LES VARIATIONS DE LA DENSITÉ ET DU TRANSPORT DE CHALEUR PAR CONDUCTION DANS L'ATMOSPHÈRE SUPÉRIEURE

M. NICOLET

Centre National de Recherches de l'Espace, Uccle, Belgium

Abstract: The density variations in the thermosphere, derived from satellite observations, show besides the effects of oblateness and those correlated with solar activity a clear difference between day and night. This difference and its increase with altitude corresponding to a rapid drop of the temperature after sunset follow from the fact that the atmosphere above 250 km is isothermal and that the main heating occurs by absorption of ultraviolet solar radiation below 200 km. The increase of scale height with altitude arises from the decrease of molecular weight in a diffusion atmosphere of O and N_2.

The heat conduction is quantitatively discussed. The most important variation above 200 km is the diurnal variation of the temperature of the isothermal layer. The periodic variation (28 days) associated with solar activity will lead to a great difference between sunspot maximum and minimum. The special heating associated with corpuscular radiation occurs during the time necessary for the redistribution of a horizontal isothermy. Latitudinal and seasonal variations are less important since horizontal differences are rapidly leveled out be ause of the short times of conduction above 200 km.

РЕЗЮМЕ: Изменения плотности в термосфере, выведенные из наблюдений спутников, показывают кроме эффектов сжатия и эффектов, находящихся в соотношении с солнечной деятельностью, четкую разницу между днем и ночью. Эта разница, ее увеличение с высотой и быстрота падения температуры после захода Солнца, — все это следует из предположения, что выше 250 км атмосфера является изотермической и что основное нагревание получается от поглощения ультрафиолетового солнечного излучения ниже 200 км. Увеличение масштаба с высотой является результатом уменьшения молекулярного веса в диффузной атмосфере O и N_2. Количественно обсуждается теплопроводность. Выше 700 км горизонтальные разности быстро выравниваются вследствие большого свободного пути.

1. Introduction

L'effet du freinage atmosphérique sur le mouvement orbital des satellites artificiels permet de déduire la densité de l'atmosphère aux environs du périgée. Dès les premières déterminations de l'accélération des deux premiers satellites 1957 α et β (Sputnik I et II) dont les périgées étaient de l'ordre de 220 km, des déterminations de densités furent effectuées par divers auteurs. Voir, par exemple, Mullard Radio Astronomy Observatory [1], Royal Aircraft Establishment [2], Sterne, Folkart and Schilling [3], Sterne and Schilling [4], Harris and Jastrow [5], Jacchia [6, 7], Groves [8], Sterne [9, 10], El'Yesberg [11], Lidov [12], Mikhnevich [13], Priester, Bennewitz und Lengruesser [14], Warwick [15].

Ensuite, les 4 premiers satellites de 1958, Vanguard I (1958 β), Explorer I (1958 α), Explorer IV (1958 ε) et Sputnik III (1958 δ) ont fourni, dès le printemps 1958, une analyse des densités à des altitudes de l'ordre de 650 km, 350 km, 260 km et 220 km correspondant aux périgées respectifs de ces satellites. Voir, par exemple, Jacchia [16] Jacchia and Briggs [17], Harris and Jastrow [18], Siry [19], Sterne [9, 10], Schilling, Whitney and Folkart [20], Schilling and Whitney [21, 22], Sedov [23], King-Hele [24], Groves [25, 26, 27], Mikhnevich, Danilin, Repnev, Sokolov [28], Shklovsky et Kurt [29], Schilling and Sterne [57], Paetzold [58], Kallman [59].

Il est clair que les valeurs *absolues* de la densité qui ont été déduites des observations doivent être différentes suivant les auteurs. Tout d'abord, le paramètre de freinage η_S dépendant de la masse m_S et de la section efficace s_S du satellite et du coefficient de freinage C_S, c'est-à-dire

$$1/\eta_S = m_S/s_S C_S,$$

peut différer suivant les auteurs. Ainsi, les valeurs absolues de la densité peuvent être différentes même si les formules reliant la densité à l'accélération sont les mêmes. Ensuite, les valeurs de la densité ne se rapportent pas nécessairement à la même époque de la vie des satellites et peuvent donc correspondre à des états physiques différents de la haute atmosphère.

Enfin, comme les altitudes de certains satellites peuvent être fournies avec quelque imprécision, les densités obtenues ne correspondent pas exactement aux altitudes approximatives indiquées.

Dès le début des observations, Groves [8] soulignait l'importance de l'aplatissement équatorial qui, par exemple, change l'altitude de 12.5 km entre l'équateur et la latitude de 50°.

Après que Jacchia [56] eut signalé des irrégularités dans l'accélération du satellite 1957 β, de nombreuses variations furent détectées et attribuées aux causes les plus diverses. Mais, il apparut immédiatement que l'atmosphère

était responsable des irrégularités. Néanmoins, les effets particuliers furent même attribués à des discontinuités dans l'atmosphère à certaines latitudes; vers 30° N par King-Hele et Walker [30], vers 50° par Schilling et Whitney [22]. Cependant, de telles discontinuités ne sont pas réelles et il faut rechercher l'origine des fluctuations dans le rayonnement solaire. Tout d'abord, un changement peut apparaître, comme l'a suggéré Groves [31], lors du passage du périgée du côté de l'atmosphère éclairée à l'atmosphère non-éclairée ou vice-versa. Les observations de Jacchia [7] indiquèrent un effet diurne pour 1957 $\beta 1$, tandis que King-Hele et Walker [32] avaient insisté sur l'effet des irrégularités dues surtout aux perturbations solaires. En tous cas, les variations du rayonnement solaire dans le domaine décimétrique [33, 34] ont montré clairement que l'émission solaire joue un rôle primordial dans les variations de la densité atmosphérique. Il convient de signaler qu'il n'est possible d'entrer dans le détail de toutes les variations que si les données d'observation sont très précises et suffisamment nombreuses pour suivre toutes les fluctuations en fonction de l'altitude.

2. Analyse des résultats des observations

2.1. Valeurs moyennes de la densité

Avant d'effectuer une analyse des diverses variations de la densité, il convient de fournir une description des résultats dans leur ensemble. Dans ce but, nous avons retenu les principaux résultats que la figure 1 représente.

Avant de pouvoir déterminer quelles sont les diverses variations que peut subir la densité, il convient de rechercher quelles sont les conditions moyennes. Les différentes déterminations représentées à la figure 1 ont été effectuées à des époques différentes bien que la plupart d'entre elles correspondent au début 1958. On notera tout d'abord que les résultats obtenus à l'aide des fusées dans le domaine atmosphérique d'altitudes de l'ordre de 200 km présentent des variations que ne révèlent pas les résultats déduits de l'accélération des satellites. Il apparaît donc que les variations déduites des mesures de la densité effectuées à l'aide des fusées vers 200 km sont trop fortes bien que puissent apparaître certaines différences dues au fait que des mesures effectuées par fusées ne représentent que des échantillons pouvant se rapporter à des conditions sporadiques non nécessairement représentatives. De même, les valeurs de la densité entre 200 km et 250 km présentées par Mikhnevich [13] sont probablement trop faibles.

La courbe de la figure 1 a été tracée en suivant l'ensemble des déterminations de Groves [25] et peut être considérée comme une distribution moyenne du premier semestre 1958 correspondant à des positions déterminées des

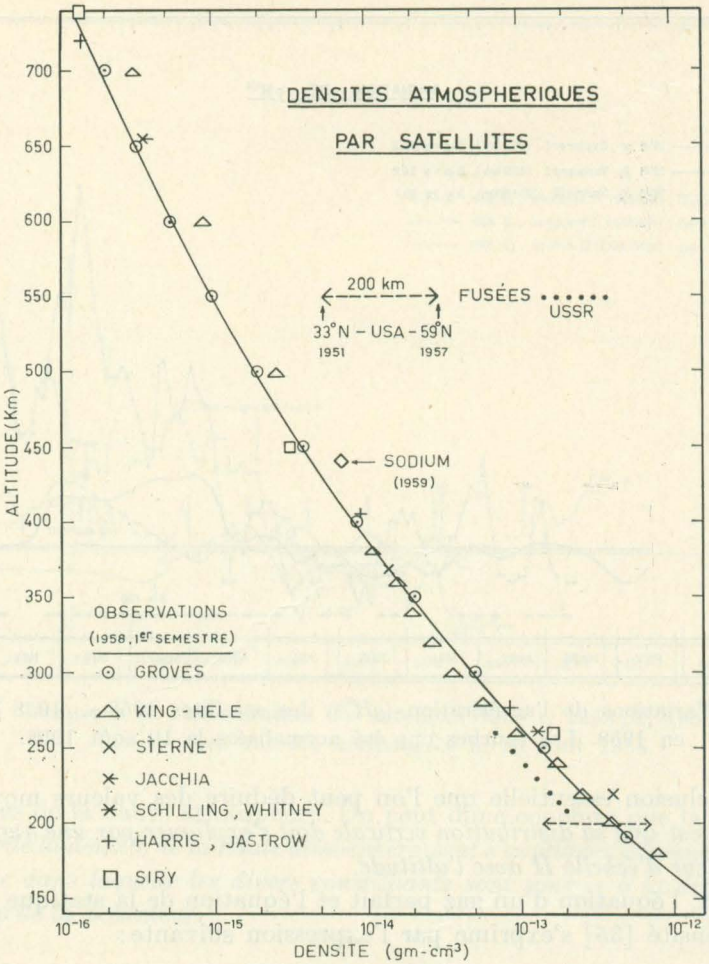

Fig. 1. Valeurs de la densité atmosphérique de 150 km à 750 km basées sur diverses observations. La courbe tracée suivant les déterminations de Groves représente les valeurs moyennes de la densité pour des conditions physiques déterminées. La distribution verticale de la densité doit s'expliquer par une hauteur d'échelle avec gradient variable.

satellites dans l'hémisphère éclairé par le soleil. Les points fournis par King-Hele [24] représentant un état de l'atmosphère de 1958 à 1959 ne correspondent pas nécessairement à la même structure de l'atmosphère. C'est pourquoi bien que ses valeurs de la densité en fonction de l'altitude ne diffèrent pas beaucoup, elles conduisent à des variations prononcées dans la hauteur d'échelle H au delà de 200 km.

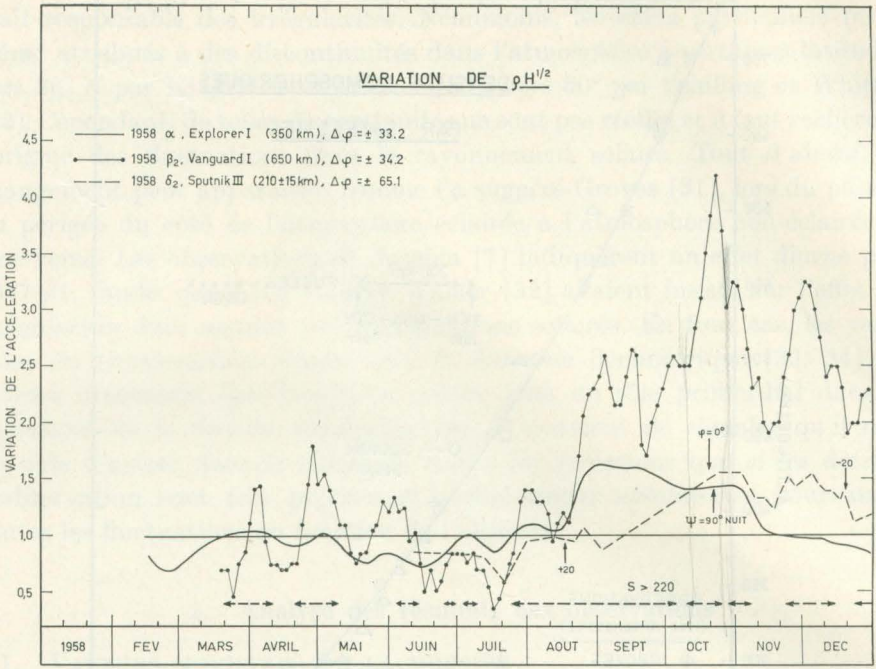

Fig. 2*a*. Variations de l'accélération ($\varrho H^{1/2}$) des satellites 1958 α, 1958 $\beta 2$, 1958 $\delta 2$ en 1958. Les courbes ont été normalisées le 10 août 1958.

La conclusion essentielle que l'on peut déduire des valeurs moyennes de la densité est que *sa distribution verticale doit s'expliquer par une augmentation de la hauteur d'échelle H avec l'altitude.*

En effet, l'équation d'un gaz parfait et l'équation de la statique indiquent que la densité [35] s'exprime par l'expression suivante:

$$\frac{\mathrm{d}\varrho g}{\varrho g} = -\frac{1+\beta}{\beta} \cdot \frac{\mathrm{d}H}{H} \tag{1}$$

où $\beta \equiv \mathrm{d}H/\mathrm{d}z$ est le gradient de la hauteur d'échelle H et où g est l'accélération de la pesanteur. L'intégration de l'équation (1) pour un intervalle suffisamment restreint où β est considéré pratiquement comme une constante conduit à

$$\frac{\varrho g}{\varrho_0 g_0} = e^{-\frac{z}{\frac{1}{2}(H_0+H)}\left[1+\frac{1}{3}\left(\frac{\beta z}{H_0+H}\right)^2+\ldots\right]}. \tag{2}$$

En utilisant l'équation (2), on voit que H croît régulièrement avec l'altitude de 150 km à 700 km. Ainsi, les résultats d'observation de Groves [25] coïncident avec le modèle présenté par Nicolet [36]. Le Tableau 1 fournit les détails des calculs décrits par Nicolet [37] pour l'analyse des conditions

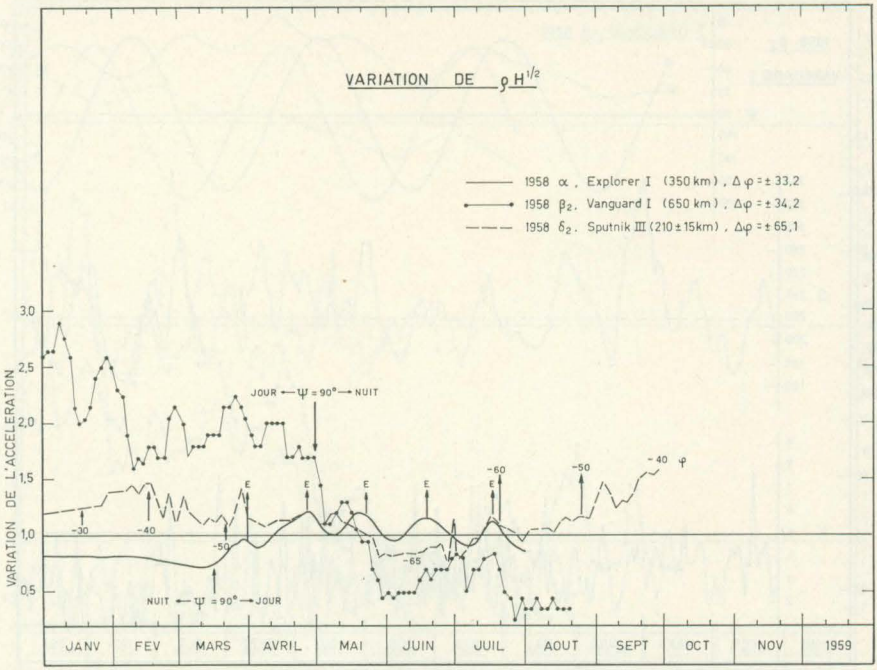

Fig. 2*b*. Variations de l'accélération des satellites 1958 α, 1958 $\beta 2$, 1958 $\delta 2$ en 1959. Les courbes ont été normalisées le 10 août 1958.

physiques de la haute atmosphère. On peut donc conclure que la *distribution verticale de la densité de la haute atmosphère peut s'expliquer par une atmosphère isotherme dans laquelle les divers constituants sont soumis à la diffusion dans le champ de la pesanteur.*

2.2. Variations de la densité

Jacchia [38] a montré que l'amplitude des fluctuations de l'accélération proportionnelle à $\varrho H^{1/2}$ croît avec l'altitude du périgée des satellites. Aux fig. 2a et 2b, la variation de $\varrho H^{1/2}$ est indiquée pour 3 satellites dont le périgée est situé à des altitudes respectives de 220 km, 350 km et 650 km.* Le 10 août 1958 représente à peu près la date à laquelle nous avons normalisé les courbes d'accélération, au moment où les périgées sont situés entre 20° et 30° de l'équateur alors que la position du soleil n'est pas très différente pour les

* Données fournies avant publication par les membres de l'Astrophysical Observatory de la Smithsonian Institution. Données pour l'Explorer I publiées par Jacchia [38]; données pour le Vanguard I publiées par Briggs [39] et données pour le Sputnik III fournies par Kozai en 1959.

