Étude Théorique de la Région-D pendant SIDs

PIERRE KAUFMANN, OSCAR T. MATSUURA et M. H. PAES DE BARROS
Centro de Rádio Astronomia e Astrofísica, Universidade Mackenzie, São Paulo SP

Recebido em 16 de Novembro de 1970

A new method is suggested to study the variations of the conductivity parameter in the D-region during SIDs. The method makes use of propagation anomalies observed in VLF and seems to be particulariy suitable for greater VLF wave lengths (12 kHz in the present work). An approximate typical model for the lower ionosphere is used. The conductivity gradients decrease during SIDs and the affected conductivities can be determined for fixed heights.

Um novo método é sugerido para estudo de variações do parâmetro de condutividade na região-D durante SIDs, utilizando-se de anomalias de propagação observadas em VLF. Êste método parece particularmente válid em aplicações a dados experimentais obtidos em comprimentos de onda VLF maiores (12 kHz no trabalho presente), adotando-se um modêlo aproximado típico para a baixa ionosfera. Os gradientes de condutividade decrescem durante SIDs e as novas condutividades afetadas podem ser determinadas para latitudes fixas, seguindo o mesmo modêlo.

1. Introduction

I1 est déja bien établi que plusieurs importantes proprietés physiques de la basse ionosphère peuvent être determinées par l'étude des anomalies en propagation des ondes sur basses fréquences et sur très basses fréquences ***(TBF).*** Les SIDs ***(sudden ionospheric disturbances),*** que produisent des changements rapides de la phase et de l'amplitude des signaux TBF au cours des éruptions solaires, constituent une méthode importante et ***5).*** Le présent travail se propose de discuter une méthode différente pour la conductivité et de la hauteur de la limite supérieure du guide sphérique Terreionosphère au cours des éruptions solaires (par exemple, Refs. 1,2,3,4 e ***5).*** Le présent travail se propose de discuter une méthode différente pour étudier les variations de la conductivité dans la basse ionosphère pendant les SIDs. Cette méthode présente des avantages sur d'autres techniques parce qu'un nombre moindre de suppositions est nécessaire et explique d'une façon relativement plus simple les conditions perturbées de la région-D de l'ionosphère mais elle est limitée a certaines variations d'amplitude de ***TBF,*** produites par éruptions solaires.

2. Théorie de la Méthode

Le modèle exponentiel pour la basse ionosphère, selon Wait et Spies[6] est,

$$\omega_r = \omega_r(0)\, exp\, \{\beta\, (h - h_0)\}, \tag{1}$$

ou le paramètre de la conductivité est $\omega_r = \omega_0^2/\nu$; ω_0 c'est ia fréquence de plasma, ν la fréquence de collision; β le gradient de conductivité; et $\omega_r(0)$ la valeur du paramètre de conductivité a la hauteur $h = h$,. Le modèle utilisé ici admet aussi que, pour les transmissions TBF sur grandes distances ($d > 4000$ km), le premier mode de propagation est dominant. Pendant un SID le paramêtre de conductivité change en fonction de la hauteur et du temps, representé par $\omega_r(q, t)$,q étant la variation de hauteur dans le temps, t, une quantité directement dérivable de l'observation de la variation de phase du signal TBF. La variation de la conductivité pendant une anomalie peut alors être representée mathématiquement selon

$$d\omega_r = (\partial\omega_r/\partial q)\, dq + (\partial\omega_r/\partial t)\, dt. \tag{2}$$

Pour simplifier le traitement mathématique nous nous limiterons a un certain type d'anomalie caractérisé par pratiquement aucune variation de ω_r, c'est a dire que pendant le SID on observe une variation de phase (SPA) et une variation d'amplitude négligeable ou nulle (SES) (ce qui va être justifié plus tard). On a donc do, = 0 et de (2) on obtient

$$dq/dt = -(\partial\omega_r/\partial t)/(\partial\omega_r/\partial q). \tag{3}$$

$\omega_r(q,$ peut être maintenant développé en série de MacLaurin et, admettant que la variation de o, avec la hauteur et le temps est linéaire, les dérivés d'ordre supérieurs peuvent être négligées. En effet, les limites de variation $0 < q < q_f$ et $0 < t < t_f$ sont petites, et c'est connu que la variation de la hauteur q est directement proportionelle a la variation de phase observée qui peut être très bien approximée comme une fonction linéaire du temps, au cours d'un SID. o, est une fonction exponentielle de q, selon (1), et, pour des petites variations en hauteur, peut être transformée en série, tenant compte seulement du terme linéaire en q.

