

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOULOU MAMMERI, TIZI-OUZOU
FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET DE L'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Mémoire de fin d'études
Présenté en vue de l'obtention
du Diplôme d'Ingénieur d'Etat en Electronique

Option : Communication

Thème:

Etude de la propagation des ondes
radioélectriques dans la Troposphère claire

Proposé et dirigé par :
M^r : Kanane Hocine

Conçu et réalisé par :
M^r: Dirami Hamid
M^r: Louizini Ourida

Année universitaire **2007/200**

INTRODUCTION GENERALE

Dans cette étude nous entrons dans un domaine d'analyse où le radioélectricien rejoint le météorologue, et où l'énoncé des lois de propagation ne peut que s'accompagner d'un habillage probabilistique.

Ici, le statisticien a aidé le radioélectricien :

- en lui fournissant l'outillage nécessaire à la mise en ordre et à la présentation des nombreux résultats expérimentaux ;
- en lui permettant d'utiliser ces lois pour la prévision des liaisons, sous forme de valeurs moyennes, d'écart quadratiques, de valeurs non dépassées pendant tel pourcentage du temps, etc.

En effet la troposphère, cette partie de l'atmosphère dans laquelle nous baignons, est essentiellement fluctuante, et son état physique, à un instant et en un lieu déterminé, ne sont encore prévisibles qu'avec un taux de confiance assez inférieure à l'unité.

Or, si les ondes de basses fréquences (jusqu'à 1 MHz environ) se soucient assez peu des perturbations locales des milieux qu'elles traversent, en revanche les ondes de fréquences élevées en dépendent.

La troposphère :

- dévie ces ondes : c'est la réfraction troposphérique ;
- les affaiblit : c'est l'absorption troposphérique ;
- et enfin les réfléchit localement et les diffuse : c'est la réflexion et la diffusion troposphérique.

Nous nous intéressons dans notre étude qu'au premier cas, c'est-à-dire à une troposphère claire, sans discontinuités ni irrégularités dans laquelle on ne considère que l'influence de la réfraction troposphérique sur les rayons électromagnétiques.

Ce dernier phénomène dépend de :

- la fréquence de l'onde ;
- l'état de la troposphère en chacun de ses points, caractérisé essentiellement par :
 - sa température,
 - sa pression,
 - sa pression partielle de vapeur d'eau.

Pour bien expliquer ce phénomène, nous avons procédé par une étude, dans laquelle on a divisé notre travail en quatre chapitres.

Le premier chapitre revient sur, des généralités qui traitent essentiellement; les équations de Maxwell qui sont à l'origine des études de propagation électromagnétique; l'indice de réfraction caractérisant le milieu de propagation, et notamment l'indice de réfraction complexe; et les différentes approximations qui simplifiées considérablement notre problème (notamment l'approximation de l'optique géométrique et la notion de rayon électromagnétique...) et leurs insuffisances.

Le deuxième chapitre étudie l'atmosphère claire à travers son indice de réfraction et son gradient.

Le troisième chapitre consiste, à l'étude de la réfraction des ondes radioélectriques dans la troposphère normale.

Et enfin dans le quatrième chapitre nous étudierons la propagation anormale et plus particulièrement, l'infraréfraction et la superréfraction, leurs prévisions et leurs effets sur les liaisons terrestres.

I-1) EXPOSE DU PROBLEME

Les problèmes de propagation consistent en une catégorie particulière de problèmes d'électromagnétisme; leur solution suppose donc en principe d'obtenir la solution des équations de Maxwell vérifiant les conditions initiales et aux limites appropriées. Malheureusement il y a loin du principe à la réalisation et la solution effectuée ne peut être obtenue de cette façon que dans des situations extrêmement simples et bien éloignées de celle que l'on rencontre en pratique.

On simplifie considérablement les problèmes en découplant ce qui touche aux sources du champ de l'effet du milieu de propagation. Pour se faire, on cherche à déterminer des solutions particulières des équations de Maxwell aptes à se propager dans le milieu considéré en faisant abstraction des sources qui leur donnent naissance. C'est ce qu'on appelle la recherche des modes propres du milieu. Les équations à résoudre n'ayant plus de terme de sources, on a à résoudre un problème homogène au lieu du problème inhomogène général. On peut, de plus, chercher des solutions ayant a priori une forme mathématique simple. Dans la mesure du possible, on cherche ces solutions particulières sous la forme d'ondes planes harmoniques, c'est-à-dire de champ dont les variations spatio-temporelles sont données (en notation complexe) par un terme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{A} e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}.$$

I-2) EQUATIONS DE MAXWELL

Le problème de la propagation des ondes électromagnétique doit ses origines aux équations de Maxwell. Elles s'écrivent dans le système d'unités MKSA sous forme suivante :

$$\left. \begin{aligned} r\vec{\partial}t\vec{H} &= \vec{J} + \partial\vec{D}/\partial t \\ r\vec{\partial}t\vec{E} &= -\partial\vec{B}/\partial t \\ \text{div}\vec{D} &= \rho \\ \text{div}\vec{B} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.2.1})$$

Où \vec{H} est le champ magnétique (A/m), \vec{E} est le champ électrique (V/m), \vec{B} est l'induction magnétique (Tesla/m²), \vec{D} est l'induction électrique (colomb/m²), \vec{J} est la densité du courant (A/m²), ρ est la densité volumique de la charge électrique surfacique (colomb/m³).

Une première simplification, relative au système de Maxwell est obtenue par l'introduction des vecteurs complexes. Une seconde simplification résulte de l'introduction d'une « constante diélectrique complexe » du milieu.

L'introduction des vecteurs complexes n'a de sens qu'en régime sinusoïdal en fonction du temps. On démontre alors aisément, en faisant appel à la linéarité des équations de Maxwell, que celles-ci s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} r\vec{\text{rot}}\vec{H} &= \vec{J} - i\omega\vec{D} \\ r\vec{\text{rot}}\vec{E} &= +i\omega\vec{B} \\ \text{div}\vec{D} &= \rho \\ \text{div}\vec{B} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.2.2})$$

(Le facteur temps $\exp(-i\omega t)$ étant sous entendu).

Les vecteurs complexes \vec{H} , \vec{E} ayant la forme :

$$\vec{A} (A_x = A_x^0 e^{i\alpha_x}, A_y = A_y^0 e^{i\alpha_y}, A_z = A_z^0 e^{i\alpha_z}). \quad (\text{I.2.3})$$

L'écriture réelle des champs s'obtient, à partir de leur écriture complexe, en rétablissant le facteur $e^{-i\omega t}$ et en prenant la partie réelle de l'expression obtenue :

$$\vec{A} (A_X = A_x^0 \cos(\omega t - \alpha_x), A_Y = A_y^0 \cos(\omega t - \alpha_y), A_Z = A_z^0 \cos(\omega t - \alpha_z)). \quad (\text{I.2.4})$$

On voit bien que dans le système de Maxwell sous forme complexe le temps se trouve éliminé, les quantités complexes qui interviennent n'étant que des fonctions des coordonnées du point. C'est là l'essentiel de la simplification apportée par l'introduction des quantités complexes en régime sinusoïdal.

Une remarque s'impose en ce qui concerne le temps. En fait, au lieu du facteur $e^{-i\omega t}$ adopté ici, on pourrait aussi bien introduire le facteur conjugué $e^{i\omega t}$. On peut s'assurer que tout ce qui vient d'être dit continue à subsister. La seule différence est que les résultats se trouveraient alors exprimés par les quantités complexes conjuguées. Pour passer d'un cas à l'autre il suffit donc de changer simplement dans les formules produites $\pm i$ en $\mp i$ partout ou l'unité imaginaire figure explicitement.

En propagation on suppose en général que les milieux de propagation sont tels que l'on puisse écrire :

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} \quad , \quad \vec{B} = \mu\vec{H} \quad \text{et} \quad \vec{J} = \sigma\vec{E} \quad (\text{I.2.5})$$

Avec ϵ la permittivité diélectrique (farads/m), μ la perméabilité magnétique (henrys/m) et σ la conductivité (mhos/m) du milieu.

Dés lors la première des équations de Maxwell s'écrit :

$$\text{rot } \vec{H} = (\sigma - i\omega \varepsilon) \vec{E}.$$

Elle peut se mettre sous la forme :

$$\text{rot } \vec{H} = -i\omega \varepsilon' \vec{E} ;$$

Si l'on pose :

$$\varepsilon' = \varepsilon + \frac{i\sigma}{\omega} \quad (\text{I.2.6})$$

Le nouveau paramètre complexe ε' , rassemblant toutes les deux « constantes » du milieu ε et σ dépend encore de la fréquence, s'appelle constant diélectrique complexe du milieu.

Les équations de Maxwell prennent la forme :

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= \vec{J} - i\omega \varepsilon' \vec{E} \\ \text{rot } \vec{E} &= +i\omega \mu \vec{H} \\ \text{div}(\varepsilon' \vec{E}) &= 0 \\ \text{div}(\mu \vec{H}) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.2.7})$$

Les équations de Maxwell doivent se compléter par les conditions aux limites appropriées. On démontre qu'à la surface de séparation de deux milieux (1) et (2) on a les relations de continuité suivantes :

- La composante tangentielle du champ électrique est continue :

$$E_{1t} = E_{2t} \quad (\text{I.2.8})$$

- La composante normale de $\varepsilon' \vec{E}$ est continue :

$$\varepsilon'_1 E_{1n} = \varepsilon'_2 E_{2n} \quad (\text{I.2.9})$$

(La normale \vec{n} ayant le même sens pour \vec{E}_1 et \vec{E}_2)

- La composante tangentielle du champ magnétique est continue (la conductivité des deux milieux étant finie) :

$$H_{1t} = H_{2t} \quad (\text{I.2.10})$$

- La composante normale de l'induction magnétique $\vec{B} = \mu \vec{H}$ est continue :

$$\mu_2 H_{1n} = \mu_1 H_{2n} \quad (\text{I.2.11})$$

I-3) LA CONSTANTE DIELECTRIQUE COMPLEXE D'UN MILIEU

Elle a été définie par la relation :

$$\varepsilon' = \varepsilon + \frac{i\sigma}{\omega} \quad (\text{I.3.1})$$

de sorte que l'on ait :

$$r\vec{\text{rot}}\vec{H} = \vec{J} - i\omega\vec{D} = (\sigma - i\omega\epsilon)\vec{E} = -i\omega\epsilon'\vec{E} \quad (\text{I.3.2})$$

On voit dans l'équation (I.3.2) que $r\vec{\text{rot}}\vec{H}$, qui a les dimensions d'une densité de courant, se forme de deux composantes ; une composante $\sigma\vec{E}$ en phase avec le champ électrique que l'on désigne comme « densité de courant de conduction » et une seconde composante $-i\omega\epsilon'\vec{E}$ en quadrature de phase par rapport à la première, elle désigne « densité de courant de déplacement » (on suppose par ailleurs que σ et ϵ sont des quantités réelles). d'autre part la constante complexe ϵ' apparaît dans l'expression du courant total $-i\omega\epsilon'\vec{E}$ et c'est dans ce fait qu'on devrait lui attribuer un certain sens physique .

Au lieu des grandeurs ϵ et ϵ' de dimension Farad/mètre, on utilise d'habitude les constantes relatives sans dimension :

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \text{ et } \epsilon_r' = \frac{\epsilon'}{\epsilon_0} = \epsilon_r + i\frac{\sigma}{\epsilon_0\omega} \quad (\text{I.3.3})$$

Où $\epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$ (F/m) la constante diélectrique du vide.

On remarque qu'en toute généralité, les « constantes du milieu σ et ϵ_r » sont fonction du point (x, y, z), de la fréquence et du temps. Ces constantes sont considérées souvent comme quantités réelles, mais rien ne s'oppose à les considérer plus généralement comme quantités complexes.