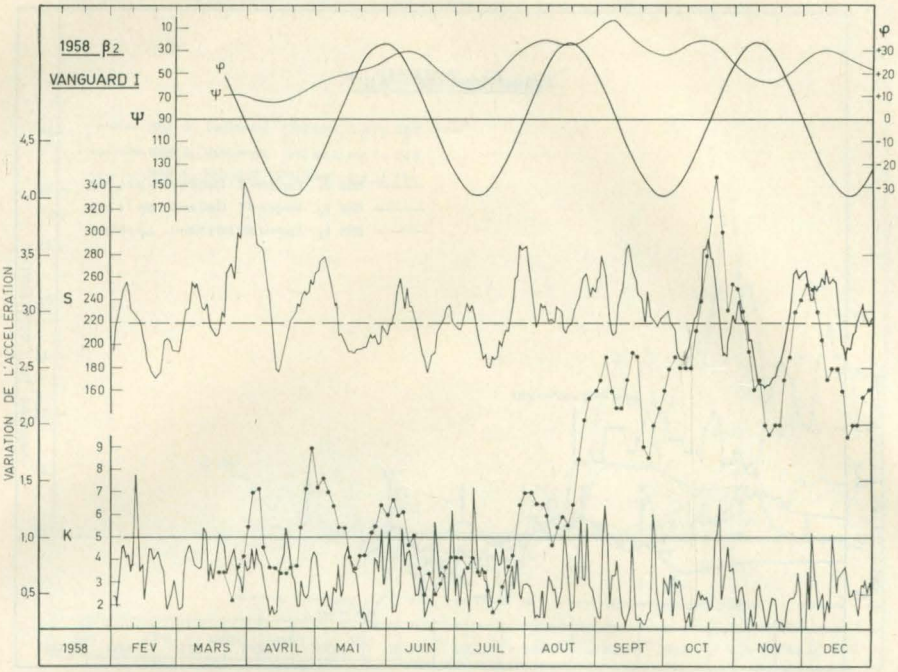

Fig. 3*a*. Variations de l'accélération du satellite 1958 $\beta 2$, du flux du rayonnement solaire à 10.7 cm et de l'indice moyen journalier K. La latitude φ du périgée et l'angle solaire Ψ (angle au centre de la Terre déterminé par les positions du soleil et du périgée du satellite) sont également indiqués.

3 satellites. Les caractères les plus importants que l'on déduit de l'examen des courbes peuvent être indiqués comme suit:

(1) les fluctuations importantes apparaissent simultanément à toutes les altitudes;

(2) les variations diurnes sont amplifiées de 350 km à 650 km;

(3) effet d'accroissement général à la fin du mois d'août et maximum en octobre correspondant à un rayonnement solaire supérieur à 220 unités* pendant une longue période correspondant à l'après-midi pour le Vanguard I et pour l'Explorer II (voir fig. 3 et 4) et correspondant au passage à l'équateur pour le Sputnik III;

(4) effet de l'aplatissement équatorial manifeste pour l'Explorer I où chaque passage à l'équateur correspond à un maximum;

(5) variation maximum de la densité (ou mieux $\varrho H^{1/2}$) à 650 km d'un facteur supérieur à 10 englobant tous les effets diurnes et solaires;

(6) variation de $\varrho H^{1/2}$ à 200 km de 60 % au maximum.

* L'unité du flux solaire est 10^{-22} watts-m^{-2} (cycle/sec)$^{-1}$.

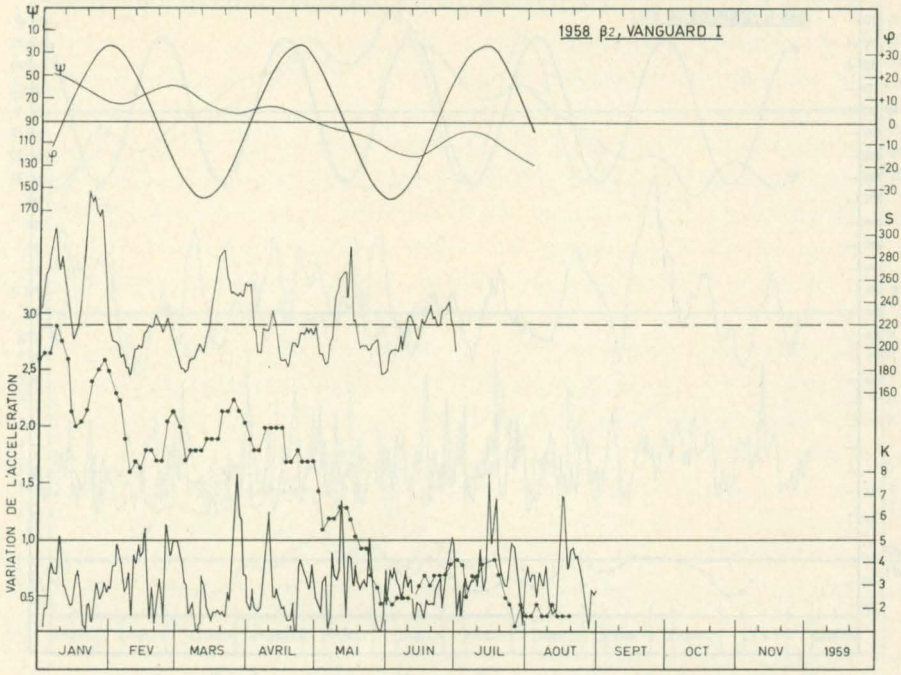

Fig. 3*b*. Variations de l'accélération du satellite 1958 $\beta 2$ au cours de 1959. On note les effets du passage de l'hémisphère éclairé à l'hémisphère non éclairé: $\Psi = 90°$ le 30 avril, $\Psi = 108°$ le 25 mai et $\Psi > 110°$ le 20 juillet.

Dans les figures 3a et 3b, nous reprenons les données du satellite 1958 $\beta 2$ d'après les valeurs déterminées par Jacchia [38] et Briggs [39]. L'activité solaire est représentée par la courbe des valeurs journalières du rayonnement solaire de 10.7 cm observées au Canada (National Research Council), utilisées d'ailleurs par Jacchia, et par la courbe des valeurs de l'indice K fournies par Bartels en calculant la valeur journalière à partir des indices trihoraires. Il est clair, ainsi que Jacchia [38] l'a montré, qu'il y a une corrélation très nette entre les variations de la densité et celles du rayonnement solaire traduite par le rayonnement électromagnétique de 10.7 cm. Quant à l'activité magnétique traduisant le rayonnement corpusculaire, il n'y a pas de correspondance générale bien que, dans certains cas, on peut voir un effet corpusculaire dans certains détails.

A partir du 20 juillet 1958, il y a une augmentation de la densité à 650 km qui croît au delà des limites des mois précédents le 25 août et atteint un maximum entre les 20 et 25 octobre. Cet accroissement est associé à la position du soleil dans l'hémisphère éclairé (midi et début de l'après-midi)

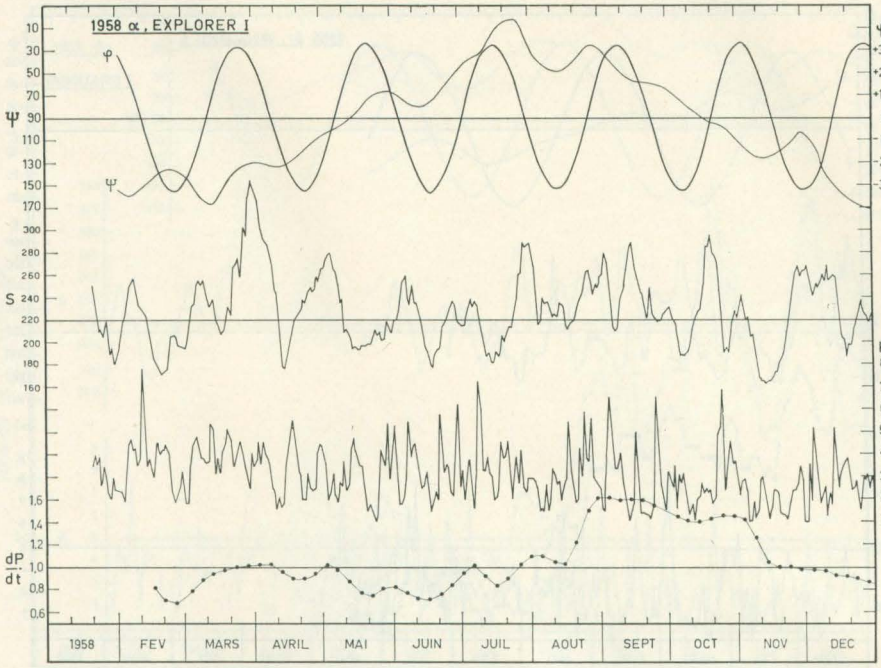

Fig. 4*a*. Variations de l'accélération du satellite 1958 α, du flux du rayonnement solaire à 10.7 cm et de l'indice moyen journalier K. La latitude φ du périgée et l'angle solaire Ψ sont également indiqués.

et avec le rayonnement solaire dont la valeur absolue à 10.7 cm dépasse 220 unités pendant une longue période. Qu'il y ait un effet corpusculaire au cours des 10 derniers jours du mois d'août est bien possible. Cependant l'activité générale d'octobre à décembre indique que le rayonnement corpusculaire n'est qu'un élément additionnel dans des circonstances particulières. Le caractère essentiel est que le rayonnement de base a dépassé 220 unités et ainsi a entraîné un chauffage élevé et continuel de l'atmosphère.

A partir du 5 février 1959, lorsque le rayonnement solaire diminue au-dessous de 200 unités et que le soleil est à quelque 70–80° après 16 h (angle au centre de la Terre déterminé par les positions du soleil et du périgée du satellite), la densité revient à des valeurs plus faibles. Lorsque le soleil est à 90° le 30 avril, c'est-à-dire lorsque la Terre au-dessous du périgée n'est plus éclairée, la densité diminue encore. La diminution s'accentue le 25 mai quand le soleil atteint 108°, c'est-à-dire lorsque la nuit atteint le périgée. Enfin, le 31 juillet 1959, l'effet de nuit est complètement atteint et la densité est très faible.

En conclusion, les données de l'accélération du Vanguard I fournies par

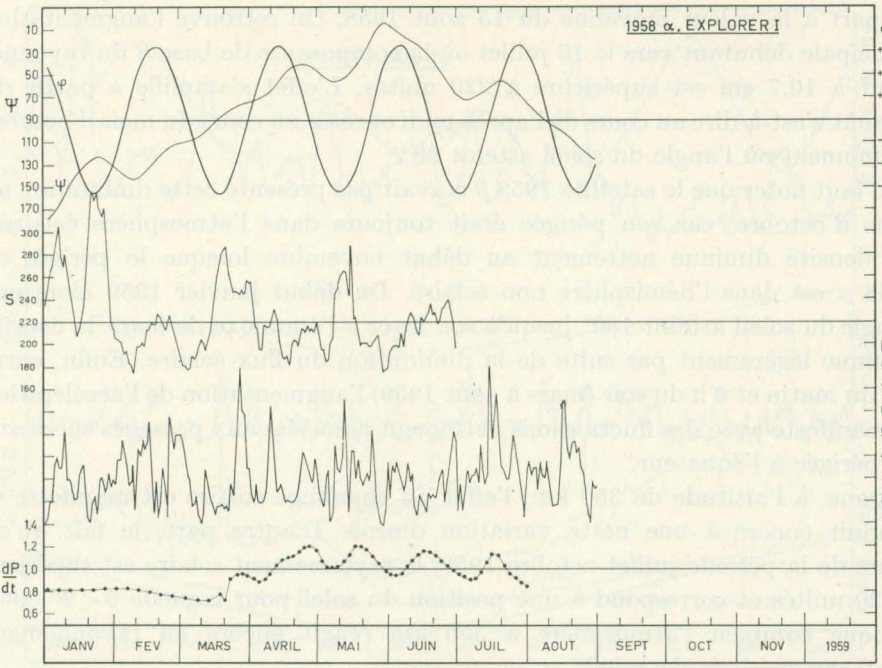

Fig. 4*b*. Variations de l'accélération du satellite 1958 α au cours de 1959. On note le passage du périgée du satellite de l'hémisphère non éclairé à l'hémisphère éclairé vers le 20 mars et également les fluctuations associées aux passages du périgée de la zone équatoriale aux latitudes de 30°.

l'Astrophysical Observatory de la Smithsonian Institution démontre que l'atmosphère à une altitude de 650 km est soumise à une variation *diurne* très importante. Les analyses différentes de Jacchia [38], de Wyatt [40] et de Priester et Martin [41] démontrent que l'effet diurne est le caractère essentiel. Il faut donc considérer que la *température de l'atmosphère isotherme varie considérablement entre le jour et la nuit.* Dans de telles conditions, il faut que le *chauffage de la haute atmosphère s'effectue par le rayonnement électromagnétique.* Il ne faut donc pas rechercher pour le chauffage *normal* de l'atmosphère un effet corpusculaire [42, 61, 62], un effet hydromagnétique [43, 63] ou tout effet indépendant du rayonnement électromagnétique, car de tels effets ne peuvent être associés à une variation diurne dont le caractère est aussi prononcé à 650 km.

Les variations de $\varrho H^{1/2}$ à l'altitude de l'ordre de 350 km correspondant au périgée de l'Explorer I (1958 α) sont nettement plus faibles qu'à l'altitude de 650 km (voir fig. 4a et 4b). Ces fluctuations ne dépassent pas 60 % par

rapport à la valeur moyenne du 15 août 1958. On retrouve l'augmentation principale débutant vers le 15 juillet où la composante de base S du rayonnement à 10.7 cm est supérieure à 220 unités. L'effet s'amplifie à partir du 15 août c'est-à-dire au cours de l'après-midi et cesse au cours du mois d'octobre au moment où l'angle du soleil atteint 90°.

Il faut noter que le satellite 1958 β n'avait pas présenté cette diminution au mois d'octobre, car son périgée était toujours dans l'atmosphère éclairée. La densité diminue nettement au début novembre lorsque le périgée de 1958 α est dans l'hémisphère non éclairé. Du début janvier 1959 alors que l'angle du soleil atteint 180° jusqu'à son lever à l'équinoxe de mars, la densité diminue légèrement par suite de la diminution du flux solaire. Enfin, entre 6 h du matin et 6 h du soir (mars à août 1959) l'augmentation de l'accélération se manifeste avec des fluctuations nettement associées aux passages successifs du périgée à l'équateur.

Donc, à l'altitude de 350 km, l'effet du chauffage solaire est manifeste et conduit encore à une nette variation diurne. D'autre part, le fait qu'au cours de la période juillet-octobre 1958, le rayonnement solaire est supérieur à 220 unités et correspond à une position du soleil pour laquelle $0 < \Psi < 90°$, indique combien l'atmosphère à 350 km réagit encore au rayonnement électromagnétique du soleil.

Lorsque l'analyse des variations de la densité est effectuée à des altitudes inférieures à 300 km, les effets diurnes sont fortement estompés. Dans l'analyse de la densité déduite des variations de l'accélération du satellite 1958 ε [22], l'effet diurne que l'on peut déduire entre juillet et novembre 1958 atteint au maximum 20 % alors que l'effet de latitude dû à l'aplatissement de la Terre est certainement de l'ordre de 20 %. Les discontinuités dans la densité vers 50° de latitudes N et S ne sont dès lors qu'apparentes.

