

Structure verticale de l'atmosphère neutre

Morphologie de l'ionosphère

par M. AYACHI

Maître de Conférences

IUT-GMP Montfoulon, 61250 Damigny

1. INTRODUCTION

L'atmosphère terrestre peut être divisée en plusieurs régions à partir des caractéristiques thermiques. La terminologie qui est aujourd'hui généralement acceptée est basée sur la distribution verticale de la température. Cependant, une autre dénomination est aussi utilisée, celle-ci est basée sur la composition atmosphérique. La figure 1 résume cette nomenclature.

Nous parlerons également ici de la morphologie de l'ionosphère qui est vue comme étant la composante ionisée du gaz atmosphérique, de ce fait, la basse ionosphère débute vers 60 km d'altitude.

2. STRUCTURE VERTICALE DE L'ATMOSPHÈRE

2.1. Structure thermique

a) La troposphère

C'est la région la plus basse de l'atmosphère rencontrée à partir du sol. Cette région est caractérisée par un gradient de température $\partial T / \partial z$ négatif. Ce gradient est de l'ordre de 6 K/km. La troposphère se termine par la tropopause où le gradient de température s'annule à une altitude variable avec la latitude. Elle est de l'ordre de 18 km ($T = 190$ K) à l'équateur et d'environ 8 à 12 km ($T = 220$ K) aux pôles.

La première source de chaleur dans cette région est la surface planétaire convectée par mouvement turbulent $\partial T / \partial z = -g/C_p$, où g est l'accélération de la pesanteur et C_p la chaleur massique à pression constante.

