

MODELES DE L'IONOSPHERE :
LES COUCHES IONOSPHERIQUES DE CHAPMAN,
CONCENTRATION ELECTRONIQUE

M. AYACHI, Maître de conférences,
Université de Caen IUT-GMP
61250 DAMIGNY

Résumé :

La pénétration dans l'atmosphère du rayonnement solaire dépend de l'absorption propre à chaque constituant atmosphérique. Au fur et à mesure de leur pénétration dans l'atmosphère, les photons solaires entrent en collision avec les gaz atmosphériques et sont progressivement absorbés. La profondeur de pénétration du rayonnement solaire est caractérisée par l'épaisseur optique, sa valeur numérique permet de connaître l'altitude à laquelle le rayonnement est considéré comme absorbé. L'ionisation des gaz atmosphériques à différentes altitudes conduit à la formation de couches ionosphériques dont la plus connue est la couche dite de Chapman qui repose sur une théorie relativement simple. Cette théorie considère l'action d'une radiation monochromatique ionisant un gaz constitué d'une seule espèce chimique dont la concentration obéit à la loi barométrique. La théorie de Chapman est adaptée à une atmosphère à gradient de hauteur standard constant.

1. Introduction.

Il s'agit ici de traiter des modèles simples de l'ionosphère. Dans un premier temps nous définissons l'épaisseur optique qui intervient à tout moment dans les formules théoriques. Puis nous traiterons la modélisation de la distribution verticale de la densité électronique obtenue à partir de la théorie de Chapman où un constituant est ionisé dans une atmosphère à hauteur standard constante sous l'influence d'une radiation monochromatique. Nous appliquerons également cette théorie à une atmosphère à gradient de hauteur standard constant.

2. L'épaisseur optique.

2.1. Définition et expression.

L'épaisseur optique est une grandeur (sans unité) qui caractérise la pénétration du rayonnement solaire dans l'atmosphère. Sa valeur numérique permet de connaître l'altitude à laquelle le rayonnement est considéré comme étant absorbé. L'épaisseur optique notée $\tau(\lambda, z, \chi)$ est définie par la relation suivante :

$$\tau(\lambda, z, \chi) = \sum_i \int_z^{\infty} n_i(z) \cdot \sigma_{ai}(\lambda) \cdot \sec\chi \cdot dz \quad (1)$$

où $n(z)$ est la concentration des gaz neutres, $\sigma_{ai}(\lambda)$ la section efficace d'absorption fonction de la longueur d'onde λ , z l'altitude et χ l'angle solaire zénithal ($\sec\chi = 1/\cos\chi$). L'indice i désigne la ième espèce chimique considérée. La relation précédente montre que la valeur de l'épaisseur optique résulte d'une somme de termes dont la nature varie avec la longueur d'onde du rayonnement incident et de sa profondeur de pénétration. La somme Σ porte sur i constituants atmosphériques obéissant chacun à sa propre distribution diffuse.

Dans le cas de l'atmosphère moyenne, l'absorption du rayonnement solaire est faite soit par l'oxygène moléculaire de concentration $n(O_2)$, soit par l'ozone atmosphérique de concentration $n(O_3)$, soit par les deux simultanément. Dans ce dernier cas, l'épaisseur optique s'écrit :

$$\tau(\lambda, z, \chi) = [\sigma_a(O_2, \lambda) \cdot \int n(O_2) \cdot dz + \sigma_a(O_3, \lambda) \cdot \int n(O_3) \cdot dz] \sec\chi \quad (2)$$

Ce calcul ne peut se faire que si la variation spectrale de la section efficace d'absorption est suffisamment lente, ce qui semble être le cas assez souvent sauf pour le spectre du rayonnement absorbé dans la mésosphère (Bandes de Schumann-Runge allant de 1200 à 1750 Å). Ainsi, dans la mésosphère : pour une radiation monochromatique (raie solaire de l'hydrogène Lyman α à 1215,7 Å) absorbée par un gaz composé d'une seule espèce chimique (l'oxygène moléculaire) l'épaisseur optique peut s'écrire :

$$\tau(z, \chi) = \sigma_a(O_2, \text{Ly } \alpha) \cdot \sec\chi \cdot \int n(O_2) \cdot dz \quad (3)$$

2.2. Fonction de Chapman.

a. Approximation de la planète plane.

L'expression précédente de l'épaisseur optique néglige la courbure de la terre et n'est pas exacte pour les valeurs de l'angle solaire supérieures à environ 85° c'est à dire près du lever et du coucher du soleil. Lorsque l'angle solaire dépasse cette valeur (soleil proche de l'horizon) et que l'effet de la courbure de la terre ne peut plus être négligé, le terme $\sec \chi$ doit être remplacé par la fonction de Chapman. Cette fonction dépend aussi bien de l'angle solaire que de l'altitude où se produit l'absorption. Dans ce cas l'épaisseur optique devient :

$$\tau(\lambda, z, \chi) = \sum_i \int_z^\infty n_i(z) \cdot \sigma_{ai}(\lambda) \cdot \text{Ch}(X, \chi) \cdot dz \quad (4)$$

avec :

$$X = (R_0 + z)/H \quad (5)$$

où $\text{Ch}(X, \chi)$ est la fonction de Chapman (Swider et Gardner, 1967), R_0 est le rayon terrestre moyen ($R_0 = 6371$ km), z l'altitude et H la hauteur standard atmosphérique ($H = kT/mg$ où k est la constante de Boltzmann, T la température absolue, m la masse moyenne d'une molécule d'air et g l'accélération de la pesanteur).

b. Fonction de Chapman.

La fonction de Chapman est définie comme étant le rapport de la quantité totale d'absorbant le long d'un trajet optique d'angle solaire χ à la quantité totale de cet absorbant le long d'une verticale :

$$\text{Ch}(\chi) = \frac{\int n(s) \cdot ds}{\int n(z) \cdot dz} \quad (6)$$

où s est le trajet optique et z le trajet vertical.

La fonction de Chapman est une fonction tabulée et il existe dans la littérature un certain nombre d'expressions analytiques valables dans différentes conditions atmosphériques. Dans le cas d'une atmosphère à hauteur standard constante, la valeur de la fonction de Chapman est donnée approximativement par les expressions suivantes dans lesquelles intervient la fonction d'erreur (Swider et Gardner, 1967) :

$$\begin{aligned} \text{Ch}(X, \chi) = & -X \cdot \cos \chi + [1 + X \cdot (1 + \sin \chi)]^{1/2} \cdot \\ & \{ [X(1 - \sin \chi)]^{1/2} + \sqrt{\pi/2} \cdot [1 - \text{erf}(X(1 - \sin \chi))] \}^{1/2} \cdot \\ & \exp(X(1 - \sin \chi)) \end{aligned} \quad (7)$$

Suivant la précision voulue, on peut utiliser d'autres expressions :

$$\text{Ch}(X, \chi) = (\pi \cdot X/2)^{1/2} [1 - \text{erf}(X/2) \cdot \cos \chi] \cdot \exp[(X/2) \cdot \cos^2 \chi] \quad (8)$$

$$\text{Ch}(X, \chi) = \exp \frac{\chi^2/2}{1-0,115\chi^2-\alpha \cdot \chi^4} \quad (9)$$

avec

$$\alpha = \frac{0,284 - 2,47/\ln(\pi \cdot \chi/2)}{6,09} \quad (10)$$

L'analyse des expressions précédentes montre que (7) et (8) sont très peu différentes.