L'examen des fluctuations des Sputnik que divers auteurs déjà cités, et en particulier King-Hele [44], ont effectué révèle que l'effet diurne peut être noyé par d'autres effets. A la fig. 5, nous représentons les données fournies par Kozai [60] pour 1958 $\delta 2$. On voit que de janvier à novembre 1959 la variation maximum est de $\pm$ 60 %. Le caractère essentiel de cette variation correspond au déplacement de son périgée de 24° S le 1er janvier 1959 à 65° S au début juin et à l'équateur à la fin décembre 1959. Ainsi, le périgée était situé dans l'Antarctique au cours de l'hiver. De ce fait, l'altitude du périgée n'a pas diminué avec le temps [45]. En juin, son altitude de l'ordre de 225 km était maximum et on doit donc considérer une augmentation d'altitude de quelque 18 km par rapport à l'équateur. En conséquence, 30 % à 40 % de diminution de $\mathrm{d}P/\mathrm{d}t$ (voir fig. 5) s'expliquent par l'effet de l'aplatissement de la Terre. Il est donc clair que la variation générale observée

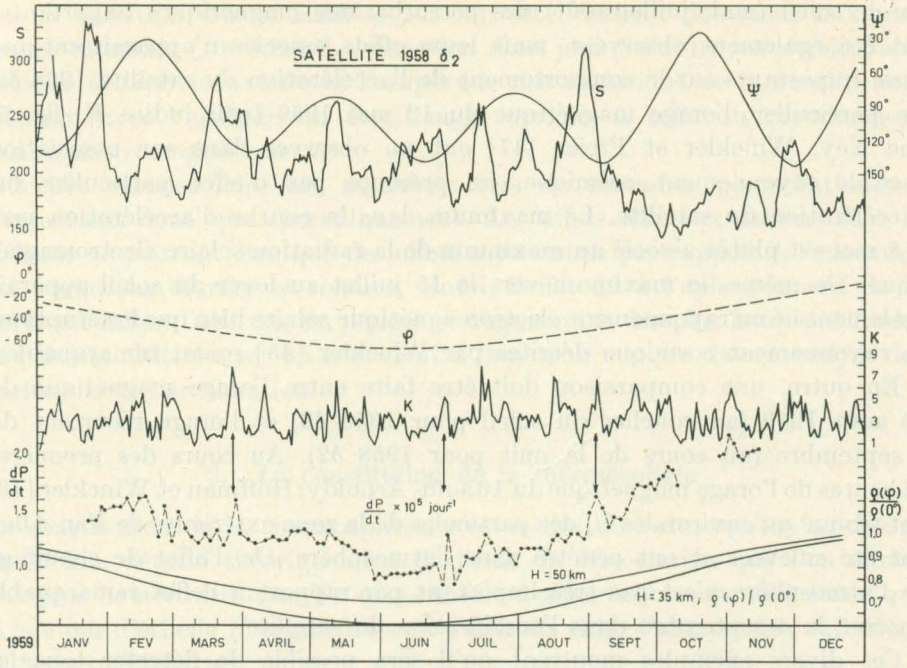

Fig. 5. Variations de l'accélération du satellite 1958 $\delta 2$ en 1959. La variation générale avec minimum en juin est due à l'effet de l'aplatissement de la Terre que les courbes $\varrho(\varphi)/\varrho(0°)$ précisent dans le cas de hauteur d'échelle $H = 35$ km et 50 km. 30 % à 40 % de la diminution de la décélération dP/dt est due au passage du périgée de $\varphi = 0°$ à $\varphi = -65°$. Un caractère remarquable de variations de la densité se manifeste au cours de la nuit lorsque l'échauffement corpusculaire est le plus manifeste: 27 mars, 29 juin et 4 septembre.

dans l'accélération du satellite est due à son déplacement du périgée en altitude et qu'il n'existe pas de discontinuité résultant d'un effet de latitude.

Un autre résultat remarquable est l'association très nette avec les perturbations géomagnétiques que Jacchia [46] avait découverte pour le satellite 1958 $\delta 1$. En effet, on note immédiatement trois accroissements remarquables dans la courbe de l'accélération les 27 mars, 29 juin et 4 septembre. Ils sont associés aux perturbations magnétiques que l'on représente par l'indice K [42]. Il faut noter que ces trois remarquables accroissements de la densité atmosphérique sont observés au cours des trois périodes (voir fig. 5, Ψ) correspondant à l'atmosphère non-éclairée par le soleil. Ceci indique que la réaction de l'atmosphère apparaît plus clairement quand d'autres effets peuvent être éliminés.

Si on se réfère aux périodes au cours desquelles l'atmosphère était éclairée

par le soleil (mai, juillet-août) des perturbations magnétiques importantes ont été également observées, mais leurs effets associés n'apparaissent pas aussi importants sur le comportement de l'accélération du satellite 1958 $\delta 2$. En particulier, l'orage magnétique du 12 mai 1959 (voir indice K, fig. 5) que Ney, Winckler et Freier [47] ont pu observer dans son association avec le rayonnement cosmique, ne présente pas d'effet particulier sur l'accélération du satellite. Le maximum dans la courbe d'accélération vers le 8 mai est plutôt associé au maximum de la radiation solaire électromagnétique. De même, le maximum vers le 15 juillet au lever du soleil apparaît également lié au rayonnement électromagnétique solaire bien que les éruptions de rayonnement cosmique décrites par Winckler [48] soient remarquables.

En outre, une comparaison doit être faite entre l'orage magnétique du 16 août 1959 (au coucher du soleil pour 1958 $\delta 2$) et l'orage récurrent du 4 septembre (au cours de la nuit pour 1958 $\delta 2$). Au cours des premières 24 heures de l'orage magnétique du 16 août, Arnoldy, Hoffman et Winckler [49] ont trouvé qu'environ les $^3/_4$ des particules de la zone extérieure de Van Allen ont été enlevées et ont pénétré dans l'atmosphère. Or, l'effet de chauffage de l'atmosphère n'est pas très important par rapport à l'effet remarquable observé la 4 septembre dans l'accélération du satellite.

Ces divers exemples montrent qu'il sera possible de détecter tous les effets extérieurs par une détermination détaillée de l'accélération des satellites. En tous cas, ils montrent que l'effet solaire électromagnétique est important pour le chauffage de l'atmosphère au-dessus de 100 km. L'effet des particules est manifeste dans les conditions nocturnes, mais est estompé lorsque l'atmosphère est éclairée par le soleil. Enfin, il faut ajouter que la pénétration de l'énergie au-dessous de 100 km n'influence pratiquement pas la structure de la thermosphère, car les effets des 'flares' ne se manifestent pas.

En ajoutant l'analyse effectuée par King-Hele et Walker [50] et les cas typiques déterminés par Jacchia [46], il est certain que l'atmosphère vers 200–220 km ne présente qu'une variation diurne faible pouvant atteindre 10 %; l'effet de latitude et l'effet saisonnier ne peuvent être des effets importants. Le phénomène le plus remarquable est l'association avec l'énergie du rayonnement solaire variant suivant les lois de l'activité solaire. C'est pourquoi de nombreux auteurs trouvent des corrélations avec les divers indices d'activité solaire. On reviendra plus loin sur le mécanisme après une analyse des conditions physiques de l'atmosphère supérieure.

En conclusion, la distribution verticale de la densité de l'atmosphère supérieure doit s'expliquer par une augmentation de la hauteur d'échelle avec l'altitude.

L'analyse des variations de la densité en fonction de l'altitude démontre

que la variation diurne faible à 200 km est l'élément dominant aux plus hautes altitudes (700 km). La variation d'un jour à l'autre est étroitement associée à l'activité solaire et l'amplitude des variations de la densité augmentant avec l'altitude est étroitement associée à celle du rayonnement solaire électromagnétique.

L'effet corpusculaire est manifeste lors de certaines perturbations et n'intervient donc que sporadiquement. Les effets dus aux saisons et à la latitude ne peuvent être que des effets secondaires par rapport à l'ensemble des variations diurnes et solaires. Enfin, l'effet dû à l'aplatissement de la Terre modifiant l'altitude du périgée et augmentant des plus hautes altitudes aux basses altitudes est un effet dont il faut tenir compte dans l'analyse des variations de l'accélération.

3. La constitution de la thermosphère

La constitution de la thermosphère, c'est-à-dire de l'atmosphère au-dessus de 85 km, dépend théoriquement de l'état de dissociation que l'on admet aux plus hautes altitudes. En effet, le fait d'observation essentiel étant que la hauteur d'échelle H augmente avec l'altitude exige l'analyse des variations de 3 paramètres, car

$$\mathrm{d}H/H = \mathrm{d}T/T - \mathrm{d}m/m - \mathrm{d}g/g \tag{3}$$

c'est-à-dire l'analyse des variations de la température T, de la masse moléculaire moyenne m et de l'accélération de la pesanteur g.

Si l'atmosphère au-dessus d'une certaine altitude était complètement dissociée, une augmentation de H avec l'altitude ne pourrait s'expliquer que par un accroissement de la température avec l'altitude. Au delà de 300 km, on peut négliger un effet de chauffage par des radiations ultraviolettes, car il n'y a pratiquement plus d'absorption aux très hautes altitudes. Dans ce cas, une dissociation très prononcée de l'oxygène au-dessous de 200 km avec une pression très faible (10^{-4} mm Hg) à 100 km conduit à une atmosphère d'oxygène atomique. Pour expliquer un gradient de la hauteur d'échelle, il faut recourir à un flux de chaleur externe transporté par conduction. L'application en a été faite par Nicolet [51, 35] en utilisant le concept de Chapman de l'extension de la couronne solaire [64, 65].

Mais, le fait que la pression à 100 km atteignant 3×10^{-4} mm Hg avec un faible pourcentage de dissociation de l'oxygène peut mieux représenter les conditions atmosphériques, conduit à une autre conception de la thermosphère. En fait, au-dessous de 200 km, il existe un important gradient de température et ceci conduit à une grande abondance de l'azote moléculaire

aux hautes altitudes [36, 37]. Comme l'azote atomique est un constituant secondaire [52, 35], on doit concevoir une atmosphère dont la constitution dépend essentiellement du rapport N_2/O.

Dans une étude générale, Nicolet [37] a montré comment le problème des conditions thermosphériques pouvait être analysé.

En partant des conditions suivantes à 100 km:

$$p = 3 \times 10^{-4} \text{ mm Hg}; \; T = 200° \text{ K}; \; \varrho = 6.6 \times 10^{-10} \text{ gm cm}^3$$

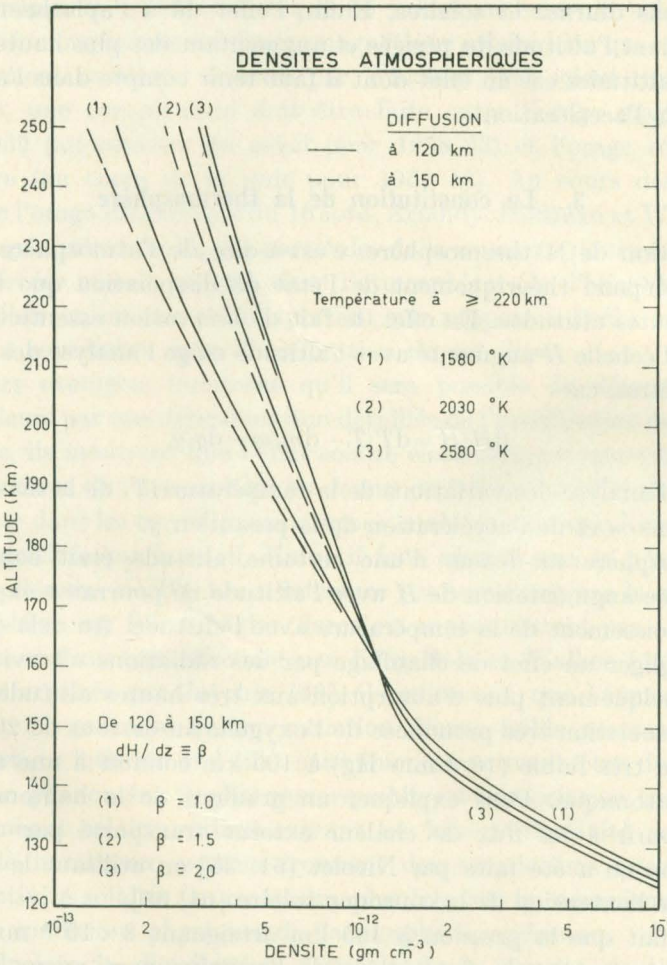

Fig. 6. Densités atmosphériques entre 120 km et 250 km pour divers gradients de température. La densité et la température étant constantes à 120 km, on voit que les effets de températures ($\Delta T = 1000°$ K) et de diffusion (début à 120 km ou 150 km) ne provoquent qu'une variation de $\pm$ 25 % à 200 km.

correspondant aux concentrations (cm^{-3})

$$n(O_2) = 2.2 \times 10^{12};\ n(N_2) = 1.1 \times 10^{13};\ n(O) = 1.4 \times 10^{12};\ M = 27.4$$

on peut déterminer les conditions à des altitudes supérieures si on fixe le niveau du début de la diffusion et le gradient de la hauteur d'échelle.

A la fig. 6, nous représentons des conditions telles que la diffusion débute à 110 km et à 150 km et que la hauteur d'échelle présente, lors d'un maximum du cycle d'activité solaire, des gradients $\beta = 1{,}0$ ou 1.5 ou même 2.0 entre 120 et 150 km et un gradient $\beta = 0.2$ entre 150 et 220 km. Ces deux gradients sont équivalents, pour les facilités du calcul, à un gradient variable diminuant avec l'altitude jusqu'à des hauteurs de quelque 300 km. D'après la fig. 6, on voit que des conditions très différentes ne modifient pas considérablement la distribution verticale de la densité. Ainsi, la densité à 200 km ne varie que de $\pm$ 25 % par rapport à sa valeur moyenne. On peut conclure que lorsque les conditions sont fixées à 100 km, on atteint aisément les densités déduites des observations des satellites en considérant un fort gradient de température entre 100 et 200 km. Cependant, la distribution verticale de la densité et la valeur absolue à 200 km ne dépendent pratiquement pas de la valeur exacte du gradient de température. Un accroissement de 50 % de la densité à 200 km exige une augmentation de la température de l'ordre de 1000° K. Un accroissement de la densité à 200 km doit résulter en grande partie d'une augmentation de la densité à des altitudes inférieures à 120 km. C'est d'ailleurs à un tel effet qu'il faut faire appel pour expliquer les différences des observations effectuées à l'aide de fusées à White Sands et Churchill à des époques différentes. De même, des différences au même endroit d'observation ne peuvent provenir que d'un changement de température dans la thermosphère inférieure. En d'autres termes, la structure de la thermosphère dépend d'abord des conditions aux limites appliquées à la thermosphère inférieure (densités différentes à 100 km). En outre, le fait d'introduire la diffusion à 110 km ou 150 km ne modifie pas les conclusions précédentes dans le domaine atmosphérique d'altitudes inférieures à 250 km.

Si les conditions physiques entre 100 km et 200 km ne modifient guère les valeurs de la densité à 200 km, on trouve donc que les variations très faibles des densités déduites des observations des satellites s'expliquent facilement. Mais, comme l'indique la figure 7, les différences sont de plus en plus prononcées avec l'altitude. Alors que des atmosphères isothermes de 1580° K et 2030° K à 220 km ne donnent qu'une différence de 50 % dans la densité (fig. 6), les différences sont très prononcées aux hautes altitudes. Un facteur 5 est atteint à 700 km (fig. 7), dans les mêmes conditions.

On peut donc conclure que la *densité de la haute atmosphère dépend essen-*

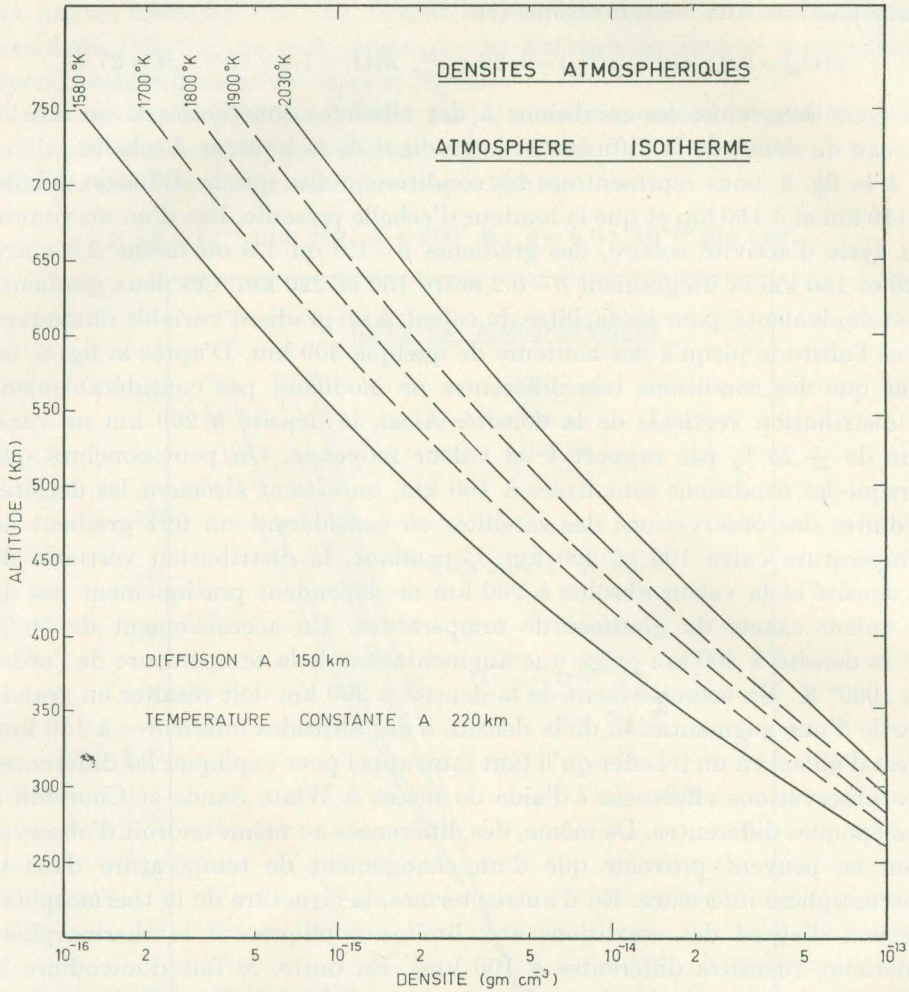

Fig. 7. Variation de la densité dans les atmosphères isothermes au-dessus de 220 km. Alors que la variation de la densité à 220 km est inférieure à 50 % pour T variant de 1580° K à 2030° K, elle atteint un facteur 5 à 700 km.

tiellement de l'énergie solaire absorbée au-dessous de 200 *km.* Cette énergie détermine le gradient de température au-dessous de 300 km et fixe la température de l'atmosphère *isotherme* jusqu'aux plus hautes altitudes. Les autres causes ne peuvent produire que, soit des effets temporaires dus au rayonnement corpusculaire, soit des effets secondaires résultant d'une conduction externe.

