

Discussion critique de l'application des mesures d'absorption par riomètre à l'étude de l'ionosphère

par

J. LAVERGNAT, J.J. BERTHELIER, M. SYLVAIN et J. VASSAL *

Laboratoire de Géophysique Externe, St. Maur France

RESUME. — Nous traitons de l'utilisation de données de riomètres dans l'étude de l'ionosphère. Le problème fondamental dans le traitement des données est l'obtention de la courbe de référence. Après une discussion des méthodes existantes, nous en décrivons une nouvelle, fondée sur l'existence d'intervalles de temps privilégiés durant lesquels les valeurs du courant traversant le riomètre ont une distribution gaussienne.

Nous discutons également quelques effets concernant l'interprétation physique des données.

ABSTRACT. — This paper is concerned with the use of riometer data in the study of the ionosphere. The basic problem in the data processing consists in obtaining the reference curve. After a discussion of existing methods, we describe a new one based on the normality of riometer current distribution during privileged intervals of time.

We also discuss some effects relevant to the physical interpretation of the data.

1. Introduction

La mesure de l'absorption ionosphérique au moyen de riomètres (Little and Leinbach, 1959) est particulièrement intéressante dans l'étude des augmentations d'ionisation de la région D, par exemple durant les PCA à haute latitude.

Cependant l'emploi des riomètres n'est nullement limité à cet objet, et par exemple a récemment permis des progrès dans l'étude de la dynamique des aurores (Hargreaves and al, 1975). Une analyse statistique de plusieurs années d'enregistrements effectués à la station antarctique Dumont d'Urville a permis une classification d'événements d'absorption propres aux régions de très haute latitude, caractérisés par une absorption relativement faible ($\sim 0,3$ à 1 dB). (Vassal 1971, Sylvain 1972). Dans le cours de cette étude, une analyse critique de la méthode de mesure nous a conduit à proposer quelques améliorations aux

méthodes classiques de traitement des données riométrique.

Après un bref rappel de la technique de mesure, nous présentons les méthodes de détermination de la courbe de référence. Dans le dernier paragraphe, nous discutons brièvement quelques effets qu'il convient d'avoir à l'esprit lorsqu'on interprète des mesures par riomètre : diagramme de directivité de l'antenne ; absorption dans la région F, particulièrement en présence d'irrégularités.

2. Technique de la mesure

Le principe du riomètre (Relative Ionosphere Opacity Meter) est bien connu (Little and Leinbach, 1959). On ajuste le courant I d'une diode thermo-ionique fonctionnant en régime saturé de sorte que la puissance de bruit de la diode (dans une bande de fréquence Δf entourant la fréquence de travail f) reste égal à la puissance du bruit cosmique captée par l'antenne du riomètre (Fig. 1).

(*) ORSTOM : Centre de Bangui, République Centrafricaine

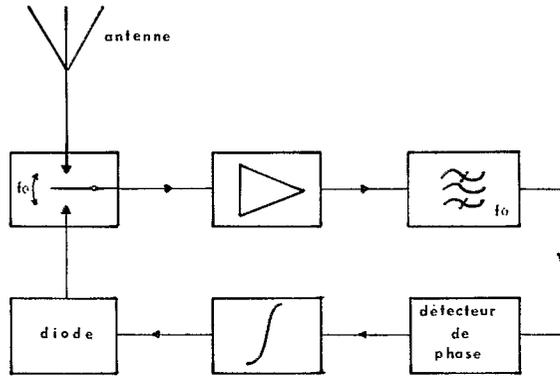


Fig. 1

Schéma synoptique du riomètre.

En négligeant le facteur de bruit du feeder et les interférences radio, et en rapportant tous les bruits à l'entrée du récepteur, on a :

$$KT_a \int A_a(f) \cdot df + P_{ra} = 2eI \int R_s A_s(f) df + P_{rs} + S \quad (1)$$

où : P_{ra} = puissance de bruit du récepteur branché sur l'antenne

P_{rs} = puissance de bruit du récepteur branché sur le circuit de diode

Ta = température équivalente de bruit de l'antenne

S = seuil de la boucle d'asservissement

$A_a(f)$ et $A_s(f)$ décrivent la sélectivité du récepteur branché respectivement sur l'antenne et le circuit de diode.

On montre (Little, 1967) que si la fréquence de travail f n'est pas trop haute ($\cong 30$ MHz) et si l'absorption ionosphérique n'est pas trop forte, la température de bruit Ta de l'antenne est proportionnelle au coefficient de transmission τ de l'ionosphère.

Si le riomètre est bien réglé, S , P_{ra} et P_{rs} sont négligeables et l'équation (1) peut s'écrire :

$$I \propto \tau \quad (2)$$

L'absorption est alors donnée en dB par :

$$A = 10 \log \frac{I_0}{I} \quad (3)$$

I_0 étant le courant en l'absence d'absorption ionosphérique.

Le calcul des valeurs de l'absorption à partir des données brutes (enregistrement du courant de diode en fonction du temps) est rendu difficile du fait des variations temporelles du facteur de proportionnalité de l'équation (2), qui suivent celles, régulières ou non, des caractéristiques de l'équipement.

Nous pensons que les méthodes de calibration usuelles sont incapables de supprimer ces variations qui doivent donc être corrigées au niveau de l'analyse des données.

De plus, la valeur de référence I_0 du courant n'est pas connue et doit être déduite des mesures. Ce calcul suppose des hypothèses dont la validité doit être vérifiée a posteriori.