Pour une atmosphère isotherme, la valeur de la fonction de Chapman peut être donnée par :

$$\text{Ch}(X, \chi \leq \pi/2) = (\pi\chi/2)^{1/2} \cdot [1 - \text{erf}(X^{1/2} \cdot \cos\chi/2)] \cdot \exp[X \cdot \cos^2\chi/2] \quad (11)$$

$$\text{Ch}(X, \chi \geq \pi/2) = [1 + \text{erf}[-\cot\chi \cdot ((X/2) \cdot \sin\chi)^{1/2}]] \cdot [(X/2) \cdot \sin\chi]^{1/2} \cdot [1 + 3/(8X \cdot \sin\chi)] \quad (12)$$

Au moment du lever ou du coucher du soleil ($\chi=90^\circ$), on a :

$$\text{Ch}(X, \chi=\pi/2) = [\pi \cdot X/2]^{1/2} \quad (13)$$

Le tableau 1 résume les valeurs de cette fonction à différentes altitudes dans l'atmosphère moyenne.

Tableau 1.

Quelques valeurs de la fonction de Chapman.
dans l'atmosphère moyenne.

z (km)	60	70	75	80	85	90	100
H (km)	7,368	6,57	6,245	5,96	5,678	5,64	6,01
X	872,83	980,36	1032,2	1082,02	1137	1145,54	1076,7
Ch(X, 90°)	37	39,23	40,25	41,21	42,26	42,41	41,11

La figure 1 donne les variations de la fonction de Chapman et de $\sec\chi$ en fonction de l'angle solaire zénithal χ pour plusieurs valeurs du paramètre X (X dépend de l'altitude). Ces courbes montrent très nettement que pour $\chi < 85^\circ$ (X = 1000 dans l'atmosphère moyenne), les fonctions Ch(X, χ) et $\sec\chi$ ont pratiquement la même valeur dans la mésosphère, par conséquent pour un soleil assez loin de l'horizon le terme $\sec\chi$ dans l'expression de l'épaisseur optique constitue une bonne approximation. L'utilisation de la fonction de Chapman n'est donc nécessaire que lorsqu'on s'intéresse à l'étude des phénomènes physiques ayant lieu près du lever ou du coucher du soleil.

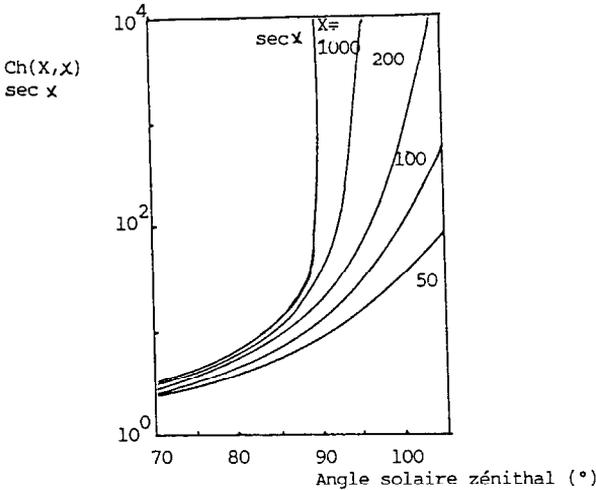


Figure 1 : Variation de la fonction de Chapman et de sec X, comparaison des deux fonctions.

2.3. Epaisseur optique unité.

La relation de définition montre que l'épaisseur optique peut être calculée à tout moment pour chaque constituant atmosphérique si nous connaissons sa concentration $n(z)$, sa section efficace d'absorption σ_a et sa propre hauteur standard H . En fait ce n'est pas la valeur de l'épaisseur optique qui est intéressante à connaître et à calculer mais l'altitude à laquelle elle est unité, c'est à dire là où l'intensité de la radiation ionisante décroît d'un facteur $1/e$ ($e=2,718$). Dans ce qui suit, nous donnons deux méthodes de calcul de l'altitude de l'épaisseur optique unité.

a. Première méthode.

Pour la simplicité de l'exposé de cette méthode, considérons le cas d'un gaz composé d'une seule espèce chimique. C'est en effet ce qui se passe dans l'atmosphère moyenne où le rayonnement ultraviolet est absorbé principalement par l'oxygène moléculaire (dans la mésosphère).

$$\tau(\lambda, z, \chi) = \sigma_a(O_2, Lym \alpha) \cdot sec \chi \cdot \int_z^\infty n(z) \cdot dz \tag{14}$$

En remplaçant $n(z)$ par $n_0 \cdot e^{-h \cdot 1/H}$, l'intégrale précédente est facilement calculable, elle donne : $n(z) \cdot H$, (ce résultat correspond aussi bien à une atmosphère à hauteur standard constante qu'à une atmosphère à gradient de hauteur standard constante). Dans ce cas, nous avons :

$$\tau(\lambda, z, \chi) = n(z) \cdot H \cdot \sigma_a(O_2, Lym \alpha) \cdot sec \chi = 1 \tag{15}$$

Pour une atmosphère barométrique, l'altitude h_1 de l'épaisseur optique unité est donnée par :

$$h_1 = H \cdot \ln [H \cdot \sigma_a(O_2, \text{Lym } \alpha) \cdot n_0 \cdot \sec \chi] \quad (16)$$

Le nombre n_0 est souvent désigné par le nom du nombre de Loschmidt (nombre de molécules par cm^3 au sol), ce nombre est défini comme étant le rapport de la masse volumique de l'air au sol à la masse d'une molécule :

$$n_0 = \frac{P_0 \cdot M}{R \cdot T_0} \cdot \frac{1}{M/N} = 2,687 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad (17)$$

où R est la constante des gaz parfaits, M la masse molaire moléculaire de l'air (dans l'homosphère $M = 28,966 \text{ g/mol.}$), N le nombre d'Avogadro, P_0 et T_0 sont respectivement la pression et la température au sol (dans les conditions normales de température et de pression).

Pour expliciter la valeur de cette altitude, nous utilisons le modèle d'atmosphère NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration, US Standard Atmosphere ; Chamberlain, 1978), pour les valeurs de la pression, de la température et des concentrations des neutres. La valeur de la section efficace d'absorption est : $\sigma_a(O_2, \text{Lym } \alpha) = 1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ (Ogawa, 1968 ; Carver et al., 1977). Il s'ensuit que :

$$n(O_2) \cdot H \cdot \sec \chi = 1 \cdot 10^{20} \quad (18)$$

Les calculs numériques qui satisfont cette relation conduisent à l'altitude de l'épaisseur optique unité $h_1 = 75,515 \text{ km}$, soit :
 $n(O_2) = 1,613 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $H = 6,212 \text{ km}$, $T = 207 \text{ K}$, $P = 24 \text{ } \mu\text{bar}$.

b. Deuxième méthode.