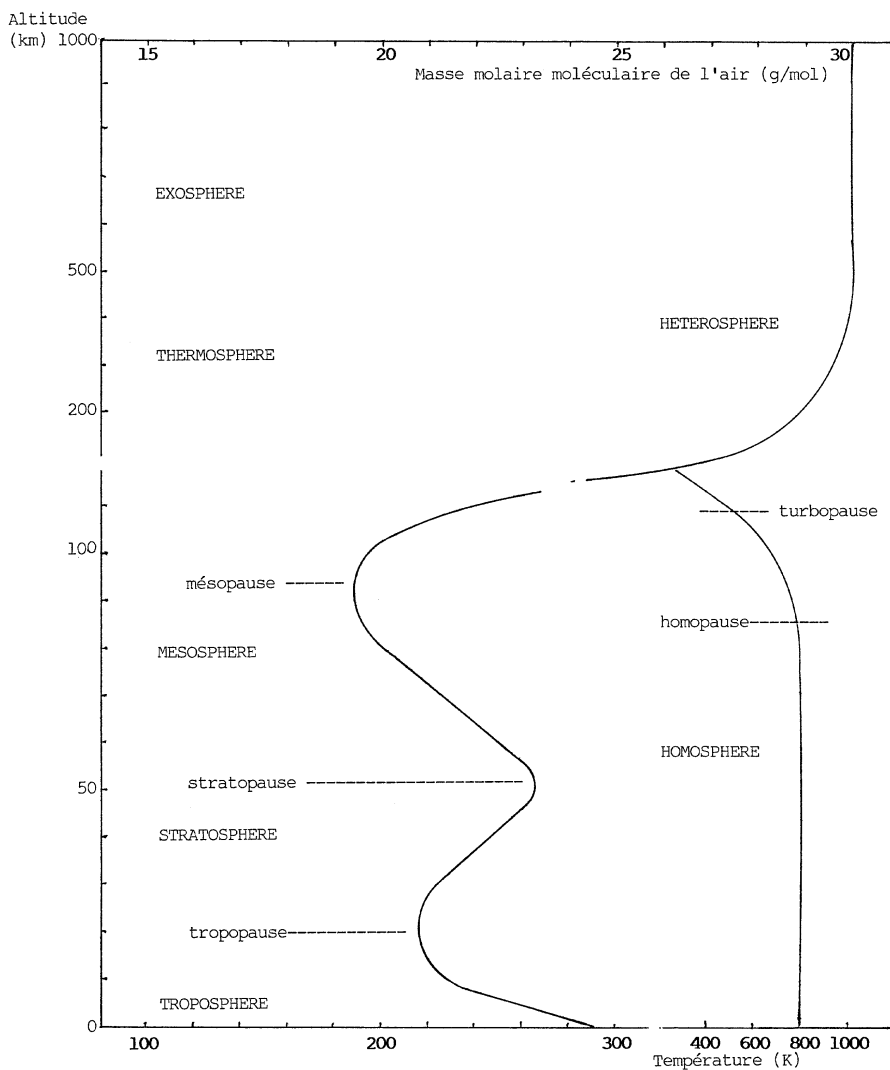


Figure 1 : Nomenclature et structure verticale de l'atmosphère.

b) La stratosphère

Située au-dessus de la stratopause, cette région est caractérisée par un gradient de température $\partial T / \partial z$ positif. La température atteint

sa valeur maximale à la stratopause, limite supérieure de la stratosphère. Ce maximum de température est de l'ordre de 270 K, il est localisé à une altitude comprise entre 50 et 55 km.

La croissance de la température dans cette région est attribuée à l'absorption du rayonnement solaire ultraviolet de longueurs d'onde comprises entre 4000 et 2000 Å par l'ozone dont la concentration $n(\text{O}_3)$ est maximale vers 25 km d'altitude (couches d'ozone).

c) La mésosphère

Au-dessus de la stratopause la température décroît à nouveau pour atteindre sa valeur minimale à la mésopause, limite supérieure de la mésosphère. Ce minimum se situe à une altitude de l'ordre de 85 km pour une valeur de la température inférieure à celle de la tropopause ($T = 180$ K). C'est la température la plus froide de toute l'atmosphère. La mésosphère est une région froide située en dessous de la couche de l'oxygène atomique dont la concentration $n(\text{O})$ passe par un maximum vers 100 km d'altitude.

La mésosphère est une région très complexe à cause des processus d'oxydation et de l'effet dissociatif de rayonnement solaire UV sur les molécules polyatomiques telles que O_2 , N_2 , NO ...

d) La thermosphère

C'est la région située au-dessus de la mésopause, dans cette région le gradient de température est toujours positif et il est élevé. L'augmentation de la température subie un ralentissement vers 500 km d'altitude, c'est la thermopause.

Dans la thermosphère le gradient de température dépend beaucoup de l'absorption des radiations solaires UV, par conséquent le bilan de chaleur dans cette région est directement lié aux variations diurnes et saisonnières ainsi qu'aux fluctuations avec les périodes de 11 ans (cycle solaire) ou encore avec la période de 27 jours (rotation solaire).

e) L'exosphère

Dans l'exosphère au-dessus de 500 km d'altitude la diminution de la fréquence de collision entre molécules est importante (raréfactions). L'exosphère est une région composée presque uniquement de

l'hydrogène atomique. Cette région s'étend très loin de la Terre comme un halo quasi-sphérique appelé «géocouronne».

2.2. Autre nomenclature

L'atmosphère terrestre peut également être divisée en fonction des variations de la masse molaire moléculaire (figure 1).

Du sol et jusqu'à environ 100 km d'altitude la masse moléculaire de l'air reste pratiquement constante, c'est pour cette raison que cette région est appelée l'homosphère. Par convention, la région de la haute atmosphère porte le nom d'hétérosphère. Dans cette région où la masse moléculaire diminue beaucoup quand l'altitude augmente, les mélanges entre constituants par vent et par turbulence n'affectent pas la distribution verticale des gaz. Chaque constituant est libre de diffuser parmi les autres constituants et de se distribuer avec sa propre hauteur standard comme s'il était seul.

Le tableau 1 résume la structure verticale de l'atmosphère neutre ainsi que les différentes espèces chimiques qu'y sont présentes.

