

CONSIDÉRATIONS SUR LA HAUTE ATMOSPHÈRE PENDANT UNE AURORE POLAIRE

par J. C. GÉRARD
*Institut d'Astrophysique,
Cointe-Sclessin*

ABSTRACT

Description is given of the processes of ionisation, recombination and charge transfer affecting the upper atmosphere during an aurora. The relations describing the concentration in ions and electrons are established in the case of the quasi-equilibrium. The results obtained are illustrated for a typical aurora of I.B.C. III intensity. Finally, the approximations used in the calculation are discussed in the light of the results.

I. INTRODUCTION

L'ionosphère diurne et nocturne soumise au rayonnement solaire (U.V, X, protons) a fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales. L'accord avec l'observation est satisfaisant dans la majorité des cas. Au contraire, l'atmosphère soumise aux précipitations aurorales resta longtemps négligée car nombre de paramètres de base tels que flux et spectre énergétique des électrons, sections efficaces d'ionisation et constantes des réactions physico-chimiques faisaient défaut. Le désir des physiciens d'élaborer des modèles d'ionosphère aurorale a stimulé l'intérêt des expérimentateurs pour ces questions et les dernières années ont vu paraître de nombreuses publications importantes dans le vaste domaine des recherches aurorales.

Récemment encore, Walker et Rees [1] ont dû construire un modèle d'ionosphère excitée afin d'expliquer les résultats d'Explorer 22. Leur étude est cependant centrée sur les variations de température plus que sur la concentration électronique.

2. ÉQUILIBRES IONIQUES DANS LA HAUTE ATMOSPHÈRE

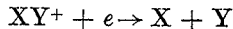
L'évaluation des concentrations en ions et électrons pendant l'aurore repose sur l'hypothèse de neutralité globale du milieu : dans chaque unité de volume les charges positives (ions positifs) compensent exactement les charges négatives (ions négatifs, électrons). Nous supposons en outre établi un régime de quasi-équilibre où la concentration de chaque espèce atomique ou moléculaire est indépendante du temps. Il en résulte que pour chaque espèce ionique X^+ les taux de production et de disparition sont égaux. Nous examinerons successivement la contribution des divers processus à la formation et à la disparition des ions et électrons. On peut grouper ces réactions en 3 types principaux :

Présenté par A. Monfils, le 19 décembre 1968.

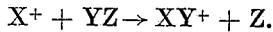
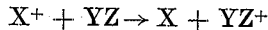
— Ionisation par impact électronique :



— Recombinaison dissociative des ions moléculaires :



— Transfert de charge et transfert de charge avec réarrangement :



Dans la discussion qui suit, nous négligerons systématiquement :

— la possibilité de formation d'ions doublement chargés ce qui se justifie par la valeur élevée des potentiels de double ionisation.

— l'attachement des électrons aux constituants neutres pour former des ions négatifs. Ces réactions peuvent contribuer à la formation d'ions tels que O^- , O_2^- , O_3^- , H^- , NO_2^- ou OH^- . Toutefois les concentrations en ions négatifs deviennent négligeables au-delà de 80 km. d'altitude (cf. Whitten et Popoff [2]).

A. Ionisation par impact électronique.

1. Nous n'aborderons pas ici le problème de l'origine des électrons extra-terrestres responsables de l'excitation des couches de la haute atmosphère, ni des mécanismes d'accélération leur conférant l'énergie nécessaire à l'ionisation et l'excitation des particules lors des déploiements auroraux. D'une part ceci déborderait du cadre du présent article et d'autre part, ces mécanismes sont encore trop mal connus pour en présenter une théorie cohérente au stade actuel. Nous retiendrons seulement qu'on peut se représenter les précipitations aurorales en attribuant aux électrons primaires une loi de répartition $n(E)$ en fonction de l'énergie, en déduire la loi de production d'une espèce ionique donnée et confronter le résultat du calcul avec l'expérience. Il n'y a évidemment aucune raison de postuler « à priori » que cette loi de distribution revêt une forme simple.