Il semble utile d'exprimer la constante relative complexe ϵ_r' à l'aide de quelques paramètres.

On écrira : $\epsilon_r' = \epsilon_r + is$ (I.3.4)

Dont la partie réelle exprime la réfractivité du milieu sur l'onde électromagnétique et la partie imaginaire exprime les pertes d'énergie due au milieu ; sachant que :

$$s = \text{Im}(\epsilon_r') = \frac{\sigma}{\epsilon_0\omega} = 60\sigma\lambda_0 \quad (\text{I.3.5})$$

et $\lambda_0 = \frac{c}{f} = \frac{3.10^8}{f}$ (m) : étant la longueur d'onde dans le vide, correspondant à la fréquence

f (Hertz). Le paramètre est lié directement à la conductivité σ .

En faisant apparaître le module et l'argument du nombre complexe ϵ_r' , on vérifie aisément que l'on a :

$$\epsilon_r' = \epsilon_r + is = \sqrt{\epsilon_r^2 + s^2} e^{i(\frac{\pi}{2} - b'')} = \frac{s}{\cos b''} e^{i(\frac{\pi}{2} - b'')} = \frac{\epsilon_r}{\sin b''} e^{i(\frac{\pi}{2} - b'')} \quad (\text{I.3.6})$$

Avec :
$$\operatorname{tg} \beta'' = \frac{s}{\varepsilon_r}, \quad (0 < \beta'' < \frac{\pi}{2}). \quad (\text{I.3.7})$$

Outre les constantes σ et ε du milieu, une troisième constante apparaît dans les équations de Maxwell: sa perméabilité magnétique μ (H/m). On préfère aussi de faire appel à la perméabilité magnétique relative du milieu, définie par la relation :

$$\mu_r = \mu / \mu_0 \quad (\text{I.3.8})$$

Avec $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (H/m) la perméabilité magnétique du vide.

Notons qu'en propagation troposphérique la perméabilité du milieu est constante et égale à celle du vide : $\mu = \mu_0$, soit $\mu_r = 1$

I-4) L'INDICE DE REFRACTION COMPLEXE

Un milieu de propagation est électriquement déterminé par ses constantes σ et ε_r , pour une longueur d'onde donnée, par sa constante diélectrique complexe relative :

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_r + is \quad \text{avec : } (s = 60\sigma\lambda_0) \quad (\text{I.4.1})$$

Par exemple, dans le cas de la propagation des ondes planes, le milieu intervient par la présence de la constante de propagation κ dans l'équation des ondes :

$$\kappa = \kappa_0 \sqrt{\varepsilon_r'} ; \quad (\kappa_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}) \quad (\text{I.4.2})$$

La racine carrée de la constante diélectrique complexe relative apparaît, donc, comme un paramètre caractéristique du milieu, on l'appelle son « indice de réfraction complexe ».

$$n = \frac{\kappa}{\kappa_0} = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon_r'} \quad (\text{I.4.3})$$

Rappelons par ailleurs, que la définition $n = \sqrt{\varepsilon_r'}$ suppose comme généralement admis en propagation, $\mu_r = 1$.

Lorsque en général, la perméabilité relative $\mu_r \neq 1$, on aura : $\kappa = \kappa_0 \sqrt{\varepsilon_r' \mu_r}$ et l'on pose :

$$n = \frac{\kappa}{\kappa_0} = \sqrt{\varepsilon_r' \mu_r} \quad (\text{I.4.4})$$

L'indice de réfraction est par définition, un nombre complexe sans dimension.

Faisons apparaître les parties réelle et imaginaire de l'indice en posant :

$$n = \nu + i\chi \quad (\text{I.4.5})$$

Si on pose que le vecteur d'onde : $\kappa = \kappa' + i \kappa''$ est complexe en comparant les deux expressions aboutissent à :

$$n = \frac{\kappa}{\kappa_0} = \frac{\kappa'}{\kappa_0} + i \frac{\kappa''}{\kappa_0} \quad (\text{I.4.6})$$

Et on a pour les ondes planes que $\kappa = \kappa_0 \sqrt{\varepsilon_r + i s} = \kappa' + i \kappa''$

$$\text{Donc on aura : } \begin{cases} \kappa' \kappa'' = \kappa_0^2 s/2 \\ \kappa'^2 - \kappa''^2 = \kappa_0^2 \varepsilon_r \end{cases}$$

$$\text{D'où} \quad \begin{aligned} \kappa' &= \kappa_0 \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{\sqrt{2}} [1 + \sqrt{1 + (s/\varepsilon_r)^2}]^{1/2} \\ \kappa'' &= \kappa_0 \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{\sqrt{2}} [-1 + \sqrt{1 + (s/\varepsilon_r)^2}]^{1/2} \end{aligned}$$

Donc par identification on aura :

$$v = \frac{\kappa'}{\kappa_0} = \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{\sqrt{2}} [1 + \sqrt{1 + (s/\varepsilon_r)^2}]^{1/2} = \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{\sqrt{2}} [1 + \frac{1}{\sin b''}]^{1/2} \quad (\text{I.4.7})$$

$$\chi = \frac{\kappa''}{\kappa_0} = \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{\sqrt{2}} [1 + \sqrt{1 + (s/\varepsilon_r)^2}]^{1/2} = \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{\sqrt{2}} [-1 + \frac{1}{\sin b''}]^{1/2} \quad (\text{I.4.8})$$

$$\text{Avec :} \quad \text{tg} b'' = \frac{s}{\varepsilon_r} \Rightarrow b'' = \arctg \frac{s}{\varepsilon_r} \text{ et } (0 < b'' < \frac{\pi}{2}). \quad (\text{I.4.9})$$

D'autre part, on peut mettre en évidence le module et l'argument de l'indice n , en posant :

$$n = \sqrt{\varepsilon_r'} = |n| e^{i s_n} \quad (\text{I.4.10})$$

On aura enfin :

$$|n| = \sqrt{\varepsilon_r} [1 + (s/\varepsilon_r)^2]^{1/2} = \sqrt{\frac{s}{\cos b''}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\sin b''}} \quad (\text{I.4.11})$$

$$s_n = \frac{\pi}{4} - \frac{b''}{2} \quad \text{Et} \quad (0 < s_n < \frac{\pi}{4}) \quad (\text{I.4.12})$$

Ces solutions indiquent que les nombres réels : $\frac{v}{\sqrt{\varepsilon_r}}$, $\frac{\chi}{\sqrt{\varepsilon_r}}$, $\frac{n}{\sqrt{\varepsilon_r}}$ et s_n , s'expriment

tous en fonction du seul paramètre $\frac{s}{\varepsilon_r}$. On peut donc tracer pour ces quatre nombres des

courbes universelles avec $\frac{s}{\varepsilon_r}$ en abscisse. Les courbes donnent une image claire de la

variation de l'indice de réfraction lorsque la conductivité seule ou la longueur d'onde seule varie. On constate que $|n|$ et v égale à $\sqrt{\epsilon_r}$ pour les ondes très courtes, augmente avec la longueur d'onde ou la conductivité du milieu d'abord lentement et ensuite, au delà de $\frac{s}{\epsilon_r} > 1$, rapidement. La partie imaginaire χ croît également avec la longueur d'onde ou la conductivité, tout en restant inférieure à la partie réelle v . Seulement en ondes longues ou avec une conductivité élevée du milieu χ et v tentent à s'égaliser. En fin l'argument s_n présente une variation très rapide de part et d'autre du point $\frac{s}{\epsilon_r} = 1$.

Dans les relations précédentes, σ et ϵ_r sont supposés réels ; s'il en est pas ainsi et si ϵ_r par exemple est complexe (à cause de la présence des pertes diélectrique notables), les mêmes relations subsistent, mais avec $\text{Re}(\epsilon_r)$ à la place de ϵ_r et $\sigma_{tot} = \sigma + \omega\epsilon_0 \text{Im}(\epsilon_r)$ à la place de σ .

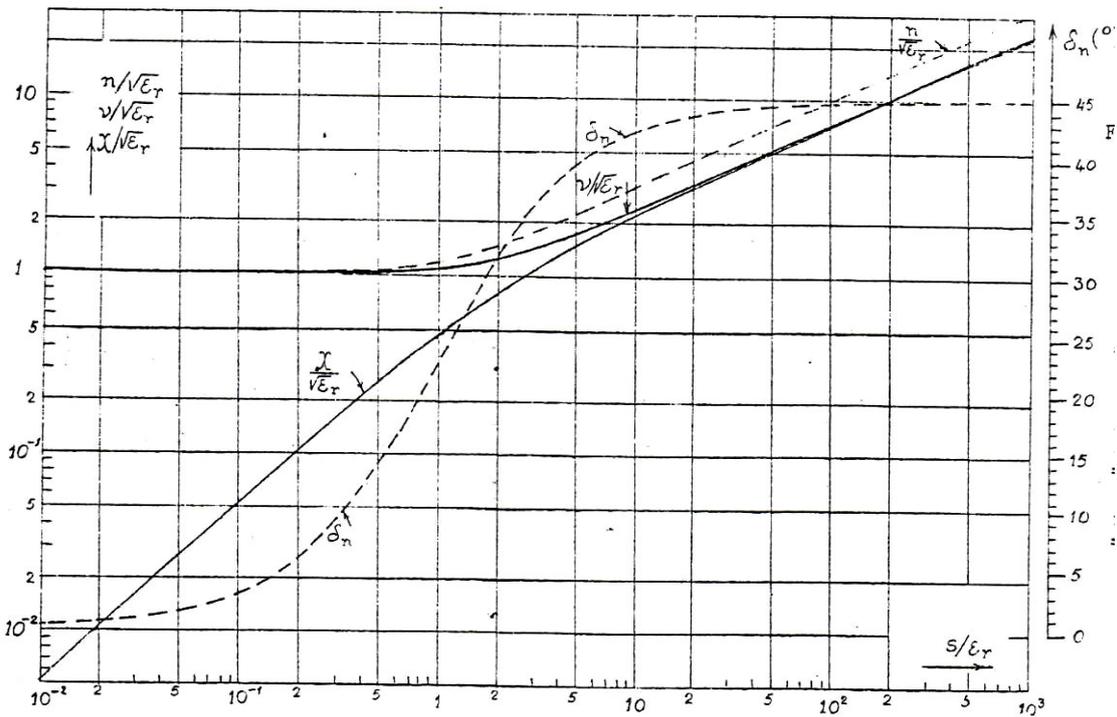


Figure (1.1) : courbes universelles de l'indice de réfraction complexe $n = ne^{i\delta_n} = v + i\chi$ en fonction de la variable $s/\epsilon_r = 60\sigma \lambda_0/\epsilon_r$ (ϵ_r et σ réels, $\mu_r = 1$).

Pour les ondes planes ordinaire la partie réelle ν de l'indice de réfraction complexe du milieu détermine la vitesse de phase et la longueur d'onde dans le milieu, tandis que sa partie imaginaire χ participe à la détermination de l'affaiblissement des ondes. L'indice de réfraction complexe suffit donc à caractériser la propagation dans le milieu considéré.

Dans le cas particulier du milieu diélectrique sans pertes, l'indice de réfraction devient réel : $n = |n| = \nu = \sqrt{\epsilon_r}$, $\chi = 0$ (diélectrique sans pertes) et la propagation des ondes planes s'effectue dans le milieu sans affaiblissement.

On est intéressé plus particulièrement aux ondes planes car toute onde électromagnétique peut s'écrire comme une somme d'onde plane, et encore on peut approximer les ondes émises par les antennes à une grande distance de la source par rapport à la longueur d'onde et dans une zone restreinte à une onde plane.