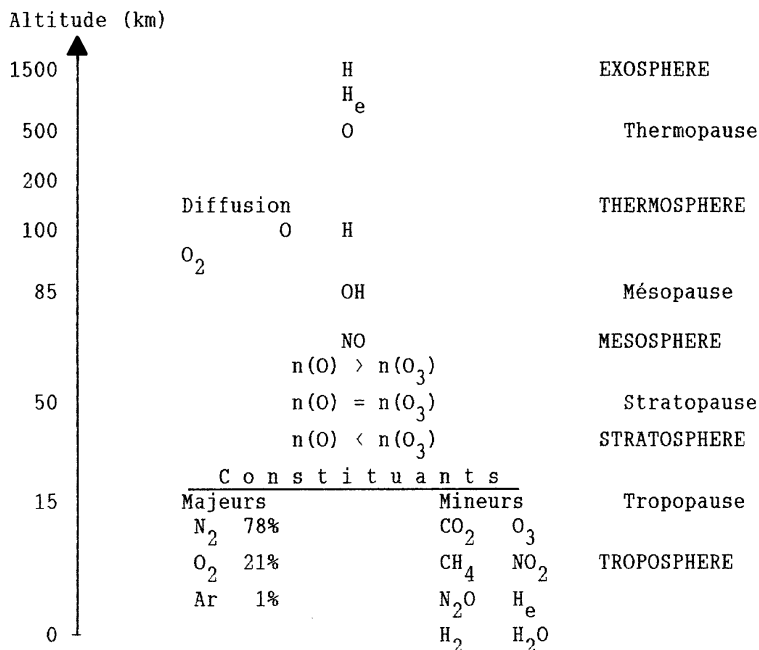


Tableau 1 : Morphologie de l'atmosphère neutre avec les principaux constituants.

3. LOI DE DISTRIBUTION D'UNE ATMOSPHÈRE STATIQUE

3.1. Loi barométrique

Si l'oxygène et l'azote étaient les seuls constituants atmosphériques il serait possible de considérer un modèle simple de l'atmosphère neutre rendant compte des variations de la densité de matière de manière détaillée. Cependant, l'hydrogène atomique et l'hélium sont présents avec leurs faibles masses atomiques. Ces atomes sont capables de s'échapper de l'atmosphère terrestre à cause de l'énergie cinétique qu'ils possèdent.

En première approximation, on considère que la pression atmosphérique p ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$) est gouvernée par l'équation d'hydrostatique appelée loi barométrique.

$$dp = -\rho g dz \quad (1)$$

où ρ représente la masse volumique ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$), g l'accélération due à la pesanteur ($\text{cm} \cdot \text{s}^{-2}$) à l'altitude z . Cette équation traduit le fait qu'à chaque altitude, c'est la pression des couches inférieures qui supporte le poids des couches supérieures. La pression p est donnée par la loi des gaz parfaits :

$$p = n k T \quad (2)$$

où n est le nombre de particules (ou concentration en cm^{-3}), k représente la constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$) et T la température absolue (K). La concentration est reliée à ρ par :

$$\rho = n m \quad (3)$$

où m est la masse moléculaire moyenne ($\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$) donnée par :

$$m = \sum n_i \cdot m_i / \sum n_i \quad (4)$$

En utilisant les équations (1), (2) et (3) on a :

$$\frac{dp}{p} = \frac{dn}{n} + \frac{dT}{T} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} - \frac{dm}{m} = \frac{dz}{kT/mg} \quad (5)$$

3.2. Modèle à hauteur standard constante

a) Définition de la hauteur standard

La hauteur standard atmosphérique est définie par la relation suivante :

$$H = \left[\frac{d}{dz} (\ln p) \right]^{-1} \quad (6)$$

H a les dimensions d'une longueur et qui correspond à la hauteur à laquelle une molécule devrait tomber pour acquérir en chute libre dans le champ de gravité une énergie cinétique égale à l'énergie thermique moyenne qu'elle possède à la température de l'atmosphère. Compte tenu des expressions (2) et (3), H s'écrit :

$$H = kT / mg \quad (7)$$

Cette expression montre que :