3. Construction de la courbe de référence

Du fait de la rotation de la Terre, le niveau du bruit cosmique reçu d'une direction fixe en un point fixe (fixe par rapport à la Terre) varie dans le temps avec une périodicité d'un jour sidéral. Le problème fondamental de l'analyse des données du riomètre est de construire la courbe qui donne ces variations. Nous estimons que l'appellation de "courbe calme" qui lui a parfois été attribuée prête à confusion et préférons la dénommer courbe de référence.

3.1. Discussion des méthodes classiques

a) Méthode IQSY

On trace les intensités enregistrées en fonction de l'heure sidérale. On obtient un nuage de points présentant une grande concentration du côté des fortes intensités. L'enveloppe externe de ces points est prise comme courbe de référence. En fait (Cowley and al., 1965) on laisse 5% des points au-dessus de la courbe, obtenant la courbe dite "libre d'interférences".

On constate que tous les points de la courbe correspondent à des mesures effectuées tard dans la nuit. Comme ces points doivent représenter une absorption ionosphérique négligeable, la méthode suppose que c'est le cas de nuit ; ceci n'est pas vrai car l'absorption due à la couche F nocturne peut être significative.

Notre argument peut être renforcé par un examen des données elle-mêmes. Considérons, sur une période d'un an, l'histogramme des valeurs du courant de diode mesurées à un temps sidéral donné. Le calcul de l'absorption dans la région D pour des profils électroniques typiques des conditions de nuit donne une valeur négligeable (< 0.1 dB). Si donc l'absorption durant les heures de nuit contribuant à la courbe de référence était due à la seule région D, on devrait avoir une accumulation de fortes valeurs de l'intensité correspondant à ces heures : la forme de l'histogramme devrait être semblable à celle montrée à la figure 2a, ou la valeur de référence I_0 du courant (point de la courbe de référence) pour le temps sidéral considéré apparaît clairement.

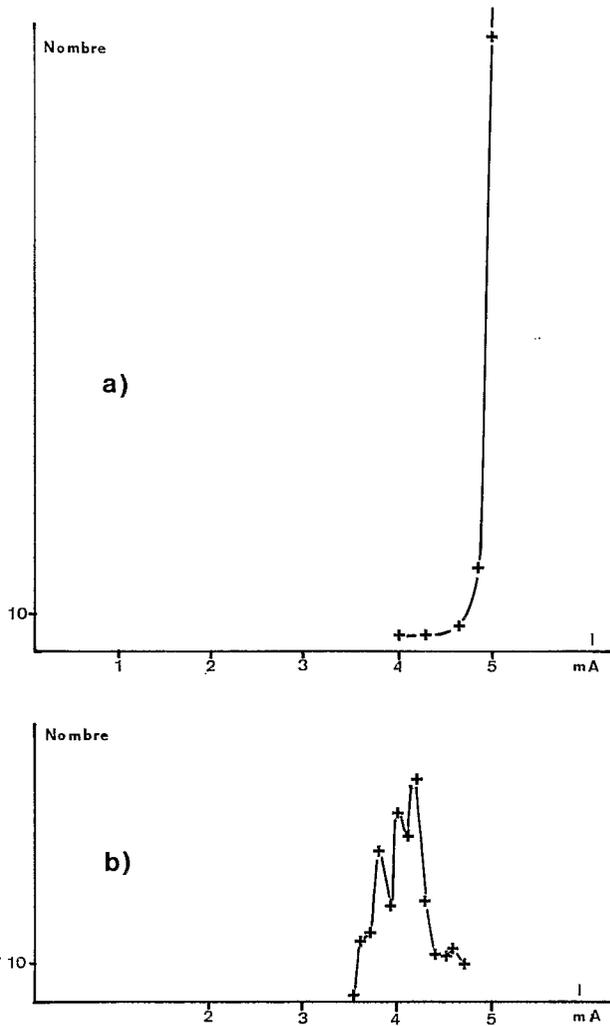


Fig. 2

a) histogramme théorique des intensités du courant de diode,
 b) histogramme expérimental pour l'heure sidérale correspondant à 10.00 T.U. à Kerguelen le 1^{er} Janvier 1967.

La figure 2b est représentative des histogrammes expérimentaux ; le maximum dû aux événements d'absorption est net mais l'on n'observe pas le grand nombre de valeurs correspondant à des absorptions faibles qu'impliqueraient les considérations théoriques qui précèdent, et l'on ne peut déterminer la valeur de référence I_0 .

Une autre limitation de la méthode est son incapacité à tenir compte des variations de caractéristiques de l'équipement.

Cette méthode est néanmoins utile en de nombreux cas. Pour un intervalle de temps assez court, sans panne d'appareillage, la courbe obtenue représente les variations du bruit cosmique, compte tenue de l'absorption solaire normale, et permet la détermination de l'absorption supplémentaire

durant des événements particuliers. Nous pensons que dans ce cas l'appellation "courbe calme" est justifiée.

b) *Méthode de Mitra, Shain et Lusignan* (Mitra and Shain, 1953, Lusignan, 1960)

Dans une première étape, l'absorption (totale) est déterminée par la méthode IQSY.

La contribution de la région F , A_f , est alors calculée comme suit : on trace pour chaque mois et chaque heure l'absorption en fonction de f_0F2 . A_f doit suivre les variations de f_0F2 . Cette quantité est obtenue en retranchant de l'absorption totale sa valeur extrapolée pour $f_0F2 \rightarrow 0$ (fig. 3).

La contribution de la région D à l'absorption, A_D , est obtenue de façon semblable en utilisant le paramètre f_{min} .

En retranchant de l'absorption totale les deux composantes ainsi calculées, on obtient ce que Lusignan appelle l'extra absorption (fig. 3).