Cette méthode repose sur le calcul de la pression de l'air (Ayachi, 1988 et Ayachi, 1991). Elle est plus précise que la précédente.

Soit N le nombre total de molécules du gaz absorbant par une section de base 1 cm^2 . Cette colonne est placée à l'altitude h_1 et allant à l'infini, h_1 étant l'altitude de l'épaisseur optique unité. Si n est la densité moléculaire du gaz dans la colonne, nous pouvons écrire :

$$\sigma_a \cdot h_1 \cdot n \cdot \sec \chi = 1 \text{ cm}^2 \quad (19)$$

Le nombre total par cm^2 est donné par :

$$N = n \cdot h_1 \quad (20)$$

Les deux relations précédentes conduisent à :

$$N = (1 / \sigma_a) \cdot \cos \chi \quad (21)$$

Cette relation est à rapprocher avec l'expression (18).

Soit m'_1 la masse du gaz à l'épaisseur optique unité, elle est donnée par :

$$m'_1 = N \cdot m_0 = (1/\sigma_a) \cdot (M/N) \cdot \cos \chi \quad (22)$$

où m_0 est la masse d'une molécule d'oxygène, M sa masse molaire et N le nombre d'Avogadro ($N = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol.}^{-1}$).

La pression partielle de l'oxygène moléculaire dans l'air est:

$$p_1 = m'_1 \cdot g_1 \quad (23)$$

où g_1 est la valeur de g à l'altitude h_1 ; en première approximation :

$$g_1 = g_0 \cdot (R_0^2 / (R_0 + z)^2) \quad (24)$$

où g_0 est la valeur de g au sol.

L'avant dernière relation conduit à une pression partielle de l'oxygène dans l'air qui est de 5,088 microbars. La pression de l'air est obtenue en additionnant les pressions partielles de l'oxygène moléculaire et de l'azote moléculaire en tenant compte de la composition de l'air dans l'homosphère. Le calcul conduit à une valeur de 24,3 microbars. En consultant les tables du modèle NOAA, cette valeur de la pression est obtenue à une altitude $h_1 = 75,42 \text{ km}$. h_1 est l'altitude de l'isobare 24,3 microbars, c'est aussi l'altitude de l'épaisseur optique unité. L'absorption par N_2 est négligée dans ce calcul. Cet omission ne modifie pas de beaucoup nos résultats. L'absorption du rayonnement électromagnétique par l'azote moléculaire se fait à beaucoup plus haute altitude que l'absorption par l'oxygène moléculaire.

La figure 2 donne les variations de l'altitude de l'épaisseur optique unité en fonction de l'angle solaire zénithal. Pour les calculs relatifs à cette courbe nous avons tenue compte uniquement de l'absorption de la raie solaire $Ly\alpha$ par l'oxygène moléculaire. Sur la figure 2 nous observons les variations de l'épaisseur optique avec l'altitude pour plusieurs valeurs de l'angle solaire. Ces courbes sont constituées de droites parallèles mettant très nettement en évidence le fait que l'altitude de l'épaisseur optique unité augmente avec l'angle solaire zénithal. Les courbes montrent également que τ diminue très vite à haute altitude ainsi la valeur $\tau=0,01$ est obtenue à environ 102,36 km d'altitude. Au sol on atteindrait la valeur $\tau = 4,18 \cdot 10^5$, ces résultats sont obtenus pour un soleil au zénith. La figure 2 montre également la courbe tracée avec $\text{Ch}(X, \chi)$ au lieu de $\sec \chi$, la droite ainsi obtenue est confondue avec celle pour laquelle $\chi = 88,5^\circ$.

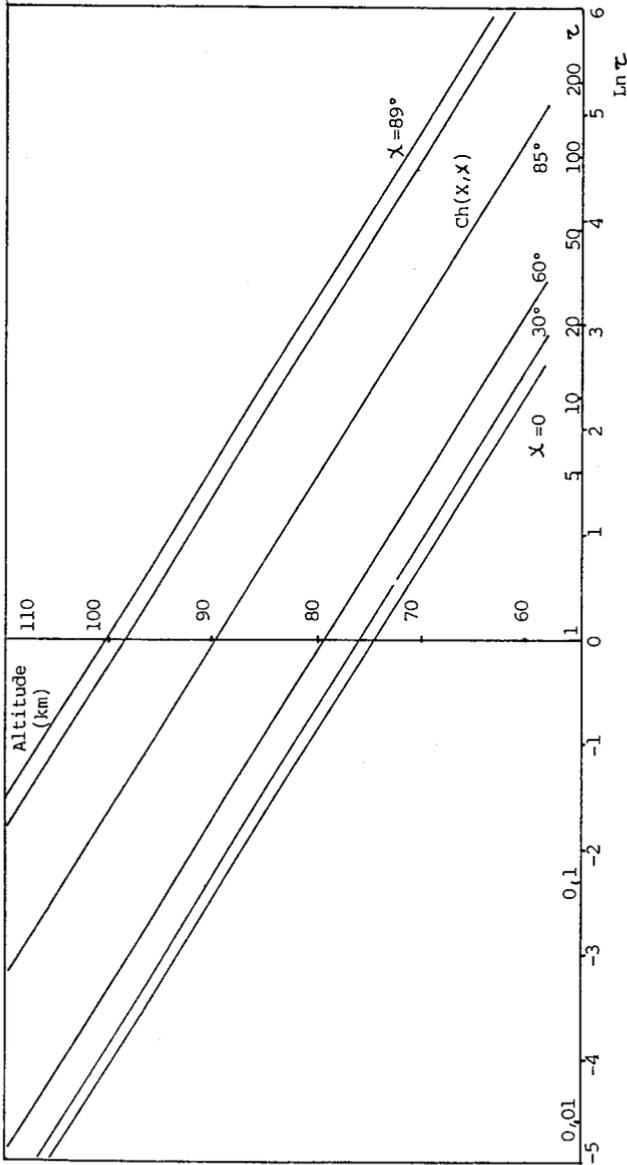


Figure 2: Variation avec l'altitude de la valeur de l'épaisseur optique relative à la pénétration dans l'atmosphère de la raie solaire Lyman alpha absorbée par l'oxygène moléculaire. Ce réseau de courbes est obtenu pour plusieurs valeurs de l'angle solaire zénithal. La courbe $Ch(\chi, x)$ est celle obtenue en remplaçant secx par la fonction de Chapman dans l'expression de l'épaisseur optique.

Remarques :

* $\tau = 1$: Pour un soleil au zénith ($\chi=0$), cette condition est souvent utilisée pour indiquer la profondeur de pénétration de la radiation ionisante, c'est à dire là où elle décroît d'un facteur $1/e$ ($e = 2,718$). Pour les principaux domaines du spectre solaire ionisant, nous donnons les valeurs de h_1 pour $\tau = 1$.