- dans l'homosphère, la distribution verticale de la hauteur standard atmosphérique dépend surtout de la distribution de la température dans cette région dans la mesure où la masse molaire moléculaire moyenne est constante (bien entendu g est supposée constante),
- dans l'hétérosphère et principalement au-dessus de la thermosphère, la hauteur standard H suit les variations de la masse moléculaire moyenne.

b) Expressions de p , ρ et n dans l'homosphère

Considérons un modèle à hauteur standard constante (atmosphère isotherme), les expressions (5) et (7) conduisent à :

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} - \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} = -\frac{1}{H} \quad (8)$$

Dans l'homosphère où la masse moléculaire est constante :

- Si de plus on considère g constante dans cette région de l'atmosphère l'intégration entre z_0 et z de l'expression précédente conduit à la distribution verticale de la pression, de la concentration et de la masse volumique :

$$\frac{p(z)}{p_0} = \frac{n(z)}{n_0} = \frac{\rho(z)}{\rho_0} = \exp \left[\frac{z - z_0}{H} \right] \quad (9)$$

où p_0 , n_0 et ρ_0 sont les valeurs respectivement de p , n et ρ à l'altitude z_0 .

Les grandeurs p , n et ρ décroissent donc exponentiellement quand l'altitude augmente, cette décroissance se fait avec un «pas» H , c'est-à-dire d'un facteur $1/e$ (e étant la base du logarithme népérien $\ln$) pour chaque intervalle de H . A une température de 300 K la hauteur standard vaut 8,8 km environ l'altitude de l'Everest. Ainsi la pression passe de 1 atmosphère au sol à 0,37 atmosphère au sommet de l'Everest.

- Si maintenant on tient compte de la variation de g avec l'altitude dans toute la région de l'homosphère. On définit une altitude réduite z' qu'on appelle géopotential. En première approximation, la variation de g avec l'altitude peut être décrite par la relation :

$$g(z) = g_0 \frac{R_0^2}{(R_0 + z)^2} \quad (10)$$

dans cette expression qui néglige la force centrifuge due à la rotation de la Terre, g_0 est la valeur de g au sol de R_0 représente le rayon terrestre moyen ($R_0 = 6371$ km).

La distance géopotentielle au-dessus de l'altitude z est définie par la relation :

$$z' = \int_z^{\infty} \left[g(z)/g_0 \right] dz = R_0 z/(R_0 + z) \quad (11)$$

cette relation montre que la distance z' est égale à $z/2$ à l'altitude $z = R_0$ soit $g(z = R_0) = g_0/4$. De même qu'à la mésopause ($z = 85$ km), $z' = 83,88$ km.

La variation de g avec l'altitude se traduit par l'introduction d'une correction dans les formules (9) en remplaçant z par z' .

3.2. Modèle à gradient de hauteur standard constant

L'hypothèse H constante n'est valable que dans un intervalle d'altitude très limité, car H varie avec la température qui est loin d'être constante dans la basse atmosphère. Considérons maintenant non plus une atmosphère isotherme mais une atmosphère à gradient de hauteur standard constant ce qui constitue compte tenu de la

structure verticale de l'atmosphère, une très bonne approximation. Appelons ce gradient β .

$$\beta = \frac{dH}{dz} = \frac{d}{dz} \left[\frac{kT}{mg} \right] \quad (12)$$

dans ce cas la relation (5) devient.

$$\frac{1}{H} \frac{dH}{dz} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} - \frac{1}{g} \frac{dg}{dz} - \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} \quad (13)$$

a) Cas de l'homosphère

- Dans un premier temps on considère g comme constante, dans ce cas la relation précédente donne :

$$\frac{H}{H_0} = \frac{T}{T_0} \quad (14)$$

résultat que l'on peut retrouver facilement en écrivant $H = kT / mg$ et $H_0 = kT_0 / mg$.