Tenant maintenant compte de la dépendance de ω_r dans le temps, qui est aussi linearisée, il faut admettre que les variations de la densité eléctronique N et de la fréquence de collision ν (si cette variation ci-existe) sont linéaires dans le temps. Les calculs de May[7] sur les distributions de N et de ν qui expliquaient le mieux les données sur SIDs, observées sur 16 kHz, ont indiqué que, dans les hauteurs que nous interèssent, les deux quantités changent linéairement dans de petits intervalles de temps.

On peut donc adopter la valeur approximée du développement en série, qui devient,

$$\omega_r(q,\ t) = \omega_r(0,\ 0) + \frac{\partial\omega_r(0,0)}{\partial q}q + \frac{\partial\omega_r(0,0)}{\partial t}t \tag{4}$$

où $\omega_r(0,0)$ est la valeur de la conductivité au commencement de l'effet, determinée par I'équation (1). Mettant **(3)** en (4)

$$\omega_r(q,t) = \omega_r(0,0) + \frac{\partial\omega_r(0,0)}{\partial t}\{t - q\,(dq/dt)^{-1}\}. \tag{5}$$

Le terme $\partial\omega_r(0,0)/\partial t$ peut être determine utilisant la quantité $\omega_r(q_f,O)$ correspondant au paramêtre de conductivité normale (au temps zéro) mais à la hauteur qui sera atteinte pendant le maximum du SID, c.a.d.,

$$\omega_r(q_f,0) = \omega_r(0,0) + \frac{\partial\omega_r(0,0)}{\partial t}\{-q(dq/dt)^{-1}\}. \tag{6}$$

I1 est important de rapeller que cette analyse est relative a des SIDs ou on peut admettre que ω_r reste constant. I1 change avec la hauteur $\{\omega_r(q,0))$ et avec le temps $\{\omega_r(0,t)\}$, mais sa valeur finale $\{\omega_r(q_f,t_f)\}$ est la même qu'avant le SID (Fig. 1).

Les quantités $\omega_r(q_f,O)$ et $\omega_r(0,0)$ peuvent être determinées par (I), dans le profil non perturbé. dq/dt peut être admis comme constant, ce qui correspond approximativement à l'expérience, mais pourrait être adopté en détail si on prend les enregistrements du changement de phase. I1 nous reste à calculer $\omega_r(0,t_f)$, la conductivité à la limite supérieure du guide d'onde originale, mais considerée au maximum de l'effet (Fig. 1). D'après (5),

$$\omega_r(O,t_f) = \omega_r(O,O) + \frac{\partial\omega_r(0,0)}{\partial t}t_f,$$

mais, de (6),

$$\partial\omega_r(0,0)/\partial t = \{\omega_r(0,0) - \omega_r(q_f,0)\}/q_f(dq/dt)^{-1},$$

alors

$$\omega_r(0,t_f) = \omega_r(0,0) + \{\omega_r(0,0) - \omega_r(q_f,0)\}\,t_f/q_f(dq/dt)^{-1}. \tag{7}$$

3. Le Profil de la Conductivité au Maximum des SIDs

Admettant que pendant le SID, le profil (1) se modifie selon

$$\omega_r = \omega_r(0)_s \, exp \, \{\beta_s(h - h_0)\}, \tag{8}$$

les quantités β_s et $\omega_r(0)_s$ peuvent être obtenues selon le procedé montré par Kaufmann et Mendes[5]. Si la hauteur de reférence normale du limite supérieur du guide d'onde est établie comme $h = h$,, pour une fréquence