Plusieurs types de lois ont été proposées, introduisant un nombre variable de paramètres. Ce sont essentiellement :

— la distribution mono-énergétique :

$$E = E_0 \tag{1}$$

— la loi de puissance :

$$n(E)dE = N_0 E^{-\gamma} dE \tag{2}$$

— la loi exponentielle :

$$n(E)dE = N_0 e^{-E/\alpha} dE \tag{3}$$

— la loi de puissance-exponentielle :

$$n(E)dE = N_0 E^\gamma e^{-E/\alpha} dE \tag{4}$$

où $n(E)dE$ représente le nombre d'électrons d'énergie comprise entre E et $E + dE$; N_0 , γ et α des constantes à ajuster d'après la distribution réelle observée. Lorsqu'une des lois précédentes a été adoptée, on peut déduire la variation en altitude du taux de production en atomes ou molécules excités ou ionisés si la variation de la section efficace correspondante avec l'énergie est connue.

Plusieurs tentatives en vue de préciser la forme de la loi de répartition en énergie des électrons et la valeur numérique des paramètres ont été effectuées soit

lors de vols de satellites ou de fusées dans les zones aurorales, soit encore par observation en ballon du spectre des rayons X émis par bremsstrahlung. Le tableau suivant donne quelques valeurs du paramètre α dans le cas où on suppose applicable une loi de la forme (3) ; ces données sont extraites de la discussion de Belon et al. [3].

Auteurs	α (keV)	Méthode d'investigation
Mc. Ilwain	5	satellite
Sharp et al.	10-31	satellite
Fritz et Gurnett	3	satellite
Anderson et al.	25	Rayons X
Brown	10	Mesures riométriques
Jelly et al.	12	satellite et fusée
Hargreaves et Sharp	6	satellite et mesures riométriques
Meredith et al.	8,3	fusée

2. M. H. Rees [4] a tenté de relier le spectre d'énergie des électrons au taux d'ionisation des différentes espèces atmosphériques. L'équation de base s'écrit pour les particules X :

$$\frac{q_z(X^+)}{F} = \frac{\varepsilon_0/r_0}{\Delta\varepsilon_{\text{ion}}} \lambda \left[\frac{Z}{R} \right] \frac{n(X)_z}{n(X)_R} \quad (5)$$

où $q_z(X^+)$ représente le taux d'ionisation ($\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$) à la profondeur atmosphérique Z (en gr/cm^2), F le flux d'électrons incidents ($\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$), ε_0 l'énergie initiale des électrons, $\Delta\varepsilon$ l'énergie moyenne d'ionisation, $\lambda \left[\frac{Z}{R} \right]$ la fonction de distribution de dissipation d'énergie, r_0 la profondeur de pénétration, $R = \rho r_0$, la profondeur de pénétration exprimée en gr/cm^2 et enfin $n_z(X)$ et $n_R(X)$ la concentration en particules d'espèce X aux profondeurs Z et R respectivement.

On en déduit, après le choix d'une loi de distribution $n(E)$ et d'un modèle d'atmosphère la variation en altitude du taux d'ionisation par impact électronique pour différentes distributions angulaires du flux d'électrons (flux normal aux couches atmosphériques, flux isotrope, etc.). Les résultats obtenus jusqu'à présent (Hultqvist [5]) semblent indiquer que la distribution isotrope est de loin la plus fréquente ; c'est celle que nous adopterons dans la discussion qui va suivre.

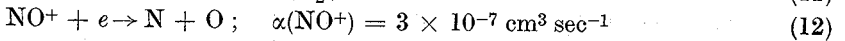
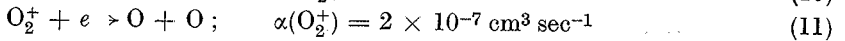
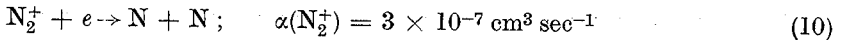
B. Physico-chimie de la haute atmosphère.

Les équations suivantes résument les processus essentiels régissant l'équilibre dans la haute atmosphère. Il n'est pas exhaustif car on y néglige d'emblée les processus les plus lents qui ne conditionnent pas essentiellement les concentrations. Les valeurs α_i et k_i désignent respectivement les coefficients de recombinaison dissociative et de transfert de charge de la réaction correspondante. Ils résultent de mesures de laboratoire et sont repris de la discussion de A. P. Mitra et N. R. Mitra [6] consacrée à la cinétique des ions dans l'ionosphère.