I-5) LE VECTEUR POTENTIEL DE HERTZ

Considérant l'ensemble formé par une antenne d'émission et le milieu de propagation qui l'entoure. L'antenne est constituée par un matériel dont les constantes $(\sigma_a, \epsilon_{ra})$ sont toujours beaucoup supérieures à celles (σ, ϵ_r) du milieu environnant.

Dans le milieu homogène de propagation, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} r\vec{\partial}t\vec{H} &= -i\omega\epsilon'\vec{E} \\ r\vec{\partial}t\vec{E} &= i\omega\mu_0\vec{H} \\ \text{div}\vec{E} &= 0 \\ \text{div}\vec{H} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.5.1})$$

avec : $\epsilon' = \epsilon_0(\epsilon_r + is)$, $s = 60\sigma\lambda_0$, $(\mu_r = 1)$ et facteur du temps : $\exp(-i\omega t)$.

Dans le volume de l'antenne, la première de ces équations doit s'écrire :

$$r\vec{\partial}t\vec{H} = -i\omega\epsilon'_a\vec{E}, \text{ avec } \epsilon'_a = \epsilon_0(\epsilon_{ra} + is_a), s_a = 60\sigma_a\lambda_0 \quad (\text{I.5.2})$$

Transformons l'expression de $r\vec{\partial}t\vec{H}$ et écrivons :

$$r\vec{\partial}t\vec{H} = -i\omega\epsilon'_a\vec{E} = -i\omega\epsilon'\vec{E} + \vec{J}_0 \quad (\text{I.5.3})$$

\vec{J}_0 ayant le sens d'une densité de courant donnée par :

$$\vec{J}_0 = -i\omega(\epsilon'_a - \epsilon')\vec{E} \approx -i\omega\epsilon'_a\vec{E}, \quad (\text{I.5.4})$$

Car, comme nous l'avons déjà signalé, $|\epsilon'_a| \gg |\epsilon'|$. \vec{J}_0 est donc la densité du courant circulant dans l'antenne. Sa détermination se rattache à la théorie des antennes et nous supposerons en

générale sa distribution connue. La densité volumique de charge électrique ρ_0 dans l'antenne est liée à la densité de courant \vec{J}_0 par l'équation de conservation de la charge électrique :

$$\operatorname{div}\vec{J}_0 = i\omega\rho_0 \quad (\text{I.5.6})$$

En appliquant l'opérateur « *div* » à l'équation (I.5.3) et en tenant compte de l'équation (I.5.6), on obtient :

$$\operatorname{div}\vec{E} = \rho_0/\varepsilon', \text{ soit: } \operatorname{div}(\varepsilon'\vec{E}) = \rho_0. \quad (\text{I.5.7})$$

De la sorte, les équations de Maxwell dans le volume de l'antenne s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} r\vec{\otimes}t\vec{H} &= -i\omega\varepsilon'\vec{E} + \vec{J}_0 \\ r\vec{\otimes}t\vec{E} &= i\omega\mu_0\vec{H} \\ \operatorname{div}(\varepsilon'\vec{E}) &= \rho_0 \\ \operatorname{div}\vec{H} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.5.8})$$

Avec : $\varepsilon' = \varepsilon_0(\varepsilon_r + is)$, $s = 60\sigma\lambda_0$, facteur du temps : $\exp(-i\omega t)$ et $(\mu_r = 1)$.

En comparant ces équations avec les équations (I.5.1) nous voyons que le système (I.5.8), dans lequel ne figure que la constante complexe du milieu de propagation ε' , s'applique à la fois dans le volume de l'antenne et au milieu l'entourant, à ceci près que dans le volume de l'antenne, on doit tenir compte des densités de courant et de charge qui y sont présentés.

Ceci dit, pour résoudre le système (I.5.8) de Maxwell, on introduit certaines fonctions auxiliaires, appelées « potentiels ». Introduisons un seul potentiel, le vecteur potentiel complexe $\vec{\pi}$, appelé vecteur potentiel électrique de Hertz défini en régime harmonique par les relations :

$$\left. \begin{aligned} \vec{H} &= +i\omega\varepsilon' r\vec{\otimes}t\vec{\pi} \\ \vec{E} &= \operatorname{grad}(\operatorname{div}\vec{\pi}) + \omega^2\varepsilon'\mu_0\vec{\pi} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.5.9}) \text{ et } (\text{I.5.10})$$

Les deux relations sont compatibles avec les équations de Maxwell. En effet, en introduisant les expressions (I.5.9) et (I.5.10) dans les équations (I.5.8), on trouve que la deuxième et la quatrième des équations de Maxwell donnent des identités, alors que la première et la troisième aboutissent à une condition unique que le vecteur $\vec{\pi}$ doit remplir en appliquant, $r\vec{\otimes}t(r\vec{\otimes}t\vec{a}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div}\vec{a}) - \Delta\vec{a}$:

$$\Delta\vec{\pi} + k^2\vec{\pi} = -(i/\omega\varepsilon')\vec{J}_0 \quad (\text{I.5.11})$$

Avec :
$$k^2 = \omega^2 \epsilon' \mu_0, \quad k = k_0 \sqrt{\epsilon'_r}, \quad (k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}) \quad (\text{I.5.12})$$

En dehors de la source, c'est-à-dire à l'extérieur de volume de l'antenne ou $\vec{J}_0 \equiv \vec{0}$ le vecteur $\vec{\pi}$ doit satisfaire à l'équation de propagation :

$$\Delta \vec{\pi} + k^2 \vec{\pi} = 0 \quad (\text{en dehors de la source}) \quad (\text{I.5.13})$$

On remarque qu'en appliquant l'opérateur $+i\omega \epsilon' r \vec{ot}$ à l'équation (I.5.11), on trouve compte tenu de l'équation (I.5.9) :

$$\Delta \vec{H} + k^2 \vec{H} = -r \vec{ot} \vec{J}_0 \quad (\text{I.5.14})$$

De même en appliquant à la même équation l'opérateur $gr\ddot{a}div + \omega^2 \epsilon' \mu_0$ on aura, compte tenu de l'équation (I.5.10)

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = (-i/\omega \epsilon'), (gr\ddot{a}d(div \vec{J}_0) + k^2 \vec{J}_0) \quad (\text{I.5.15})$$

Les champs \vec{H} et \vec{E} satisfont donc à des équations de même type que le vecteur de Hertz $\vec{\pi}$. En particulier, les champs, comme le vecteur de Hertz également satisfont en dehors de la source ($\vec{J}_0 \equiv 0$) à l'équation de propagation :

$$\left. \begin{aligned} \Delta \vec{H} + k^2 \vec{H} &= 0 \\ \Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.5.16}) \text{ et } (\text{I.5.17})$$

Ainsi, pour résoudre le système de Maxwell, il suffit donc de résoudre les trois équations différentielles correspondant aux trois composantes du vecteur $\vec{\pi}$ en tenant des conditions aux limites; ensuite, les champs seront déterminés à l'aide des équations (I.5.9) et (I.5.10). Une simplification apparaît lorsque l'antenne est filiforme et droite ; \vec{J}_0 se réduit à une seule composante. Il s'en suit alors que pour un milieu homogène indéfini aussi bien que pour d'autres configurations symétriques, comme par exemple une antenne verticale au dessus d'une terre homogène plane, le vecteur $\vec{\pi}$ se réduit également à une seule composante verticale. Notons cependant que, dans le cas de la propagation au-dessus d'une terre sphérique une définition légèrement différente du vecteur de Hertz est indiquée.

Or on sait qu'en électricité théorique le système de Maxwell peut également être résolu à l'aide du potentiel vecteur \vec{A} et du potentiel scalaire V définis (en supposant toujours $\mu_r = 1$) par les relations :

$$\left. \begin{aligned} \vec{H} &= r \vec{ot} \vec{A} \\ \vec{E} &= -gr\ddot{a}dV + i\omega \mu_0 \vec{A} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.5.18})$$

En comparant les équations (I.5.18), (I.5.9) et (I.5.10) on peut facilement établir des relations entre les potentiels \vec{A} et V d'une part et le vecteur $\vec{\pi}$ d'autre part :

$$\left. \begin{aligned} \vec{A} &= +i\omega\epsilon' \mu\vec{\pi} \\ V &= -\text{div}\vec{\pi} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.5.19})$$

On constate que les vecteurs \vec{A} et $\vec{\pi}$ sont liés par une simple relation linéaire en régime harmonique et qu'aucune distinction essentielle n'apparaît entre eux. Cependant en théorie de propagation, on emploie habituellement le vecteur de Hertz.

La définition de ce vecteur doit enfin être complète par des conditions aux limites.

I-6) INSUFFISANCE DE LA NOTION D'ONDE PLANE

Les solutions aux ondes planes ne peuvent pas avoir d'existence physique puisqu'elles correspondent à une énergie infinie, elle présente toutefois le grand intérêt que tout champ réel peut être représenté comme une superposition de telles ondes, la décomposition pouvant être considérée comme une analyse de fourrier double par rapport à l'espace et au temps :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \iint \vec{E}(\omega, \vec{\kappa}) e^{i(\omega t - \vec{\kappa} \cdot \vec{r})} d\omega d\kappa \quad (\text{I.6.1})$$

Si la solution recherché peut toujours se mettre sous la forme d'une intégrale du type (I.6.1), la méthode n'est utilisable en pratique que si les ondes harmoniques planes élémentaire sont elles-mêmes solution des équations de départ. Cela n'est malheureusement le cas que dans des situations très particulières : milieu infini homogène, semi infinis séparés par une limite plane. En général l'antenne émet des ondes sphériques à grandes distances, c'est une notion plus proche de la réalité bien qu'encore pas très exacte, car c'est la source ponctuelle (antenne isotrope) qui émet idéalement ce genre d'onde.

Ce n'est qu'à une distance suffisamment grande du centre, et en considérant une « fenêtre » suffisamment petite, que l'onde sphérique peut être assimilée à une onde plane tangente. C'est ce qui fait l'intérêt pratique de la notion d'onde plane, car les phénomènes de propagation s'étudient en général assez loin des sources

Il résulte de ces difficultés théoriques que malgré l'unicité du principe du problème posé, on est conduit à recourir à diverses solutions approchées, chacune s'appliquant à une classe particulière de problèmes pratiques.

On peut également noter dès à présent qu'aux difficultés théoriques s'ajoute souvent la difficulté pratique que représente une connaissance insuffisante du milieu de propagation

Dés maintenant, il nous faut être conscient de l'insuffisance de la notion d'onde plane à résoudre tous les problèmes de propagation.

I-7) LES DIVERSES APPROXIMATIONS

Un paramètre d'une importance primordiale dans le choix de la méthode à utiliser pour traiter un problème de propagation, est le rapport entre la longueur d'onde considérée et les dimensions caractéristiques du milieu de propagation.

A chaque fois que les caractéristiques du milieu de propagation varie lentement à l'échelle de la longueur d'onde, on peut utiliser les approximations « hautes fréquences » inspirées de l'optique géométrique, et qui privilège la notion du rayon, prise comme trajectoire de l'énergie électromagnétique. Dans un milieu homogène, les rayons suivent des lignes droites, ce n'est cependant pas le cas dans un milieu hétérogène où ces trajectoires ne sont pas des lignes droites; dans ce dernier cas on dit qu'il y a réfraction. C'est l'une des solutions possibles des équations de Maxwell qui est la solution « aux ondes planes » se traduisant par l'équation vectoriel, qui nous a amené à la notion du rayon, puisque ces rayons sont faits de petites surfaces d'ondes planes et ne considèrent que la direction d'énergie (donc de vecteur de Poynting) comme sens. C'est à partir de ces équations et les conditions aux limites que dérive la loi de Snell-Descartes dans l'interface plane, et la loi de Bouguet dans l'interface courbe. Ces deux lois régissent cette notion de rayon, on a réduit donc le problème électromagnétique très complexe de propagation à un problème simple et purement géométrique où on considère les phénomènes de la réfraction et de la réflexion.

