la concentration totale pour des conditions physiques identiques correspondant à une variation de pression de  $\pm 10\%$  à 120 km, c'est-à-dire à une variation de température de  $\pm 30^{\circ}\text{K}$ .

$\pm 10 \%$  à 120 km. Dans ce cas, on ne peut préciser la densité vers 250 km qu'à  $\pm 10$  km près. D'autre part, la température de la thermopause n'est fixée qu'à  $\pm 50^\circ\text{K}$  si on considère les densités à des altitudes de l'ordre de 500 km.

## VI. LA DENSITE ET LA TEMPERATURE DE L'ATMOSPHERE ISOTHERME.

Au-delà de 300 km, il existe un nombre suffisant d'observations permettant de déterminer dans les grandes lignes quelle est la constitution de l'hétérosphère dès que l'on admet que l'atmosphère est isotherme. Au lieu de l'équation (1), on écrit :

$$\frac{d\rho}{\rho} = - \frac{1 + \beta}{\beta} \frac{dH}{H} \quad (26)$$

où

$$\frac{dH}{H} + \frac{dg}{g} = - \frac{dm}{m} \quad (27)$$

Ainsi, la distribution verticale de la densité dépend essentiellement pour une température déterminée, de la variation de la masse moléculaire moyenne. L'analyse des observations effectuées par Jacchia, King-Hele et d'autres montre bien que la décroissance de la densité avec l'altitude est beaucoup moins rapide au fur et à mesure que l'altitude augmente. Ce fait traduit une décroissance de la masse moléculaire avec l'altitude. Par exemple, à la figure 4, la variation de la densité représentée par la courbe moyenne des conditions de jour en 1958 s'explique, dans le cas d'une température moyenne  $1850^\circ\text{K}$ , par une diminution de la masse moléculaire  $M = 16$  à 700 km jusqu'à  $M = 8$  à 1250 km. Ceci signifie que l'on passe entre ces deux niveaux d'une atmosphère composée presque exclusivement d'oxygène atomique à une atmosphère dominée par l'hélium. En 1960, la densité absolue a nettement diminué par suite de la diminution d'environ  $450^\circ\text{K}$  de la température de l'atmosphère isotherme. La nature de la variation de la densité avec l'altitude exprime le passage d'une masse moléculaire moyenne  $M=16$  à 600 km jusqu'à  $M$  de l'ordre de 4 à 1300 km, c'est-à-dire la transition de la ceinture d'oxygène atomique à celle d'hélium. Enfin, les faibles densités de 1962 correspondant à une température de l'ordre de  $1000^\circ\text{K}$  indiquent que l'effet