4. L'atmosphère isotherme et les variations diurnes de la densité

Afin d'étudier le cas de la variation au cours de la journée (conditions de l'avant-midi du satellite Vanguard I au printemps 1958, et son maximum de novembre 1958 (fig. 3a) correspondant à une variation d'un facteur 5), nous adoptons les modèles présentés par Nicolet [37] et correspondant à $T = 1580°$ K et 2030° K des figures 6 et 7. On voit, à la fig. 8, que les données sur la densité déduites par Groves correspondent parfaitement au modèle d'atmosphère

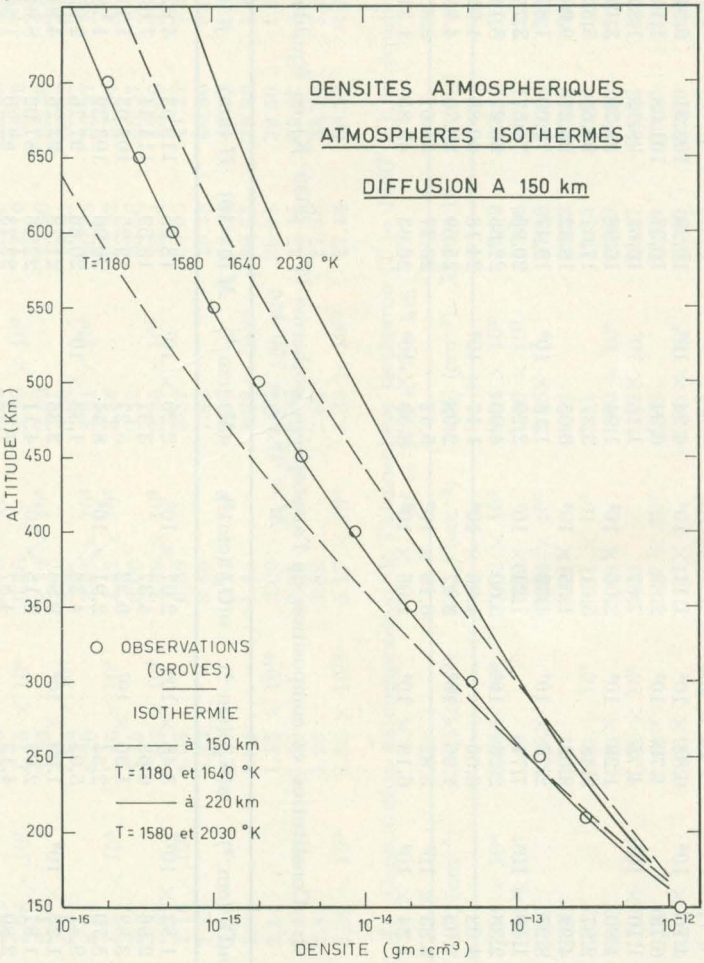

Fig. 8. Représentation schématique de l'effet diurne (T variant de 1580° K à 1180° K et T variant de 2030° K à 1640° K) et de l'effet solaire (T variant de 1580° K à 2030° K). L'effet diurne est très faible à 200 km tandis que l'effet solaire se manifeste. Aux très hautes altitudes, les deux effets sont importants.

TABLEAU 1: Constitution et composition de l'atmosphère isotherme ($T = 1580°$ K) en équilibre de diffusion lorsque $M = 16.23$ à 750 km

Alt. (km)	n(O) (cm^{-3})	n(N_2) (cm^{-3})	n(O_2) (cm^{-3})	n(M) (cm^{-3})	M (0=16)	H (km)	p (mm Hg)	ϱ (gm·cm^{-3})
750	4.16×10^6	6.85×10^4	1.11×10^4	4.24×10^6	16.23	103.31	6.94×10^{-10}	1.14×10^{-16}
700	6.73	1.79×10^5	2.89	6.94	16.37	101.08	1.14×10^{-9}	1.89
650	1.10×10^7	4.75	7.67	1.15×10^7	16.61	98.19	1.89	3.18
600	1.80	1.28×10^6	2.06×10^5	1.94	16.96	94.79	3.18	5.47
550	2.97	3.48	5.61	3.37	17.51	90.55	5.52	9.80
500	4.94	9.63	1.55×10^6	6.05	18.32	85.27	9.90	1.84×10^{-15}
450	8.27	2.70×10^7	4.36	1.14×10^8	19.47	79.09	1.87×10^{-8}	3.68
400	1.40×10^8	7.71	1.24×10^7	2.29	20.90	72.57	3.75	7.95
350	2.38	2.23×10^8	3.60	4.96	22.55	66.27	8.12	1.86×10^{-14}
300	4.08	6.56	1.06×10^8	1.17×10^9	24.18	60.88	1.91×10^{-7}	4.70
250	7.05	1.96×10^9	3.17	2.98	25.59	56.70	4.88	1.27×10^{-13}
220	9.83×10^8	3.82	6.16×10^8	5.42	26.27	54.67	8.86×10^{-7}	2.36
(200)	1.34×10^9	6.18×10^9	1.06×10^9	8.59×10^9	26.63	49.85	1.31×10^{-6}	3.80×10^{-13}

TABLEAU 2: Constitution et composition de l'atmosphère isotherme ($T = 2030°$ K) en équilibre de diffusion lorsque $M = 18.05$ à 750 km

Alt. (km)	n(O) (cm^{-3})	n(N_2) (cm^{-3})	n(O_2) (cm^{-3})	n(M) (cm^{-3})	M (0=16)	H (km)	p (mm Hg)	ϱ (gm·cm^{-3})
750	1.83×10^7	3.48×10^6	2.07×10^5	2.20×10^7	18.05	119.53	4.62×10^{-9}	6.58×10^{-16}
700	2.66	6.68	4.37	3.37	18.59	114.44	7.09	1.04×10^{-15}
650	3.88	1.30×10^7	9.32	5.27	19.25	109.03	1.11×10^{-8}	1.68
600	5.70	2.54	2.01×10^6	8.44	20.00	103.39	1.78	2.80
550	8.41	5.03	4.38	1.38×10^8	20.86	97.76	2.92	4.80
500	1.25×10^8	1.00×10^8	9.66	2.35	21.78	92.26	4.94	8.50
450	1.87	2.03	2.15×10^7	4.11	22.76	87.02	8.64	1.55×10^{-14}
400	2.80	4.13	4.87	7.42	23.73	82.20	1.56×10^{-7}	2.92
350	4.24	8.51	1.11×10^8	1.38×10^9	24.66	77.97	2.92	5.67
300	6.45	1.77×10^9	2.57	2.68	25.49	74.32	5.63	1.13×10^{-13}
250	9.87	3.74	6.03	5.33	26.23	71.17	1.12×10^{-6}	2.32
220	1.28×10^9	5.88	1.01×10^9	8.17	26.61	69.46	1.72	3.61
(200)	1.62×10^9	8.51×10^9	1.52×10^9	1.17×10^{10}	26.85	64.76	2.32×10^{-6}	5.19×10^{-13}

TABLEAU 3: Constitution et composition de l'atmosphère isotherme ($T = 1180°$ K) en équilibre de diffusion lorsque $M = 16.18$ à 750 km

Alt. (km)	n(O) (cm^{-3})	n(N_2) (cm^{-3})	n(O_2) (cm^{-3})	n(M) (cm^{-3})	M (0=16)	H (km)	p (mm Hg)	ϱ (gm-cm^{-3})
750	7.83×10^5	1.14×10^4	2.82×10^2	7.95×10^5	16.18	77.62	9.73×10^{-11}	2.14×10^{-17}
700	1.49×10^6	3.51	1.04×10^3	1.52×10^6	16.29	75.97	1.87×10^{-10}	4.12
650	2.85	1.10×10^5	3.82	2.97	16.46	74.15	3.63	8.10
600	5.52	3.49	1.43×10^4	5.88	16.75	71.83	7.20	1.64×10^{-16}
550	1.08×10^7	1.13×10^6	5.46	1.20×10^7	17.19	68.99	1.47×10^{-9}	3.42
500	2.13	3.70	2.12×10^5	2.52	17.90	65.30	3.08	7.48
450	4.24	1.24×10^7	8.45	5.56	18.91	60.92	6.81	1.75×10^{-15}
400	8.54	4.20	3.43×10^6	1.31×10^8	20.28	55.97	1.60×10^{-8}	4.41
350	1.74×10^8	1.46×10^8	1.42×10^7	3.34	21.92	51.04	4.09	1.22×10^{-14}
300	3.57	5.15	6.00	9.32	23.66	46.57	1.14×10^{-7}	3.66
250	7.43	1.85×10^9	2.59×10^8	2.86×10^9	25.24	43.00	3.50	1.20×10^{-13}
220	1.16×10^9	4.03	6.30	5.82	26.05	41.27	7.12	2.52
210	1.35	5.23	8.49	7.43	26.28	40.80	9.09	3.24
200	1.56	6.80	1.14×10^9	9.50	26.51	40.33	1.16×10^{-6}	4.18
190	1.81	8.84	1.55	1.22×10^{10}	26.72	39.89	1.49	5.41
180	2.11	1.15×10^{10}	2.09	1.57	26.91	39.50	1.92	7.01
170	2.45	1.50	2.82	2.02	27.11	39.07	2.48	9.11
160	2.85	1.95	3.82	2.62	27.28	38.72	3.20	1.19×10^{-12}
150	3.32×10^9	2.55×10^{10}	5.17×10^9	3.39×10^{10}	27.44	38.37	4.15×10^{-6}	1.55×10^{-12}

TABLEAU 4: Constitution et composition de l'atmosphère isotherme ($T = 1640°$ K) en équilibre de diffusion lorsque $M = 17.0$ à 750 km

Alt. (km)	n(O) (cm^{-3})	n(N_2) (cm^{-3})	n(O_2) (cm^{-3})	n(M) (cm^{-3})	M (0=16)	H (km)	p (mm Hg)	ϱ (gm-cm^{-3})
750	7.85×10^6	6.66×10^5	3.02×10^4	8.54×10^6	16.99	102.80	1.46×10^{-9}	2.41×10^{-16}
700	1.24×10^7	1.49	7.59	1.40×10^7	17.36	99.21	2.39	4.04
650	1.99	3.38	1.94×10^5	2.35	17.86	95.03	3.99	6.95
600	3.20	7.77	5.01	4.02	18.52	90.40	6.85	1.24×10^{-15}
550	5.17	1.81×10^7	1.31×10^6	7.11	19.35	85.25	1.21×10^{-8}	2.28
500	8.43	4.24	3.48	1.30×10^8	20.33	79.98	2.22	4.39
450	1.38×10^8	1.01×10^8	9.39	2.49	21.47	74.63	4.24	8.87
400	2.29	2.44	2.57×10^7	4.98	22.69	69.56	8.49	1.88×10^{-14}
350	3.81	5.96	7.13	1.05×10^9	23.90	65.09	1.79×10^{-7}	4.16
300	6.41	1.48×10^9	2.01×10^8	2.32	25.03	61.22	3.95	9.63
250	1.08×10^9	3.71	5.76	5.37	26.02	58.05	9.14	2.32×10^{-13}
220	1.49	6.48	1.09×10^9	9.07	26.51	56.43	1.54×10^{-6}	3.99
210	1.66	7.82	1.35	1.08×10^{10}	26.66	55.93	1.84	4.79
200	1.85	9.44	1.68	1.30	26.81	55.49	2.21	5.77
190	2.06	1.14×10^{10}	2.08	1.55	26.94	55.00	2.65	6.95
180	2.29	1.38	2.58	1.87	27.07	54.62	3.18	8.38
170	2.56	1.67	3.21	2.24	27.21	54.18	3.82	1.01×10^{-12}
160	2.85	2.01	3.99	2.70	27.32	53.80	4.60	1.22
150	3.18×10^9	2.44×10^{10}	4.95×10^9	3.25×10^{10}	27.43	53.37	5.54×10^{-6}	1.48×10^{-12}

TABLEAU 3: Constitution et composition de l'atmosphère isotherme ($T = 1180°$ K) en équilibre de diffusion lorsque $M = 16.18$ à 750 km

Alt. (km)	n(O) (cm^{-3})	n(N_2) (cm^{-3})	n(O_2) (cm^{-3})	n(M) (cm^{-3})	M (0=16)	H (km)	p (mm Hg)	ϱ (gm-cm^{-3})
750	7.83×10^5	1.14×10^4	2.82×10^2	7.95×10^5	16.18	77.62	9.73×10^{-11}	2.14×10^{-17}
700	1.49×10^6	3.51	1.04×10^3	1.52×10^6	16.29	75.97	1.87×10^{-10}	4.12
650	2.85	1.10×10^5	3.82	2.97	16.46	74.15	3.63	8.10
600	5.52	3.49	1.43×10^4	5.88	16.75	71.83	7.20	1.64×10^{-16}
550	1.08×10^7	1.13×10^6	5.46	1.20×10^7	17.19	68.99	1.47×10^{-9}	3.42
500	2.13	3.70	2.12×10^5	2.52	17.90	65.30	3.08	7.48
450	4.24	1.24×10^7	8.45	5.56	18.91	60.92	6.81	1.75×10^{-15}
400	8.54	4.20	3.43×10^6	1.31×10^8	20.28	55.97	1.60×10^{-8}	4.41
350	1.74×10^8	1.46×10^8	1.42×10^7	3.34	21.92	51.04	4.09	1.22×10^{-14}
300	3.57	5.15	6.00	9.32	23.66	46.57	1.14×10^{-7}	3.66
250	7.43	1.85×10^9	2.59×10^8	2.86×10^9	25.24	43.00	3.50	1.20×10^{-13}
220	1.16×10^9	4.03	6.30	5.82	26.05	41.27	7.12	2.52
210	1.35	5.23	8.49	7.43	26.28	40.80	9.09	3.24
200	1.56	6.80	1.14×10^9	9.50	26.51	40.33	1.16×10^{-6}	4.18
190	1.81	8.84	1.55	1.22×10^{10}	26.72	39.89	1.49	5.41
180	2.11	1.15×10^{10}	2.09	1.57	26.91	39.50	1.92	7.01
170	2.45	1.50	2.82	2.02	27.11	39.07	2.48	9.11
160	2.85	1.95	3.82	2.62	27.28	38.72	3.20	1.19×10^{-12}
150	3.32×10^9	2.55×10^{10}	5.17×10^9	3.39×10^{10}	27.44	38.37	4.15×10^{-6}	1.55×10^{-12}

TABLEAU 4: Constitution et composition de l'atmosphère isotherme ($T = 1640°$ K) en équilibre de diffusion lorsque $M = 17.0$ à 750 km