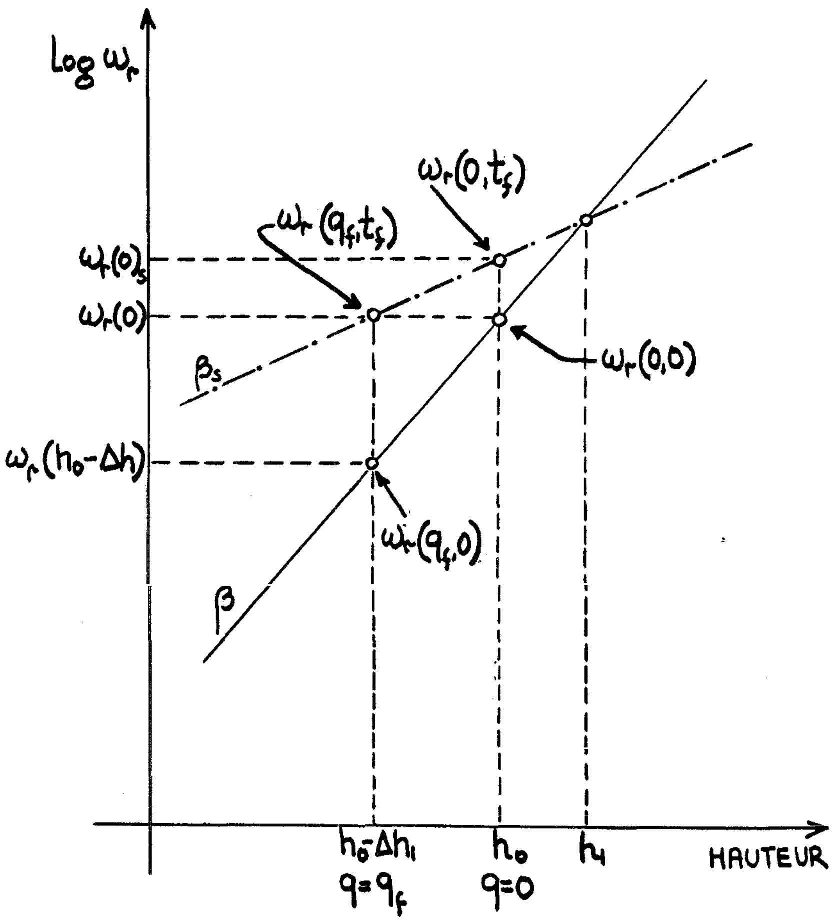

Figure 1. - Diagramme schématique de *o,* en fonction de la hauteur, montrant les symboles utilisés dans le texte.

TBF donnée, on a, pour simplifier, $\omega_r(0, O) = \omega_r(0)$. Ensuite, pour les cas de SID considerés ici on a $\omega_r(q_f, t_f) = \omega_r(0, 0)$. Donc, pour un cas donné de SID, une valeur de ω_r serait pour la hauteur h, $-q_f$, et une deuxiême valeur a h = h,, donné par (7). **A** la hauteur h, (Fig. 1), ou les deux profils s'interceptent, on peut égaler (1) et (8) et on obtient

$$A = exp\{\beta(h_1 - h_0)\}/exp\{\beta_s(h_1 - h_0)\} = \omega_r(0)_s/\omega_r(0) = \omega_r(0, t_f)/\omega_r(0, 0), \tag{9}$$

et le gradient β_s du nouveau profil peut être determiné (Ref. 5),

$$\beta_s = \beta - ln\, A/(h_1 - h_0)\,. \tag{10}$$

4. Sur la Signification Physique de ω_r(q, t) = Constant

Une relation approximée[8], entre les champs eléctriques reçus et les variations de phase observées se montre trés utile pour l'étude des propriétés des SIDs:

$$\alpha_s - \alpha_0 = (1/d)\, ln\{E,\ h_0/E_s(h_0 - q)\} = \lambda^2\, \Lambda_s/16\sqrt{2}\,(h_0 - q)^3 - \lambda^2\, \Lambda_0/16\sqrt{2}\, h_0^3\,, \tag{11}$$