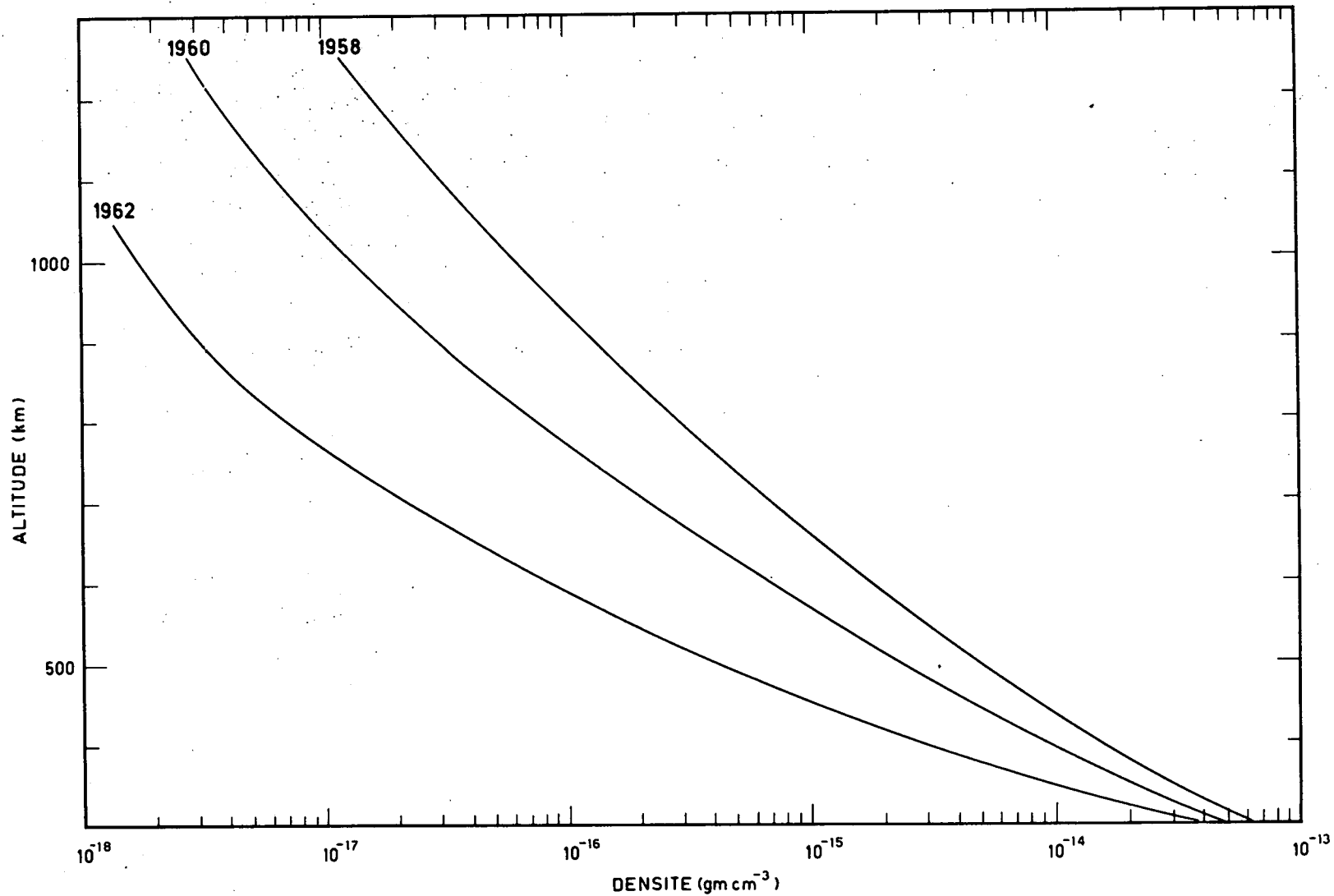


Fig. 4.- Variation de la densité moyenne dans l'atmosphère supérieure pour des conditions moyennes de nuit correspondant aux années 1958, 1960 et 1962.



de l'hydrogène se manifeste aux altitudes supérieures à 1250 km. On peut donc dire que l'effet du chauffage de la thermosphère par l'ultraviolet solaire est bien lié à la variation de l'activité solaire. La variation relativement faible de la densité à 300 km peut dépendre également de la variation des conditions aux limites inférieures vers 100 - 120 km. Toutefois, elle ne peut expliquer les fortes variations observées aux altitudes supérieures à 500 km. Celles-ci ne peuvent s'interpréter que par des différences réelles de la température de l'atmosphère isotherme. En outre, le taux de décroissance de la densité avec l'altitude pour une température déterminée ne peut s'expliquer que par une diminution progressive de la masse moléculaire moyenne avec l'altitude. L'effet de la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur est tel que des constituants secondaires tels que l'hélium et l'hydrogène dont la proportion par volume n'est que de l'ordre de  $5 \times 10^{-6}$  dans l'homosphère peuvent devenir des constituants principaux respectivement au-dessus de 500 km et 1500 km pour des valeurs appropriées de la température de la thermopause.

#### VII. LES CONDITIONS DANS L'EXOSPHERE.

Lorsque les conditions physiques sont telles que les collisions deviennent peu nombreuses, on se trouve dans l'exosphère. Les atomes arrivant dans l'exosphère dont la vitesse cinétique est supérieure à la vitesse de libération ( $> 11 \text{ km sec}^{-1}$ ) peuvent donc s'échapper de l'atmosphère terrestre. Il en résulte donc que les conditions de distribution verticale de tels atomes ne peuvent plus dépendre de la distribution hydrostatique. D'ailleurs, l'équation (26) appliquée à un constituant avec

$$\frac{dH}{H} = - \frac{dg}{g} = - \frac{2dr}{r} \quad (28)$$

indique que la densité ne serait pas nulle même à l'infini. En pratique, on peut toutefois constater que pour des éléments relativement lourds tels que l'azote et l'oxygène, l'application de l'équation (26) peut être admise. Mais le problème est différent pour l'hélium et l'hydrogène.

Dans le cas de l'hydrogène atomique, on doit tenir compte du fait que le flux de libération dans l'exosphère est essentiellement fonction de la température alors que le flux de diffusion est limité par le transport que peut supporter la diffusion dans les couches inférieures. Le résultat effectif est que la diffusion limite le flux de libération. Comme la vitesse d'effusion augmente avec la température, on doit donc s'attendre à une variation de la concentration d'hydrogène atomique à tous les niveaux liée à la valeur absolue de la température. La figure 5 indique bien que les concentrations de l'hydrogène augmentent tandis que celles de l'oxygène atomique et de l'hélium diminuent lorsque la température de l'atmosphère isotherme passe de 2000°K à moins de 1000°K. En conclusion, tous les constituants de l'hétérosphère, c'est-à-dire l'azote, l'oxygène, l'hélium et l'hydrogène ont des comportements divers et il convient d'étudier leurs propriétés sous des formes différentes.