Alt. (km)	n(O) (cm^{-3})	n(N_2) (cm^{-3})	n(O_2) (cm^{-3})	n(M) (cm^{-3})	M (0=16)	H (km)	p (mm Hg)	ϱ (gm-cm^{-3})
750	7.85×10^6	6.66×10^5	3.02×10^4	8.54×10^6	16.99	102.80	1.46×10^{-9}	2.41×10^{-16}
700	1.24×10^7	1.49	7.59	1.40×10^7	17.36	99.21	2.39	4.04
650	1.99	3.38	1.94×10^5	2.35	17.86	95.03	3.99	6.95
600	3.20	7.77	5.01	4.02	18.52	90.40	6.85	1.24×10^{-15}
550	5.17	1.81×10^7	1.31×10^6	7.11	19.35	85.25	1.21×10^{-8}	2.28
500	8.43	4.24	3.48	1.30×10^8	20.33	79.98	2.22	4.39
450	1.38×10^8	1.01×10^8	9.39	2.49	21.47	74.63	4.24	8.87
400	2.29	2.44	2.57×10^7	4.98	22.69	69.56	8.49	1.88×10^{-14}
350	3.81	5.96	7.13	1.05×10^9	23.90	65.09	1.79×10^{-7}	4.16
300	6.41	1.48×10^9	2.01×10^8	2.32	25.03	61.22	3.95	9.63
250	1.08×10^9	3.71	5.76	5.37	26.02	58.05	9.14	2.32×10^{-13}
220	1.49	6.48	1.09×10^9	9.07	26.51	56.43	1.54×10^{-6}	3.99
210	1.66	7.82	1.35	1.08×10^{10}	26.66	55.93	1.84	4.79
200	1.85	9.44	1.68	1.30	26.81	55.49	2.21	5.77
190	2.06	1.14×10^{10}	2.08	1.55	26.94	55.00	2.65	6.95
180	2.29	1.38	2.58	1.87	27.07	54.62	3.18	8.38
170	2.56	1.67	3.21	2.24	27.21	54.18	3.82	1.01×10^{-12}
160	2.85	2.01	3.99	2.70	27.32	53.80	4.60	1.22
150	3.18×10^9	2.44×10^{10}	4.95×10^9	3.25×10^{10}	27.43	53.37	5.54×10^{-6}	1.48×10^{-12}

déjà présenté au Tableau 1. D'autre part, une variation de la densité à 650 km par un facteur 5 est représentée par une différence de température de quelque 450° K entre les deux atmosphères isothermes à 1580° K et 2030° K. Ainsi, l'augmentation de la densité à 650 km du printemps 1958 (après le lever du soleil) à novembre 1958 (après-midi) est due essentiellement à l'accroissement de l'angle de hauteur du soleil. De plus, si on ajoute l'effet de l'énergie absolue du rayonnement solaire (supérieure à 220 unités à 10.7 cm), on explique une différence des températures de quelque 500° K de l'atmosphère isotherme au delà de 300 km. Cette différence de température provoque une extension de près de 200 km de l'atmosphère au delà de 600 km. On peut se rendre compte de l'effet des différences de températures en comparant les valeurs du Tableau 1 et celles du Tableau 2. Ainsi, si l'exosphère conventionnelle est définie par un total de 1.5×10^{14} molécules $-$ cm^{-2}, on constate que pour 1580 ° K elle correspond à 600 km et pour 2030° K à 800 km, c'est-à-dire une variation de 200 km.

Pour tenir compte d'un effet de passage du jour à la nuit, nous considérons que le gradient $\beta = 0.2$ utilisé dans les calculs entre 150 km et 220 km devient nul. Les valeurs sont données aux Tableaux 3 et 4 et la distribution verticale des densités est représentée à la figure 8 pour les valeurs $T = 1180°$ K et 1640° K. La suppression du gradient de température conduit à un abaissement de l'atmosphère de 650 km à 550 km. Cette différence de 100 km correspond à une diminution de la température de l'ordre de 400° K dans l'atmosphère isotherme.

En conclusion, *la température de l'atmosphère isotherme présente une forte variation diurne qui n'est pas inférieure à* 500° *K*. Cette variation dépend essentiellement de la variation du gradient de température dans la région de 200 $\pm$ 50 km suivant que l'atmosphère est éclairée ou non-éclairée.

5. Variations de la hauteur d'échelle de l'atmosphère et de l'accélération des satellites

La figure 9 montre comment varie la hauteur d'échelle en fonction de l'altitude. Des conditions nocturnes pour lesquelles $H = 77.5$ km à 750 km (voir Tableau 3), la hauteur d'échelle passe aisément à plus de 100 km dans une atmosphère éclairée (voir Tableau 1) et peut atteindre 120 km (voir Tableau 2) quand le soleil émet continuellement un rayonnement intense pour un angle horaire proche de midi. Dans les mêmes conditions, H varie de 45 km à 75 km à 300 km alors que les variations de densité ne sont pas énormes.

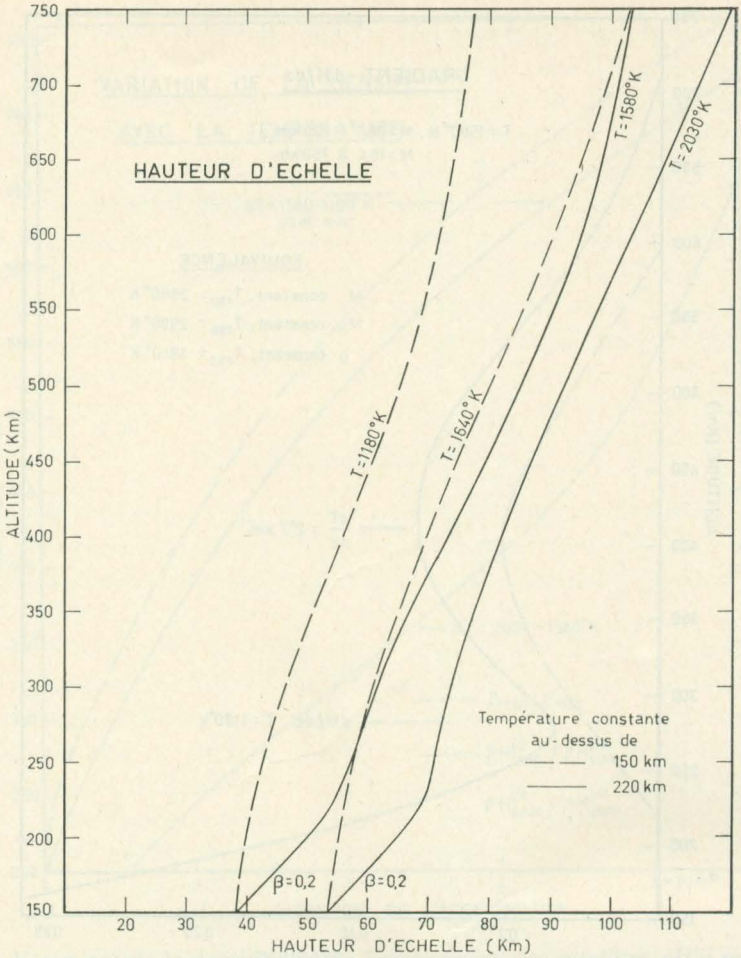

Fig. 9. Distribution verticale de la hauteur d'échelle H due à la diminution de la masse moléculaire moyenne et à celle de l'accélération de la pesanteur.

D'après la définition de $H = kT/mg$ où T est une constante

$$\mathrm{d}H/H = -\mathrm{d}m/m - \mathrm{d}g/g$$

Comme la distribution verticale de la densité atmosphérique instantanée s'explique par une température constante, la variation de H avec l'altitude doit être interprêtée par la diminution de la masse moléculaire moyenne m et de l'accélération de la pesanteur g. La figure 10 indique quelles seraient les équivalences en température s'il n'y avait pas variation de m ou de mg. On voit, par exemple, que le gradient $\beta = \mathrm{d}H/\mathrm{d}z$ est maximum aux environs

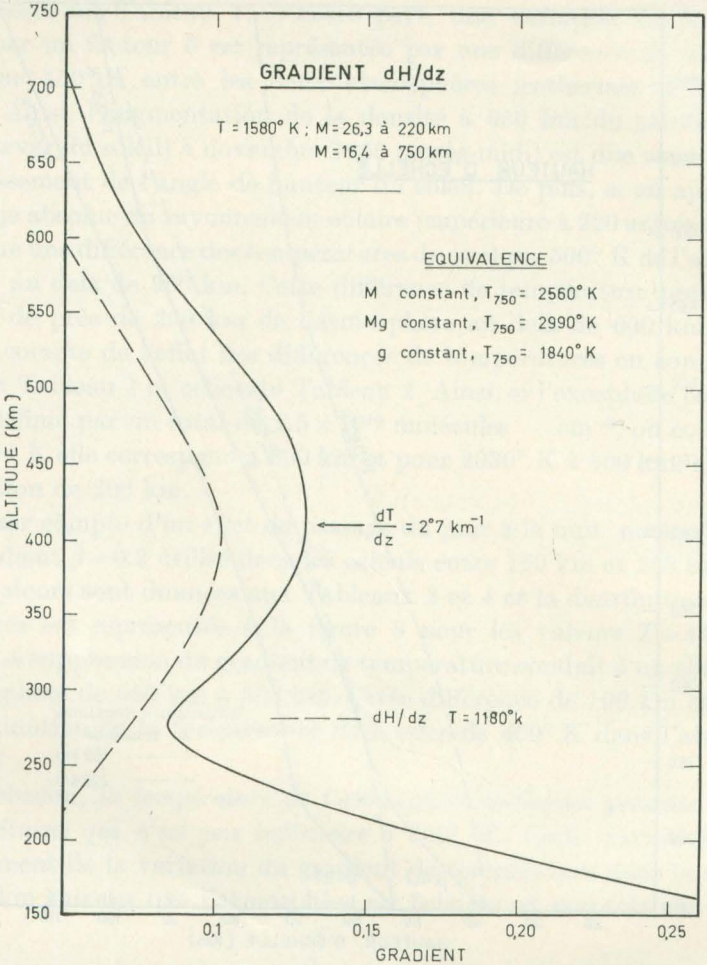

Fig. 10. Gradient de la hauteur d'échelle (dH/dz) dû uniquement à la variation de l'accélération de la pesanteur g et à celle de la masse moléculaire M résultant de la diffusion.

de 400 km et correspondrait à une valeur de 2°7 par km pour le gradient de température si mg était constant; ainsi, on voit comment la diffusion transforme l'atmosphère d'oxygène et d'azote en une atmosphère d'oxygène atomique et fournit une distribution verticale de la densité ϱ dépendant d'une hauteur d'échelle H variable. De plus, le gradient β présente un maximum sans qu'il soit question d'un maximum de température ou d'une discontinuité dans les valeurs de la hauteur d'échelle.

La variation de l'accélération des satellites dépend de la variation du

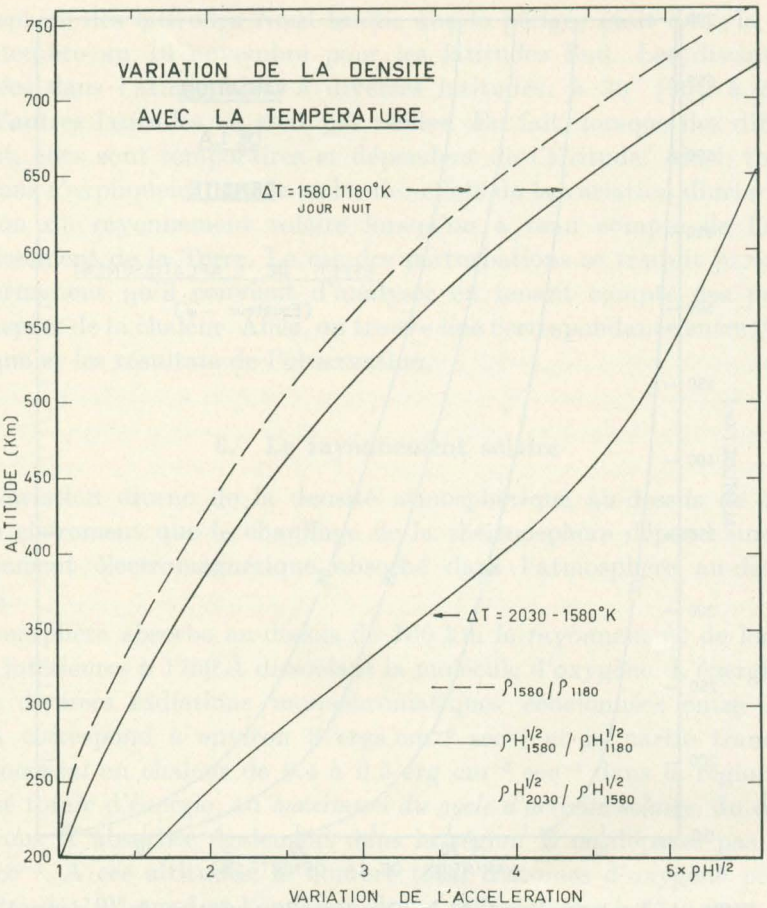

Fig. 11. Variations de la densité ϱ ou de l'accélération des satellites $\varrho H^{1/2}$ en fonction de la température de l'atmosphère. Effet diurne prononcé aux hautes altitudes et effet solaire net à 200 km.

produit $\varrho H^{1/2}$, c'est-à-dire d'une variation supérieure à celle de la densité puisque H varie également. A la figure 11, l'effet est indiqué pour les températures 1180–1580° K et 1580–2030° K. Ainsi, l'effet diurne se traduit à 650 km par un facteur *minimum* de l'ordre de 4.5. De plus, des conditions solaires différentes (1580°–2030° K) indiquent des différences dans la densité d'un facteur supérieur à 5 à 650 km. Mais, l'effet diurne à 350 km est nettement moins prononcé et on doit s'attendre à des facteurs compris entre 1.5 et 2. Quant aux variations diurnes à des altitudes de l'ordre de 200 km, elles sont très faibles comparées à l'effet de l'énergie solaire.

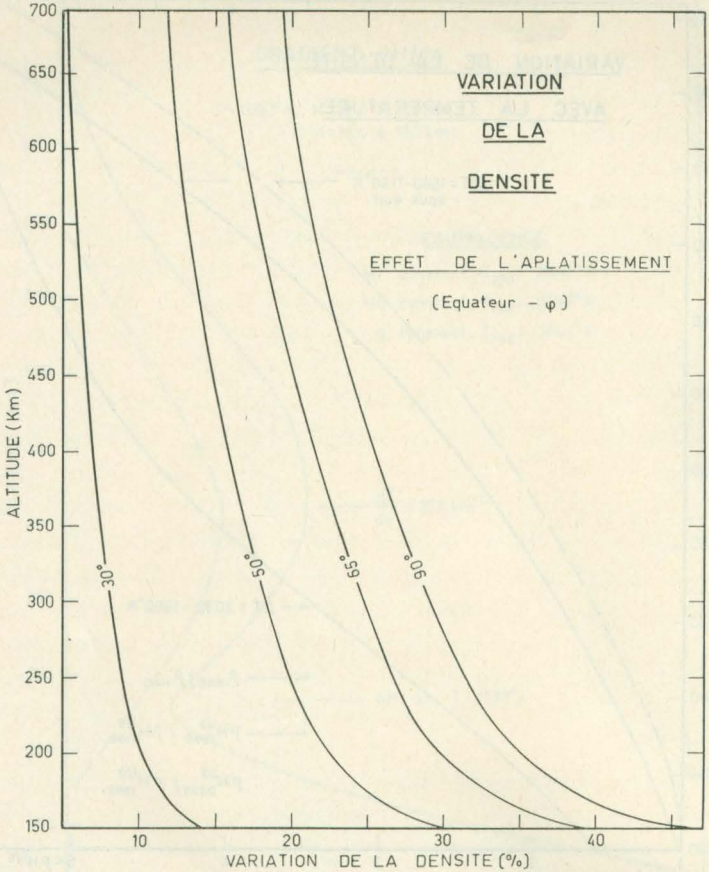

Fig. 12. Effet de l'aplatissement de la Terre sur la variation de la densité déduite de l'accélération de satellites dont le périgée est à la même distance du centre de la Terre, mais se déplace en latitude.

Afin de préciser quelle peut être la variation en fonction de la latitude, il s'agit de considérer quel est l'effet dû à l'aplatissement de la Terre. Le calcul a été fait en tenant compte des hauteurs d'échelle H obtenues dans les divers tableaux. On voit à la fig. 12 que la variation est de l'ordre de 5 % pour le Vanguard I, de 10 % pour l'Explorer I et de 30 % pour le Sputnik III lorsque leurs périgées ont passé de l'équateur à leurs latitudes extrêmes.

Quant à l'Explorer IV (1958 ε), les variations sont de l'ordre de 20 % et expliquent les variations observées par Schilling et Whitney [22]. La variation maximum de $\pm$ 30 % observée entre le 26 juillet et le 16 novembre 1958 s'explique par le fait que du 26 juillet au 3 septembre, le soleil éclairait

l'atmosphère des latitudes Nord tandis que le périgée était dans la nuit du 10 septembre au 16 novembre pour les latitudes Sud. Les discontinuités observées dans l'atmosphère, à diverses latitudes: à 30° [30], à 50° [22] ou à d'autres latitudes ne sont pas réelles. En fait, lorsque des différences existent, elles sont temporaires et dépendent de l'altitude. Ainsi, toutes les variations s'expliquent dans le cadre des effets de la variation diurne et de la variation du rayonnement solaire lorsqu'on a tenu compte de l'effet de l'aplatissement de la Terre. Le cas des perturbations se traduit par un effet non permanent qu'il convient d'analyser en tenant compte des processus de transport de la chaleur. Ainsi, on trouve une correspondance entre l'analyse théorique et les résultats de l'observation.