ou a, et a, sont les coefficients d'attenuation, avant et au maximum du SID, respectivement; E, et E, sont les intensités des champs eléctriques reçus correspondants, λ est la longueur d'onde TBF, et **A,** $= L_0^{1/2} + L_0^{-1/2}$ avec $L_0 = \omega/\omega_r(0, O)$ et $\Lambda_s = L_s^{1/2} + L_s^{-1/2}$ avec L, $= \omega/\omega_r(q, t)$. La condition $\omega_r(q, t) =$ *constant* nous conduit a la limitation suivante pour a, $-\alpha_0$:

$$\alpha_s - \alpha_0 = (1/d)\, ln\{E_0\, h_0/E_s(h_0 - q)\} = (\lambda^2\, \Lambda_0/16\sqrt{2})\,\{1/(h_0 - q)^3 - 1/h_0^3)\}. \tag{12}$$

5. Discussion des Résultats Expérimentaux

Sur un grand nombre de SIDs observées au cours des derniers trois ans, on a confirmé une importante proprieté prévue par Pierce[9] selon laquelle la première condition établie par (12) (i.e., a, – a, > 0) est verifiée pour plusieurs SIDs observés sur 13.6 kHz (transmission d'Omega-Trinidad a São Paulo), et pour tous les SIDs observés sur 12.0 kHz (même transmission). La Fig. 2 nous montre une comparaison entre les résultats expérimentaux, obtenus selon $x = (1/d)\, ln\{$E, $h_0/E_s(h_0 -$ q)), en (12) et les données obtenues par calcul théorique selon $y = (\lambda_0^2/16\sqrt{2})\,\{1/(h_0 - q)^3 - 1/h_0^3\}$, en (12) adoptant des valeurs typiques pour l'équation (1), suivant Wait