La présence d'un obstacle, discontinuité brutale du milieu par exemple, entraîne une discontinuité également brutale du champ électromagnétique qui diffère alors de ce que prédit l'approximation des rayons : il y a diffraction. On doit dans ce cas développer des méthodes de calcul particulières qui dépendent beaucoup de la forme et de la taille des obstacles par rapport aux longueurs d'ondes, et que l'approximation des rayons ne peut pas prédire.

I-8) PRINCIPES GENERAUX DE L'OPTIQUE GEOMETRIQUE

I-8-1) RAPPEL D'ELEMENT DE GEOMETRIE ANALYTIQUE

Considérons la surface d'onde Σ_0 à l'instant initial t_0 et le rayon lumineux qui lui est orthogonal, et la surface d'onde Σ à l'instant $t = t_0 + \tau$ et le rayon lumineux qui lui est orthogonal. Comme indique la figure (I.1). On désigne par :

\vec{u} le vecteur unitaire porté par le rayon lumineux .

Et ds l'élément de longueur pris sur le rayon lumineux. En remarquant que :

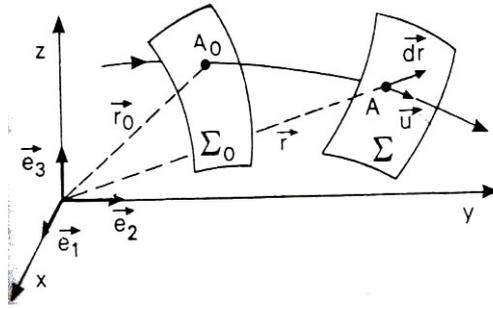


Figure (I.1)

$$ds = d\vec{r} \cdot \vec{u} \quad (\text{I.8.1.1})$$

$$ds \cdot \vec{u} = d\vec{r} \cdot \vec{u} \cdot \vec{u} \Rightarrow ds \cdot \vec{u} = d\vec{r}$$

Il est facile de voir $\vec{u} = \frac{d\vec{r}}{ds}$ (I.8.1.2)

Puisque $d\vec{r} \cdot \vec{u} = d\vec{r} \cdot \frac{d\vec{r}}{ds} = \frac{ds^2}{ds} = ds$ comme on l'a noté en (I.8.1.1)

La relation (I.8.1.2) peut d'ailleurs s'exprimer avec les vecteurs unitaires \vec{e}_i d'un système de coordonnées cartésiennes.

$$\begin{aligned} \vec{e}_i \cdot \vec{e}_j &= s_{ij} = 1 \quad \text{si } i = j \\ \vec{e}_i \cdot \vec{e}_j &= s_{ij} = 0 \quad \text{si } i \neq j \end{aligned} \quad (\text{I.8.1.3})$$

En explicitant l'élément $d\vec{r} = \sum_i \vec{e}_i dx_i$;

Telle que : $d\vec{r} = \vec{e}_1 dx + \vec{e}_2 dy + \vec{e}_3 dz$

$$\vec{u} = \frac{d\vec{r}}{ds} = \sum_i \vec{e}_i \frac{dx_i}{ds} = \vec{e}_1 \frac{dx}{ds} + \vec{e}_2 \frac{dy}{ds} + \vec{e}_3 \frac{dz}{ds} \quad (\text{I.8.1.4})$$

Avec : $ds = \sqrt{(dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2}$

Si on introduit le cercle osculateur à la trajectoire du rayon lumineux au point M figure (I.2), le vecteur unitaire \vec{e}_n porté par la normale principale en direction de la courbure en M , on obtient :

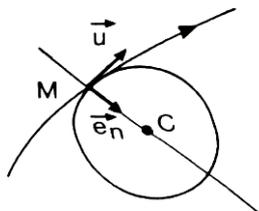


Figure (I.2)

$$\vec{e}_n \cdot \vec{e}_n = 1 \text{ et } \vec{e}_n \cdot \vec{u} = 0 \quad (\text{I.8.1.5})$$

Et le rayon de courbure R du cercle osculateur (donc de la trajectoire au point M) est défini par la relation :

$$\frac{d\vec{u}}{ds} = \frac{\vec{e}_n}{R} \quad (\text{I.8.1.6})$$

I-8-2) EXPRESSION MATHÉMATIQUE DU PRINCIPE DE HUYGENS ET DU THEOREME DE MALUS

Evaluons le chemin optique L entre les points A_0 de Σ_0 et A de Σ :

$$L = \int_{A_0}^A n \cdot ds \quad (\text{I.8.2.1})$$

Avec n indice de réfraction du milieu considéré.

Ou encore : $dL = n ds = n d\vec{r} \cdot \vec{u}$ (I.8.2.2)

Mais la différentielle totale de L peut s'exprimer avec le gradient de cette fonction puisque :

$$dL = \frac{\partial L}{\partial x} dx + \frac{\partial L}{\partial y} dy + \frac{\partial L}{\partial z} dz = \text{grad}L \cdot d\vec{r} \quad (\text{I.8.2.3})$$

Et en portant dans (I.8.2.2) :

$$\text{grad}L \cdot d\vec{r} = n d\vec{r} \cdot \vec{u} \quad (\text{I.8.2.4})$$

Cette relation étant vérifiée quelque soit $d\vec{r}$ il en résulte que :

$$\text{grad}L = n\vec{u} \quad (\text{I.8.2.5})$$

En évaluant le carré de chacun des membres :

$$(\text{grad}L) \cdot \text{grad}L \equiv |\text{grad}L|^2 = n\vec{u} \cdot n\vec{u} = n^2 \vec{u} \cdot \vec{u} = n^2 \quad (\text{I.8.2.6})$$

On obtient l'équation aux dérivées partielles et en fait la formulation mathématique du principe de Huygens. Sa solution $L(x, y, z)=0$ représente la surface d'onde à l'instant initial et l'équation (I.8.2.6) détermine sa position à un instant ultérieur. A l'instant t l'équation du front d'onde est:

$$L(x, y, z) = \text{cste} \quad (\text{I.8.2.7})$$

Les rayons lumineux sont des trajectoires normales aux surfaces d'onde Σ définies par $L(x, y, z) = \text{cste}$. C'est l'expression mathématique du théorème de Malus.

I-8-3) TRAJECTOIRE D'UN RAYON LUMINEUX

On détermine la trajectoire d'un rayon lumineux en commençant par évaluer $d \frac{\partial L}{\partial x}$.

En utilisant la remarque (I.8.2.3) on voit que :

$$d \frac{\partial L}{\partial x} = (\text{grad} \frac{\partial L}{\partial x}) \cdot d\vec{r} \quad (\text{I.8.3.1})$$

Et en divisant par $ds = \sqrt{(dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2}$ on fait apparaître le vecteur unitaire \vec{u} :

$$\frac{d}{ds} \frac{\partial L}{\partial x} = (\text{grad} \frac{\partial L}{\partial x}) \cdot \frac{d\vec{r}}{ds} = (\text{grad} \frac{\partial L}{\partial x}) \cdot \vec{u} \quad (\text{I.8.3.2})$$

On tire \vec{u} de l'équation (I.8.2.5) ce qui laisse :

$$\frac{d}{ds} \frac{\partial L}{\partial x} = \text{grad} \frac{\partial L}{\partial x} \cdot \frac{1}{n} \text{grad} L \quad (\text{I.8.3.3})$$

Et en développant le produit scalaire des vecteurs gradients en rappelant que :

$$\text{grad} A = \frac{\partial A}{\partial x} \vec{e}_1 + \frac{\partial A}{\partial y} \vec{e}_2 + \frac{\partial A}{\partial z} \vec{e}_3 \quad (\text{I.8.3.4})$$

On obtient :

$$\frac{d}{ds} \frac{\partial L}{\partial x} = \frac{1}{n} \left[\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial L}{\partial x} \frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial L}{\partial x} \frac{\partial L}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial L}{\partial x} \frac{\partial L}{\partial z} \right] \quad (\text{I.8.3.5})$$

On peut intervenir les dérivées partielles du deuxième et troisième terme et écrire (I.8.3.5) sous la forme :

$$\frac{d}{ds} \frac{\partial L}{\partial x} = \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\partial L}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (\text{I.8.3.6})$$

Et la relation (I.8.2.6) montre que le terme entre le crochet est égal à n^2 ce qui donne le résultat :

$$\frac{d}{ds} \frac{\partial L}{\partial x} = \frac{1}{2n} \frac{\partial n^2}{\partial x} = \frac{1}{2n} 2n \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial n}{\partial x} \quad (\text{I.8.3.7})$$

On peut maintenant évaluer la différentielle de $\text{grad} L$:

$$\frac{d}{ds} \text{grad} L = \frac{d}{ds} \left[\frac{\partial L}{\partial x} \vec{e}_1 + \frac{\partial L}{\partial y} \vec{e}_2 + \frac{\partial L}{\partial z} \vec{e}_3 \right] = \frac{d}{ds} \frac{\partial L}{\partial x} \vec{e}_1 + \frac{d}{ds} \frac{\partial L}{\partial y} \vec{e}_2 + \frac{d}{ds} \frac{\partial L}{\partial z} \vec{e}_3 \quad (\text{I.8.3.8})$$

Et en utilisant les résultats (I.8.3.7) et (I.8.3.4) :

$$\frac{d}{ds} \text{grad} L = \frac{\partial n}{\partial x} \vec{e}_1 + \frac{\partial n}{\partial y} \vec{e}_2 + \frac{\partial n}{\partial z} \vec{e}_3 = \text{grad} n \quad (\text{I.8.3.9})$$

Il reste à expliciter grad avec (I.8.2.5) pour obtenir l'équation fondamentale de propagation :

$$\frac{d}{ds} (n\vec{u}) = \text{grad} n \quad (\text{I.8.3.10})$$

I-8-3-1) MILIEU HOMOGENE (INDICE DE REFRACTION CONSTANT)

Lorsque $n = \text{constante}$: $gr\vec{a}dn = 0$

L'équation (I.8.3.10) montre que : $n \frac{d\vec{u}}{ds} = 0$ et $d\vec{u} = 0$ entraîne que $\vec{u} = \text{const.}$

Le vecteur unitaire $d\vec{u} = 0$ porté par le rayon lumineux est constant en module (par définition sa longueur est égale à 1) et donc la direction de ce rayon lumineux est rectiligne.

I-8-3-2) MILIEU D'INDICE VARIABLE

Explicitons l'expression (I.8.3.10) en différentiant chacun des termes du 1^{er} membre

$\frac{d}{ds}(n\vec{u}) = \frac{dn}{ds}\vec{u} + n \frac{d\vec{u}}{ds}$ et on introduisant le rayon de la courbure (I.8.1.6) :

$$\frac{d}{ds}(n\vec{u}) = \frac{dn}{ds}\vec{u} + \frac{n}{R}\vec{e}_n = gr\vec{a}dn$$

En multipliant scalairement par \vec{e}_n le premier terme s'élimine du fait que : $\vec{e}_n \cdot \vec{u} = 0$ et il reste :

$$\frac{n}{R} = \vec{e}_n \cdot gr\vec{a}dn \quad \Rightarrow \quad R = \frac{n}{\vec{e}_n \cdot gr\vec{a}dn} = \frac{n}{|gr\vec{a}dn| \sin\theta}$$

Avec θ égale à l'angle entre la normale et le gradient de n .