Pour chaque mois, on porte sur un graphique les valeurs de l'extra-absorption en fonction de l'heure sidérale. Les valeurs moyennes annuelles pour chaque heure sidérale doivent être identiques du fait que toutes les saisons et toutes les heures locales jouent le même rôle dans le calcul. Des écarts à la constance traduisent donc une forme incorrecte de la courbe de référence qui peut ainsi être corrigée.

Lusignan indique que l'extra-absorption est déterminée avec une précision de l'ordre de 0,3 dB.

Il convient de noter que certains aspects de cette méthode sont criticables :

- si l'on peut facilement admettre que $A_f \rightarrow 0$ quand $f_0F2 \rightarrow 0$ il est certainement inexact de postuler que $A_D \rightarrow 0$ quand $f_{min} \rightarrow 0$ car f_{min} n'est en aucun cas un paramètre quantitatif.

- de plus, il n'est pas possible d'évaluer l'absorption due à la région F à l'aide du seul paramètre f_0F2 ; la forme du profil de densité électronique, la présence d'irrégularités (F-diffus) sont également des éléments importants.

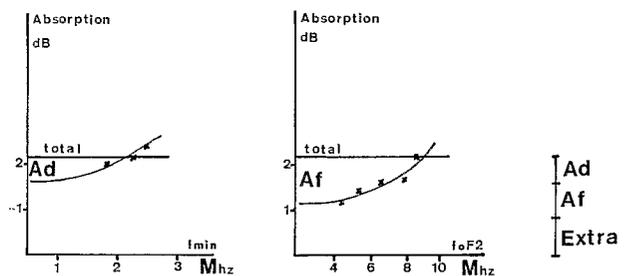


Fig. 3

Construction de la courbe de référence par la méthode de Mitra et Lusignan.

— la méthode utilise la variation en temps sidéral d'une grandeur obtenue comme moyenne mensuelle sur un jour solaire moyen, en dépit du glissement de deux heures par mois du temps sidéral.

— la correction de la courbe de référence suppose que la variation diurne de l'absorption n'a pas de variation saisonnière et que f_0F2 et f_{\min} sont des quantités non corrélées : ces hypothèses peuvent n'être pas licites.

Signalons enfin que cette méthode, pas plus que la méthode IQSY, ne permet de corriger les variations de caractéristiques de l'équipement.

3.2. Méthode proposée

Le but des deux méthodes que nous venons de décrire est d'obtenir le niveau du bruit cosmique en l'absence d'absorption ionosphérique pour en déduire la valeur absolue de l'absorption.

Heisler et Hower (1967) ont bien senti ce qu'il y avait d'incertain dans cette manière de poser le problème. Remarquant que dans la méthode IQSY, seules les mesures effectuées en fin de nuit contribuent à la courbe de référence, ils suggèrent de prendre comme valeur de référence à un temps sidéral donné, non pas la valeur maximum du courant mais sa valeur moyenne pour l'ensemble des heures de fin de nuit. La méthode que nous proposons s'inspire de cette idée.

Nous ne cherchons pas à déterminer la valeur absolue de l'absorption, mais simplement une courbe de référence définie à un facteur multiplicatif près.

Pour construire une telle courbe, nous supposons qu'il est possible de trouver des intervalles de temps (fixes en temps local) durant lesquels les paramètres de l'ionosphère sont à peu près constants avec une fluctuation aléatoire autour de quelque valeur moyenne. Durant de tels intervalles de temps (intervalles de temps privilégié ou ITP), les valeurs du courant du riomètre ont une distribution gaussienne.

Pour chaque temps sidéral, nous devons donc :

1) déterminer la distribution gaussienne du courant de diode pendant les ITP.

2) calculer la valeur moyenne de cette distribution qui fournit un point de la courbe de référence.

Dans la suite de ce paragraphe, nous montrons la validité de ces hypothèses, et comment déterminer la distribution gaussienne.

Faisons une remarque préliminaire : pour obtenir une bonne précision, il faut un grand nombre de valeurs d'intensité, c'est-à-dire de longs ITP. Mais, si les intervalles de temps considérés sont plus longs, leur caractère privilégié diminue et ils deviennent plus sensibles aux variations saison-

nières. L'expérience montre que des ITP de six heures constituent un bon compromis entre ces exigences contradictoires.

a) Détermination des intervalles de temps privilégiés

Une analyse sur une période de un an a montré que la dispersion de f_0F2 était minimum sur l'intervalle de temps local (23 h, 5 h) à la station de moyenne latitude de Garchy (France) et sur l'intervalle (0 h, 6 h) à la station polaire de Terre Adélie (Antarctique).

Dans les deux cas, les ITP ainsi définis correspondent à des heures de début de matinée, et durant ces intervalles l'absorption due aux régions D et E est très faible.

b) Caractère gaussien de la distribution à une heure sidérale donnée.

Pour éliminer l'effet des émissions solaires ou des événements d'absorption, nous considérons la distribution apodisée des valeurs d'intensité comprises dans l'intervalle $(\hat{I} - \hat{\sigma} : \hat{I} + \hat{\sigma})$ où \hat{I} et $\hat{\sigma}$ sont la valeur moyenne et l'écart-type de la distribution expérimentale.

L'emploi des tests de Cramer (Cramer, 1946 ; Van der Waerden 1967) montre le caractère normal de la distribution avec une puissance du test supérieure à 0,3 à toute heure.

Comme le courant enregistré vaut $I = I_0 \exp(-\int K ds)$ où K est le coefficient d'absorption le long du trajet des ondes, on peut se demander si la distribution du logarithme du courant est gaussienne. L'emploi des tests de Cramer montre que la distribution du courant est plus gaussienne que celle de son logarithme ; il montre également que les distributions de courant sont plus gaussiennes dans l'intervalle (23 H, 5 H) que dans celui (0 H, 6 H). Dans la suite, c'est l'intervalle (23 H, 5 H) temps local qui sera considéré comme l'intervalle de temps privilégié de durée 6 heures.

c) Influence de la durée de l'ITP

L'examen d'intervalles de temps longs de deux heures montre que la distribution des valeurs du courant y est encore normale.