Radiation	Lym α	Lym β	Rayons X			
			mous		durs	
longueur d'onde (Å)	1215,7	1025,7	100	50	4	2
Altitude h_1 (km)	75,4	105,5	120	98	82,5	77

Les valeurs rassemblées ci-dessus sont des valeurs moyennes. Nous remarquons que tout le domaine spectral compris entre les rayons X mous et la raie Lyman β est fortement absorbé au dessus de la région D de l'ionosphère ($z > 90$ km). Il est donc responsable de la formation des régions ionosphériques E et F. Par contre, le rayonnement X plus dur et l'ultraviolet plus mous sont capables de pénétrer profondément jusque dans la mésosphère pour y former la région D.

* $\tau \ll 1$: On dit que l'atmosphère est optiquement mince, c'est le cas d'une faible absorption (haute altitude).

* $\tau \gg 1$: Dans ce cas l'absorption est forte (basse altitude).

3. Notions d'équilibre dans l'atmosphère moyenne.

3.1. Equation de la conservation de la charge.

a. Equation de continuité.

Pour obtenir l'équation de conservation de la charge, il convient de définir l'équation de conservation de la masse dite équation de continuité qui exprime le fait que dans une unité de volume et par unité de temps, nous avons :

[Variation en un point donné et en fonction du temps de la concentration des particules] = [gain de production] - [perte par destruction] - [variation de la concentration des particules par unité de volume].

La formulation mathématique de cette équation est :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = q_n - l_n - \vec{\nabla} \cdot (n_n \cdot \vec{v}_n) \quad (25)$$

où q_n et l_n sont respectivement le taux de production et de perte chimique des constituants ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$), $\vec{\nabla} \cdot (n_n \cdot \vec{v}_n)$ représente le terme de transport.

Cette équation s'applique aux principaux constituants neutres de l'atmosphère tels que O_2 , N_2 , O , H_e et $H...$

Ce système d'équation a été résolu pour des composés neutre minoritaires lors d'une étude de l'expansion des gaz dans l'atmosphère (Bernhard, 1979). En réalité il existe peu de modèles d'atmosphère neutre basés sur la résolution de ces équations différentielles (Stubbe, 1973). Ce sont principalement des modèles de type semi-empiriques qui sont le plus souvent utilisés (Jacchia 1971 et 1977).

Nous passons de l'équation de la conservation de la masse (équation de l'atmosphère neutre) à la conservation de la charge (équation de l'atmosphère ionisée) en remplaçant la masse de chaque particule par sa densité de charge, ainsi :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = q_i - l_i - \text{div}(n_i \cdot \vec{v}_i) \quad (26)$$

où n_i représente la concentration de la i ème particule chargée, \vec{v}_i sa vitesse de dérive, q_i regroupe toutes les sources de production, l_i toutes les destructions et $\text{div}(n_i \cdot \vec{v}_i)$ désigne le terme de transport (le produit $\vec{n}_i \cdot \vec{v}_i = \vec{F}_i$ est appelé flux du à la gravité, aux gradients de pression et aux dérives induits par les vents et les champs électriques.

L'équation de continuité de la charge s'applique à l'ensemble des composés ioniques rencontrés dans l'ionosphère tels que : O_2^+ , N_2^+ , NO^+ , O^+ , H^+

b. Approximation de l'équation de continuité.

Considérons un modèle simple de transport de plasma où les gradients de pression et l'action de gravité sont dans la direction verticale, les gradients horizontaux sont en général beaucoup plus petits que les gradient verticaux. $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$. Après cette approximation unidimensionnelle l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} (z) + \frac{\partial (n_i \cdot \vec{v}_i)}{\partial z} = q_i(z) - l_i(z) \quad (27)$$

L'étude complète de la résolution de l'équation de continuité ne pourra se faire facilement que si le terme du flux est connu. Les variations de la vitesse avec l'altitude dépendent du coefficient de diffusion par la relation (Banks et Kockarts, 1973) :

$$\vec{v}_i = B \cdot D_{12} \quad (28)$$

où D_{12} représente le coefficient de diffusion moléculaire et B dépend de la température, de la hauteur standard atmosphérique et de la concentration des gaz neutres n .

3.2. Coefficient de diffusion.

Le coefficient de diffusion moléculaire D_{12} (cm^2/s) peut être calculé à partir de la théorie cinétique des gaz (Bancks et Kockarts, 1973) :

$$D_{12} = A \cdot T^3/n \quad (29)$$

où A est la constante de proportionnalité qui dépend des masses des particules diffusées, elle est connue pour différents constituants atmosphériques. L'exposant s a une valeur comprise entre 0,5 et 1 (s=1 correspond à une distribution maxwellienne des molécules et s=0,5 correspond aux constituants atmosphériques assimilés à des sphères parfaitement élastiques).

Selon la théorie cinétique des gaz, en première approximation le coefficient de diffusion moléculaire est donné par la relation :

$$D_{12} = 1,96 \cdot 10^6 \cdot [1/m_1 + 1/m_2]^{1/2} \cdot T^{1/2}/n = A \cdot T^{1/2}/n \quad (30)$$

où m_1 et m_2 représentent les masses en g des particules en interaction. Cette expression devient :

$$D_{12} = 1,52 \cdot 10^{18} \cdot [1/M_1 + 1/M_2]^{1/2} \cdot T^{1/2}/n \quad (31)$$

dans cette expression les masses M_1 et M_2 sont exprimées en UMA.

Puisque D_{12} est inversement proportionnel à la densité du gaz neutre, dans toute la basse ionosphère, la concentration de O_2 et N_2 est encore suffisamment élevée pour qu'un ralentissement du mouvement du plasma soit associé aux gradients de pression et à la gravité. En l'absence du terme de transport, l'équation de continuité devient :

$$\frac{\partial n_i(z)}{\partial t} = q_i(z) - l_i(z) \quad (32)$$

Même si les mouvements de diffusion sont supprimés, les échanges peuvent se produire dans la distribution verticale de la densité ionique, ces échanges sont dus au champs magnétique et aux vents.

3.3. Etude de quelques cas particuliers de l'équation de continuité.

a. Constante de temps.

Des simplifications de l'équation de continuité sont possibles, elles dépendent de la constante de temps chimique τ_c et de la constante de temps relative au transport diffusif τ_D . La constante de temps est définie par (Bauer, 1973) :

$$\tau = [(1/n) \cdot (\partial n / \partial t)]^{-1} \quad (33)$$

Cette relation conduit à écrire (Banks et Kockarts, 1973) :

$$\tau_c = n_i / l_i \quad (34)$$

$$\tau_D = A \cdot H^2 / D_{12} \quad (35)$$

b. Equilibre chimique.