#### VIII. CONCLUSIONS.

Les résultats d'observation basés sur les données obtenues à l'aide des fusées et satellites conduisent à considérer le problème de l'hétérosphère sous de nouveaux aspects. Tout d'abord, le bilan thermique doit être déterminé en introduisant dans la thermosphère l'effet de chauffage de l'ultraviolet solaire variable au cours d'un cycle undécennal d'activité et celui du refroidissement essentiellement lié au transport de la chaleur par conduction. Ensuite, la photodissociation de l'oxygène moléculaire constitue la source essentielle des atomes d'oxygène. De plus, la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur maintient les constituants moléculaires au-dessus des limites normales correspondant à l'équilibre de dissociation. Au surplus, la diffusion normale établit la prédominance de l'oxygène atomique dans la thermosphère supérieure (Fig. 6). Enfin, les éléments les moins abondants dans l'homosphère finissent par dominer l'azote et l'oxygène et créent les ceintures d'hélium et d'hydrogène, avant de s'échapper sous l'une ou l'autre forme de l'exosphère.

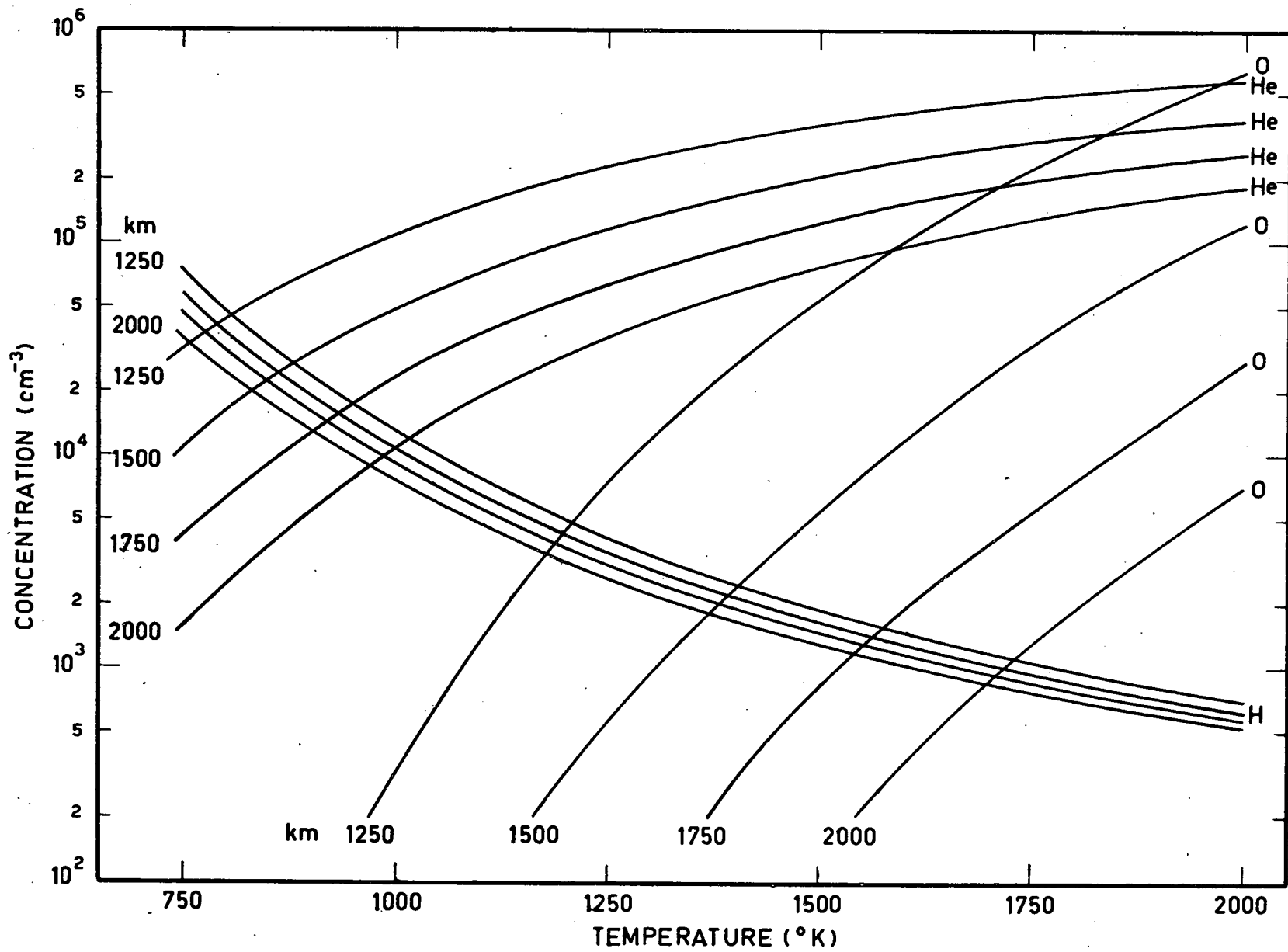


Fig. 5.- Concentrations de l'hydrogène atomique, de l'hélium et de l'oxygène atomique en fonction de la température à 1250, 1500, 1750 et 2000 km, en fonction de la température de la thermopause. (D'après Kockarts et Nicolet, Annales de Géophysique, 19, , 1963).