Le tableau 1 donne les valeurs moyennes du courant calculées sur les intervalles horaires (23 H, 5 H), (23 H, 1 H), (1 H, 3 H) et (3 H, 5 H). Si les données contribuant au calcul dans l'intervalle de temps (3 H, 5 H) proviennent du mois j , celles des intervalles (1 H, 3 H) et (23 H, 1 H) sont des échantillons des mois $j + 1$ et $j + 2$.

La valeur moyenne du courant est estimée à partir de la moyenne d'échantillon avec un certain domaine de confiance (Kendall et Stuart, 1967) : avec un coefficient de confiance de 0,95 et un écart-

Tableau 1

Valeurs moyennes des intensités du courant pour des temps sidéraux donnés, calculées sur différents intervalles de temps local.

HEURE SIDERALE (originaire arbitraire)	Valeurs du courant moyen (mA) calculées sur différents différents intervalles de temps local			
	23 H - 5 H	23 H - 1 H	1 H - 3 H	3 H - 5 H
21 H	4.01	4.08	3.80	4.05
22 H	3.99	4.12	4.02	3.86
23 H	3.86	3.97	3.89	3.67
24 H	3.61	3.62	3.72	3.53
1 H	3.37	3.37	3.42	3.32
2 H	2.94	2.84	2.96	2.98
3 H	2.59	2.35	2.64	2.60
4 H	2.29	1.89	2.44	2.33
5 H	2.08	1.91	1.95	2.24

type représentatif de 0,2 mA, la demi-largeur maximum du domaine de confiance est de 0,08 mA.

Il est clair d'après le tableau 1 que les différentes estimations sont significativement différentes. Par conséquent, la valeur moyenne du courant à une heure sidérale donnée dépend du mois sur lequel elle est calculée. Nous avons effectué, pour des périodes de trois mois centrées sur chaque mois de l'année, une régression linéaire de cette valeur moyenne du courant en fonction du mois. La figure 4 montre la variation avec le mois de la pente de la droite de régression obtenue. La figure 5 montre la variation saisonnière de la moyenne mensuelle de f_0F_2 et de sa dérivée par rapport au temps calculées sur l'intervalle (23 H, 5 H).

La puissance de bruit cosmique reçue durant un ITP varie et la similitude de forme de la courbe de la figure 4 et de la dérivée temporelle de f_0F_2 (fig. 5) nous conduit à conclure qu'il s'agit de variations saisonnières.

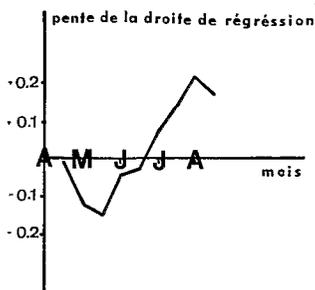


Fig. 4

Variation saisonnière de la pente de la droite de régression (voir détails dans le texte).

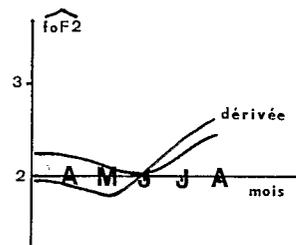


Fig. 5

Variations saisonnières de la valeur moyenne de f_0F_2 sur l'intervalle (23 h - 5 h) temps local, et de sa dérivée temporelle.

d) Correction des variations saisonnières

Comme il est nécessaire de traiter des échantillons suffisamment grands, une correction journalière est impossible et nous avons effectué une correction mensuelle.

Nous faisons l'hypothèse que les fluctuations de courant à l'intérieur de l'ITP n'ont pas de corrélation temporelle (en temps local) ; la valeur moyenne du courant pour un intervalle de temps sidéral et l'intervalle de temps local (23 H, 5 H) suit alors une loi de Gauss.

Considérons l'intervalle de temps sidéral qui le premier jour du mois j correspond à l'intervalle temps local (3 H, 5 H) et qui reste contenu dans l'ITP pendant les mois j et $j + 1$.

Nous calculons pour chaque jour la valeur moyenne du courant mesuré toutes les 5 minutes pendant l'intervalle de temps sidéral considéré. Ces valeurs moyennes nous donnent deux distri-

butions relatives l'une au mois j , l'autre du mois $j + 1$.

Le rapport de correction du mois j au mois $j + 1$ est donné par :

$$P_{j,j+1} = m_{j+1}/m_j$$

où m_j et m_{j+1} sont les valeurs moyennes des deux distributions apodisées.

Les résultats de ce calcul, effectué sur les données de 1967 du riomètre 30.1 MHz de la station des îles Kerguelen sont donnés dans le tableau 2. On y a également fait figurer les résultats du test du t de Student, destiné à vérifier si les différences entre m_j et m_{j+1} sont statistiquement significatives ou attribuables à des fluctuations d'échantillonnage. Les différences sont toutes hautement significatives à l'exception des mois d'août et septembre, pour lesquels d'ailleurs le rapport de correction est voisin de 1 (0.994).