Le temps caractéristique des mécanismes chimiques est beaucoup plus court que celui qui décrit le transport, autrement dit les conditions de l'équilibre chimique et photochimique sont très rapidement satisfaites ($\tau_c \ll \tau_D$). Pour le cas où les processus chimiques sont prédominants, la composition ionique est déterminée uniquement par les effets locaux qui sont les réactions chimiques et photochimiques. L'exemple classique de l'équilibre chimique est le modèle de Chapman. Le cas de l'équilibre chimique est en général rencontré dans toute la basse ionosphère (région D).

c. Equilibre diffusif.

Les processus chimiques sont négligeables et les processus de transport sont dominants ($\tau_D \ll \tau_c$). En explicitant le flux dans l'équation de continuité, nous pouvons rendre compte du profil vertical de la densité électronique et de ses variations dans le temps et en fonction de l'altitude. L'équilibre chimique est impuissant pour expliquer ceci. Ce cas d'équilibre est souvent observé dans la haute ionosphère (régions E et F) où l'atmosphère se raréfie au fur et à mesure que l'altitude augmente.

d. Choix de l'équilibre.

L'application de l'une ou l'autre des deux modèles d'équilibre précédents est déterminé par les constantes de temps appropriées. La plus petite des deux détermine l'équilibre approprié comme une approximation de l'équation de continuité. La valeur de τ_c varie fortement d'un constituant à l'autre et parfois même d'une altitude à l'autre pour un même constituant. Par contre τ_D résulte des caractéristiques physiques de l'atmosphère et peut être estimé en étudiant par exemple la dispersion des particules inertes.

Dans la basse ionosphère où le terme de transport est négligeable, la variation de la concentration électronique peut être interprétée d'une manière conventionnelle. Si nous considérons que le terme de perte est du uniquement aux processus chimiques (recombinaison électronique : électrons-ions), la densité des électrons est donnée par la relation :

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha_{eff} \cdot n_e^2 \quad (36)$$

où α_{eff} est le coefficient de recombinaison effectif.

4. Modèle pour une atmosphère à hauteur standard constante.

Pour la simplicité de l'exposé de la théorie de Chapman (1931), nous considérons un gaz constitué d'une seule espèce chimique obéissant à la loi barométrique (équation de l'équilibre hydrostatique).

4.1. Absorption du rayonnement solaire dans l'atmosphère.

En pénétrant plus ou moins profondément dans l'atmosphère, le rayonnement électromagnétique entre en collision avec les molécules atmosphériques pour être absorbé. Cette absorption dépend à la fois de la nature de la matière traversée et de la longueur d'onde caractéristique de la radiation incidente.

Pour chaque espèce chimique on définit une section efficace d'absorption $\sigma_a(\lambda)$ fonction de la longueur d'onde et exprimée en cm^2 , cette grandeur physique est indépendante de la concentration $n(z)$ du gaz considéré.

Sous une incidence χ , le rayonnement est absorbé suivant la loi de Beer-Lambert :

$$d\Phi(\lambda) = -n(z) \cdot \sigma_a(\lambda) \cdot \Phi(\lambda) \cdot ds \quad (37)$$

Cette loi décrit l'absorption d'un faisceau de flux de photons $\Phi(\lambda)$ ($\text{ph}/\text{cm}^2/\text{s}$) à travers un milieu d'épaisseur infinitésimale ds . Dans cette expression, le produit $n(z) \cdot \sigma_a(\lambda)$ apparaît comme un coefficient d'absorption exprimé en cm^{-1} .

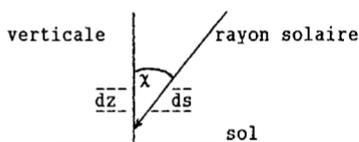
Dans l'atmosphère, le rayonnement solaire pénètre avec une incidence oblique variable avec l'heure de la journée (donc avec l'angle solaire zénithal χ) et avec la saison. En un lieu A on a :

$$\cos \chi_A = \sin \varphi_A \cdot \sin \delta + \cos \varphi_A \cdot \cos \delta \cdot \cos H_A \quad (38)$$

où φ_A désigne la latitude du lieu A, δ représente la déclinaison solaire et H_A l'angle horaire local donné par :

$$H_A = \lambda_A + 15(TU - 12) \quad (39)$$

où λ_A est la longitude et TU le temps universel. L'angle horaire local est l'angle que fait le soleil avec le plan du méridien (plan équatorial) par rapport à sa position du midi).



$$ds = -\sec \chi \cdot dz \quad (40)$$

dz est un élément de variation de l'altitude et $\sec \chi$ la sécante de l'angle solaire ($\sec \chi = 1/\cos \chi$). Cette relation n'est valable que s'il n'y a aucune source locale de radiation et si la raie de la radiation dispersée ne se produit pas. Ces conditions sont généralement satisfaites dans l'atmosphère terrestre le jour.

L'expression (37) peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\Phi(\lambda)}{\Phi(\lambda)} = -n(z) \cdot \sigma_a(\lambda) \cdot \sec \chi \cdot dz \quad (41)$$

L'intégration de cette équation entre l'altitude z et l'infini conduit à l'expression du flux de photons ($\text{ph/cm}^2/\text{s}$) :

$$\phi(\lambda) = \phi_{\infty}(\lambda) \cdot e^{-\tau} \quad (42)$$

où $\phi_{\infty}(\lambda)$ représente le flux solaire aux confins de l'atmosphère (c'est à dire à absorption nulle) et τ désigne l'épaisseur optique de toute l'atmosphère pour un angle solaire zénithal χ . L'expression précédente met bien en évidence le fait qu'à l'altitude de l'épaisseur optique unité ($\tau=1$), le flux des photons solaires a décré d'un facteur $1/e$.

4.2. Taux de production de paires d'ions.

Le taux de production de paires d'ions, fonction de l'altitude z et de l'angle solaire χ est donné par la relation :

$$q(z, \chi) = \sigma_i(\lambda) \cdot \phi(\lambda) \cdot n(z) \quad (43)$$

où σ_i est la section efficace d'ionisation du constituant de concentration $n(z)$. Dans le cas d'une radiation monochromatique et pour une atmosphère isotherme $n(z)$ obtenue à partir de la loi barométrique est donnée par la relation :

$$n(z) = n_0 \cdot \exp[-(z-z_0) / H] \quad (44)$$

où n_0 est la concentration à l'altitude z_0 et H est la hauteur standard atmosphérique. compte-tenu de cette relation, le taux de production d'ions devient :

$$q(z, \chi) = \sigma_i \cdot n_0 \cdot \phi(\lambda) \cdot \exp[-(z-z_0)/H - \sigma_a \cdot n_0 \cdot H \cdot \sec \chi \cdot e^{-(z-z_0)/H}] \quad (45)$$

La condition du maximum du taux de production d'ions s'obtient à partir de l'équation précédente en écrivant que

$\frac{dq(z, \chi)}{dz} = 0$, ce qui conduit à :

$$\tau = n(z) \cdot \sigma_a \cdot H \cdot \sec \chi = 1 \quad (46)$$

Le maximum du taux de production d'ions se situe à l'altitude à laquelle a lieu l'épaisseur optique unité. Ce maximum se produit à l'altitude z_m obtenue à partir de la relation précédente en remplaçant $n(z)$ par son expression (44) :

$$z_m = z_0 + H \cdot \ln(\sigma_a \cdot H \cdot n_0 \cdot \sec \chi) \quad (47)$$

\ln représente le logarithme népérien.