Expressions de p , n et ρ .

L'expression du gradient de hauteur standard conduit à :

$$H = H_0 + \beta (z + z_0) \quad (15)$$

cette relation montre que H varie linéairement avec l'altitude (figure 1) le coefficient directeur de la droite change de signe suivant la région de l'atmosphère rencontrée, ainsi :

$\beta < 0$ dans la troposphère et la mésosphère,

$\beta > 0$ dans la stratosphère et dans la thermosphère,

$\beta = 0$ à la stratopause, à la tropopause et la mésopause.

Dans l'homosphère ($dm = 0$, $dg = 0$) les expressions (7), (12) et (13) conduisent à écrire :

$$\frac{dp}{p} = -\frac{1}{\beta} \frac{dH}{H} = \frac{dn}{n} + \frac{dT}{T} \quad (16)$$

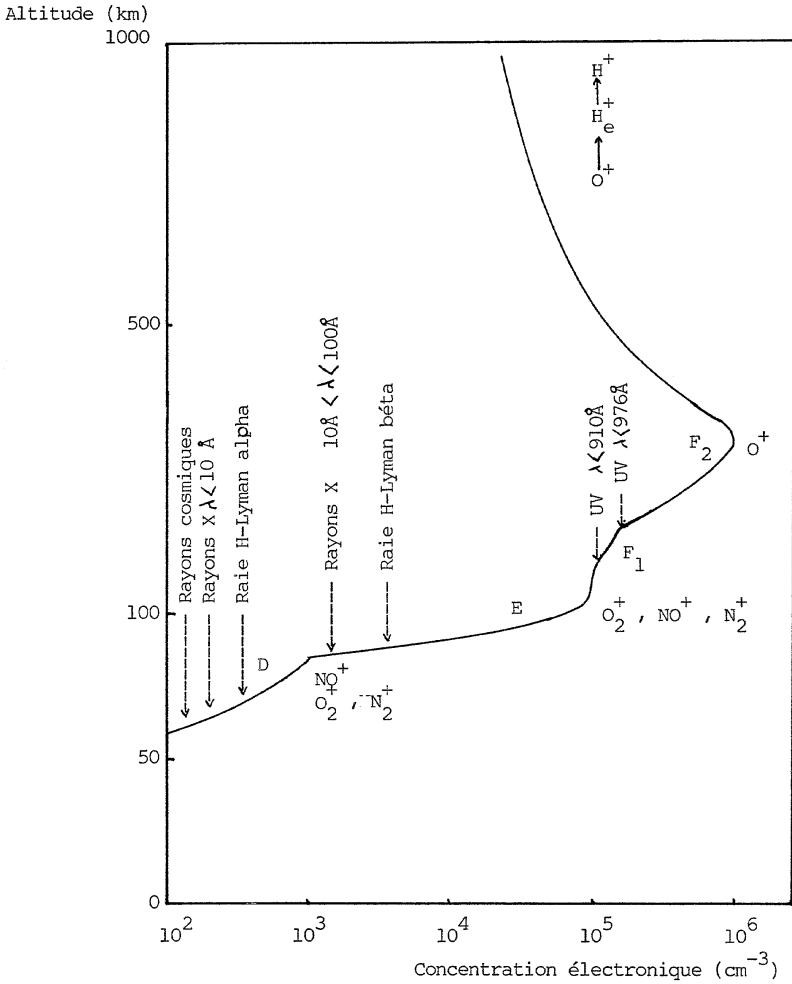


Figure 2 : Morphologie de l'ionosphère.