Tableau 2

Rapports de correction du mois j au mois $j + 1$ pour le riomètre 30.1 MHz de Kerguelen en 1967.

j	m_j	m_{j+1}	$P_{j,j+1} = m_{j+1}/m_j$	Niveau de signification du test de Student
1	3.45	3.48	1.009	0.990
2	4.17	4.22	1.012	> 0.999
3	5.23	5.19	0.992	> 0.999
4	6.34	6.41	1.011	> 0.999
5	6.52	6.36	0.975	> 0.999
6	5.01	4.74	0.946	> 0.999
7	3.50	4.16	1.189	> 0.999
8	3.47	3.45	0.994	0.35
9	3.03	3.08	1.017	0.95
10	3.04	3.01	0.990	0.95
11	3.29	3.23	0.982	> 0.999
12	3.53	3.13	0.887	> 0.999

e) Courbe de référence

Nous avons à présent tous les éléments nécessaires à la construction de la courbe de référence.

Prenant le mois de juin comme base, nous calculons les facteurs de correction mensuels s_j par :

$$s_j = \begin{cases} \prod_{k=j}^5 P_{k,k+1} & j < 6 \\ 1 & j = 6 \\ \prod_{k=6}^j \frac{1}{P_{k,k+1}} & j > 6 \end{cases}$$

La valeur moyenne I_0 de la distribution apodisée des valeurs corrigées (c'est-à-dire multipliées par le s_j du mois) du courant mesurées au temps sidéral T et durant l'ITP (23 H, 5 H) fournit le point de la courbe de référence (I_0, T).

Les facteurs de correction s_j (Kerguelen 1967, 30.1 MHz) sont donnés dans le tableau 3. Pour contrôler l'influence possible du caractère cumulatif du calcul, nous avons calculé $P_{12,1}$ de deux façons :

1) directement comme en d :

$$P_{12,1} = m_1/m_{12} = 0,887$$

2) comme $P_{12,1} = \frac{s_{12}}{s_1} = 0,905$

La différence n'est que de 2 %.

3.3. Discussion.

La méthode que nous venons de présenter tient compte des variations tant saisonnières que dues aux changements de caractéristiques du riomètre.

Si la dérive du riomètre est négligeable, on peut obtenir une idée assez précise du niveau absolu d'absorption. Utilisant la méthode IQSY, nous déterminons la courbe calme pour le mois durant lequel l'absorption dans les heures de fin de nuit est minimum, c'est-à-dire le mois ayant le plus petit facteur de correction s_j . La meilleure position de la courbe de référence est lorsqu'elle est tangente par au-dessus à cette courbe calme. Un

Tableau 3

Facteurs de correction mensuels pour le riomètre 30.1 MHz de Kerguelen en 1967. Juin est le mois de référence.

Mois	J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D
s_j	0.998	0.990	0.987	0.986	0.975	1	1.057	0.889	0.894	0.879	0.888	0.904

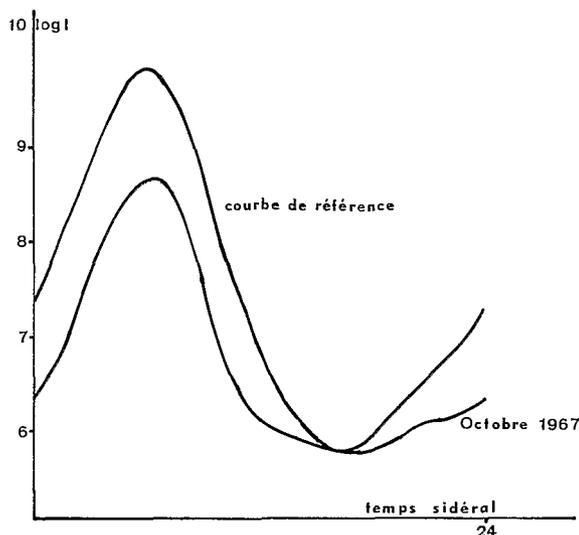


Fig. 6

Positionnement de la courbe de référence dans une échelle absolue.

exemple d'application de cette méthode est donné à la figure 6 (Kerguelen 1967).

Si le riomètre a une dérive importante, la méthode est applicable pour chaque mois, donnant le niveau d'absorption à l'exclusion des variations saisonnières.

Considérons à nouveau la méthode IQSY. Laisser 5 % des points, à une heure sidérale donnée, au-dessus de la courbe de référence revient à estimer un quantile de la distribution dont nous calculons la valeur moyenne. Comparée à notre méthode, dans laquelle nous ne considérons que les distributions pendant l'ITP, la méthode IQSY estime le quantile d'ordre 0,8.

Soit donc q_p le quantile d'ordre p de la distribution, Q_p son estimation à partir d'un échantillon de taille n ; alors, la variable aléatoire

$$T_p = \sqrt{n} (Q_p - q_p)$$

suit asymptotiquement une loi de Gauss centrée d'écart type $\sqrt{p(1-p)/f(q_p)}$ où f est la densité de probabilité théorique (Fourgeaud et Fuchs, 1967).

Avec $n = 90$ et $p = 0,8$, et en assimilant la loi de probabilité de T_p à sa limite, l'écart type de $Q_p - q_p$ vaut 0,16 mA.

D'autre part, assimiler la valeur moyenne et le quantile d'ordre 0,8 d'une distribution entraîne une erreur de $0,84 \sigma$ (σ étant l'écart type de la distribution). Avec pour σ la valeur caractéristique de 0,2 mA, on obtient une erreur systématique de 0,17 mA.

Ces chiffres donnent une idée de la précision de la méthode IQSY.

Enfin, notons que notre méthode autorise la prise en compte d'un changement soudain des caractéristiques de l'appareillage. Il suffit de calculer le rapport de correction des quinze jours précédant le changement aux quinze jours le suivant d'une manière analogue à ce que nous avons décrit pour l'élimination des variations saisonnières.

4. Limites des mesures d'absorption par riomètre

L'interprétation physique des mesures d'absorption n'est pas toujours immédiate. Nous donnons dans les paragraphes qui suivent quelques aperçus sur trois effets à considérer lorsqu'on cherche à interpréter quantitativement de telles mesures.