La figure 3 montre les variations de l'altitude du maximum en fonction de $\ln(\sec\chi)$, cette courbe met en évidence le fait que pour $\chi \geq 85^\circ$, l'altitude z_m se trouve au dessus de la région D de l'ionosphère. Ce qui justifie la remarque habituelle, à savoir : la nuit tout se passe comme si la région D disparaît purement et simplement. Ce phénomène a été observé expérimentalement grâce à la propagation des ondes électromagnétiques. Cette courbe est bien évidemment la même que celle de l'épaisseur optique unité puisque le maximum du taux de production de paires d'ions est obtenu à cette condition, relation (45).

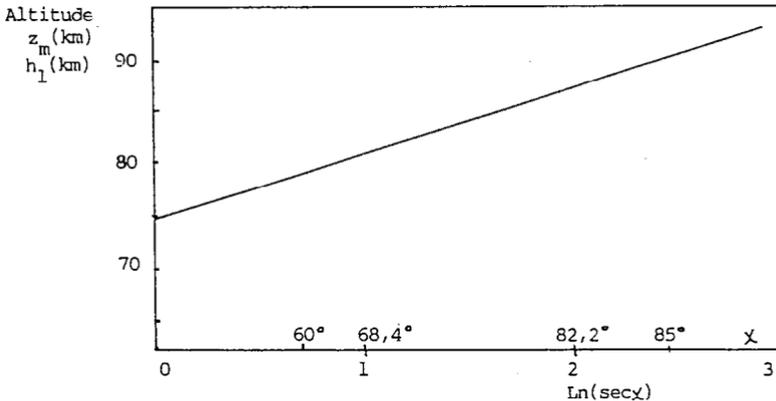


Figure 3 : Variation avec l'angle solaire zénithal de l'altitude du maximum du taux de production d'ions et de la concentration électronique. C'est aussi la variation de l'altitude h_1 de l'épaisseur optique unité.

Dans l'expression de z_m c'est essentiellement le facteur $\sigma_a \cdot \sec\chi$ qui contrôle les variations du maximum. Ce maximum est d'autant plus haut que la section efficace d'absorption est élevée et pour toutes les longueurs d'onde il est d'autant plus bas que $\sec\chi$ est faible, c'est à dire que l'angle solaire zénithal est petit, ce qui est le cas pour un éclaircissement vertical par le soleil ($\chi = 0$).

L'altitude z_m dépend également de la hauteur standard atmosphérique H , donc de la température dans la région d'absorption du rayonnement et de la masse moyenne d'une molécule d'air. Les variations de z_m sont aussi liées à la nature des constituants absorbant les radiations solaires ionisant l'atmosphère.

La valeur du taux de production maximum q_m est obtenue en remplaçant dans $q(z, \chi)$, l'altitude z par z_m , on trouve :

$$q(z_m, \chi) = q_m = (\sigma_i / \sigma_a) \cdot \phi_\infty(\lambda) \cdot \cos \chi / H \cdot e \quad (48)$$

e étant la base du logarithme népérien. Le rapport $\eta = \sigma_i / \sigma_a$ est appelé efficacité de l'ionisation.

En tenant compte de cette expression et de la condition du maximum (épaisseur optique unité), le taux de production d'ions s'écrit finalement :

$$q(z, \chi) = q_m \cdot \exp[1 - (z - z_0)/H - \exp\{(z - z_0)/H\}] \quad (49)$$

C'est la formule classique de Chapman qui donne la forme du taux de production d'ions dans une atmosphère à hauteur standard constante. La figure 4 montre les variations de $q(z, \chi)$ en fonction de l'altitude. Cette courbe présente deux points d'inflexion situés de part et d'autre de la position du maximum repéré par l'altitude z_m . Les altitudes des deux points d'inflexion sont :

$$z_1 = z_m - H \cdot \ln(3 + \sqrt{5})/2 \approx z_m - 0,9624 \cdot H \quad (50)$$

$$z_2 = z_m - H \cdot \ln(3 - \sqrt{5})/2 \approx z_m + 0,9624 \cdot H \quad (51)$$

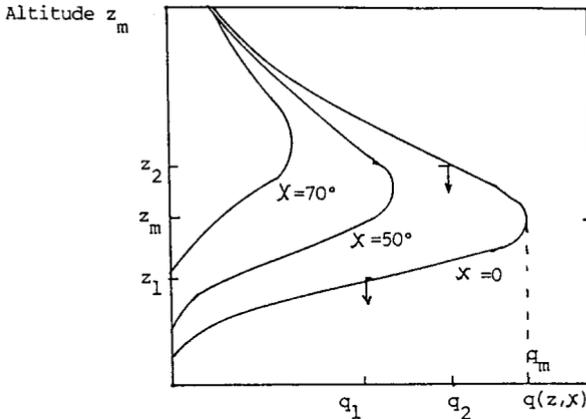


Figure 4 : Variation du taux de production de paires d'ions en fonction de l'altitude, pour plusieurs valeurs de l'angle solaire zénithal.

Les deux altitudes sont symétriques par rapport à z_m . Les valeurs du taux de production correspondantes sont :

$$q_1(z_1, \chi) = q_m \cdot (3 + \sqrt{5})/2 \cdot \exp(-(1 + \sqrt{5})/2) \approx 0,52 \cdot q_m \quad (52)$$

$$q_2(z_2, \chi) = q_m \cdot (3 - \sqrt{5})/2 \cdot \exp(-(1 - \sqrt{5})/2) \approx 0,708 \cdot q_m \quad (53)$$

Ces deux valeurs sont différentes car la courbe de la figure 4 n'est pas une parabole donc non symétriques par rapport à z_m .

4.3. Distribution verticale de la concentration électronique.

Nous avons montré précédemment que dans la basse ionosphère où l'équilibre chimique et photochimique l'emportent sur l'équilibre diffusif, la variation de la concentration électronique $n_e(z, \chi)$ est régie par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dn_e(z, \chi)}{dz} = q(z, \chi) - \alpha_{\text{eff}} \cdot n_e^2(z, \chi) \quad (54)$$

avec

$$\alpha_{\text{eff}} = (1 + \gamma) \cdot (\alpha_D + \gamma \cdot \alpha_i) \quad (55)$$

où α_D représente le coefficient de recombinaison dissociative électron-ion positif ($O_2^+ + e^- \rightarrow O + O$), α_i désigne le coefficient de recombinaison ion-ion appelée encore neutralisation mutuelle ($X^+ + Y^- \rightarrow X + Y$) et γ un nombre sans dimension qui peut être interprété comme un paramètre atmosphérique donné par le rapport de la concentration des ions négatifs sur celle des ions positifs, $\gamma = n^-/n^+$.

Dans toute l'ionosphère, la condition d'électroneutralité des charges doit toujours être respectée : $n^+ = n^- + n_e$, condition qui traduit l'équilibre de charges électriques.