6. Le rayonnement solaire

La variation diurne de la densité atmosphérique au-dessus de 250 km montre clairement que le chauffage de la thermosphère dépend surtout du rayonnement électromagnétique absorbé dans l'atmosphère au-dessus de 100 km.

L'atmosphère absorbe au-dessus de 100 km le rayonnement de longueurs d'onde inférieures à 1750 Å dissociant la molécule d'oxygène. L'énergie émise par les diverses radiations monochromatiques échelonnées entre 1500 et 1300 Å correspond à environ 3 ergs cm^{-2} sec^{-1} et la partie transformée *immédiatement* en chaleur de 0.4 à 0.5 erg cm^{-2} sec^{-1} dans la région E. La quantité totale d'énergie, au *maximum du cycle d'activité solaire*, du domaine des rayons X absorbée également dans la région E ne dépasse pas 0.5 erg cm^{-2} sec^{-1}. A ces altitudes, le nombre total d'atomes d'oxygène peut être de l'ordre de 10^{18} cm^{-2} et l'émission d'une telle colonne à 63 μ peut être de l'ordre de 0.5 erg cm^{-2} sec^{-1}. En d'autres termes, la balance exacte entre les gains et les pertes de chaleur par radiation dans la région E est extrêmement délicate. De plus, le transport de chaleur par convection n'est pas connu.

A des altitudes de l'ordre de 150 km, dès la pénétration dans la région F_1, on a affaire à l'absorption de radiations de longueurs d'onde de l'ordre de 304 Å, raie de résonance de l'hélium ionisé. Dans ce cas, l'énergie *immédiatement* utilisable comme chaleur, après l'ionisation de N_2 et O est égale à 60 % de l'énergie émise par les radiations solaires du domaine spectral de 300 Å. Dans le domaine spectral de la radiation λ 585 Å de He I absorbée au-dessus de 170 km, l'énergie *immédiatement* transformée en chaleur n'est plus que 25 %. A des altitudes supérieures à 150 km, le rayonnement émis par l'atome d'oxygène est beaucoup plus faible qu'à 100 km. Dès lors, il suffit que les

énergies du domaine spectral ultraviolet soient de l'ordre de l'erg pour que l'échauffement principal de la thermosphère apparaisse entre les régions ionosphériques E et F. Ainsi, une énergie de l'ordre de 1 erg cm^{-2} sec^{-1} conduit à des gradients de température de 20° par km. Des accroissements de température d'une telle importance conduisent à des températures très élevées au-delà de 200 km. De plus, les variations de l'activité solaire modifient les valeurs du gradient et de là la température de l'atmosphère supérieure isotherme. Enfin, l'effet diurne doit être prononcé, car le gradient aux altitudes supérieures ne pouvant être maintenu au cours de la nuit, la température de la région isotherme doit diminuer.

Comme tout le domaine spectral ultraviolet et même une partie du rayonnement X est absorbé entre 100 km et 250 km (lorsque le soleil est au zénith), il n'est pas aisé de fixer les variations du rayonnement total en fonction de l'activité solaire.

Afin d'étudier quelles sont les variations du rayonnement X ou ultraviolet, on se réfère généralement aux mesures du rayonnement électromagnétique centimétrique ou décimétrique émis par le soleil. Jacchia [38] et

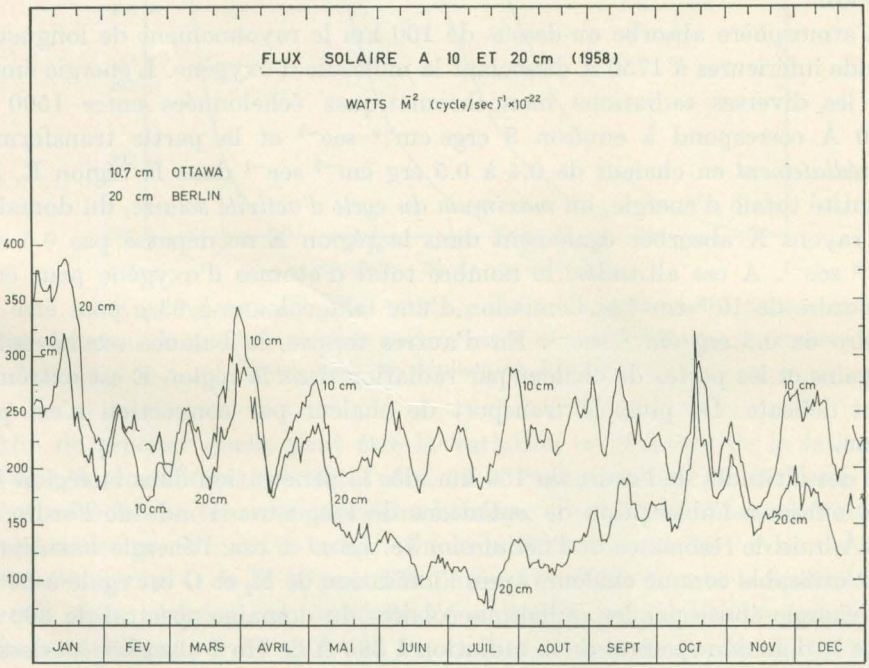

Fig. 13. Comparaison entre les flux solaires à 10.7 cm observés à Ottawa et à 20 cm observés à Berlin au cours de 1958. L'amplitude annuelle (facteur 5) dans le flux mesuré à 20 cm ne correspond pas à une variation réelle qui doit être inférieure à un facteur 2.

Nicolet [37] ont utilisé les résultats obtenus à 10.7 cm à Ottawa par le National Research Council tandis que Priester et Martin [41] basent leur analyse sur l'énergie solaire à la longueur d'onde de 20 cm observée à Berlin par le Heinrich-Hertz Institut. La figure 13 représente les données d'observation à 10.7 cm et à 21 cm. Un fait est immédiatement apparent: le rayonnement solaire à 10.7 cm déterminé à Ottawa ne présente pas au cours de 1958 une variation générale, aussi prononcée que le rayonnement solaire à 20 cm déterminé à Berlin. Le profond minimum de juin-juillet à 20 cm centré dans la dépression couvrant les mois de mai à octobre n'apparaît pas à 10.7 cm. En fait, au cours de 1958, le rapport des extrêmes du rayonnement à 20 cm est de l'ordre de 5 tandis que ce même rapport à 10.7 cm n'atteint que 2. Comme Priester et Martin [41] trouvent une relation linéaire entre la densité atmosphérique et le rayonnement à 20 cm, il est assez étrange qu'il puisse exister une bonne corrélation avec le rayonnement à 10.7 cm.

Afin de vérifier s'il n'existe pas d'erreurs systématiques dans les mesures du rayonnement radio-électrique, nous avons comparé les résultats obtenus

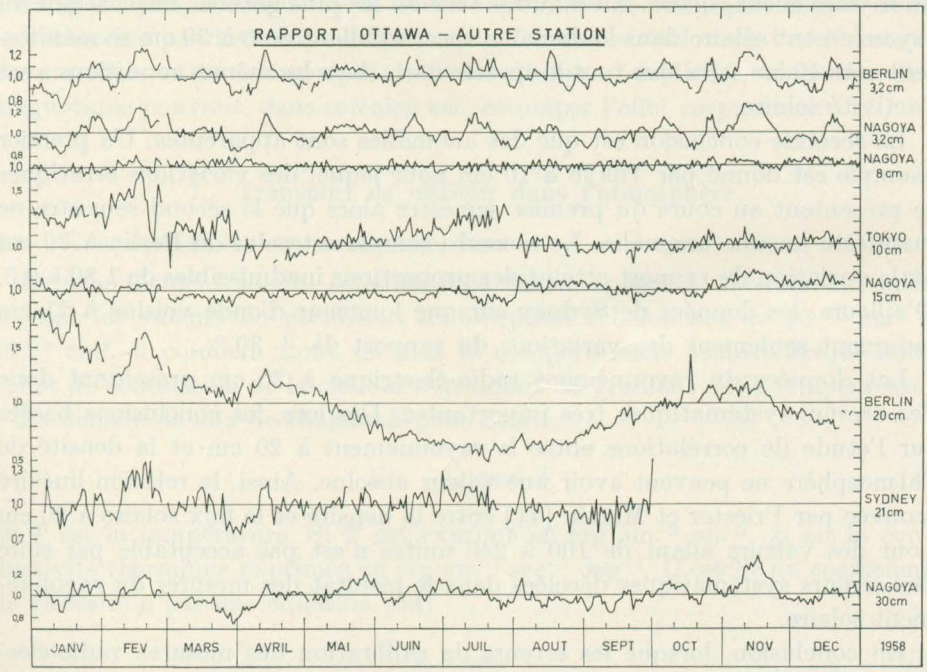

Fig. 14. Comparaison entre les flux solaires de 3 cm à 30 cm observés en diverses stations. La comparaison est basée sur le rapport des flux à une station déterminée et à Ottawa, la valeur moyenne annuelle du rapport étant égale à 100 %. Les maxima des rapports correspondent aux minima des flux et vice-versa.

en divers observatoires de 3 cm à 30 cm. La figure 14 fournit le résultat des comparaisons pour l'année 1958 sous une forme simple où les résultats de toutes les stations sont comparés aux valeurs du flux observé à Ottawa à 10.7 cm. On a normalisé le rapport du flux observé à une station et du flux observé à Ottawa en prenant comme unité la valeur moyenne de toute l'année 1958.

La première conclusion que l'on peut tirer de cette comparaison (voir fig. 14) est que le comportement de l'activité solaire est le même dans tout le domaine spectral allant de 3 cm à 30 cm. Ceci apparaît nettement dans la comparaison des résultats de Nagoya à 3.2 cm, 8 cm, 15 cm et 30 cm avec ceux de Ottawa à 10.7 cm. Les flux solaires moyens journaliers de 8 cm à 15 cm subissent des variations identiques à $\pm$ 10 %. Quant aux extrêmes à 3 cm et à 30 cm, il diffèrent de 10.7 cm par une amplitude beaucoup plus faible des fluctuations. On constate en effet, que les maxima des rapports à 3 cm et à 30 cm (fig. 14) correspondent aux minima du rayonnement solaire (voir fig. 13) et que les minima des rapports sont associés aux maxima du rayonnement solaire. En d'autres termes, les plus grandes fluctuations du rayonnement solaire dans le domaine spectral allant de 3 à 30 cm se manifestent vers 10 cm, bien que tout le spectre varie dans les mêmes conditions avec l'activité solaire.

La seconde conclusion est que des anomalies sont apparentes. Un premier exemple est donné par Tokyo à 10 cm pour lequel des variations erratiques se présentent au cours du premier semestre alors que le second semestre ne manifeste aucune anomalie. Le second exemple est celui de Berlin à 20 cm où la variation du rapport atteint des proportions inadmissibles de 1,80 à 0.5. D'ailleurs, les données de Sydney sur une longueur d'onde voisine à 21 cm indiquent seulement des variations du rapport de $\pm$ 30 %.

Les données du rayonnement radio-électrique à 20 cm présentent donc des erreurs systématiques très importantes. Dès lors, les conclusions basées sur l'étude de corrélations entre le rayonnement à 20 cm et la densité de l'atmosphère ne peuvent avoir une valeur absolue. Ainsi, la relation linéaire trouvée par Priester et Martin [41] entre la densité et le flux solaire à 20 cm pour des valeurs allant de 100 à 240 unités n'est pas acceptable par suite des erreurs systématiques décelées dans le résultat des mesures du rayonnement solaire.

En conclusion, lorsque les erreurs de calibration des mesures radio-électriques ont été éliminées, on peut dire que l'activité solaire est représentée dans ses variations générales par toutes les longueurs d'onde comprises entre 3 et 30 cm. L'amplitude la plus prononcée des variations est donnée par le domaine spectral situé aux environs de 10 cm. Donc, les observations d'Ottawa

à 10.7 cm, effectuées au cours de 1958, indiquant une variation maximum d'un facteur 2, fixent le maximum de variations des valeurs moyennes journalières dans tout le domaine spectral de 3 à 30 cm. S'il s'agit d'étudier des détails, il convient évidemment de tenir compte de la longueur d'onde et de la position géographique de l'observatoire avant d'effectuer des assimilations à des phénomènes particuliers résultant du rayonnement X et des radiations ultraviolettes solaires.

Dès lors, en choisissant comme indice de l'activité solaire, le rayonnement radio-électrique décimétrique, il convient de considérer le rayonnement de base correspondant à la variation lente (remarquable de juillet à novembre 1958). Quant aux fluctuations périodiques, leur amplitude ne peut être directement proportionnelle aux amplitudes des fluctuations de tout le spectre ultraviolet ou du spectre de plus courtes longueurs d'onde.

Dans les cas du rayonnement corpusculaire et du chauffage hydromagnétique éventuel, on peut encore moins définir leurs effets quantitatifs, car ils ont le caractère de perturbations que l'on décèle par des perturbations géomagnétiques, ionosphériques ou du rayonnement cosmique. Il faut donc les rechercher par des analyses de structure fine des variations de l'accélération des satellites en tenant compte de l'effet diurne et de l'effet solaire électromagnétique pouvant, dans certains cas, estomper l'effet corpusculaire.

7. Transport de chaleur dans l'atmosphère

7.1. Les equations de la conduction

Le rayonnement solaire échauffant la thermosphère à diverses altitudes suivant les valeurs du coefficient d'absorption échelonnées de 10^{-19} cm^2 à 10^{-16} cm^2, il convient donc de voir le comportement atmosphérique sous l'effet de conduction de la chaleur dépendant du gradient de la température.

La densité de flux de chaleur E peut s'écrire

$$E = -\lambda_c \operatorname{grad} T \tag{4}$$

où T est la température. Si E est exprimé en erg cm^{-2} sec^{-1}, λ_c est la conductivité thermique exprimée en erg cm^{-1} sec^{-1} deg^{-1}. Il est lié au coefficient de viscosité μ par une équation [53]

$$\lambda_c = f\mu c_v \tag{5}$$

où c_v est la chaleur spécifique à volume constant et f représente une valeur numérique égale à environ 2.5 pour des molécules sphériques (gaz monoatomique) et peut être égale à 1.9 pour des molécules diatomiques.

La viscosité μ peut s'exprimer comme suit

$$\mu = \frac{5}{16} \frac{(\pi k m T)^{1/2}}{\pi \sigma^2} \tag{6}$$

où σ est le rayon atomique, k la constante de Boltzmann et m la masse atomique. Cette formule peut être utilisée dans la haute atmosphère [37] et les valeurs adoptées sont:

hydrogène atomique, $\sigma = 2.0 \times 10^{-8}$ cm,

$$\mu(\mathrm{H}) = 6.8 \times 10^{-6}\, T^{1/2} \tag{7}$$

oxygène atomique, $\sigma = 2.4 \times 10^{-8}$ cm,

$$\mu(\mathrm{O}) = 1.9 \times 10^{-5}\, T^{1/2} \tag{8}$$

azote et oxygène moléculaires, $\sigma = 3.3 \times 10^{-8}$ cm,

$$\mu(\mathrm{N_2}, \mathrm{O_2}) = 1.30 \times 10^{-5}\, T^{1/2} \tag{9}$$

En utilisant les expressions (5) et (6) la conductivité thermique s'exprime par

$$\lambda_c = A\, T^{1/2} \tag{10}$$

où A est une constante dépendant du constituant atmosphérique. La valeur numérique de cette constante est, en erg cm^{-1} sec^{-1} deg$^{-3/2}$,

$$A(\mathrm{H}) = 2.1 \times 10^3 \tag{11}$$

$$A(\mathrm{O}) = 3.6 \times 10^2 \tag{12}$$

$$A(\mathrm{O_2}, \mathrm{N_2}) = 1.8 \times 10^2 \tag{13}$$

Puisque λ_c est une fonction de la température, nous introduisons une nouvelle variable définie par

$$\theta = \int_{T_2}^{T} \frac{\lambda}{\lambda_2}\, \mathrm{d}T \tag{14}$$

conduisant à la relation suivante en utilisant (10)

$$\theta - \frac{2}{3} \frac{T^{3/2} - T_2^{3/2}}{T_2^{1/2}} \tag{15}$$

L'équation (4) s'écrit donc, (10) et (15),

$$E = -A\, T_2^{1/2}\, \mathrm{grad}\, \theta \tag{16}$$

L'équation de continuité peut s'écrire sous la forme suivante:

$$\partial E/\partial t + \operatorname{div} E = P - L \tag{17}$$

où P est la production de chaleur par unité de temps et par unité de volume et L la perte (par radiation) de chaleur par unité de temps et de volume.