Par intégration de cette relation, l'expression de la pression atmosphérique s'écrit :

$$p(z) = p_0 \cdot \left[\frac{H}{H_0} \right]^{-1/\beta} \quad (17)$$

De la même façon, nous pouvons donner les expressions de la concentration et de la masse volumique. Pour cela on utilise (13) sachant de plus que $dT / T = dH / H$:

$$n(z) = n_0 \cdot \left[\frac{H}{H_0} \right]^{-(1+\beta)/\beta} \quad (18)$$

et :

$$\rho(z) = \rho_0 \cdot \left[\frac{H}{H_0} \right]^{-(1+\beta)/\beta} \quad (19)$$

Remarque :

Les expressions de la concentration et la masse volumique en fonction de la pression atmosphérique s'écrivent :

$$\left[\frac{p(z)}{p_0} \right]^{1+\beta} = \frac{n(z)}{n_0} = \frac{\rho(z)}{\rho_0} \quad (20)$$

ce qui peut encore se mettre sous la forme :

$$\left[\frac{p(z)}{p_0} \right] = \left[\frac{n(z)}{n_0} \right]^{1/(1+\beta)} = \left[\frac{\rho(z)}{\rho_0} \right]^{1/(1+\beta)} \quad (21)$$

Ainsi, nous remarquons que si l'atmosphère est isotherme nous retrouvons les expressions qui caractérisent un modèle à hauteur standard constante en faisant $\beta = 0$.

• Si maintenant on tient compte des variations de g avec l'altitude l'équation (13) devient :

$$\frac{T}{T_0} = \frac{H}{H_0} \cdot \frac{g}{g_0} = \frac{H}{H_0} \cdot \frac{R_0}{(R_0 + z)^2} \quad (22)$$

cette relation permet aisément de retrouver l'expression (14) sachant que $g = g_0$.

b) Cas de l'hétérosphère

Dans la haute atmosphère la masse moléculaire moyenne varie beaucoup avec l'altitude. L'intégration de l'équation différentielle (13) donne :

$$\frac{T}{T_0} = \frac{H}{H_0} \cdot \frac{g}{g_0} \cdot \frac{m}{m_0} \quad (23)$$

c) Autres expressions de p , n et ρ

- Dans un premier temps on suppose g constante

Les expressions précédentes de p , n et ρ peuvent être écrites d'une façon plus commode pour les calculs des modèles simples d'atmosphère. Pour cela on introduit une variable supplémentaire ξ définie par :

$$d\xi = dz / H \quad (24)$$

ainsi le gradient de hauteur standard s'écrit :

$$\beta = dH/dz = \frac{1}{H} \frac{dH}{d\xi} \quad (25)$$

or pour une atmosphère à gradient de hauteur standard constant ($d\beta = 0$) :

$$dH / H = \beta d\xi = \beta d\xi + \xi d\beta = d(\beta \xi) \quad (26)$$

l'intégration de cette expression donne :

$$H = H_0 e^{\beta \xi} \quad (27)$$

La pression atmosphérique exprimée dans cette nouvelle variable devient :

$$p(z) = p_0 e^{-\xi} \quad (28)$$

de même la concentration et la masse volumique s'écrivent :

$$\frac{n(z)}{n_0} = \frac{\rho(z)}{\rho_0} = e^{-(1+\beta)\xi} \quad (29)$$

Remarquons que si $\beta = 0$, on retrouve les formules (9).

- Maintenant on tient compte des variations de g dans l'homosphère, en utilisant (2) et $p_0 = n_0 \cdot k \cdot T_0$ on obtient :

$$\frac{p(z)}{p_0} = \frac{n}{n_0} \frac{T}{T_0} \quad (30)$$

compte tenu de (22) on obtient :

$$\frac{n(z)}{n_0} = \frac{p(z)}{p_0} \frac{H_0}{H} \frac{g_0}{g(z)} \quad (31)$$

par suite les relations (9), (27) et (28) permettent d'écrire l'expression de la concentration :

$$\frac{n(z)}{n_0} = \frac{\left[R_0 + z \right]^2}{R_0^2} \frac{[H]}{H_0} e^{-(1+\beta)\xi} \quad (32)$$

$$\frac{n(z)}{n_0} = \left[1 + z/R_0 \right]^2 e^{-(1+\beta)\xi} \quad (33)$$

De même, l'expression de la masse volumique s'écrit :

$$\frac{\rho(z)}{\rho_0} = \left[1 + z/R_0 \right]^2 e^{-(1+\beta)\xi} \quad (34)$$