La région E de l'ionosphère est une région où les ions positifs sont dominants, il y a donc équilibre entre les électrons libres et les électrons libérés car les électrons liés sont pratiquement inexistantes. Au dessus de la région D de l'ionosphère les électrons disparaissent d'une part à cause du phénomène de détachement et de photodétachement des électrons liés et d'autre part à cause du processus d'attachement des électrons libres sur essentiellement l'oxygène atomique et moléculaire. Ce dernier phénomène est d'autant moins rapide que la pression atmosphérique est basse, donc peu actif au niveau de la région E de l'ionosphère.

L'équation (54) suppose donc que $n_e = n^+$, autrement dit le facteur $\gamma=0$ et le coefficient de recombinaison effectif se confond avec celui de la recombinaison dissociative. Ce coefficient est en général fonction de la température atmosphérique, il est actuellement connu pour différentes réactions survenant dans l'ionosphère.

Si on se limite à l'étude d'une atmosphère macroscopiquement stationnaire, c'est à dire une évolution en état de quasi-équilibre permanent, $dn_e/dt=0$, ce qui est le cas dans une atmosphère le jour (assez loin du levé et du couché du soleil) et en période de calme activité solaire. Dans ce cas on a :

$$n_e = [q(z, \chi) / \alpha_D]^{1/2} \quad (56)$$

Cette expression traduit l'exemple classique de l'équilibre chimique et photochimique qui correspond à la couche de Chapman. Dans le cas de la prédominance des processus chimiques les taux de production et de perte d'ions sont égaux, la composition ionique et la concentration électronique sont déterminées uniquement par les effets locaux, c'est à dire par les réactions chimiques et photochimiques. La perte ionique est ici due aux seules réactions de recombinaison de l'électron avec essentiellement les ions positifs O_2^+ , NO^+ , N_2^+ .

La distribution verticale des électrons est obtenue en reportant dans la relation précédente le taux de production d'ions par son expression définie par (45) :

$$n_e(z, \chi) = N_m \cdot \exp[1 - (z - z_0)/H - \exp((z - z_0)/H)]^{1/2} \quad (57)$$

où N_m la valeur de la concentration électronique au maximum donnée par :

$$N_m = n_e(z_m, \chi) = [q_m / \alpha_D]^{1/2} = \left[\frac{\sigma_i}{\sigma_a} \cdot \frac{\Phi_\infty(\lambda) \cdot \cos \chi}{e \cdot H \cdot \alpha_D} \right]^{1/2} \quad (58)$$

La propriété la plus importante de la couche de Chapman est le fait que le maximum de la concentration électronique et celui du taux de production ionique sont situés à la même altitude z_m . La courbe traduisant les variations de la concentration électronique admet deux points d'inflexions situés aux altitudes :

$$z'_1 = z_m - H \cdot \ln(2 + \sqrt{3}) \approx z_m - 1,3167 \cdot H \quad (59)$$

$$z'_2 = z_m - H \cdot \ln(2 - \sqrt{3}) \approx z_m + 1,3167 \cdot H \quad (60)$$

La comparaison de ces relations avec celles données en (50) et (51) montre que : $z'_2 > z_2$ et $z'_1 > z'_1$

Les valeurs de la concentration électronique correspondant aux deux points d'inflexions sont celles données par :

$$n_e(z'_1, \chi) = (2 + \sqrt{3})^{1/2} \cdot N_m \cdot \exp(-(1 + \sqrt{3})/2) \approx 0,493 \cdot N_m \quad (61)$$

$$n_e(z'_2, \chi) = (2 - \sqrt{3})^{1/2} \cdot N_m \cdot \exp(-(1 - \sqrt{3})/2) \approx 0,746 \cdot N_m \quad (62)$$

Remarques :

* Les expressions relatives au taux de production ionique et à la concentration électronique ne font pas apparaître directement l'angle solaire zénithal χ qui est compris dans z_m . La distribution verticale des électrons peut s'écrire en fonction de l'altitude et de l'angle solaire comme suit.

$$n_e(z, \chi) = N_m \cdot \exp[1 - ((z - z_0)/H - \sec \chi \cdot \exp(-(z - z_0)/H))]^{1/2} \quad (63)$$

* Développement de l'expression de la concentration électronique autour de l'altitude z_m pour des petites variations par rapport à H.

$$\begin{aligned} n_e(z, \chi) &= N_m \cdot \exp[-0,25 \cdot ((z - z_0)/H)^2] \\ &\approx N_m \cdot [1 - ((z - z_0)/2 \cdot H)^{1/2}] \end{aligned} \quad (64)$$

C'est une caractéristique importante de la couche de Chapman qui montre que la distribution verticale des électrons est parabolique autour du maximum de la couche. La figure 5 met en évidence la comparaison de la courbe réelle de $n_e(z, \chi)$ et celle obtenue à partir du développement autour de l'altitude z_m .

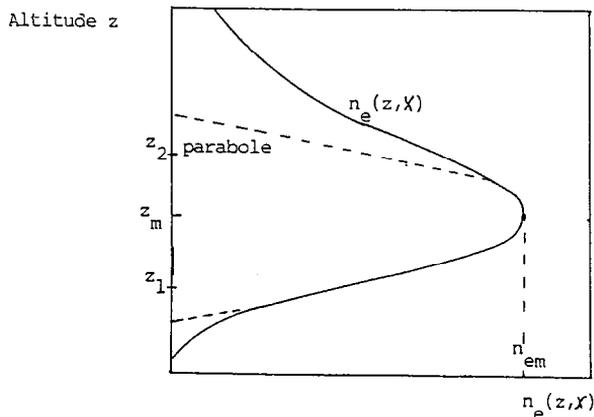


Figure 5 : Variation de la concentration électronique en fonction de l'altitude, comparaison avec la parabole (obtenue par développement limité).

4.4. Conclusions.

L'expression de l'altitude z_m montre que cette altitude est indépendante de l'intensité de la radiation solaire ionisante, donc du flux de photons au confins de l'atmosphère, mais elle dépend des caractéristiques physiques du milieu traversé, c'est à dire de l'altitude de l'épaisseur optique unité qui dépend de la nature et de la concentration du gaz absorbant (essentiellement l'oxygène moléculaire). z_m dépend également de la longueur d'onde de la radiation et de l'angle solaire zénithal, autrement dit de l'heure de la journée.

L'intérêt de la théorie de Chapman réside plutôt dans sa grande commodité analytique pour la description de l'ionosphère que dans la représentation qu'elle donne de celle-ci. Cette théorie élémentaire est basée sur plusieurs hypothèses plus ou moins justifiées comme nous l'avons signalé et que nous rappelons ici :

* Approximation de la planète plane : Le fait de confondre $\sec \chi$ avec la fonction de Chapman $Ch(X, \chi)$ implique qu'il faut toujours travailler assez loin du lever et du coucher du soleil.

* La radiation ionisante n'est pas monochromatique mais couvre une large bande de fréquences.