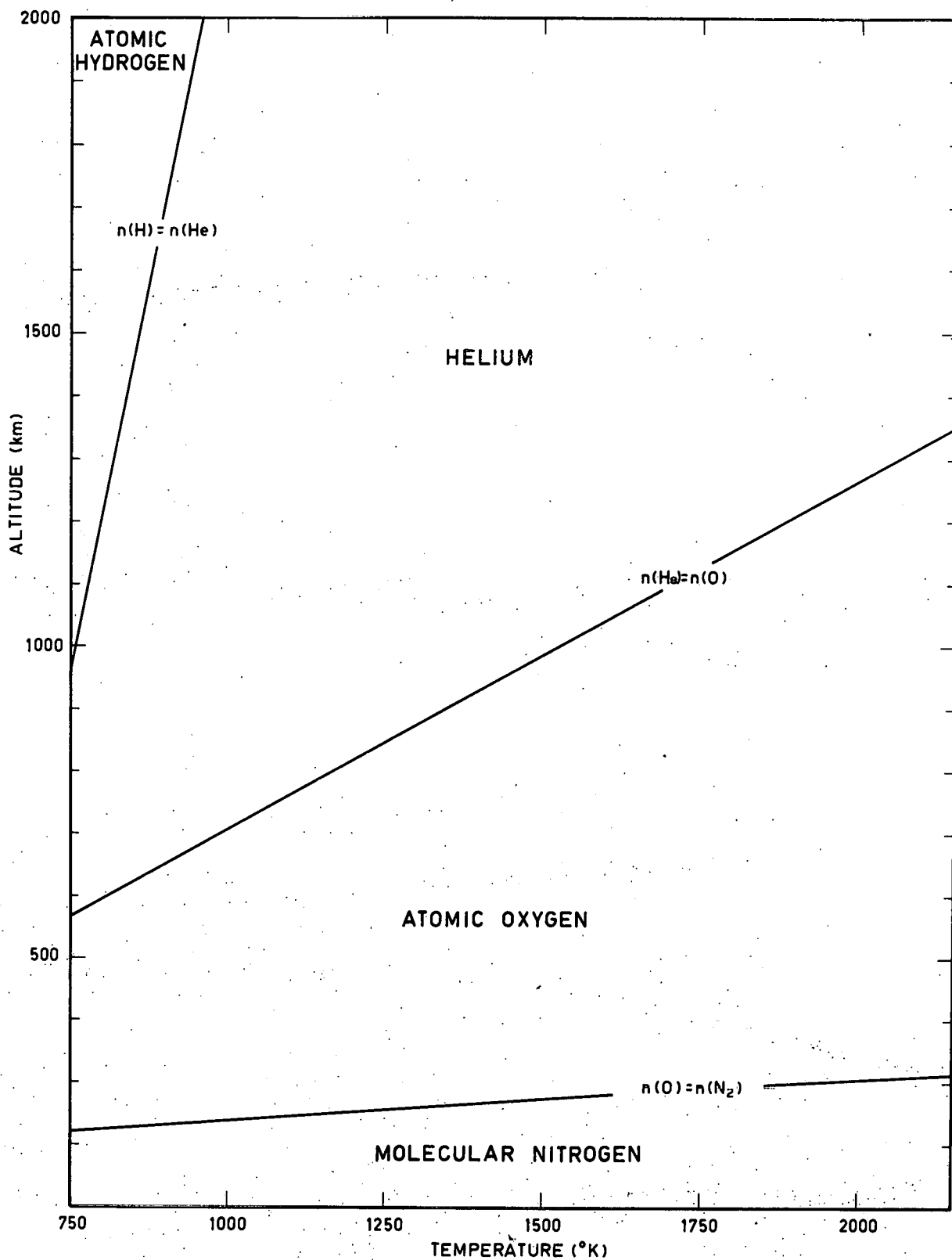


Fig. 6.- Variation des limites inférieures et supérieures des ceintures atomiques d'oxygène, d'hélium et d'hydrogène en fonction de la température de la thermopause. (D'après Kockarts et Nicolet, Annales de Géophysique 19, ,1963).