La concentration atmosphérique peut également s'exprimer de la façon suivante, compte tenu des relations (15), (27) et (33) :

$$\frac{n(z)}{n_0} = \left[1 + \left(\frac{H_0}{\beta R_0} \right) \left(e^{\beta\xi} - 1 \right) \right]^2 e^{-(1+\beta)\xi} \quad (35)$$

3.3. Hauteur standard de densité

De la même façon que nous avons définie H par la relation (6) on peut définir la hauteur standard de densité.

$$H_p = - \left[\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right]^{-1} \quad (36)$$

un calcul simple permet d'obtenir l'expression suivante :

$$H_p = \frac{1}{(1+\beta) - \frac{2H}{R_0 + z}} \quad (37)$$

le terme $2H / (R_0 + z)$ vient de la variation de g avec l'altitude z.

L'expression (37) montre que la hauteur standard de densité n'est jamais plus grande que la hauteur standard atmosphérique parce que le gradient β est toujours plus grand ou égal au terme $2H / (R_0 + z)$. Dans l'exosphère où l'hydrogène atomique devient le constituant majeur de l'atmosphère, il y a égalité entre H et H_p , mais dans l'hétérosphère le rapport H/H_p varie rapidement et peut atteindre la valeur 1,5.

Pour g constante la relation (37) devient :

$$H_p = \frac{1}{1 + \beta} H \quad (38)$$

pour une atmosphère ($\beta = 0$), $H_p = H$.

Les variations des hauteurs standards associées à la pression et à la densité se traduisent dans la distribution verticale de leurs gradients. Ainsi, le gradient $\beta_p = dH_p/dz$ n'est jamais inférieur à β dans la thermosphère. Au-dessus de la turbopause β_p atteint des valeurs nettement supérieures à celles de β .

4. MORPHOLOGIE DE L'IONOSPHERE

Le nom de l'ionosphère a été imposé par Watson-Watt et fut définitivement adopté en 1929.

4.1. Les régions de l'ionosphère

La nomenclature des couches ionosphériques a été établie par Appleton :

- la couche E en référence au champ électrique,
- la couche D en-dessous,
- la couche F au-dessus.

Cette nomenclature est basée sur les sondages radio-électriques effectués à partir du sol. Elle est faite en fonction de la distribution verticale de la concentration électronique obtenue par les sondeurs (figure 2).

a) La région D

C'est une couche peu dense, elle est la première couche ionosphérique rencontrée à partir du sol, elle se situe environ entre 60 et 90 km d'altitude. La concentration électronique dans cette région est comprise entre 100 et 1000 e/cm³. La formation de la région D de l'ionosphère est :

- essentiellement attribuée à l'ionisation du monoxyde d'azote par la raie solaire de l'hydrogène Lyman α située à 1215,7 Å. Cette radiation est capable de pénétrer jusqu'au sommet de la stratosphère,

- les rayons X durs de longueur d'onde inférieure à 10 Å ionisant les molécules O_2 et N_2 peuvent également constituer une source d'ionisation non négligeable,
- d'autres sources d'ionisation sont aussi à prendre en considération, telles que, les rayons cosmiques galactiques ionisant les espèces O_2 et N_2 ou encore les rayons UV solaires de longueur d'onde inférieure à 1118 Å photo-ionisant la molécule d'oxygène dans son état métastable $O_2^{(1_{Ag})}$.