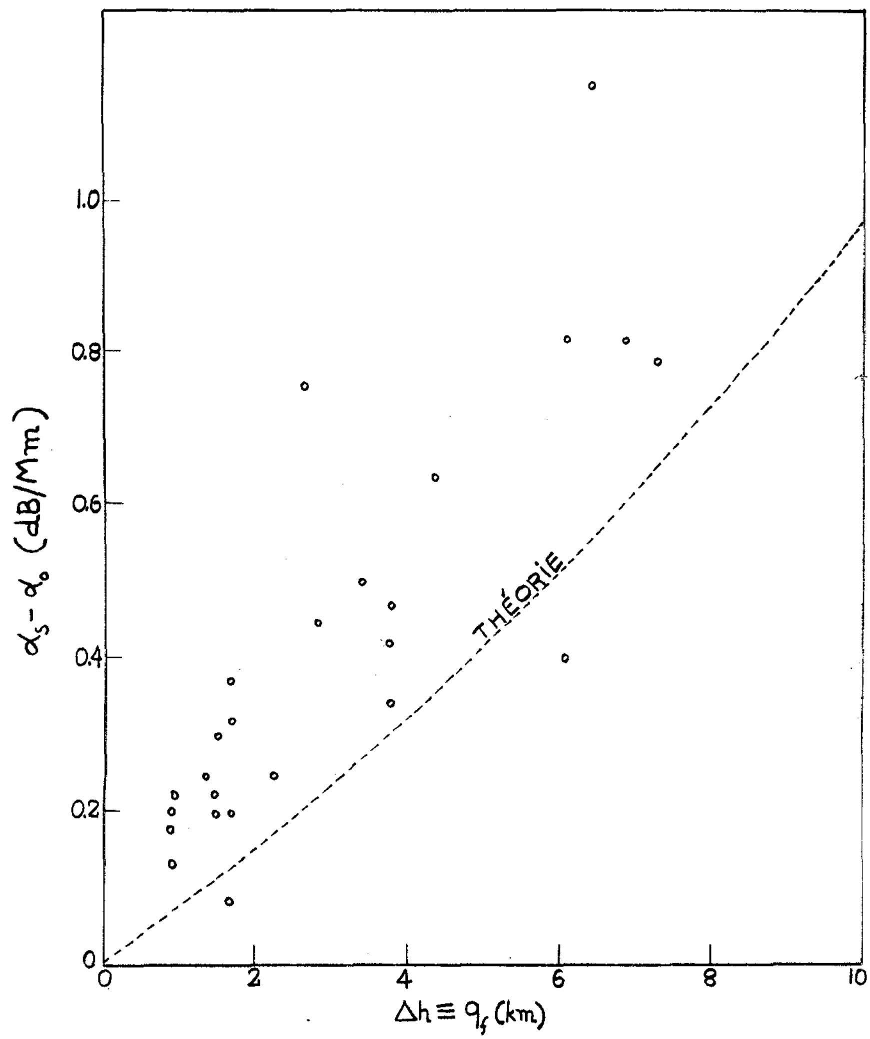

Figure 2. - 24 SIDs bien définis mesurés sur 12 k Hz (Omega, Trinidad-São Paulo) et indiqués par des points dans un diagramme de variation du coefficient d'atténuation en fonction de la variation en hauteur *($Ah \equiv q_f$)* calculé selon l'équation (12). La courbe théorique, correspondant a *y* en (12), est aussi montrée.

et Spies[6], où $h_r = 70\,km$, $\omega_r(0) = 2.5 \times 10^5$ et $\beta = 0.3\,km^{-1}$. Cet résultat suggère donc que la condition $\omega_r(q, t) = constant$ est bien valable, au moins pour des SID nesurés sur les fréquences plus basses que $14\,kHz$.

Finalement, l'application pratique de **(7)** se simplifie considérablement si on considère dq/dt constante; (7) se réduit a