* L'ionisation ne reste probablement pas à l'altitude où elle est produite mais se déplace de haut en bas par diffusion ambipolaire.

* En toute rigueur l'atmosphère n'est généralement pas en état d'équilibre quasi-permanent mais elle peut posséder un temps de retard dans la réponse.

* Le phénomène de recombinaison électronique (dissociative) ne constitue pas la seule perte des ions, il convient de tenir compte de l'attachement des électrons sur les molécules neutre. Le coefficient de recombinaison n'est donc pas strictement proportionnel à n_e^2 .

* L'atmosphère n'est pas isotherme, par conséquent la hauteur standard atmosphérique varie avec l'altitude.

La couche de Chapman est appropriée à une situation où la condition de l'épaisseur optique est unité ($\tau=1$), c'est à dire à assez basses altitudes telles que la diffusion moléculaire et les processus chimiques autres que la recombinaison sont négligeables, autrement dit quand le constituant ionisable correspond à une espèce chimique moléculaire, ce qui est le cas dans les régions E et F_1 de l'ionosphère caractérisées par la présence des ions O_2^+ et NO^+ . Ces régions sont donc plus des couches de Chapman que le reste de l'ionosphère. L'hypothèse de l'atmosphère isotherme n'est pas réaliste. Dans ce qui suit nous adaptons la théorie de Chapman à une atmosphère à gradient de hauteur standard constante ($\beta = dH/dz$). Cette dernière hypothèse, sans représenter la réalité exacte, s'approche plus de celle-ci.

5. Atmosphère à gradient de hauteur standard constante.

5.1 Calcul du taux de production d'ions.

En introduisant une variable supplémentaire $d\xi = dz/H$, l'expression du gradient de hauteur standard atmosphérique devient :

$$\beta = dH/dz = 1/H \cdot dH/d\xi \quad (65)$$

Compte-tenu de cette relation la concentration des neutres s'écrit :

$$n(z) = n_0 \cdot \exp[-(1 + \beta) \cdot \xi] \quad (66)$$

En reportant cette relation dans l'expression générale du taux de production d'ions (43), et en faisant des calculs analogues à ceux du paragraphe précédent, $q(z, \chi)$ devient :

$$q(z, \chi) = q_m \cdot \exp[(1 + \beta)(1 - \xi - \sec\chi \cdot e^{-\xi})] \quad (67)$$

avec :

$$q_m = \frac{\sigma_i}{\sigma_a} \cdot \phi_\omega \cdot \frac{1+\beta}{H} \cdot \cos\chi \cdot e^{-(1+\beta)} \quad (68)$$

L'altitude à laquelle le maximum du taux de production d'ions est obtenu correspond à :

$$\xi_M = \ln \sec\chi \quad (69)$$

En tenant compte de (65) où $dH/H = d(\beta\xi)$ on peut écrire :

$$e^{-\xi} = (H/H_0)^{-1/\beta} \quad (70)$$

D'après la définition de β , dans un faible domaine d'altitude la hauteur standard atmosphérique varie suivant une loi linéaire : $H = \beta(z - z_0) + H_0$ (H_0 la valeur de H à z_0). Compte-tenu de ces dernières expressions, l'altitude du maximum du taux de production d'ions est donnée par :

$$z_m = (H_0/\beta) \cdot [(\sec\chi)^\beta - 1] + z_0 \quad (71)$$

En faisant $\beta=0$ nous retrouvons les formules relatives au modèle de Chapman.

5.2. Concentration électronique.

L'expression de la concentration électronique est obtenue à partir de (56) en tenant-compte de la nouvelle formulation du taux de production de paires d'ions :

$$n_e(z, \chi) = [q_m/\alpha_0]^{1/2} \cdot \exp[(1+\beta)(1-\xi-\sec\chi \cdot e^{-\xi})]^{1/2} \quad (72)$$

Cette relation admet un maximum à la même altitude que q , en ce point le nombre d'électrons est donné par :

$$n_e(z_M, \chi) = (q_m / \alpha_{eff})^{1/2} \cdot (\cos \chi)^{\frac{1+\beta}{2}} \quad (73)$$

Remarques :

* La condition du maximum du taux de production de paires d'ions peut s'écrire de la façon suivante :

$$e^{-\xi_M} = (1-k) \cdot \cos \chi \quad (74)$$

où k représente une constante.

- $k < 1$: $1-k > 0$, comme $\cos \chi \geq 0$, la concentration électronique présente toujours un maximum.

- $k = 0$: le maximum de la concentration des électrons et celle du taux de production ionique se produisent à la même altitude. C'est en général le cas dans les couches E et F₁.

- $0 < k < 1$: le maximum du nombre d'électrons est situé au dessus de celui de la production de paires d'ions. C'est le cas au niveau de la couche F₂ de l'ionosphère.

Le fait de traiter une atmosphère à gradient de hauteur standard constante constitue une bonne approximation par rapport au modèle simple de Chapman. Cependant les conditions réelles sont bien plus compliquées et donc la présentation qui vient d'être faite peut être considérée comme une image simple de la formation des régions ionosphériques. On trouve dans la littérature spécialisée des modèles plus adaptés aux régions ionosphériques : Jacchia, 1971, 1973 (modèles empiriques pour régions E et F) ; Ayachi, 1988, 1990, 1993 ; région D de l'ionosphère (modèle analytique).

BIBLIOGRAPHIE.

- AYACHI, M., Thèse d'Etat, Caen, 1988.
 AYACHI, M., Rev. Roum. Phys., Tome 35, Nos 7-8, P. 491-608, 1990
 AYACHI, M., Rev. Roum. Phys., Tome 36, Nos 5-6, P. 351-369, 1991.
 AYACHI, M., Can. J. Phys., Vol. 71, p. 93-108, 1993.
 BANKS, P.M. et G. KOCKARTS, Aeronomy, Academic Press, 1973.
 BAUER, S.J., Physics and Chemistry in Space, Vol. 6,
 Springer-Verlag, Berlin, 1973.
 BERNHART, P.A., J. Geophys. Res., 84, 1979.
 CARVER, J.H. et al., J. Geophys. Res., 82, 1955, 1977.
 CHAMBERLAIN, J.W., Theory of planetary atmospheres,
 Academic Press, 1978.
 CHAPMAN, S., Proc. Phys. Soc., 43, 483-501, 1931.
 JACCHIA, L.G., Smithsonian Astrophysics., Obs., Spec. Rep. No 332, 1971.
 JACCHIA, L.G., Smithsonian Astrophysics., Obs., Spec. Rep. No 375, 1973.
 OGAWA, M., J. Geophys. Res., 73, 6759, 1968.
 STUBBE, P., The thermosphere and the F region. A reconciliation of
 theory with observations, scientific report, NTIS, U.S.
 Department of Commerce, 5285, Port Royal Road,
 Springfield Va. 22151, 1973.
 SWIDER, W. et H.E., GARDNER, Environmental Research Papers No 272,
 Bedford, Mass. : Air Force Cambridge Research Labs, 1967.