Le premier membre étant positif $\vec{e}_n \cdot gr\vec{a}dn > 0$ ce qui indique que la concavité de la trajectoire du rayon lumineux est toujours dirigé dans le sens du vecteur $gr\vec{a}dn$.

I-9) LES DIFFERENTES GAMMES DE FREQUENCE

On a coutume de diviser l'échelle des fréquences en différente gamme. Si on se restreint aux fréquences inférieures à 300 GHZ mais supérieures à 30 KHZ, la classification la plus courante utilise comme critère la longueur d'onde dans le vide.

Fréquence	Longueur d'ondes	Abréviation	Type de liaison
3 < f < 30 KHZ	Myriamétriques	VLF	Les sonars
30 < f < 300 KHZ	Kilométriques	LF	La radiodiffusion,
300 KHZ < f < 3 MHZ	Hectométriques	MF	Les liaisons sous-marines.
3 < f < 30 MHZ	Décamétriques	HF	Les liaisons radio intercontinentales ou maritimes.
30 < f < 300 MHZ	Métriques	VHF	La radio FM, la TV, la radionavigation.
300MHZ < f < 3 GHZ	Décimétriques	UHF	La TV, le radar, liaisons avec les mobiles.
3GHZ < f < 30 GHZ	Centimétriques	SHF	Liaisons terrestres par FH, liaisons spatiales, la télé détection.
30 < f < 300 GHZ	Millimétriques	EHF	La radio astronomique et certains radars.

Aux fréquences inférieures à 30 MHz, la propagation est influencée fortement par la conductivité du sol, qui dépend de la nature et de la saison, ainsi que par l'ionosphère qui est la partie ionisée de l'atmosphère comprise entre 50 et 1000 km d'altitude. Lorsqu'on s'élève en fréquence, l'importance de l'ionosphère diminue sans toutefois disparaître complètement (fluctuation en phase et en amplitude). La partie basse de l'atmosphère, appelée troposphère joue le rôle principal pour les fréquences supérieures à 300 MHz.

Si l'on s'élève encore en fréquence, au-delà de 6 GHz, les phénomènes météorologiques comme la pluie ou la neige deviennent prépondérants.

II-1) INTRODUCTION

L'atmosphère est l'enveloppe gazeuse qui entoure la terre et que celle-ci entraîne avec elle dans son mouvement. Sa composition chimique pouvant être considérée comme une donnée, sa structure dépend essentiellement de l'action de la terre (action de la gravitation qui entraîne en particulier une décroissance quasi-exponentielle de la pression lorsque l'altitude augmente) et de celle du soleil, dont le rayonnement est la source principale d'énergie du système. Si à basse altitude le rayonnement solaire se comporte comme une simple source de chaleur, à plus haute altitude le rayonnement ultraviolet est assez énergétique pour provoquer des réactions chimiques (décomposition de molécule en atomes) et ioniser certains atomes ou molécules. Il en résulte qu'au dessus d'environ 50km d'altitude, la composition de l'atmosphère se modifie, et que d'autre part le milieu y devient ionisé. Bien que le taux d'ionisation soit toujours extrêmement faible (au maximum de l'ordre de quelques 10^{-2}) cela suffit à modifier profondément les conditions de propagation des ondes électromagnétiques, du moins aux fréquences relativement basses.

La partie ionisée de l'atmosphère constitue ce qu'on nomme l'ionosphère. C'est la présence de ce milieu conducteur qui explique la possibilité de propagation à très grandes distances par réflexion ionosphérique des ondes radio de longueurs d'ondes kilométriques à décamétriques. L'étude théorique des effets de l'ionosphère sur la propagation est compliquée par le fait qu'on doit également prendre en compte le champ magnétique terrestre dont la présence rend le milieu anisotrope.

L'atmosphère terrestre est le siège d'un grand nombre de phénomènes météorologiques, dont beaucoup ont des conséquences sur la propagation des ondes. Les plus courants sont liés aux variations de pression, de température et la pression partielle de vapeur d'eau qui agissent sur l'indice de réfraction du milieu, et de changement d'état de vapeur à des états condensés (goutte d'eau liquide ou cristaux de glace). Ces derniers s'appellent hydrométéores, ils peuvent soit précipiter (pluie, neige, grêle), soit rester en suspension dans l'atmosphère (brouillard, nuages). Dans l'un ou l'autre cas, on se trouve face à la diffusion des ondes par un ensemble de diffuseurs discrets: l'importance de l'effet dépend alors de manière critique du rapport entre la dimension des hydrométéores et la longueur d'onde, mais il est toujours important dès que la fréquence dépasse environ 5 à 10 GHz.

Dans notre étude on s'intéresse plus particulièrement à la troposphère claire ou seule la réfraction troposphérique est prise en compte.

II-2) VU D'ENSEMBLE SUR LES DIFFERENTES PROPAGATIONS

ATMOSPHERIQUE

En générale on peut distinguer trois modes de propagations atmosphériques, à savoir :

- par onde de sol; cette propagation s'effectue en rad du sol c'est-à-dire l'onde électromagnétique rase la surface de la terre, en se diffractant.
- la propagation ionosphérique ; cette propagation utilise les couches ionisées de l'ionosphère, dans lesquelles l'onde se réfléchit en provoquant des portées au delà de l'horizon.
- la propagation troposphérique ; cette propagation utilise la partie basse de l'atmosphère là où les perturbations atmosphériques sont très grandes. Notre travail consiste à étudier ce dernier cas.

On peut résumer ces différentes propagations par la figure ci-dessous :

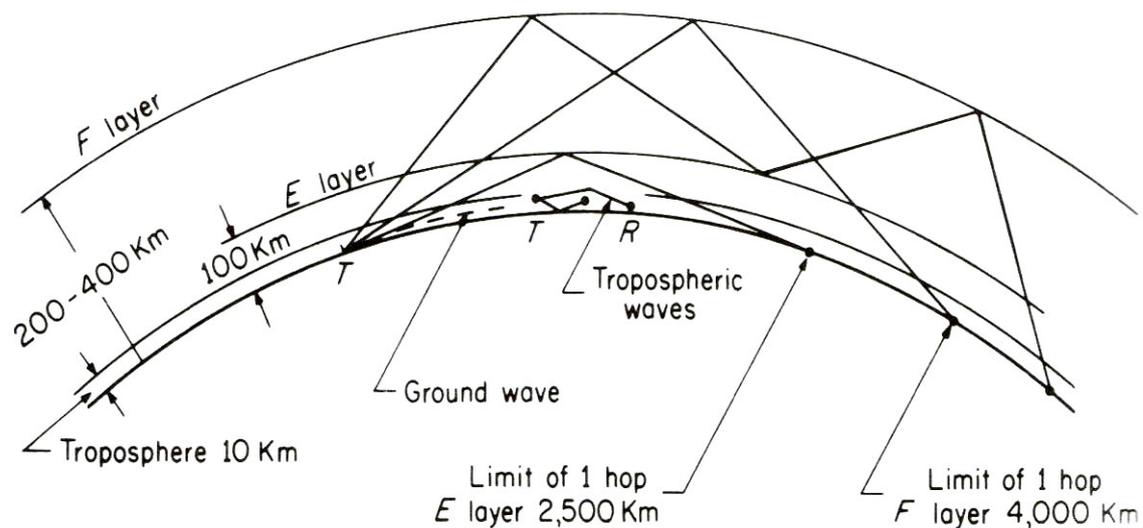


Figure (II.1)

II-3) LES REGIONS ATMOSPHERIQUES CLAIRES

Par atmosphère claire, on entend les gaz atmosphériques seuls, à l'exclusion des hydrométéores, poussières et autres aérosols. Les caractéristiques physiques du milieu (variable par rapport à l'espace et par rapport au temps) à prendre en compte sont donc la composition chimique, la pression et la température. Si l'on excepte la région la plus basse, souvent perturbée par les échanges avec le sol, et qu'on appelle « la couche limite planétaire », le comportement de l'atmosphère est assez régulier. Une première remarque

s'impose: du fait de l'influence prépondérante du champ de pesanteur terrestre, les gradients atmosphériques verticaux sont toujours beaucoup plus importants que les gradients horizontaux.

On classe habituellement l'atmosphère en régions en fonction des variations de la température avec l'altitude (figure II.2). Celle-ci commence par décroître (d'environ $6.5^\circ/\text{km}$) jusqu'à une altitude d'environ 18 km à l'équateur, 10 km aux latitudes moyennes et 8 km aux pôles: cette première région constitue la troposphère (c'est dans cette zone que la plupart de la communication transite), sa frontière supérieure est la tropopause. Au-dessus s'étend la stratosphère, dans laquelle la température augmente avec l'altitude jusqu'à environ 270 K vers 50 km (la stratopause). Puis on rencontre la mésosphère dans laquelle la température diminue à nouveau, jusqu'à une altitude d'environ 85 km (la mésopause). En fin, au-dessus de la mésopause, la température croît à nouveau dans ce qu'on appelle la thermosphère.

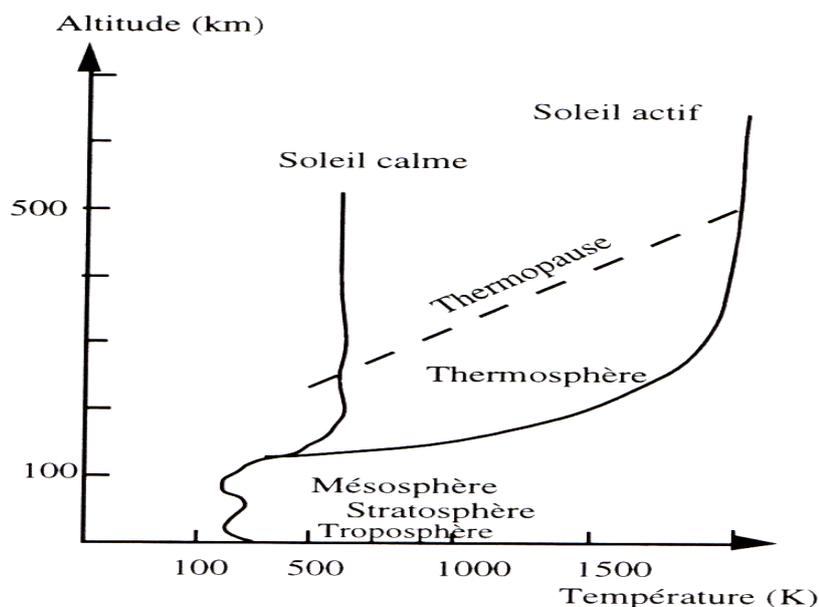


Figure (II.2) : régions atmosphériques

Pour ce qui est de sa composition, l'atmosphère est un mélange de gaz, qu'on peut toujours en première approximation traiter comme un mélange de gaz parfaits. Jusqu'à la mésopause, la turbulence atmosphérique prédomine, réalisant un mélange gazeux de composition constante et identique à celle mesurée au sol (on appelle toute cette région l'homosphère). Au-dessus dans l'hétérosphère, la pression est assez faible pour que chaque composant gazeux prenne sa propre distribution d'équilibre.

Les pourcentages en volume des constituants principaux de l'atmosphère dans l'homosphère sont les suivants :

Azote (N ₂)	78,08%
Oxygène (O ₂)	20,95%
Argon (A)	0,93%
Gaz carbonique (CO ₂)	0,03%

Il faut noter que la proportion de CO₂ peut être variable au voisinage immédiat du sol, l'activité industrielle et les incendies de forêt en constituant des sources locales importantes.

Tous les autres composants n'existent qu'à l'état de traces. Deux d'entre eux ont une concentration variable et une grande importance. Le premier est l'ozone (O₃) dont la concentration (résultat d'une chimie liée à la dissociation de l'oxygène moléculaire par le rayonnement ultraviolet solaire) atteint son maximum dans la stratosphère; le second, très important pour les problèmes de propagation, est la vapeur d'eau.