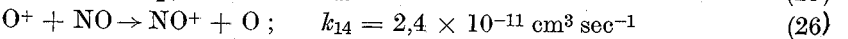
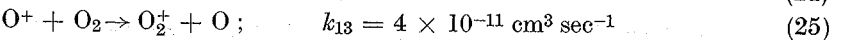
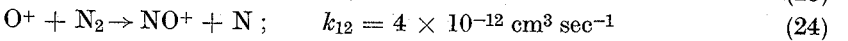
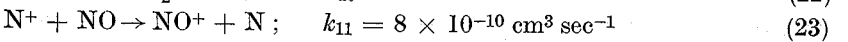
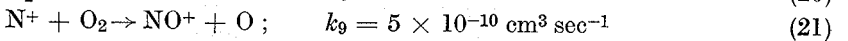
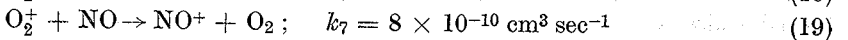
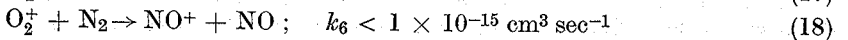
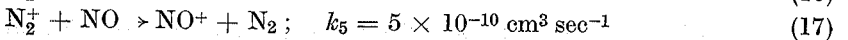
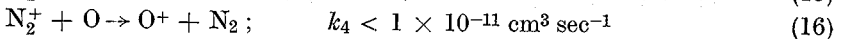
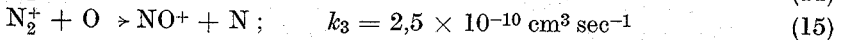
a) Réactions d'ionisation par impact électronique.



b) Recombinaisons dissociatives.



c) Transferts de charge (avec et sans réarrangement).



Si certaines de ces constantes commencent à être bien connues, pour un nombre important d'entre elles on ne peut encore qu'estimer leur limite supérieure. En outre, la dépendance de ces grandeurs vis-à-vis de la température peut être importante (Bates et Dalgarno [7]).

Cette dépendance sera négligée dans les exemples traités dans la suite. Précisons immédiatement qu'une partie de ces réactions ne contribuent que dans une faible mesure aux déplacements des états d'équilibre, soit en raison de la faible concentration en réactif dans la haute atmosphère (cas de l'azote atomique dans les réactions 20 à 23), soit en raison de la faiblesse du coefficient correspondant.

La concentration en ions d'espèce i est régie par une équation différentielle non linéaire du premier ordre qui s'écrit :

$$dn(\text{X}_i^+)/dt = P(\text{X}_i^+) - \sum_j D_j, \quad (27)$$

où $P(\text{X}_i^+)$ désigne le terme de production et D_j le terme de disparition correspondant aux recombinaisons ions-électrons et aux réactions où X_i^+ transfère sa charge à une particule neutre quelconque. $P(\text{X}_i^+)$ comprend d'une part l'ionisation directe $q(\text{X}_i^+)$ et de l'autre la formation de l'ion X_i^+ comme produit d'une réaction (13) à (26). Le calcul de la contribution des réactions (10), (11) et (12) nécessite l'évaluation

préalable de la concentration locale en électrons pendant l'aurore. L'équation d'équilibre relative à la concentration électronique s'écrit :

$$dn(e)/dt = q(e) - \alpha_{\text{eff}} n(e)^2, \quad (28)$$

c'est l'« équation de continuité » qui constitue en fait une définition du coefficient de recombinaison effectif α_{eff} . Il découle de la condition de neutralité que le taux de production des électrons puisse s'exprimer sous la forme :

$$q(e) = \sum_i q(X_i^+)$$

le coefficient α_{eff} est évidemment lui-même fonction des concentrations en les divers ions ; toutefois, nous le supposons constant en première approximation. Nous adopterons la valeur $\alpha_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, souvent vérifiée expérimentalement (Omholt [8]). Dans le cas du quasi-équilibre, on pose :

$$dn(e)/dt = 0,$$

d'autre part, on tire de la relation (28) :

$$n(e) = [q(e)/\alpha_{\text{eff}}]^{1/2} = 2,24 \cdot 10^3 q(e)^{1/2} \quad (29)$$

La variation de $q(e)$ avec l'altitude peut être évaluée à l'aide de la relation (5) après choix d'une loi de distribution des énergies électroniques.

La figure 1 illustre les résultats de ce calcul dans le cas de l'aurore observée par Belon et al. [3], dont les paramètres fondamentaux valent :

α : 7 kev

F : $1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$

altitude de luminosité maximale : 110 km

intensité de l'émission $\lambda 3914$ du 1^{er} système négatif de N_2^+ : 42,2 K.R.

morphologie : arc homogène.