En considérant la capacité calorifique par unité de volume $\varrho\, c_v$ où ϱ est la densité, l'équation (17) peut s'écrire

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{AT^{1/2}}{\varrho c_v} + (P-L)\frac{A_1 T^{1/2}}{\varrho c_v A T_2^{1/2}} \tag{18}$$

le coefficient $A\, T^{1/2} \| \varrho\, c_v$ est la diffusivité thermique qui peut s'écrire, si n est la concentration atomique,

$$\alpha(T, n) = A_1\, T^{1/2}/n \tag{19}$$

où A_1 est une constante ($\mathrm{cm}^{-1}\ \mathrm{sec}^{-1}\ \mathrm{deg}^{-1/2}$) qui a les valeurs suivantes

$$A_1(\mathrm{H}) = 1.0 \times 10^{19} \tag{20}$$

$$A_1(\mathrm{O}) = 1.75 \times 10^{18} \tag{21}$$

$$A_1(\mathrm{N}_2, \mathrm{O}_2) = 5.3 \times 10^{17} \tag{22}$$

Dès lors, l'équation différentielle (18) de la conduction s'écrit:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{A_1 T^{1/2}}{n} \nabla^2 \theta + \frac{A_1 T^{1/2}}{n A T_2^{1/2}} (P-L). \tag{23}$$

En considérant la variable T au lieu d'introduire le paramètre de température θ, l'équation (23) serait non linéaire. En fait, le problème peut toujours être étudié en considérant une condition aux limites $\theta_2 = 0$ pour toute valeur fixée $T = T_2$.

Si $\partial\theta/\partial t = 0$, l'équation (23) devient l'équation de Poisson applicable au régime permanent

$$\nabla^2 \theta + \frac{P-L}{AT_2^{1/2}} = 0. \tag{24}$$

S'il n'y a, en outre, aucune production ou perte de chaleur à l'intérieur du volume considéré, (23) correspond alors à l'équation de Laplace

$$\nabla^2 \theta = 0 \tag{25}$$

Dans le cas d'un refroidissement par conduction sans production ou perte de chaleur à l'intérieur du volume, l'équation (23) doit s'écrire

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{A_1 T^{1/2}}{n} \nabla^2 \theta \tag{26}$$

où, pour les besoins de calculs, on peut prendre une valeur moyenne de $A_1 T^{1/2}$ et ainsi, la diffusivité thermique dépend essentiellement de la valeur de la concentration n.

7.2. Refroidissement de l'atmosphère après le coucher du soleil

L'application de l'équation (26), après le coucher du soleil, sous la forme suivante:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{A_1 T^{1/2}}{n} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \tag{27}$$

correspondant à une dimension, fournit des résultats immédiats.

S'il existe un gradient de température entre 450 km et 350 km, il disparaît en moins d'une $^1/_2$ heure après le coucher du soleil. Après une heure, l'atmosphère est isotherme au-dessus de 300 km, et après 2 heures, elle est isotherme jusqu'à 250 km.

En outre, la température de l'atmosphère isotherme diminue d'une façon continue par suite de la diminution du gradient de température entre 150 km et 200 km. La valeur absolue de la diminution étant évidemment fonction du gradient initial, l'allure de la variation dépend du modèle atmosphérique adopté. Le cas envisagé par Lowan [54] où le gradient de température est de quelque 115° K par km entre 120 et 220 km montre qu'à 150 km, la température n'a pratiquement pas changé en 2 heures.

En fait, il y a lieu de tenir compte à la fois de la rapidité avec laquelle l'atmosphère tend vers l'isothermie et de la valeur absolue de la température. Le calcul par (27) montre qu'en moins de deux heures l'isothermie est atteinte au-dessus de 250 km. En d'autres termes, l'atmosphère se met rapidement en équilibre isotherme au-dessus de 300 km. D'autre part, la diminution continuelle du gradient de température au-dessous de 250 km provoque une diminution de la température de l'atmosphère isotherme. Le calcul montre qu'en 2 heures la température diminue d'environ 500° K. Après ce laps de temps, la diminution est moins rapide, car la variation est extrêmement lente à 150 km.

En conséquence, le transport de la chaleur par conduction associé au gradient de température résultant de l'absorption du rayonnement ultraviolet solaire explique la variation diurne de la densité de la thermosphère déduite de la variation de l'accélération des satellites. Il faut aussi conclure à une variation diurne de l'ordre de 500° K de la température de la région isotherme et à une variation diurne du gradient de température au-dessus de 150 km. Enfin, il faut reconnaître que le rayonnement électromagnétique du soleil joue le rôle primordial parmi les diverses sources de chauffage de la thermosphère.

7.3. Le temps de transport de chaleur par conduction

L'application de l'équation (27) au problème du refroidissement de l'atmosphère après le coucher du soleil indique que les temps requis pour le transport de chaleur varie fortement avec l'altitude et la distance. En fait, le "temps de conduction" est proportionnel à la concentration n et au carré de la distance x. Afin de fournir des données numériques, nous pouvons appliquer l'équation (27) à quelques cas simples.

Si une paroi est maintenue à une température constante T_1 dans un domaine illimité où la température initiale est T_2, on effectue une grossière assimilation à une région (aurorale) maintenue à température constante en présence du reste de l'atmosphère isotherme à température initiale T_2. Dans ces conditions, $\theta_2 = 0$ et $\theta_1 =$ constante sont les conditions aux limites pour l'équation (27). La solution est donc

$$\frac{\theta}{\theta_1} = 1 - \psi(\mu) = 1 - \psi\left[\frac{x}{2}\sqrt{\frac{n}{A_1 T^{1/2} t}}\right] \tag{28}$$

où

$$\psi(\mu) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^{\mu} e^{-y^2}\, dy. \tag{29}$$

Dès lors, la relation des températures s'exprime, à la suite de la définition (15), par

$$\frac{T_1^{3/2} - T^{3/2}}{T_1^{3/2} - T_2^{3/2}} = \psi(\mu). \tag{30}$$

En adoptant la valeur $\psi(\mu) = 0.2$, on a la solution numérique

$$T^{3/2} = 0.8\, T_1^{3/2} + 0.2\, T_2^{3/2} \tag{31}$$

En considérant diverses valeurs pour la température initiale T_2 de l'atmosphère voisine de la région maintenue à la température T_1, on obtient les résultats suivants:

T_2	T	T_2	T
$0\ T_1$	$0.86\ T_1$	$0.7\ T_1$	$0.94\ T_1$
$0.5\ T_1$	$0.91\ T_1$	$0.8\ T_2$	$0.96\ T_1$
$0.6\ T_1$	$0.93\ T_1$	$0.9\ T_1$	$0.98\ T_1$

Ainsi, si la température initiale T_2 de l'atmosphère est égale à la moitié de celle de la région maintenue à la température T_1, la température $0.91\ T_1$ est atteinte après un temps déterminé pour une certaine valeur du produit $n\, x^2$.

On peut également considérer deux régions de l'atmosphère où les conditions sont telles qu'initialement les températures soient T_1 et T_2. La redistribution de la température est donnée par la solution de (27),

$$\theta/\theta_1 = {}^1/_2\,[1+\psi(\mu)] \tag{32}$$

pour $-\infty < x < +\infty$.

En utilisant (30), on peut écrire la relation des températures, analogue à (31) et déduites de (32) comme suit:

$$T^{3/2} = 0.6\,T_1^{3/2} + 0.4\,T_2^{3/2} \tag{33}$$

En adoptant encore certains rapports pour les températures initiales T_1 et T_2, on obtient les résultats suivants:

T_2	T	T_e	T_f
0 T_1	0.71 T_1	0.63 T_1	0.5 T_1
0.5 T_1	0.80 T_1	0.77 T_1	0.75 T_1
0.6 T_1	0.85 T_1	0.81 T_1	0.80 T_1
0.7 T_1	0.88 T_1	0.86 T_1	0.85 T_1
0.8 T_1	0.92 T_1	0.90 T_1	0.90 T_1
0.9 T_1	0.95 T_1	0.95 T_1	0.95 T_1

Le symbole T_f représente la température finale que l'on doit obtenir lors de l'équilibre définitif, le symbole T_e est la température déduite de la formule (33), température d'équilibre obtenue en introduisant l'approximation $A\,T^{1/2}/=$ constante dans l'équation (27). On voit que pour $T_2 \geqslant 0.5\,T_1$ l'approximation est excellente, mais n'est pas exacte pour $T_2 = 0$.

Les valeurs des températures inscrites dans les deux tableaux précédents correspondent à une valeur de $\mu = 0.18$. Il est donc possible de relier le "temps de conduction" avec la concentration n et la distance x. En reprenant les constantes des formules (20), (21) et (22), on obtient

$$t_{\text{sec}}(\text{H}) = 7.72 \times 10^{-9}\,n(\text{H})\,x_{\text{km}}^2\,T^{-1/2} \tag{34}$$

$$t_{\text{sec}}(\text{O}) = 4.41 \times 10^{-8}\,n(\text{O})\,x_{\text{km}}^2\,T^{-1/2} \tag{35}$$

$$t_{\text{sec}}(\text{O}_2, \text{N}_2) = 1.46 \times 10^{-7}\,n(\text{O}_2, \text{N}_2)\,x_{\text{km}}^2\,T^{-1/2} \tag{36}$$

Pour un intervalle de température de 900° K à 2500° K, c'est-à-dire pour une température de $(40 \pm 10)^2$ °K, on obtient les temps de conduction en secondes pour des distances x exprimées en km et des concentrations en cm^{-3}

$$t(\text{H}) = (2 \pm 0.5) \times 10^{-10}\,x^2 n(\text{H}) \tag{37}$$

$$t(\text{O}) = (1.2 \pm 0.3) \times 10^{-9}\,x^2 n(\text{O}) \tag{38}$$

$$t(\text{O}_2, \text{N}_2) = (3.8 \pm 1.0) \times 10^{-9}\,x^2 n(\text{O}_2, \text{N}_2) \tag{39}$$

L'application des formules précédentes à l'atmosphère constituée d'azote moléculaire et d'oxygène atomique et moléculaire peut être faite sous les formes simplifiées suivantes:

(a) Soit une colonne atmosphérique dont la température T_1 maintenue constante (colonne aurorale) est égale à 2 fois la température initiale T_2 de l'atmosphère ou deux régions atmosphériques dont les températures initiales sont $T_2 = {}^3/_4 T_1$. La température $T = 0.9\ T_1$ est atteinte en un jour de 24 heures, à des distances diverses en fonction de l'altitude.
Ainsi,

à 200 km le parcours est de 50 km
à 400 km le parcours est de 500 km
et à 750 km le parcours est de 5000 km.

Donc, en négligeant le flux vertical qui ne peut que faciliter l'isothermie, on voit que celle-ci atteint des distances considérables aux hautes altitudes. En d'autres termes, *si une discontinuité horizontale existe dans la distribution des températures, elle ne peut être maintenue au sommet de l'atmosphère qui tend vers l'isothermie en moins d'un jour.*

(b) Une différence de température en latitude ne peut se maintenir que pendant une courte période. En effet, en considérant les conditions initiales suivantes:

$T_2 = \frac{3}{4}\ T_1$ conduisant à $T = 0.95\ T_1$ si T_1 est maintenu constant
ou conduisant à $T = 0.90\ T_1$ si T_1 diminue,
on obtient pour des différences de latitude φ:

$\Delta\varphi = 10°$	$\Delta\varphi = 5°$
3 heures à 650 km	1 jour à 400 km
1 jour à 500 km	10 jours à 300 km
10 jours à 350 km	1 mois à 250 km

Ces résultats s'obtiennent en négligeant tout transport vertical dont il y a lieu de tenir compte.

(c) Si l'on considère que des couches horizontales se présentent avec les températures différentes T_1 et T_2 analysées dans les cas a et b précédents, on peut déduire les *temps de conduction* nécessaires pour l'isothermie verticale.

On obtient l'isothermie

au-dessus de 450 km, pour $t \leqslant 10^3$ secondes
400 km, pour $t < 1$ heure
350 km, pour $t < 2$ heures
250 km, pour $t <$ une nuit de 12 heures

200 km, pour t de l'ordre d'un jour de 24 heures
150 km, pour $t > 1$ jour.

Ces résultats associés à ceux que l'on obtient pour le transport horizontal de la chaleur indiquent clairement qu'en l'absence de tout autre processus, la *conduction conduit à l'équilibre en moins de* 12 *heures au-dessus de* 250 *km*, en environ *un jour à* 200 *km* et en *plusieurs jours à* 150 *km*.

Au-dessus de 300 km l'équilibre est atteint très rapidement. Avec ces données, il devient possible de préciser les conditions physiques de la thermosphère.

8. Les conditions thermosphériques et la conduction

Le temps de conduction de la chaleur de l'ordre d'un jour est approprié à l'altitude de l'ordre de 200 km. Dès lors, on peut dire que l'atmosphère au-dessus de cette altitude sera soumise à un *effet diurne* d'autant plus prononcé que l'altitude est élevée. Cet effet diurne, négligeable au-dessous de 200 km sera caractérisé par (1) l'existence d'un gradient de température diminuant avec l'altitude dans la région de 250 km à 350 km éclairée par le soleil et sa disparition rapide après le coucher du soleil; (2) par un abaissement de moins en moins prononcé du gradient de température après le coucher du soleil dans la région s'étendant de 250 km à 150 km; (3) par des variations très faibles au-dessous de 150 km associées à des effets de convection et d'émission radiative. La température variable de la région isotherme sera fonction de la température absolue de la région située aux environs de 200 km, c'est-à-dire du gradient de température entre 100 km et 200 km.

Comme le rayonnement solaire dépend fortement de l'activité solaire, et en particulier présente une variation de l'ordre de 28 jours, on peut dire que l'*effet solaire* se manifeste dans le courant des 24 heures, puisque la structure de l'atmosphère dépend de la valeur du gradient au-dessous de 200 km où l'effet diurne ne se manifeste pratiquement pas.

Comme il a été démontré précédemment qu'une modification de gradient au-dessous de 200 km (voir fig. 6) ne change pas beaucoup la densité de l'atmosphère à 200 km et que la variation diurne à cette altitude est très faible, les effets du rayonnement corpusculaire se présentent lorsque toute la thermosphère au-dessus de 100 km est influencée par un échauffement dû aux collisions inélastiques des particules. Cet effet sera donc fonction de l'altitude de pénétration des particules. De plus, la durée de vie d'un tel effet sera relativement courte (d'un à quelques jours suivant les circonstances) et il faut pour le détecter que les observations de l'accélération des satellites soient appropriées. Au surplus, aux très hautes altitudes, un effet corpusculaire

peut être aisément estompé dans l'effet diurne. Enfin, un échauffement de la zone aurorale par des particules peut amener une discontinuité de températures entre les régions atmosphériques des hautes latitudes et des basses latitudes. Cependant, une telle discontinuité ne peut avoir de caractère permanent comme l'affirme Jastrow [66], mais doit présenter un caractère temporaire. On ne peut, en effet, imposer des conditions aux limites arbitraires afin d'établir un régime permanent. L'équation de continuité de conduction de la chaleur ne peut s'appliquer à l'état permanent que lorsque des conditions de gradient de température sont remplies.

Si le chauffage hydromagnétique existe en dehors des perturbations, il doit être relativement faible, car la variation diurne ne présenterait pas l'ampleur que l'on détecte par les observations. Son effet au cours des perturbations doit être précisé par son développement horizontal.

Si des différences se manifestent dans la distribution en latitude de la température, elles présentent un caractère temporaire associé soit aux conditions diurnes ou solaires. Les temps requis pour le transport par conduction indiquent que l'effet de latitude est un effet secondaire vis-à-vis des effets diurnes ou solaires. De même, un effet saisonnier doit être intégré dans les comportements diurnes et solaires de telle sorte qu'il n'apparaît pas important.

9. Conclusions

L'atmosphère au-dessus de 200 km est soumise à une variation diurne importante qui se manifeste par une variation augmentant avec l'altitude de l'accélération des satellites, c'est-à-dire par une variation simultanée de la densité et de la hauteur d'échelle atmosphériques. De telles variations ne peuvent s'expliquer que par une variation diurne de la température associée au rayonnement électromagnétique du soleil. Le rayonnement corpusculaire ou un transport de chaleur par conduction à partir du sommet de l'atmosphère ne peuvent provoquer une variation diurne se traduisant par une différence de température de l'ordre de 500° K. Un rayonnement corpusculaire associé aux aurores provoque un échauffement de l'atmosphère dont le caractère temporaire doit être reconnu. Mais un chauffage permanent par des électrons de l'ordre de 10 keV qui, selon Krassovski [55], pourrait atteindre 1 erg cm^{-2} sec^{-1} n'explique pas les variations diurnes observées. L'énergie totale des électrons entrant continuellement dans l'atmosphère doit représenter seulement une fraction de l'énergie électromagnétique afin de ne pas masquer la variation diurne. Un accroissement de l'énergie caractérisant l'état particulier de perturbations peut cependant se manifester et c'est là qu'il faut rechercher le chauffage de l'atmosphère par des particules.