Une fois connue le profil de température, on peut obtenir le profil de pression sous l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique. On écrit que la tranche de gaz comprise entre les altitudes z et $z + dz$ est en équilibre sous l'action de son poids et des forces de pression s'exerçant sur ses faces inférieure et supérieure. Cela conduit à l'équation :

$$\rho g = - \frac{dP}{dz} \quad (\text{II.3.1})$$

Avec ρ la masse volumique du gaz, g l'accélération de la pesanteur, P la pression et z l'altitude.

Une seconde relation est fournie par la loi des gaz parfaits qu'on peut écrire:

$$P = R \rho \frac{T}{M} \quad (\text{II.3.2})$$

Relation dans laquelle T est la température absolue, M la masse molaire du gaz considéré et R la constante des gaz parfaits.

Eliminant la masse volumique entre ces deux relations on obtient:

$$\frac{dP}{P} = - \frac{Mg}{RT} dz \quad (\text{II.3.3})$$

Si P_0 est la pression à l'altitude z_0 , cette équation s'intègre pour donner le profil de pression par :

$$P(z) = P_0 \exp\left(- \int_{z_0}^z \frac{Mg}{RT} dz\right) \quad (\text{II.3.4})$$

On peut selon les cas, simplifier cette équation au moyen d'approximations divers. Dans l'homosphère, tous les constituants restent bien mélangés et la masse molaire M à prendre en compte est celle du mélange, environ 29g, tandis que dans l'hétérosphère, on doit traiter les composants séparément. L'accélération de la pesanteur décroît avec l'altitude, mais peut être considérée comme constante si on se limite à des altitudes faibles (si g et T sont considérés comme constantes, on obtient un profil exponentiel $P = P_0 \exp[-(\frac{z - z_0}{H})]$ ou H vaut $\frac{Mg}{RT}$). Enfin, une intégration analytique n'est possible que pour des profils simples de la température (par exemple une variation linéaire).

II-4) L'INDICE DE REFRACTION DE L'AIR ATMOSPHERIQUE

La propagation des ondes électromagnétiques dans l'air dépend des caractéristiques électriques et magnétiques de ce dernier, c'est-à-dire de sa constante diélectrique et de sa perméabilité magnétique. On peut faire un certain nombre d'approximation qui permettent de simplifier l'étude théorique.

L'air est, aux fréquences utilisées, un milieu très peu dissipatif. On peut négliger dans un premier temps l'atténuation due aux gaz atmosphériques, traiter la propagation comme si le milieu n'était pas dissipatif du tout. Cela revient à ne considérer tout d'abord que les parties réelles des constantes du milieu.

Une seconde approximation revient à considérer l'air atmosphérique comme un milieu non magnétique et à lui attribuer une perméabilité magnétique μ_0 égale à celle du vide. C'est une approximation dans la mesure où l'oxygène, un des constituants principaux, est légèrement paramagnétique, mais cette approximation est licite tant qu'on ne s'intéresse pas à l'atténuation. Sous cette hypothèse, l'indice de réfraction n est directement lié à la constante diélectrique relative ϵ par la formule de Maxwell.

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (\text{II.4.1})$$

On peut enfin considérer l'air comme un mélange de gaz parfaits. Cette dernière hypothèse permet de relier la forme de l'indice de réfraction aux paramètres physiques (pression partielle et température) du milieu en s'appuyant sur la théorie des molécules polaires due à Debye.

Dans un mélange de gaz parfait, on considère que sous l'action d'un champ électrique chaque composant du mélange se polarise comme s'il était seul. Si on note ϵ_i la constante

diélectrique de la composante i , ε celle du mélange, et κ la susceptibilité électrique, il en résulte la relation :

$$\kappa = \varepsilon - 1 = \sum(\varepsilon_i - 1) \quad (\text{II.4.2})$$

On suppose également que le milieu est assez peu dense pour que le champ local appliqué aux molécules soit égale au champ d'origine extérieure. Reste à relier la constante diélectrique de chaque terme du mélange à sa pression et à sa température. Deux cas doivent alors être distingués selon que la molécule du corps considérée est polaire (existence d'un moment électrique dipolaire permanent) ou non. Dans l'air, seule la molécule de vapeur d'eau est une molécule polaire.

Pour des molécules non polaires, la polarisation résulte d'un déplacement des charges interne en présence d'un champ électrique, déplacement qui sépare les barycentres des charges positives et négatives en induisant un moment dipolaire proportionnel au champ appliqué. Le vecteur polarisation étant la résultante de ces dipôles induit, la susceptibilité est proportionnelle à la concentration molaire du composant et donc, puisqu'on le considère comme un gaz parfait, au quotient de la pression partielle par la température. Notant que T la température absolue (identique pour tous les composants) et P_i la pression partielle du composant i , on a aussi :

$$\kappa_i = \varepsilon_i - 1 = \frac{K_i P_i}{T} \quad (\text{II.4.3})$$

relation dans laquelle κ_i est une constante caractéristique du composant i .

Pour les molécules polaires, la situation est un peu plus complexe. A un effet de polarisation induit analogue à celui qui se produit dans les molécules non polaires s'ajoute un effet d'orientation dans le sens du champ des moments dipolaires préexistants, mais cette orientation n'est pas totale car elle est contrariée par les collisions entre molécules, collision d'autant plus fréquente que la température du milieu est plus élevée. La théorie qui utilise la distribution statistique de Boltzmann, aboutit au fait que le terme de polarisation d'orientation est proportionnel à la concentration moléculaire et inversement proportionnel à la température; il se traduit donc par un terme en $\frac{P_i}{T^2}$.

Lorsqu'on regroupe les termes dus aux divers constituants, on peut noter que tous les composants autres que la vapeur d'eau sont non polaires et, comme nous l'avons vu, présents en proportions constantes, tandis que la vapeur d'eau est constituant polaire sont en proportions très faible mais variable. On peut donc regrouper les termes relatifs aux

composants autres que l'eau, et si on note P_d la pression de ces composants (appelée pression d'air sec) et e la pression partielle de vapeur d'eau, on obtient finalement :

$$\varepsilon - 1 = K_d \frac{P_d}{T} + K_e \frac{e}{T} \left(1 + \frac{A}{T}\right) \quad (\text{II.4.4})$$

Pour des composants gazeux, la constante diélectrique est toujours très peu différente de l'unité. Il en va de même de celle du mélange et de l'indice de réfraction. On peut donc écrire

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 + (\varepsilon - 1)} \cong 1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \quad (\text{II.4.5})$$

L'indice de réfraction étant très proche de 1, on utilise plutôt le coindice de réfraction N qui est égale à la différence entre l'indice de réfraction et l'unité exprimée en millionnièmes :

$$N = 10^6 (n - 1) \quad (\text{II.4.6})$$

Bien que cette quantité, tout comme un indice de réfraction, soit une grandeur sans dimension, on dit qu'elle est exprimée en unités N .

Compte tenu de l'expression trouvée pour $(\varepsilon - 1)$, on a en introduisant les nouvelles constantes :

$$N = K_1 \frac{P_d}{T} + K_2 \frac{e}{T} \left(A + \frac{B}{T}\right) \quad (\text{II.4.7})$$

La théorie présentée ne permet pas d'aller plus loin, et en particulier d'obtenir les valeurs des constantes à partir des propriétés moléculaires. La forme de la relation étant fixée, on y introduit donc des constantes numériques obtenues à partir de mesures en laboratoire; on a ainsi une relation semi empirique. La formule généralement adoptée est celle préconisée par Smith et Weintraub (1953), qui s'écrit pour une température en °K et des pression exprimées en hPa :^[4]

$$N = 77,6 \frac{P_d}{T} + 72 \frac{e}{T} + 3,75 \cdot 10^5 \frac{e}{T^2} \quad (\text{II.4.8})$$

On obtient une relation équivalente en remplaçant la pression P_d d'air sec par la pression totale $P = P_d + e$:

$$N = 77,6 \frac{P}{T} - 5,6 \frac{e}{T} + 3,75 \cdot 10^5 \frac{e}{T^2} \quad (\text{II.4.9})$$

Enfin, si on se limite aux valeurs rencontrées en pratique pour la température

(entre -40°C et $+40^{\circ}\text{C}$) et la pression partielle de vapeur d'eau ,on peut modifier la formule en utilisant l'approximation suivante :

$$N = 77,6 \frac{P}{T} + 3,73 \cdot 10^5 \frac{e}{T^2} \quad (\text{II.4.10})$$

Dans cette formule, on donne souvent respectivement aux deux termes l'appellation de contribution de l'air sec et contribution de l'air humide ce qui n'est pas parfaitement correct puisque la pression totale comporte une part de vapeur d'eau.

La mesure directe de l'indice de réfraction atmosphérique aux fréquences radioélectriques étant délicate, la relation établie permet d'obtenir une connaissance (au moins statistique) de l'indice de réfraction atmosphérique à partir des mesures météorologique.

Les services météorologiques donnent l'humidité plutôt sous forme d'humidité relative, qui s'écrit sous la forme :

$$P = 100 \frac{e}{e_{\text{sat}}} \quad (\%) \quad (e \text{ et } e_{\text{sat}} \text{ en mb}) \quad (\text{II.4.11})$$

e_{sat} étant la pression saturante de la vapeur d'eau à la température considérée (e_{sat} est donné par des tableaux),

En écrivant la formule (II.4.10) sous la forme d'une somme de deux variable N_1 et N_2 tel que : $N = N_1 + N_2$

Où N_1 est l'indice de réfraction de l'air (terme sec), et N_2 est l'indice de réfraction de l'air (terme humide), on peut déterminer N à partir des nomogrammes ^[2] des figures (II.3) et (II.4).

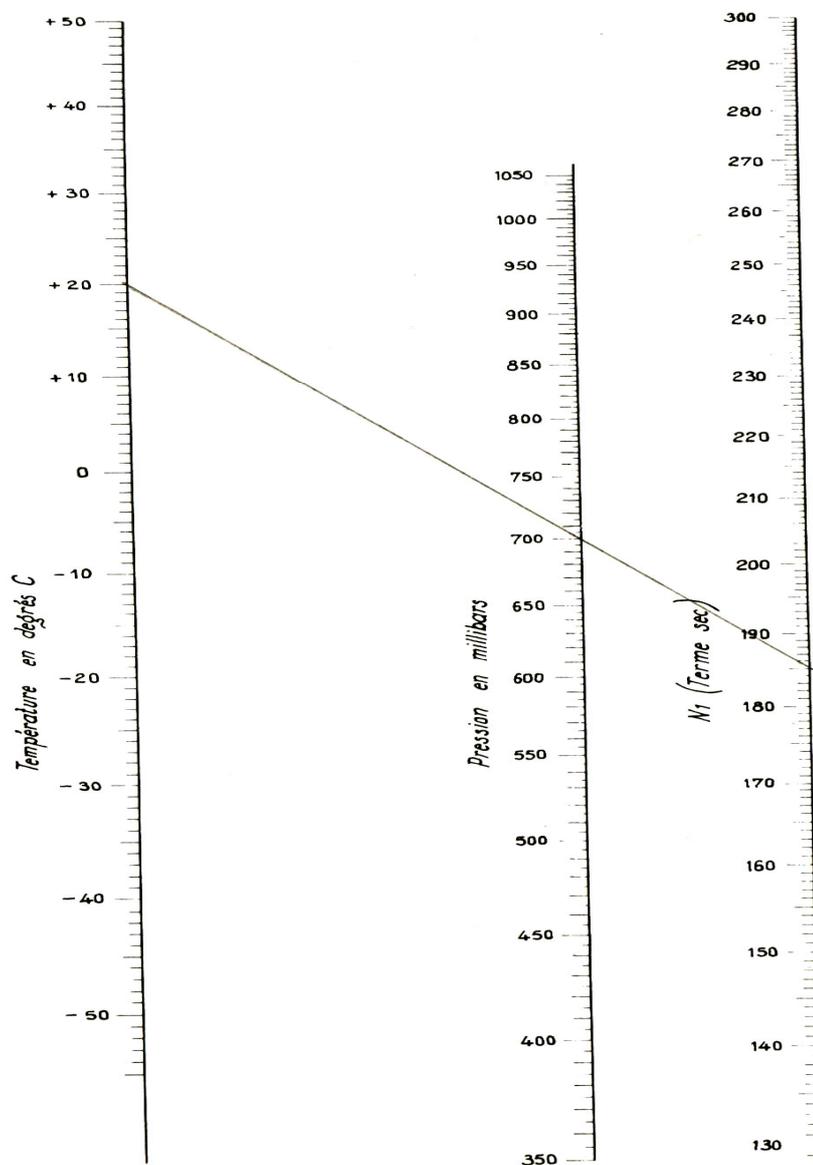


Figure (II.3) : indice de réfraction de l'air N₁ (terme sec)