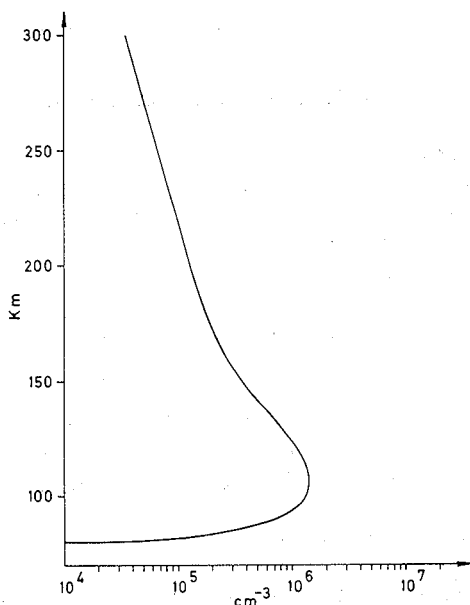


Fig. 1. — Concentration en électrons pendant l'aurore.

Concentration en ions N_2^+ .

La concentration en ions N^+ est régie par les relations (6), (10), et (13) à (17). On en déduit pour le quasi-équilibre :

$$n(N_2^+) = \frac{q(N_2^+)}{k_1n(O_2) + k_2n(O_2) + k_3n(O) + k_4n(O) + k_5n(NO) + \alpha(N_2^+)n(e)} \quad (30)$$

Certains termes sont toutefois négligeables dans le domaine d'altitude considéré. C'est le cas, par exemple de la réaction (17) en raison de la faible abondance en oxyde d'azote dans la haute atmosphère. Le graphique suivant (figure 2) illustre l'importance relative des divers processus de disparition prépondérants : on constate que la contribution des processus (14) et (16) peut être négligée par rapport aux autres termes. Il en ressort que, en bonne approximation, la concentration en ions d'azote moléculaire est donnée par la formule simplifiée :

$$n(N_2^+) = \frac{q(N_2^+)}{k_1n(O_2) + k_3n(O) + \alpha(N_2^+)n(e)} \quad (31)$$

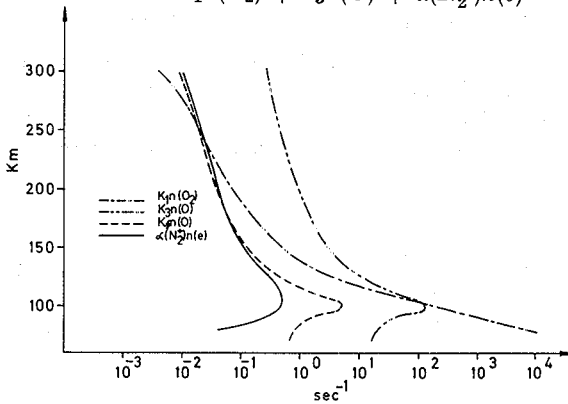


Fig. 2. — Taux de disparition des ions N_2^+ .

Les résultats de la relation (31) sont repris dans la figure (4). Si les termes du dénominateur sont calculables en toute généralité, il n'en est pas de même du numérateur qui dépend étroitement du phénomène auroral considéré. A titre d'illustration, nous reprendrons le cas de l'aurore déjà mentionnée.

Concentration en ions O^+

A l'équilibre, la concentration en ions O^+ est régie par la relation

$$n(O^+) = \frac{q(O^+) + k_4n(O) n(N_2^+)}{k_{12}n(N_2) + k_{13}n(O_2)} \quad (32)$$

où on a négligé l'effet de la réaction (26) pour la même raison que précédemment. Dans le cas présent, la formation de l'ion provient de la contribution simultanée de l'impact électronique direct et du transfert de charge. Rappelons qu'un calcul précis devrait envisager particulièrement l'effet de la température particulièrement sur les coefficients k_{12} et k_{13} .

L'équation (32) ainsi que les deux suivantes seront commentées à propos de la dernière.