4.1. Directivité de l'antenne

Ce problème présente deux aspects :

1) la dépendance de l'atténuation des ondes à la traversée de l'ionosphère avec la direction de propagation ;

2) la modification du diagramme apparent de directivité de l'antenne due à la réfraction ionosphérique (effet de lentille).

Le second effet est généralement faible quand la fréquence de travail est grande comparée à $f_0 F2$; néanmoins, pour $f_0 F2 = 10$ MHz, il peut atteindre 0,2 dB à 27,6 MHz (Heisler et Hower 1970).

Considérons le premier effet ; soit $E_0(\phi, \alpha)$ le champ électrique du bruit cosmique dans la direction d'azimut α et d'angle zénithal ϕ à l'entrée dans l'ionosphère ; $E(\phi, \alpha)$ sa valeur en dessous de l'ionosphère.

L'absorption mesurée est :

$$A_{dB} = 10 \log \frac{\iint F(\phi, \alpha) E_0^2(\phi, \alpha) d\Omega}{\iint F(\phi, \alpha) E^2(\phi, \alpha) d\Omega} \quad (4)$$

où $F(\phi, \alpha)$ est le diagramme polaire de l'antenne de réception.

Comme la déviation par l'ionosphère des ondes de fréquence $f \gg f_0 F2$ est négligeable, on a :

$$E^2(\phi, \alpha) = E_0^2(\phi, \alpha) \exp(-2 \int K ds) = \tau E_0^2(\phi, \alpha) \quad (5)$$

où : K est le coefficient d'absorption, fonction de la position et de l'angle entre le vecteur d'onde et le champ magnétique.

— τ est le coefficient de transmission de l'ionosphère. Nous intéressant essentiellement aux mesures à haute latitude, nous pouvons considérer le champ magnétique comme vertical, alors τ ne dépend que de ϕ .

Dans ce cas, l'antenne étant sensible aux deux modes ordinaire et extraordinaire, nous avons :

$$\tau(\phi) = \frac{1}{2} \left[\exp \left(-2c \int \frac{nv}{\nu^2 + (\omega + \omega_b \cos \phi)^2} ds \right) + \exp \left(-2c \int \frac{nv}{\nu^2 + (\omega - \omega_b \cos \phi)^2} ds \right) \right]$$

avec ν fréquence de collision

ω_b gyrofréquence angulaire électronique

ω fréquence angulaire de travail

n densité électronique

c coefficient dont la valeur dans le système MKSA est $4,59 \cdot 10^{-5}$

Les intégrales sont calculées le long du trajet des ondes.

Comme $\omega_b \ll \omega$, (6) peut être approximé par :

$$\tau(\phi) = \exp \left[-\frac{2c}{\cos \phi} \int_{h_1}^{h_2} \frac{nv}{\nu^2 + \omega^2} dh \right] \quad (7)$$

l'intégration étant effectuée sur une verticale, entre les limites h_1 et h_2 de l'ionosphère absorbante.

Il résulte de (7) que :

1) le facteur de transmission dépend de la direction de propagation uniquement par la longueur du trajet parcouru.

2) L'effet de la dissociation magnétoionique des ondes est caché par l'antenne.

Reportant (7) dans (4), il vient

$$A_{dB} = 10 \log \frac{\iint F(\phi, \alpha) E_0^2(\phi, \alpha) d\Omega}{\iint F(\phi, \alpha) E_0^2(\phi, \alpha) \tau_\nu \frac{1}{\cos \phi} d\Omega} \quad (8)$$

où $\tau_\nu = \tau(0)$ est le coefficient de transmission pour une propagation verticale.

La formule (8) montre que la relation entre l'absorption mesurée et $-10 \log \tau_\nu$ n'est pas linéaire, et qu'elle dépend du type d'antenne ; un abaque serait nécessaire dans chaque cas. Nous avons fait le calcul pour une antenne bifilaire de longueur $0,625 \lambda$ dans le cas d'un bruit isotrope et non isotrope :

l'anisotropie du bruit cosmique joue un rôle mineur.

Les absorptions mesurée et verticale diffèrent de façon importante pour des absorptions fortes.

En conséquence, il est nécessaire de tenir compte de l'effet de la directivité de l'antenne quand on veut remonter des mesures d'absorption aux paramètres ionosphériques (par exemple, dans la technique multi-riométrés).

4.2. Contributions à l'absorption des différentes couches ionosphériques

Les résultats que nous présentons ci-dessous diffèrent légèrement de ceux déjà publiés ailleurs (Heissler and Hower, 1967 ; Taubenheim and al., 1966).

Nous avons utilisé dans nos calculs la théorie magnétoionique généralisée (Sen and Wyller 1960 ; Benson 1964). A haute latitude, l'approximation quasi longitudinale est licite, et il vient :

1) quand les collisions électron-neutre dominant :

$$A_{dB} = \alpha \int \frac{n(h)}{\nu_m} H \left(\frac{\omega \pm \omega_b}{\nu} \right) dh \quad (9)$$

$$H(x) = \frac{1}{\Gamma(7/2)} \int_0^\infty \frac{u^{5/2} e^{-u}}{u^2 + x^2} du$$

où les signes +/ - concernent les modes ordinaire/extraordinaire. ν_m est la valeur de la fréquence de collision pour la vitesse la plus probable.