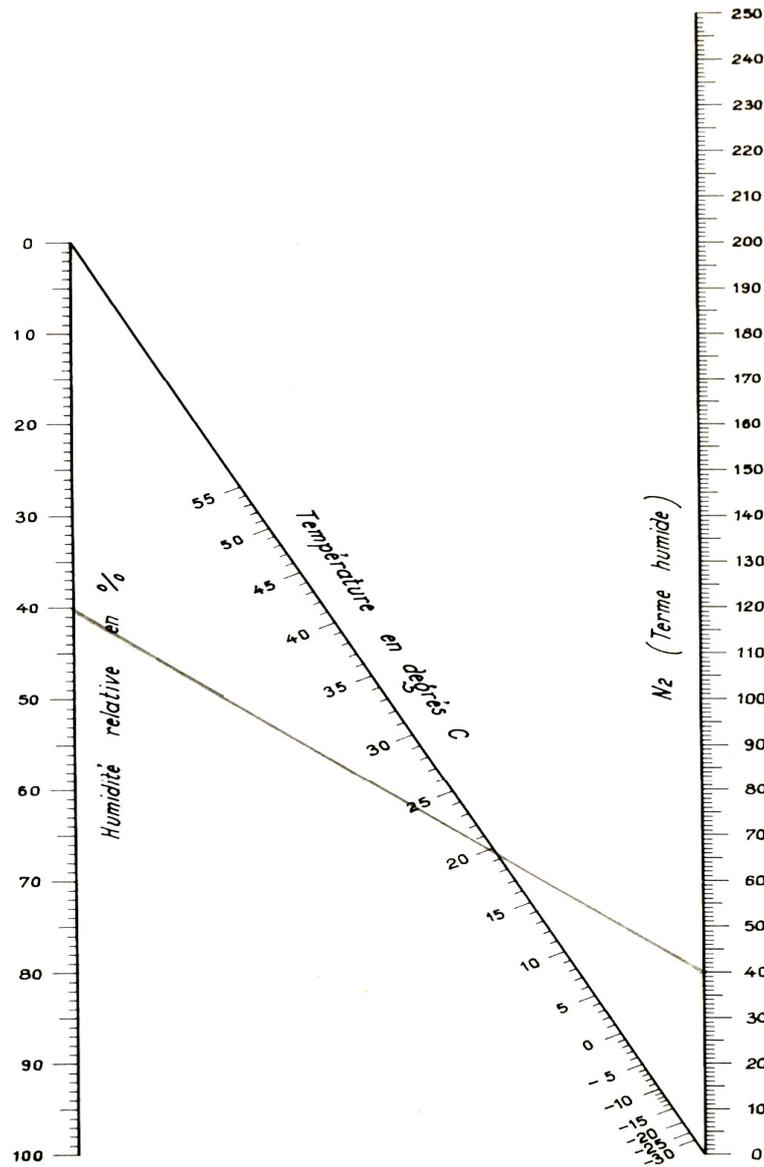


Figure (II.4) : indice de réfraction de l'air N_2 (terme humide)

On peut tracer des courbes de variation de l'indice N en fonction de la température avec l'humidité relative comme paramètre, pour une pression atmosphérique $P = 1000\text{mb}$, comme l'indique la figure (II.5).

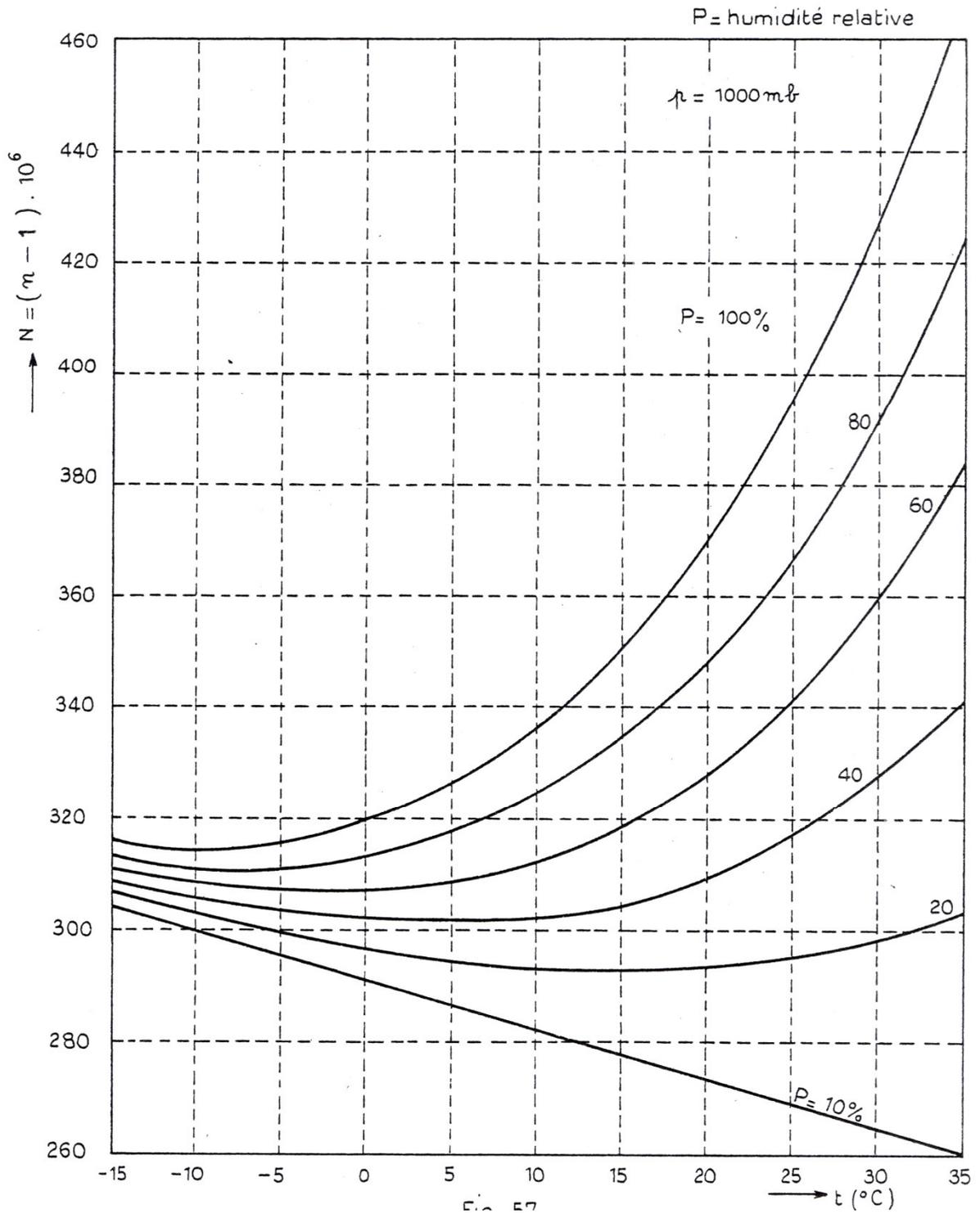


Figure (II.5) : Courbes de variation de l'indice $N = (n - 1) \cdot 10^6$ pour $P = 1000 \text{ mb}$

II-5) COMPORTEMENT MOYEN DE L'INDICE DE REFRACTION ATMOSPHERIQUE

II-5-1) LES MODELES DE PROFIL DE REFRACTIVITE

A partir des mesures disponibles, on peut se faire une idée du comportement moyen de l'indice de réfraction atmosphérique, il est d'ailleurs facile de le relier aux caractéristiques atmosphériques. Bien que le comportement instantané de l'atmosphère puisse s'écarter notablement de son comportement moyen, la connaissance de celui-ci est d'un grand intérêt pour des études préliminaires à la mise en place de services de communications.

Lorsqu'on effectue une moyenne sur une durée assez longue de profil de réfraction en une station donnée, on obtient un comportement assez régulier qui peut être représenté par des formules mathématiques assez simples. En moyenne la décroissance régulière de la pression totale avec l'altitude, et celle de la pression partielle de vapeur d'eau, dominant l'effet de la décroissance de la température et entraînent une diminution de l'indice de réfraction avec l'altitude.

Lorsqu'on se limite au premier kilomètre de la troposphère, on peut en général se contenter pour le comportement moyen d'un modèle dans lequel l'indice de réfraction, où la réfraction, décroît linéairement avec l'altitude. Notant N_s la réfraction au sol (d'altitude h_s par rapport au niveau de la mer), et ΔN la variation sur l'intervalle d'altitude Δh (généralement 100m ou 1km), on a alors :

$$N(h) = N_s + \left(\frac{\Delta N}{\Delta h}\right)(h - h_s) \quad (\text{II.5.1.1})$$

Aussi bien la réfractivité au sol que le gradient dans le bas de l'atmosphère varie avec le lieu et la date. Dans les régions tempérées, les valeurs moyennes à long terme (moyennes effaçant les variations diurnes et saisonnières) sont de l'ordre de :

$$\langle N_s \rangle = 330 \text{ uN} \quad \text{et} \quad \left\langle \frac{\Delta N}{\Delta h} \right\rangle = -39 \text{ uN/km}$$

Dès que l'on s'intéresse à des ondes se propageant en dehors du premier km de l'atmosphère, ce qui en particulier le cas des liaisons par satellite, des liaisons avec des avions et dans la majorité des problèmes de télédétection, le modèle linéaire n'est pas suffisant. Une approximation bien meilleure est obtenue par l'emploi d'un modèle exponentiel. Le coindice de réfraction est alors donné par :

$$N(h) = N_s \exp\left(-\frac{h - h_s}{h_0}\right) \quad (\text{II.5.1.2})$$

Le coefficient h_0 , homogène à une longueur étant l'échelle de hauteur du modèle. Dans les régions tempérées, la valeur moyenne à long terme de h_0 est de l'ordre de 7,3km.

Dans ce modèle, le gradient du coindice est relié à la valeur de celui-ci par la relation :

$$\frac{dN}{dh} = -\frac{N(h)}{h_0} \quad (\text{II.5.1.3})$$

Le modèle exponentiel représente bien les mesures jusqu'à environ 5 km d'altitude ; au dessus, il a tendance à indiquer une décroissance trop rapide. Des modèles plus raffinés ont été proposés ^[4] qui représentent mieux les données, par exemple en utilisant des formules différentes selon la tranche d'altitude ; outre une complexité plus grande, ils introduisent souvent des discontinuités du gradient aux limites entre zones, ce qui est gênant dans certaines études. Mieux vaut alors utiliser des tableaux de valeurs déduites par exemple de modèles atmosphérique, valeurs dans lesquelles on peut interpoler.