Concentration en ions O₂⁺

Si nous négligeons la présence de l'azote atomique et de l'ion N⁺, nous pouvons écrire :

$$n(\text{O}_2^+) = \frac{q(\text{O}_2^+) + k_{11}n(\text{N}_2^+)n(\text{O}_2) + k_{13}n(\text{O}^+)n(\text{O}_2)}{k_6n(\text{N}_2) + \alpha(\text{O}_2^+)n(e)} \quad (33)$$

Le coefficient k_6 n'est connu qu'à une faible précision à l'heure actuelle. Les concentrations déduites de la relation (33) sont donc étroitement liées au choix quelque peu arbitraire de la valeur de ce coefficient.

Concentration en ions NO⁺

Les réactions (17), (19), (20), (21), (23) et (26) sont peu importantes dans la discussion présente.

Les processus contribuant à la formation de l'ion NO⁺ sont nombreux et leur importance relative varie fortement avec l'altitude ; par contre, le processus de disparition est unique. Dans ces conditions, à l'équilibre, on peut écrire :

$$n(\text{NO}^+) = \frac{\{k_2n(\text{O}_2) + k_3n(\text{O})\} n(\text{N}_2^+) + k_6n(\text{N}_2)n(\text{O}_2^+) + k_{12}n(\text{N}_2)n(\text{O}^+)}{\alpha(\text{NO}^+)n(e)} \quad (34)$$

Il faut noter ici que, comme dans le cas de l'ionosphère calme, les réactions de transfert de charge sont prépondérantes dans la physico-chimie de l'ion NO⁺. Les trois ions N₂⁺, O₂⁺ et O⁺ contribuant à sa formation, on peut s'attendre à une valeur importante de $n(\text{NO}^+)$.

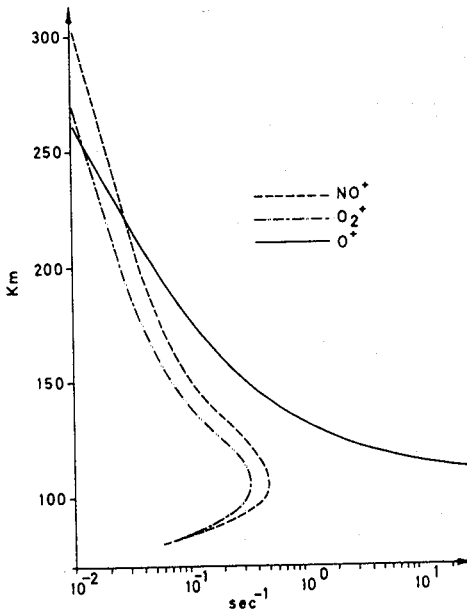


Fig. 3. — Taux de disparition des ions majoritaires.

On a représenté dans la figure 3 le taux de disparition total (dénominateur des relations 32 à 34) pour les ions O^+ , O_2^+ et NO^+ , les plus importants. Cette grandeur, exprimée en sec^{-1} , représente aussi l'inverse de la vie moyenne de l'ion considéré. Le cas de O^+ se différencie des autres à cet égard par le fait que le taux de disparition décroît de façon monotone avec l'altitude. Cette particularité s'explique aisément par la relation (32) : les concentrations en N_2 et O_2 sont elles-mêmes toujours décroissantes avec l'altitude. La figure 4 illustre les résultats des relations (31) à (34) pour l'aurore que nous considérons.

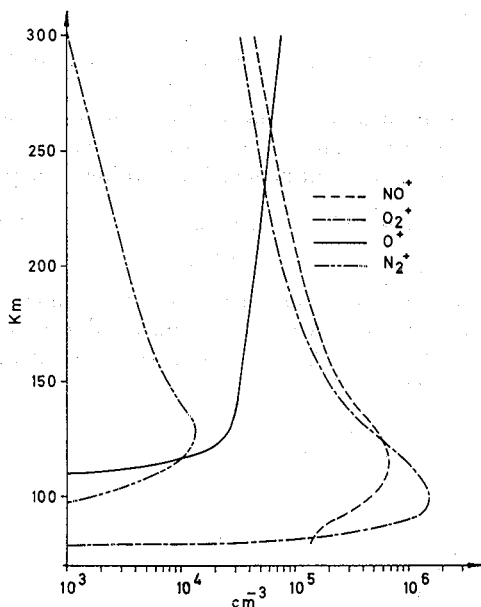


Fig. 4. — Concentration en ions pendant l'aurore.