$$\omega_r(0, t_f) = 2\omega_r(0, 0) - \omega_r(q_f, 0). \tag{13}$$

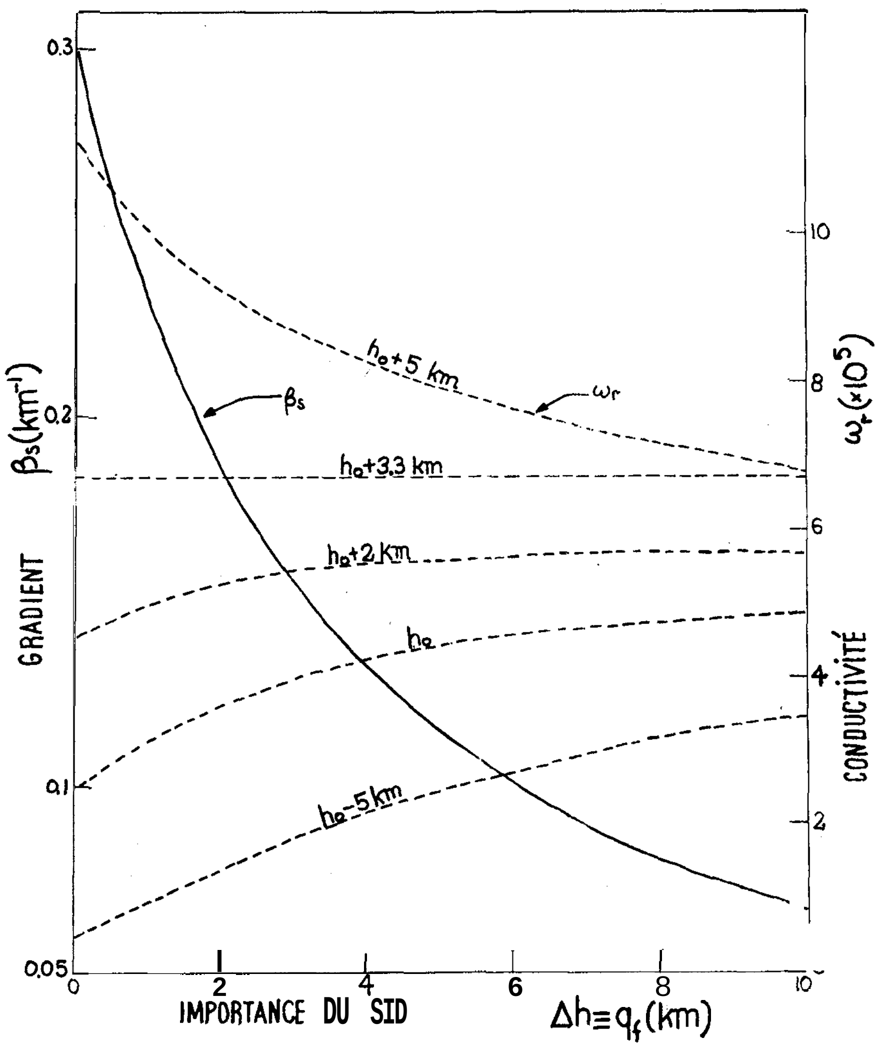

Figure 3. - La variation des valeurs affectées du gradient de conductivité (ordonnés a gauche) et les variations du paramêtre de conductivité (ordonnés à droite), pour des differentes hauteurs, en relation à la référence $h_,$, et en fonction de l'importance du SPA (exprimé en $Ah \equiv q_f$).

Adoptant des valeurs typiques initiales pour l'équation (1), dans les conditions normales (Ref. 9), l'équation (13) nous permet d'estimer les variations du paramètre de conductivité pendant des SIDs en connaissant q nécessaire pour déterminer $\omega_r(q_f, 0)$; les valeurs du gradient pendant l'effet peuvent être aussi connus, selon (10). Les résultats prévus théoriquement sont présentés par la Fig. 3. Des résultats similaires seraient obtenus avec l'adoptión d'une autre hauteur de référence h,.

6. Conclusion

Ces résultats théoriques ont un bon accord qualitatif avec les résultats discutés, selon une different méthode, par Kaufmann et Mendes[5], mais cette fois-ci ils suggèrent une variation plus importante de β pendant les SIDs. La hauteur d'interception entre (1) et (8) est toujours située au dessus de h, (pour la présente application numérique, l'interception se fait a h, + 3.3 km). Ces résultats généraux suggérent que à quelques kilomètres plus haut (h,) d'une certaine hauteur de réference h,, les conditions locales sont telles que la relation N/v, proportionnelle a ω_r, reste pratiquement constante pendant un SID. Au dessus de h,, N change en pourcentage plus que v, et le contraire se vérifie au dessous de h,. On suggére de plus que, dans des approximations raisonnables, la variation de N/v pendant les SIDs aux hauteurs h < h, est croissante avec la variation de la hauteur atteignant des valeurs finales comparables avec ceux a la hauteur h, avant l'effet.

La connaissance de la variation relative de N et v dans la région-D est encore beaucoup spéculative[10,11], et les résultats suggerés ici peuvent permettre de très utiles discussions à l'avenir tenant compte d'autres paramètres, comme les sections droites de collision et les températures dans la région-D.

Les auteurs remercient M. S. Ananthakrishnan et M. R. E. Schaal pour de trés utiles discussions concernant le présent travail. Cet travail a été développé sous le contrat avec I'US Army Element, Defense Research Office, Latin America, grant n.° DA-ARO-49-092-65-G77; ***Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP)*** - Proc. 574-67, et ***Conselho Nacional de Pesquisas*** (*CNPq*).

Bibliographie

1. C. J. Chilton, F. K. Steele et R. R. Norton, J. Geophys. Res. **68,** 5421 (1963).
2. D. D. Crombie, Proc. IEEE 53, 2027 (1965).

3. H. F. Bates et P. R. Albee, J. Geophys. 70. 2187 (1965).
4. B. Burgess et T. B. Jones, Radio Sci. 2, 619 (1967).
5. P. Kaufmann et A. M. Mendes, J, Geophys. Res. 73, 2487 (1968).
6. J. R. Wait et K. P. Spies, NBS Tech. Note n.° 300 (1964).
7. B. R. May, J. Atmosph. Terr. Phys. 28, 553 (1966).
8. P. Kaufmann, R. E. Schaal, W. Lopes et L. Arakaki, J. Atmosph. Terr. Phys. 29,1443 (1967).
9. E. T. Pierce, J. Res. NBS 65D, 543 (1961).
10. W. R. Piggott, "Some comments on outstandings problems in sbsorption", in Report on Equatorial Aeronomy (ed. by F. de Mendonça), CNPq-CNAE, LAFE 32, *São José dos* Campos 75, (1965).
11. E. V. Thrane et W. R. Piggott, J. Atmosph. Terr. Phys. 22, 721 (1966).