D'une manière générale, la région D de l'ionosphère absorbe toutes les radiations pour lesquelles la section efficace d'absorption est inférieure à 10^{-19} cm^2 . Cette région joue un rôle très important dans la propagation des ondes électromagnétiques à très basses fréquences (TBF). En effet, c'est dans cette région que les ondes du système de radio-navigation Oméga (10 ; 11,33 et 13,6 kHz) se réfléchissent.

b) La région E

C'est une couche moyennement dense, la concentration électronique est comprise entre 1000 et 100 000 e/cm^3 . Elle se situe entre 90 et 120 km d'altitude. La formation de cette région est due à :

- l'ionisation des constituants atmosphériques O_2 , N_2 et O par le rayonnement mous de longueur d'onde comprise entre 10 et 100 Å,
- l'ionisation de la molécule O_2 par la radiation H-Lyman β située à 1025,7 Å.

Ces radiations sont peu énergiques, elles se trouvent donc presque totalement absorbées au-dessus de 90 km d'altitude. D'une manière générale, les sections efficaces d'absorption couvrent le domaine allant de 10^{-19} à 5.10^{-19} cm^2 .

c) La région F

C'est une couche dense, la concentration électronique y est de l'ordre de $10^6 e.\text{cm}^{-3}$, elle se situe au-dessus de 130 km d'altitude. La région F de l'ionosphère est souvent subdivisée en 2 sous régions : F_1 et F_2 .

La région F_1 située juste au-dessus de la région E est une région de transition entre les ions moléculaires O_2^+ , N_2^+ et NO^+ et les ions atomiques O^+ et H^+ . Sa formation est due à l'action photo-ionisante des radiations solaires de longueurs d'onde comprises entre 100 et 910 Å produisant en faibles quantités les ions N_2^+ et O^+ .

La région F_2 est la région qui correspond au maximum de la concentration $n(O^+)$, ces ions dominent toutes les autres espèces ioniques à ce niveau d'altitude au point que la concentration électronique $n_e = n(O^+)$.

La région F absorbe les radiations dont les sections efficaces d'absorption sont de l'ordre de 10^{-17} cm^2 . Cette région joue un rôle très important dans la propagation des ondes radio-électriques de fréquences comprises entre 5 et 10 MHz.

Le tableau 2 donne le récapitulatif des trois régions de l'ionosphère avec les sources principales responsables de leurs formations.

Régions	Altitude du pic (km)	$n_e \text{ max}$ (cm^{-3})	Section efficace (cm^2)	Sources d'ions	Ions produits
D	90	$10^2 - 10^3$	$< 10^{-19}$	RX : $\lambda < 10 \text{ Å}$	O_2^+ , N_2^+
				Ly α : $\lambda = 1215,7 \text{ Å}$	NO^+
				UV : $\lambda > 1750 \text{ Å}$	O_2^+ , N_2^+
E	105	$10^3 - 10^5$	$< 5.10^{-18}$	RX : $\lambda < 100 \text{ Å}$	O_2^+ , N_2^+ , O^+
				Ly β : $\lambda = 1025,7 \text{ Å}$	O_2^+
				C(II) : $\lambda = 977 \text{ Å}$	O_2^+
				LyC : $\lambda < 910 \text{ Å}$	O^+
				UV : $\lambda > 800 \text{ Å}$	N_2^+ , O_2^+
F	F_1 200	10^6	$< 10^{-17}$	UV : $\lambda < 910 \text{ Å}$	N_2 , O_2
	F_2 300			UV : $\lambda > 100 \text{ Å}$	O^+
				$\lambda < 800 \text{ Å}$	H^+ , O^+

Tableau 2 : Morphologie de l'ionosphère et pénétration du rayonnement solaire.

BIBLIOGRAPHIE

P.-M. BANKS et G. KOCKARTS - *Aeronomy*, Academic Press, 1977.

S.-J. BAUER - *Physics and chemistry in space*, Vol. 6, Springer-Verlag, Berlin, 1977.

G. BRASSEUR - *Physique et chimie de l'atmosphère moyenne*, Masson, Paris, 1982.

A. GIRAUD et M. PETIT - *Physique de l'ionosphère*, Collection Sup, Presses Universitaires de France.