Détermination expérimentale relative à N_2^+

Nous nous limiterons dans ce paragraphe à la détermination expérimentale de la concentration en ions N_2^+ , la seule pour laquelle existe actuellement des données valables. En ce qui concerne les autres ions, leur présence a été détectée mais aucune valeur numérique n'est actuellement connue.

La valeur du rapport $\frac{n(N_2^+)}{n(e)}$ obtenu à partir de la relation (31) montre clairement que, malgré l'abondance de la molécule N_2 , l'ion N_2^+ est relativement peu abondant, contrairement à l'affirmation fréquemment renouvelée dans la littérature. En effet, si la molécule d'azote est ionisée à un taux élevé, les processus de disparition sont multiples et rapides et la concentration en N_2^+ résultante doit rester faible.

Les résultats expérimentaux dans ce domaine sont encore très rares.

Une observation intéressante à cet égard est celle de D. M. Hunten [9] concernant la fluorescence du rayonnement solaire dans les aurores pour le premier système

négatif de N_2^+ . Les mesures étaient effectuées au lever du soleil et il fut possible en suivant la progression de l'ombre de la terre de déterminer la concentration locale en ions N_2^+ dans l'état fondamental. Le graphique suivant (figure 5) illustre le résultat obtenu. Il s'agissait d'aurores diffuses et faibles, où l'intensité de la bande à 3914 Å était comprise entre 1 et 5 kR.

L'accord avec la figure 4 est satisfaisant tant en ce qui concerne l'allure de la courbe que les valeurs numériques correspondantes ; celles-ci doivent toutefois être normalisées en tenant compte de l'intensité de l'aurore considérée. Comme le taux d'ionisation de N_2 est proportionnel à la production des photons λ 3914, la relation (30) montre que la concentration en ions N_2^+ est également directement proportionnelle à l'intensité de cette émission.

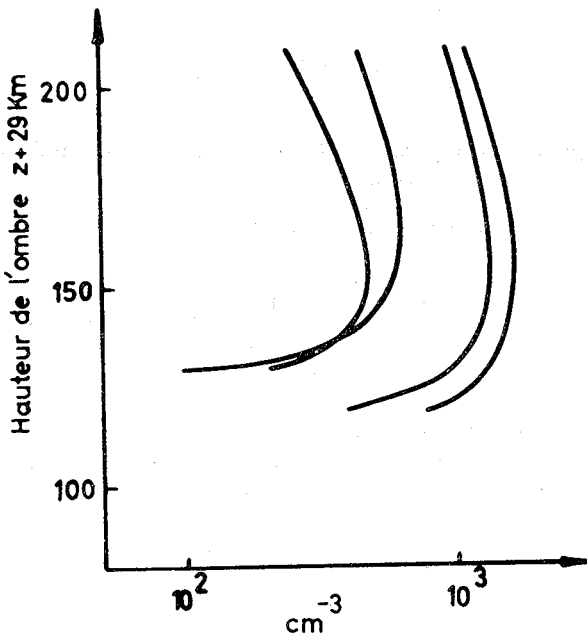


Fig. 5. — Concentration expérimentale en ions N_2^+ pour quatre aurores faibles (d'après D. M. Hunten [9]).

D'une manière générale, on constate un accord étroit entre la physico-chimie de l'ionosphère calme et aurorale. Dans les deux cas les ions prépondérants entre 100 et 200 kilomètres sont O_2^+ et NO^+ (couches E et F_1 de l'ionosphère). L'ion O^+ devient majoritaire au-delà de 200 km (couche F_2) ; toutefois les concentrations maximales sont atteintes aux environs de 100 et 110 kilomètres respectivement, c'est-à-dire à des altitudes inférieures à celles correspondant aux maxima de concentration de ces mêmes ions dans l'ionosphère calme.

Un test important pour les résultats obtenus consiste à vérifier la condition de neutralité. En effet nous avons préféré ne pas utiliser cette relation comme condition de normalisation afin d'éprouver l'hypothèse adoptée dans le calcul de $n(e)$. On constate que l'accord est satisfaisant jusqu'à une altitude de 200 km environ mais que l'écart $\sum n(X_i^+) - n(e)$ augmente avec l'altitude.

A ce stade, il est utile d'examiner de plus près la portée des approximations utilisées dans notre calcul. Nous distinguerons essentiellement :

1° la dépendance des coefficients α_i et k_i vis-à-vis de la température, surtout importante aux altitudes élevées et dont l'effet serait d'« adoucir » la pente de la courbe $n(O^+)$ en fonction de l'altitude.