Si h est en km et n en $e.m^{-3}$ $\alpha = 1,15 \cdot 10^{-1}$

2) Quand les collisions électron-ion dominant (Lavergnat, 1970) :

$$A_{dB} = \alpha \int \frac{n(h)}{\nu_m} \cdot H' \left(\frac{\omega \pm \omega_b}{\nu_m} \right) dh \quad (10)$$

$$H'(x) = \frac{1}{\Gamma(7/2)} \int_0^\infty \frac{e^{-u}}{u^{-3} + x^2} du$$

Au voisinage de l'équateur magnétique, il convient d'utiliser l'approximation quasi-transversale, qui conduit à des formules similaires.

La fréquence de collision électron-neutre est donnée par :

$$\nu_m = 0,85 \cdot 10^8 P \quad \text{avec } \nu_m \text{ en Hz et } P \quad (11)$$

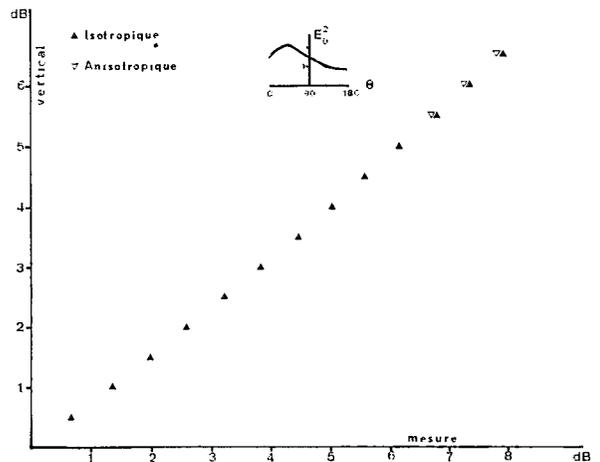


Fig. 7

Relation entre l'absorption mesurée et l'absorption verticale pour une antenne bifilaire de longueur $0,625 \lambda$.

pression des neutres en mm de Hg (Rawer et Suchy, 1967) Nicolet (1959) remarque que la formule (11) devient incorrecte au-dessus de 80 km par suite de l'importance croissante de l'oxygène atomique. Une limite supérieure de la fréquence de collision associée à la vitesse moyenne est alors donnée par :

$$\nu = 3,5 \cdot 10^9 P T_e^{-1/2} \quad (12)$$

(T_e : température électronique).

La fréquence de collision électron-ion est donnée par (Rawer et Suchy, 1967) :

$$\nu_m = \left[72,3 + 8,3 \log \frac{T_e^{3/2}}{n^{1/2}} \right] n T_e^{-3/2} \quad (13)$$

avec n en e.cm^{-3} , T_e en $^\circ\text{K}$ et ν_m en Hz.

Nous avons calculé numériquement la valeur de l'absorption pour différents profils de la densité électronique caractéristiques des régions polaire et équatoriale.

Les profils de densité pour la zone polaire ont été pris dans le rapport de Penndorf (1968) : ceux de la région équatoriale nous ont été fournis par P. Vila (communication privée).

Dans les régions D et E, nous avons utilisé la pression neutre donnée par le modèle CIRA, et considéré que la température électronique était égale à celle des neutres.

La situation n'est pas aussi claire dans la région F. La température électronique y varie fortement suivant l'heure locale, la saison et la latitude, et n'est pas prévisible à haute latitude. Nous avons utilisé une variation linéaire entre 120 et 300 km avec au-dessus une température constante (région polaire) ou légèrement croissante avec l'altitude (région équatoriale).

Les résultats de ces calculs montrent que :

-- l'absorption dans la région D (60-90 km) est négligeable de nuit ;

-- l'absorption dans la région E (90-120 km) peut être notable si la densité électronique y est suffisante : 0,2 à 0,4 dB (selon le modèle de température) pour $f_0 E = 3,5$ MHz ;

-- l'absorption collisionnelle dans la région F est généralement inférieure à 0,1 dB, ce qui est en accord avec les résultats publiés antérieurement. Toutefois, dans des cas extrêmes (ionosphère équatoriale de jour au maximum du cycle solaire) elle peut atteindre 0,6 dB.

4.3. Effet d'irrégularités de grande échelle de la densité électronique dans la région F

Dans tout ce qui précède, nous avons considéré l'ionosphère comme étant stratifiée horizontalement.

En fait, la présence très fréquente d'irrégularités de la densité électronique dans la région F est évidente, tant par ses manifestations indirectes comme le F-diffus (Herman, 1966) ou les scintillations radio (Singleton, 1969) que sur les mesures in situ (Dyson, 1969). Ces irrégularités sont particulièrement fréquentes à haute latitude (Penndorf, 1965).

Les irrégularités ont des dimensions transversales allant de quelques mètres à plusieurs centaines de km, et des amplitudes de 1 % à plus de 70 % de la densité ambiante.

L'influence d'irrégularités ayant des dimensions transverses de la dizaine de km sur l'absorption des ondes radio a été décrite ailleurs (Sylvain, 1972) et nous ne faisons ici que rassembler les résultats principaux.

Les irrégularités de la densité électronique modifient la direction de propagation des ondes traversant l'ionosphère. Il en résulte une augmentation de l'absorption mesurée qui provient :

-- d'une part, de l'accroissement du trajet des ondes à travers les régions inférieures, les plus absorbantes, de l'ionosphère.

-- d'autre part, de l'arrivée des ondes à l'antenne selon des directions en moyenne moins favorables (effet de lentille divergente).

Le second aspect du phénomène peut être le plus important.

Une simulation par tracé de rayons sur des modèles simples d'irrégularités ionosphériques (dimensions de quelques dizaines à quelques centaines de km ; variations de densité de 10 à 40 %) nous a donné des accroissements d'absorption de 0,1 à 0,5 dB.