Le chauffage par conduction venant de l'extérieur de l'atmosphère, qui s'expliquerait aisément par le processus de Chapman s'appliquant à une extension de la couronne solaire jusqu'aux confins de l'atmosphère terrestre, doit être considéré comme une fraction très faible du chauffage par le rayonnement ultraviolet. En fait, tout chauffage corpusculaire, hydromagnétique, etc, c'est-à-dire autre qu'un chauffage électromagnétique solaire ne peut expliquer la variation diurne remarquable de la densité. Mais, les effets corpusculaires sont très marqués lors de perturbations magnétiques et jouent un rôle important à ces occasions.

La variation diurne prononcée de la température au-dessus de 200 km s'explique par un transport de chaleur dû à la conduction. Ce processus permet, d'autre part, de comprendre les faibles variations diurnes de la densité au-dessous de 200 km, car les "temps de conduction" relativement courts aux hautes altitudes sont de l'ordre d'un jour vers 200 km. Il en résulte que la distribution verticale instantanée de la densité au-dessus de 200 km est la mieux représentée par une atmosphère quasi-isotherme dans laquelle les constituants sont soumis à la diffusion. En prenant comme exemple, les valeurs du Tableau 1, on peut dire que la hauteur d'échelle varie grosso-modo de $H = 50$ km à 200 km à $H = 100$ km à 700 km alors que la température constante au-dessus de 300 km est de l'ordre de 1600° K pour des conditions solaires déterminées. Les valeurs nocturnes (Tableau 3) seront, dans les mêmes conditions, $H = 40$ km à 200 km et $H = 80$ km à 700 km correspondant à une atmosphère isotherme au-dessus de 200 km dont la température est de l'ordre de 1200° K. C'est pourquoi des modèles atmosphériques tels que ceux de Mikhnevich, Danilin, Repnev et Sokolov [28], Champion and Minzner [67], Nicolet [35] etc. ne peuvent être acceptés.

Dans le modèle de Mikhnevich, le gradient de température augmente avec l'altitude de 1° K par km à 250 km, le gradient passe à 2° à 300 km, 3° à 350 km, 4° à 400 km, 5° à 425 km, 6° à 450 km et 7° à 500 km. Aucun processus physique permanent ne permet de considérer une augmentation du gradient de température avec l'altitude. De même, Champion and Minzner [67] ont déterminé des températures dont la différence par 100 km de 200 km à 700 km passe successivement de 19° K à 57°, 96°, 115° et 121°. Une telle augmentation, associée à une isothermie entre 210 et 260 km et une augmentation du gradient de température avec l'altitude ne peuvent exister d'une façon permanente. Le modèle atmosphérique de Nicolet [35] basé uniquement sur un flux de chaleur amené par conduction de l'extérieur est un cas extrême ne pouvant être associé à une variation diurne de la densité. En tout cas, si un gradient important de température existait au-dessus de 300 km, il faudrait qu'il soit du même ordre de grandeur le jour et la nuit

afin de traduire un effet permanent de conduction à partir du sommet de l'atmosphère.

Dès lors, les tableaux 1 et 2 peuvent représenter des états limites de l'atmosphère pendant le jour au cours d'une période se rapportant au maximum du cycle d'activité solaire. Lors d'un minimum, les valeurs des divers paramètres atmosphériques H, T et ϱ devront être diminuées. Les tableaux 3 et 4 s'appliquent à des conditions nocturnes analogues aux conditions diurnes représentées aux tableaux 1 et 2. Il est bien entendu que, la diffusion ne débutant pas brusquement à 150 km, le rapport N_2/O peut être modifié d'autant plus qu'il doit exister une variation diurne de la diffusion aux plus hautes altitudes.

La variation diurne a encore un effet important sur l'altitude de l'exosphère conventionnelle, car des différences de plusieurs centaines de km ne permettent pas de fixer les relations avec l'atmosphère externe sur des bases permanentes. Il faudra donc tenir compte des variations diurnes et solaires modifiant à la fois les valeurs de la densité et de la température. D'autre part, l'ionosphère supérieure doit être soumise à des effets diurnes et solaires très importants. Ainsi, la hauteur d'échelle de l'atome d'oxygène $H(O)$ et celle de l'azote $H(N_2)$ sont différentes. Alors que $H(O)$ varie de 90 km à 105 km entre 250 km et 750 km (cas du Tableau 1), $H(N_2)$ varie de 52 à 60 km aux mêmes altitudes. La variation diurne correspond à une diminution de l'ordre de 20 km dans les hauteurs d'échelle. On peut donc dire que la hauteur d'échelle $H(e)$ correspondant à la distribution électronique au-dessus du maximum de la région F_2, correspondant au double de $H(O)$ est de l'ordre de 200–250 km suivant les conditions solaires pendant le jour. Mais, $H(e)$ peut descendre jusqu'à des valeurs de 150 km ou moins au cours de la nuit. Il y aura donc lieu de tenir compte de ces importantes variations dans l'analyse des observations ionosphériques.

Dans le cas de la détermination spectrale des températures, il faudra tenir compte de ces variations diurnes et solaires. Ainsi, la détermination des températures basée sur l'analyse interférométrique de la radiation λ 6300 Å de l'oxygène atomique doit conduire à des valeurs différentes au crépuscule et au cours de la nuit et également au cours d'un cycle d'activité solaire. Des extrêmes de température allant de 750° K à 1500° K sont possibles. De même, dans le cas des aurores d'altitude suffisamment élevées, où on observe les bandes de N_2^+, des températures différentes de rotation allant de 1000° K à 2000° K doivent être observées.

En bref, les variations diurnes et solaires de l'atmosphère au-dessus de 200 km sont telles que l'aspect statique ne peut représenter le comportement

de l'atmosphère et que des considérations dynamiques doivent intervenir dans l'interprétation des phénomènes.

En terminant, je suis heureux de pouvoir remercier l'Astrophysical Observatory de la Smithsonian Institution: son Directeur le Dr. F. Whipple; les Drs Jacchia, Kozai, Whitney et leurs collaborateurs.

Cette étude n'aurait pas été possible sans les résultats d'observation qu'ils m'ont fournis.

Références

1. Mullard Radio Astronomy Observatory, Radio observations of the orbit of the first Russian earth satellite, Nature, **180** (1957) 879
2. Royal Aircraft Establishment, Observations on the orbit of the first Russian earth satellite, Nature, **180** (1957) 937
3. T. E. Sterne, B. M. Folkart and G. F. Schilling, An interim model atmosphere fitted to preliminary densities inferred from USSR satellites, Smith. Cont. Astrophys., **2** (1958) 275
4. T. E. Sterne and G. F. Schilling, Some preliminary values of upper atmosphere density from observations of USSR satellites, Smith. Contr. Astrophys., **2** (1958) 207
5. I. Harris and R. Jastrow, Upper atmosphere densities from Minitrack observations on Sputnik I, Science, **127** (1958) 471
6. L. G. Jacchia, The secular perturbations and the orbital acceleration of satellite 1958 $\beta 2$, Smith. Astrophys. Obs. Sp. Rep. **12** (1958) 30
7. L. G. Jacchia, The diurnal effect in the orbital acceleration of satellite 1957 beta one, Smith. Astrophys. Obs., Sp. Rep. **20** (1959) 5
8. G. V. Groves, Effect of the earth's equatorial bulge on the lifetime of artificial satellites and its use in determining atmospheric scale heights, Nature, **181** (1958) 1055
9. T. E. Sterne, Density of the upper atmosphere, Science, **128** (1958) 420
10. T. E. Sterne, High-altitude atmospheric density, Phys. Fluids, **1** (1958) 165
11. P. E. El'Yasberg, Determination of density of the upper atmosphere by the secular variations of elements of the orbits of the first two artificial satellites of the earth, Iskusstvennyye Sputniki Zemli, **1** (1958) 21
12. M. L. Lidov, Determination of the atmospheric density by the observed retardation of the first two artificial satellites of the earth, Iskusstvennyye Sputniki Zemli, **1** (1958) 9
13. V. V. Mikhnevich, Preliminary results of determinations of atmospheric density above 100 km, Iskusstvennyye Sputniki Zemli, **2** (1958) 26
14. W. Priester, H. G. Bennewitz and P. Lengruesser, Radiobeobachtungen des ersten kuenstlichen Erdsatelliten, (Westdeutscher Verlag, Col and Opladen, 1958) 38 p.
15. J. W. Warwick, Decay of spin of Sputnik I, Planetary and Space Science, **1** (1959) 43
16. L. G. Jacchia, Orbital results for satellite 1957 beta one, Smith. Astrophys. Obs., Sp. Rep., **13** (1958) 1
17. L. G. Jacchia and R. E. Briggs, Orbital acceleration of satellite 1958 beta two, Smith. Astrophys. Obs., Sp. Rep., **18** (1958) 9

18. I. Harris and R. Jastrow, Density determinations based on the Explorer and Vanguard satellites, Science, **128** (1958) 421
19. J. W. Siry, Satellite orbits and atmospheric densities at altitude up to 750 km obtained from the Vanguard orbit determination program, Planetary and Space Science, **1** (1959) 184
20. G. F. Schilling, C. A. Whitney and B. M. Folkart, Preliminary note on the mass area ratios of satellites 1958 $\delta 1$ and 1958 $\delta 2$, Smiths. Astrophys. Obs., Sp. Rep., **14** (1958) 32
21. G. F. Schilling and C. A. Whitney, Atmospheric densities of Explorer IV, Smith. Astrophys. Obs., Sp. Rep., **18** (1958) 13
22. G. F. Schilling and C. A. Whitney, Derivation and analysis of atmospheric density from observations of satellites 1958 epsilon, Planetary and Space Science, **1** (1959) 136
23. *L. I. Sedov, Dynamic effects on the motion of artificial earth satellite, Iskusstvennyye* Sputniki Zemli, **2** (1958) 1
24. D. G. King–Hele, Density of the atmosphere at heights between 200 km and 400 km from analysis of artificial satellite orbits, Nature **183** (1959*a*) 1224 and **184**, 1267
25. G. V. Groves, Air density in the upper atmosphere from satellite orbit observations, Nature, **184** (1959) 179
26. G. V. Groves, Determination of upper atmosphere air density and scale height from satellite observations, Proc. Roy. Soc., London, **252** (1959) 16
27. G. V. Groves, Determination of upper-atmosphere air density profile from satellite observations, Proc. Roy. Soc. London, **252** (1959) 28
28. V. V. Mikhnevich, B. S. Danilin, A. I. Repnev and V. A. Sokolov, Certain results in the determination of structural parameters of the atmosphere with the aid of the third Soviet artificial earth satellite, Iskusstvennyye Sputniki Zemli, **3** (1959) 84
29. I. S. Shklovsky and V. G. Kurt, The determination of the density of the atmosphere at an altitude of 430 km by the sodium vapor diffusion method, Iskusstvennyye Sputniki Zemli, **3** (1959) 66
30. D. G. King–Hele and D. M. C. Walker, An irregularity in the atmospheric drag effects on Sputniks 2 and 3 (Satellites 1957 β, 1958 $\delta 1$ and 1958 $\delta 2$,) Nature, **182** (1958) 860
31. G. V. Groves, Irregularities of satellite drag and diurnal variations in density of the air, Nature, **182** (1958) 1533
32. D. G. King–Hele and D. M. C. Walker, Irregularities in the density of the upper atmosphere: Results from satellites, Nature, **183** (1959) 527
33. W. Priester, Sonneaktivität und Abbremsung der Erdsatelliten, Naturwiss., **46** (1959) 197
34. L. G. Jacchia, Two atmospheric effects in the orbital acceleration of artificial satellites, Nature, **183** (1959) 526
35. M. Nicolet, La thermosphère, Ann. Géophys. **15** (1959) 1
36. M. Nicolet, Constitution of the atmosphere at ionospheric levels, J. Geophys. Res., **64** (1959) 12
37. M. Nicolet, The properties and constitution of the upper atmosphere, Chapter II in the 'Upper Atmosphere', Ed. Ratcliffe (Academic Press, New York, 1960)
38. L. G. Jacchia, Solar effects on the acceleration of artificial satellites, Smith. Astrophys. Obs., Sp. Rep., **29** (1959)

39. R. E. Briggs, A table of the times of perigee passages for satellite 1958 beta two, Smith. Astrophys. Obs., Sp. Rep. **30** (1959) 9
40. S. P. Wyatt, Solar effects in the motion of Vanguard, Nature, **184** (1959) 351
41. W. Priester und H. A. Martin, Solar und tageszeitliche Effekte in der Hochatmosphäre aus Beobachtungen an künstlichen Erdsatelliten, Mitteilungen der Universitäts-Sternwarte Bonn, 29 (1959)
42. J. Bartels, Eine mögliche Ursache für Änderungen des Luftwiderstandes in Satelliten-Bahnen, Naturwiss., **45** (1959) 181
43. A. J. Dessler, Ionosphere heating by hydromagnetic waves, J. Geophys. Res., **64** (1959) 397
44. D. G. King–Hele, Properties of the atmosphere revealed by satellite orbits, Progress in the Astronautical Sciences (to be published, 1960)
45. B. R. May and D. E. Smith, The continued progress of satellite 1958 $\delta 2$ (Sputnik III), Nature, **184** (1959) 765
46. L. G. Jacchia, Corpuscular radiation and the acceleration of artificial satellites, Nature, **183** (1959) 1662
47. E. P. Ney, J. R. Winckler and P. S. Freier, Protons from the Sun, Phys. Rev. Letters, **3** (1959) 183
48. J. R. Winckler, Non-relativistic protons from solar flares, Symposium on Upper Atmosphere Solar Relations, Chicago, Dec. 1959, to be published
49. R. Arnoldy, R. Hoffman and J. R. Winckler, Observations of Van Allen radiation regions during geomagnetic storms, This volume p. 885
50. D. G. King–Hele and D. M. C. Walker, The variation of upper-atmosphere density with latitude and season: further evidence from satellite orbits, Nature, **185** (1960) 727
51. M. Nicolet, High atmospheric densities, Science, **127** (1958) 1317
52. M. Nicolet, Aeronomic chemical reactions, San Antonio Meeting, November 1958, to be published
53. S. Chapman and T. G. Cowling, The mathematical theory of non uniform gases (Cambridge Univ. Press, 1939)
54. A. N. Lowan, On the cooling of the upper atmosphere after sunset, J. Geophys. Res., **60** (1955) 421
55. V. I. Krassovski, Results of scientific investigations made by Soviet Sputniks and cosmic rockets, ARS Journal, **30** (1960) 27
56. L. G. Jacchia, The erratic orbital acceleration of 1957 beta, Sky and Telescope, **17** (1958) 278
57. G. F. Schilling and T. E. Sterne, Densities and temperatures of the upper atmosphere inferred from satellite observations, J. Geophys. Res., **64** (1959) 1
58. H. K. Paetzold, Observations of the Russian satellites and the structure of the outer terrestrial atmosphere, Planetary and Space Science, **1** (1959*a*) 115
59. H. Kallman Korf, A preliminary model atmosphere based on rocket and satellite data, J. Geophys. Res., **64** (1959) 615
60. Y. Kozai (1959) private communication
61. D. R. Bates, The physics of the upper atmosphere, Chapter 12, in The Earth as a Planet, Ed. G. P. Kuiper (Univ. of Chicago Press, 1954)
62. D. R. Bates, Some problems concerning the terrestrial atmosphere above about the 100 km level, Proc. Roy. Soc. London, A **253** (1959) 451
63. A. J. Dessler, Upper atmosphere density variations due to hydromagnetic heating, Nature, **184** (1959) 261

64. S. Chapman, Notes on the solar corona and terrestrial ionosphere, Smith. Cont. Astrophys. 2 (1957) 1
65. S. Chapman, Cosmic examples of heat conduction in very rare rotating or expanding gases, Annales Géophys., 15 (1959) 434
66. R. Jastrow, Outer atmospheres of the earth and planets, J. Geophys. Res., 64 (1959) 1789
67. K. W. Champion and R. A. Minzner, Atmospheric densities from satellites and rocket observation, Planetary and Space Science, 1 (1959) 259