2° la présence d'ions formés pendant le jour et non recombines durant la nuit. Toutefois ces concentrations seraient généralement de deux ordres de grandeur environ inférieures aux valeurs atteintes pendant l'aurore.

3° la diffusion verticale des ions, qui joue un rôle important au-delà de 250 km.

4° la variation de α_{eff} en fonction de z . En effet, la relation (29) permet d'écrire :

$$n(e)^2 \alpha_{\text{eff}} \simeq n(e) [\alpha(O_2^+)n(O_2^+) + \alpha(NO^+)n(NO^+)]$$

Donc :

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{\bar{\alpha} \{n(O_2^+) + n(NO^+)\}}{n(e)}, \quad (35)$$

où $\bar{\alpha}$ est une moyenne entre $\alpha(O_2^+)$ et $\alpha(NO^+)$, d'ailleurs peu différents.

Mais dans la région considérée,

$$n(e) \simeq n(O_2^+) + n(NO^+) + n(N_2^+)$$

Donc :

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{eff}} &= \frac{\bar{\alpha}}{n(e)} \{n(e) - n(O^+)\} \\ &= \bar{\alpha} - \bar{\alpha} \frac{n(O^+)}{n(e)} \end{aligned} \quad (36)$$

L'hypothèse utilisée dans le calcul de $n(e)$ à l'aide de la relation (32) qui suppose $\alpha_{\text{eff}} = \text{constante}$ ne s'avère donc valable que lorsque le rapport $n(O^+)/n(e)$ reste largement inférieur à l'unité, ce qui limite la validité de cette hypothèse à 200 km environ.

3. CONCLUSIONS

La comparaison des résultats obtenus ici et des données théoriques ou expérimentales relatives à l'ionosphère calme montre que :

1° les ions prépondérants pendant l'aurore sont O_2^+ et NO^+ dans les couches E et F_1 et O^+ dans la couche F_2 .

2° la concentration en ions O_2^+ et NO^+ atteint la valeur maximale à une altitude inférieure à celle de l'ionosphère calme.

3° la valeur absolue des concentrations ionique et électronique dépend étroitement de la distribution en énergie du flux des électrons et de son intensité. De plus, il y a lieu de tenir compte de l'effet lié au choix d'un modèle d'atmosphère.

Il convient enfin d'insister sur le caractère approché des valeurs numériques mentionnées ici. Un travail plus approfondi devrait tenir compte de la dépendance vis-à-vis de la température des coefficients de réaction, de la diffusion des ions et des différentes distributions énergétiques des particules incidentes. Il permettrait en outre d'étudier les phases transitoires très éloignées du quasi-équilibre et souvent

présentes dans les aurores en raison du caractère souvent instable de celles-ci. Les techniques de calcul moderne par ordinateurs permettent sans doute d'obtenir des résultats plus réalistes correspondant davantage aux conditions réelles de la haute atmosphère soumise aux précipitations aurorales.

Qu'il me soit permis de remercier le Professeur A. Monfils pour l'intérêt constant qu'il a manifesté pour ce travail.

RÉFÉRENCES

- [¹] J. C. G. WALKER and M. H. REES, *Planet Space Sci.*, **16**, 459-475, 1968.
- [²] R. C. WHITTEN and I. G. POPOFF, *J. Atm. Sci.*, **21**, 117-133, 1964.
- [³] A. E. BELON, G. J. ROMICK and M. H. REES, *Planet. Space Sci.*, **17**, 597-614, 1966.
- [⁴] M. H. REES, *Planet. Space Sci.*, **11**, 1209-1218, 1963.
- [⁵] B. HULTQVIST, Aurora and the Lower Ionosphere in Relation to Satellite Observations of Particles Precipitation, Goddard Space Flight Center, 1964.
- [⁶] A. P. MITRA and N. R. MITRA, Ion Kinetics in the lower Ionosphere, Scient. Report No. 28, National Physical Laboratory, Delhi 12, 1966.
- [⁷] Dr. BATES and A. DALGARNO, Atomic and Molecular Processes, éd. D. R. Bates, Academic Press, New York, 1962.
- [⁸] A. OMHOLT, *Ann. Géophys.*, **24**, 215-226, 1968.
- [⁹] D. M. HUNTEN, *J. Atm. Terr. Phys.*, **7**, 141-151, 1955.