Pour les irrégularités de très grande échelle (centaine de km), leur position par rapport à l'antenne de réception est un paramètre important, et un mouvement relatif s'accompagne d'une modulation de l'absorption mesurée.

Bien qu'obtenus dans des configurations très simplifiées, ces résultats montrent que l'influence d'irrégularités dans la région F sur les mesures d'absorption n'est pas négligeable.

5. Conclusion

La méthode que nous proposons pour établir la courbe de référence s'appuie sur la normalité de la distribution du courant du riomètre pour un temps sidéral donné et l'intervalle horaire (23 h - 5 h) en temps local.

Le degré d'évidence statistique de ce résultat est remarquable.

Comme la méthode est purement numérique elle est, une fois les programmes écrits, d'une mise en œuvre facile et rapide. De plus, elle permet, dans une certaine mesure, de corriger les variations saisonnières et la dérive du riomètre.

Toutefois, nous soulignons à nouveau ici que cette méthode ne résoud pas le difficile problème de l'étalonnage absolu du riomètre et qu'en conséquence la mesure de l'absorption ionosphérique par la technique riométrique conduira principalement à des estimations qualitatives. Cependant le fait d'avoir une meilleure évaluation de la forme de la courbe de base autorise une meilleure description des variations de l'absorption et par la même une étude plus précise des phénomènes particuliers.

Enfin, nous avons montré dans la dernière partie que dans certains cas des événements d'absorption faibles pouvaient avoir leur origine dans la région F de l'ionosphère.

Remerciements

Ce travail a été effectué avec le soutien de l'Administration des Terres Australes et Antarctiques Françaises et des Expéditions Polaires Françaises. Il a également bénéficié pour partie du soutien de l'U.S. Air Force dans le cadre du contrat F61052-67C-0092.

Manuscrit reçu le 13 Avril 1976

Références

- Benson R.F., "The quasi longitudinal approximation in the generalized theory of radio wave absorption", *Radio Science*, 68 D, p. 219-223, 1964.
- Cowley F.C., Hargreaves J.M., Matheson L.D., Reisbeck L.G. and Saver M.H., "A procedure for the routine reduction of riometer charts using computer programs in Fortran". NBS report 880, 1965.
- Cramer H., "Mathematical methods of statistics". Princeton University Press, 1946.
- Dyson P.L., "Direct measurements of the size and amplitude of irregularities in the topside ionosphere", *J. Geophys. Res.*, 74, p. 6291-6303, 1969.
- Fourgeaud C. and Fuchs A., "Statistique", Dunod Editeur, Paris 1967.
- Hargreaves J.K., Chivers H.J.A. and Axford W.I., "The development of the substorm in auroral radio absorption", *Planet. Space Sc.* 23, p. 905-911, 1975.
- Heisler R. and Hower G.L., "Riometer quiet day curves" *J. Geophys. Res.*, 72, p. 5485-5490, 1967.
- Heisler R. and Hower G.L., "Comparison between calculated ionospheric absorption and riometer measurements", *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 32, p. 1755-1764, 1970.
- Herman J.R., "Spread-F and ionospheric F. region irregularities", *Review of Geophys.*, 4, p. 255-298, 1966.
- Kendall M.G. and Stuart A., "The advanced theory of statistics", Ch. Griffin and C. Ltd., Londres, 1967.
- Lavergnat J., "Les mesures d'absorption des ondes H.F. par riomètre dans les calottes polaires, — Application à la station Dumont d'Urville". Thèse 3^{ème} cycle, Paris 1970.
- Little G.G., "Auroral absorption of radio waves", In *Aurora and Airglow* (Mc. Cormac Ed.) p. 575-588, Rheinhold Pub., 1967.
- Little G.G. and Leinbach H., "The riometer, a device for the continuous measurement of ionospheric absorption using extraterrestrial radio waves, *Proc. J.R.E.* 47, p. 315-320, 1959.
- Lusignan B., "Cosmic noise absorption measurements at Stanford and Pullman", *J. Geophys. Res.*, 65, p. 3895-3902, 1960.
- Mitra A.P. and Shain C.A., "The measurements of ionospheric absorption using observations of 18.3 Mc Cosmic radio noise", *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 4, p. 204-218, 1953.
- Nicolet M., "Collision frequency of electrons in the terrestrial atmosphere", *Phys. of Fluids*, 2, p. 95-97.
- Penndorf R., "Frequency of spread-F occurrence over Antarctica", AVCO-NSF report RAD-TR - 65-1, 1965.
- Penndorf R., "The antarctic ionosphere", AVCO-NSF Report AVSSD-0053-68 CR, 1968.
- Rawer K. and Suchy K., "Radio observation of the ionosphere" in *Encyclopedia of Physics* (S. Flugge ed) 49, Bond, Teil 2. Springer-Verlag, 1967.
- Sen H.K. and Wyller A.A., "On the generalisation of the Appleton Hartree magnetoionic formulas", *J. Geophys. Res.*, 65, p. 3931-3950, 1960.
- Singleton D.G., "The occurrence of scintillation producing irregularities over Australasia", *J. Geophys. Res.*, 74, p. 1772-1785, 1969.
- Sylvain M., "Etude du phénomène lacune-F à la station Dumont d'Urville", Thèse 3^{ème} cycle, Paris 1972.
- Taubenheim J., Hense J. and Lippert W., "The contribution of the ionospheric F-region to cosmic noise absorption", *Ann. Géophys.*, 22, p. 320-322, 1966.
- Van der Waerden B.L., "Statistique mathématique", Dunod, Paris 1967.
- Vassal J., "Etude de certains phénomènes d'absorption ionosphérique anormale détectés à l'aide de riomètres à la station Dumont d'Urville", Thèse 3^{ème} cycle, Paris, 1971.