C'est l'indice de réfraction au sol qui est le mieux connu. Pour comparer les valeurs obtenues en différentes stations, on élimine l'effet de l'altitude en ramenant fictivement les mesures au niveau de la mer par une correction utilisant le modèle exponentiel

II-5-2) LE GRADIENT DE L'INDICE DE REFRACTION

Ce n'est pas tant la valeur absolue de l'indice de réfraction qui est très important dans les phénomènes de propagation, mais plutôt son gradient. A titre de première approximation, on néglige généralement les gradients horizontaux, beaucoup plus faibles que les gradients verticaux et très difficiles à calculer. Le gradient d'indice est une fonction continue de l'altitude, on pratique ce n'est pas lui que l'on détermine, mais le gradient moyen sur une tranche d'altitude, en général sur le premier kilomètre ou sur les premier cent mètres d'altitude.

On en a une connaissance grâce aux stations de radiosondage ; on effectue en général dans ces stations deux sondages quotidiens (à l'aide de capteurs mesurant pression, température et humidité à partir d'un ballon-sonde), souvent à midi et à minuit. Cela ne permet pas d'avoir une idée claire des éventuelles variations diurnes. De plus, les mesures de gradient dans la basse atmosphère sont souvent peu précises compte tenu de la rapidité de passage du ballon et des constantes de temps des divers capteurs. Quelques exemples de distributions du gradient d'indice vertical pour des régions climatiquement différentes sont donnés en (figure II.6).

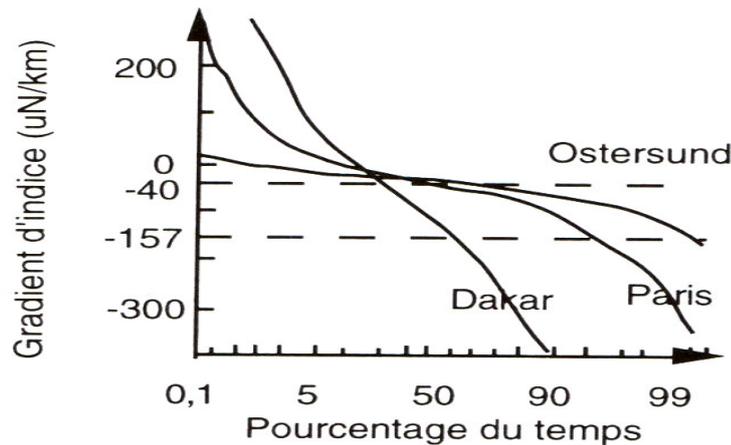


Figure (II.6) : Exemple de distribution du gradient d'indice (d'après Boithias ,1983)

Les deux droites en tiret correspondent aux valeurs du gradient de -39 uN/km (gradient moyen en climat tempérée) et -157 uN/km (limite de condition de guidage). Différents modèles mathématiques ont été proposés pour représenter ces distributions à l'aide d'un petit nombre de paramètres. La partie centrale de la distribution est bien représentée par une loi de Gauss, mais celle-ci ne convient plus pour les queues de distribution, qui sont en fait les situations intéressantes conduisant à des phénomènes « anormaux » de propagation. On doit, pour représenter correctement l'ensemble de la distribution, recourir à une loi composite, par exemple l'association d'une loi de gauss et d'une loi exponentielle, cette dernière décrivant les gradients négatifs.

Dans les régions de climat tempéré, on observe une forte corrélation entre les moyennes mensuelles du gradient d'indice sur le premier kilomètre et de l'indice au sol.

Notant α_1 ce gradient moyen, on a alors une relation de la forme :

$$\alpha_1 = -a \exp(kN_s) \quad (\text{II.5.2 .1})$$

a et k étant deux coefficients fonction du lieu considéré.

II-5-2-1) GRADIENTS HORIZONTAUX

Les gradients horizontaux de l'indice de réfraction sont toujours beaucoup plus faibles que les gradients verticaux. Ils existent cependant, et peuvent avoir des effets sensibles dans la mesure où ils agissent de façon cumulative sur une grande distance. Les désaccords observés entre les données radio et les simulations qu'on en fait par tracé de rayons en supposant un

gradient d'indice purement vertical peuvent souvent être attribués à la présence de gradients horizontaux.

Les gradients horizontaux ne peuvent être observés que par des mesures aéroportées ; si leur mise en évidence est relativement facile, il est en revanche très difficile d'obtenir à leur sujets des informations quantitatives, à cause notamment du temps nécessaire à l'avion pour balayer la région de l'espace concernée, ainsi que du faible échantillonnage spatial dont on dispose généralement.

Des gradients horizontaux importants peuvent être associés à des situations météorologiques.

A partir des études de cas disponibles, on peut étudier par simulation les effets possibles de gradients horizontaux. Ces effets sont particulièrement importants lorsqu'on se surajoute à des structures verticales comme des couches de guidage.

II-5-2-2) GRADIENT EQUIVALENT LE LONG D'UNE LIAISON

Les renseignements statistiques dont on dispose à propos de l'indice de réfraction vertical de l'atmosphère sont presque toujours relatifs à des stations particulières. C'est ce qu'on appelle des données ponctuelles. Celle-ci n'est pas suffisante pour traiter correctement les problèmes de propagation. En effet, une liaison a toujours une certaine extension géographique et le gradient vertical le long du trajet des ondes n'est ni constant ni indépendant d'un point à l'autre. Pour pouvoir traiter complètement les effets de la réfraction qui sont des effets intégrés le long de la trajectoire des ondes, il faudrait connaître la corrélation présentée par le gradient entre deux points en fonction de leur distance horizontale. Les mesures radio météorologiques ne donnent malheureusement pas cette information. Les spécialistes de la propagation ont de ce fait été conduits à procéder en sens inverse ; à partir de mesures radio, ils ont cherchés à déterminer quel était le gradient d'indice qui s'il était constant tout au long de la liaison, donnerait lieu aux effets observés. Cette grandeur constitue ce qu'on appelle un gradient équivalent. C'est malheureusement une grandeur qui ne dépend pas uniquement du milieu de propagation mais également du trajet suivi par les ondes, en particulier de sa longueur, ce qui rend difficile l'obtention de résultats généraux.

II-6) LES PROFILS DE TROPOSPHERE UTILISES EN PROPAGATION**TROPOSPHERIQUE****II-6-1) LA TROPOSPHERE STRATIFIEE**

On appelle troposphère stratifiée une troposphère dans laquelle l'indice de réfraction est fonction de l'altitude seule. On n'envisage généralement en propagation troposphérique qu'une troposphère stratifiée. L'équation (II.4.10) donne alors en dérivant :

$$\frac{dN}{dh} = \frac{77,6}{T} \frac{dP}{dh} - \frac{1}{T^2} \left(77,6.P + \frac{7,5.10^5 e}{T} \right) \frac{dT}{dh} + \frac{3,75.10^5}{T^2} \frac{de}{dh} \quad (\text{II.6.1.1})$$

(Avec h la hauteur en mètres).

II-6-2) LA TROPOSPHERE NORMALE

On appelle troposphère normale une troposphère stratifiée dans laquelle l'indice N obéit à une loi de variation régulière en fonction de l'altitude h sans discontinuité ni variations brusques du gradient $\frac{dN}{dh}$.

II-6-3) LA TROPOSPHERE STANDARD

On appelle troposphère standard une troposphère stratifiée et normale dont l'expression (II.6.1.1) est telle que le gradient de l'indice reste constant ($\frac{dN}{dh} = \text{const}$). On emploie cependant ce terme pour indiquer une troposphère standard particulière correspondant aux valeurs et aux gradients moyens des paramètres qui la définissent, à savoir :

$$P = 1013 \text{ mb} \quad \text{et} \quad \frac{dP}{dh} = -0,121 \text{ mb/m} ;$$

$$T = 288^\circ \text{ k} \quad (\text{soit } t = 15^\circ \text{ C}) \quad \text{et} \quad \frac{dT}{dh} = -0,0065 \text{ degrés/m} ;$$

$$e = 10 \text{ mb} \quad \text{et} \quad \frac{de}{dh} = -0.0033 \text{ mb/h} ;$$

$$N = (n - 1) \cdot 10^6$$

$$\frac{dN}{dh} = -3,9 \cdot 10^{-2} \quad (\text{uN/m}).$$

L'indice de cette troposphère standard décroît donc avec l'altitude et devient égale à l'unité à l'altitude 8000m (aux altitudes supérieures on admet que l'on aura constamment $n = 1$, ce qui revient à négliger toute influence de l'ionosphère).

Cette décroissance de l'indice donnera lieu à une réfraction progressive en incurvant le rayon électromagnétique vers la terre, ce qui augmentera les portées des liaisons (réfraction troposphérique standard)

II-6-4) LA TROPOSPHERE FONDAMENTALE DE REFERENCE (T F R)

Des études datant de 1960 ont montrés que, même en moyenne, la loi de décroissance linéaire de l'indice, correspond à la troposphère standard, ne pouvait être admise dans toute l'étendue de la troposphère, et que son domaine de validité ne dépassait pas quelques kilomètres au-dessus du sol.

Ces études ont été effectuées par relevé direct de l'indice à divers altitudes, au moyen de réfractomètres, instruments basés sur la comparaison de la fréquence de résonance de deux cavités, l'une dans laquelle on a fait le vide, l'autre remplie de l'air ambiant.

Sur la foi de ces études, le C.C.I.R. a recommandé en 1959, au de sa session plénière de Los Angeles, d'adopter, pour les études qui mettent en jeu des altitudes de propagation élevées (notamment les liaisons air-sol avec les aéronefs), un modèle de troposphère fondamentale de référence, définie par la relation :

$$n = 1 + 289.10^{-6} e^{-0,136h} \quad (\text{II.6.4.1})$$

h étant exprimé en kilomètres au dessus du niveau de la mer. Dans le premier kilomètre, cette troposphère de référence est très sensiblement équivalente à la troposphère standard. Donc cette formule peut donc être utilisée sans crainte pour servir de base moyenne à l'étude de la plupart des liaisons sol-sol.

II-6-5) LA TROPOSPHERE REELLE

Les variations régulières caractérisant la troposphère standard ou la troposphère fondamentale de référence sont tout à fait exceptionnelles, surtout aux faibles altitudes, car la variation de l'indice de réfraction est parfois beaucoup plus compliquée à cause de :

- -Les échanges entre l'air et le sol.
- Les subsidences (affaissement d'une masse d'air chaude au dessous d'une masse froide).
- La présence de deux masses d'air de température ou d'humidité différentes, placées l'une au dessus de l'autre, et donnant lieu à des discontinuités d'indice très marquées.

- Des déplacements verticaux ou horizontaux de masse d'air, accompagnés de compressions ou de détentes adiabatique ou non.
- Une dernière complication s'introduit du fait que l'indice de réfraction de la troposphère n'est pas en réalité un nombre réel. Il y aura donc une absorption troposphérique, surtout en micro-ondes.

Ces phénomènes perturbent profondément les lois de variation en altitude, de la pression, de la température, et de l'humidité. Certaines de ces lois peuvent même être localement inversées et provoquer des propagations dites anormales.

On a représenté sur la figure (II.7) les courbes représentatives d'une troposphère standard, troposphère fondamentale de référence, et de deux troposphères réelles, dont l'indice a été relevé expérimentalement en fonction de l'altitude à des dates déterminées ^[3]. On constate le grand nombre de petites irrégularités locales que l'expérience a met en évidence.

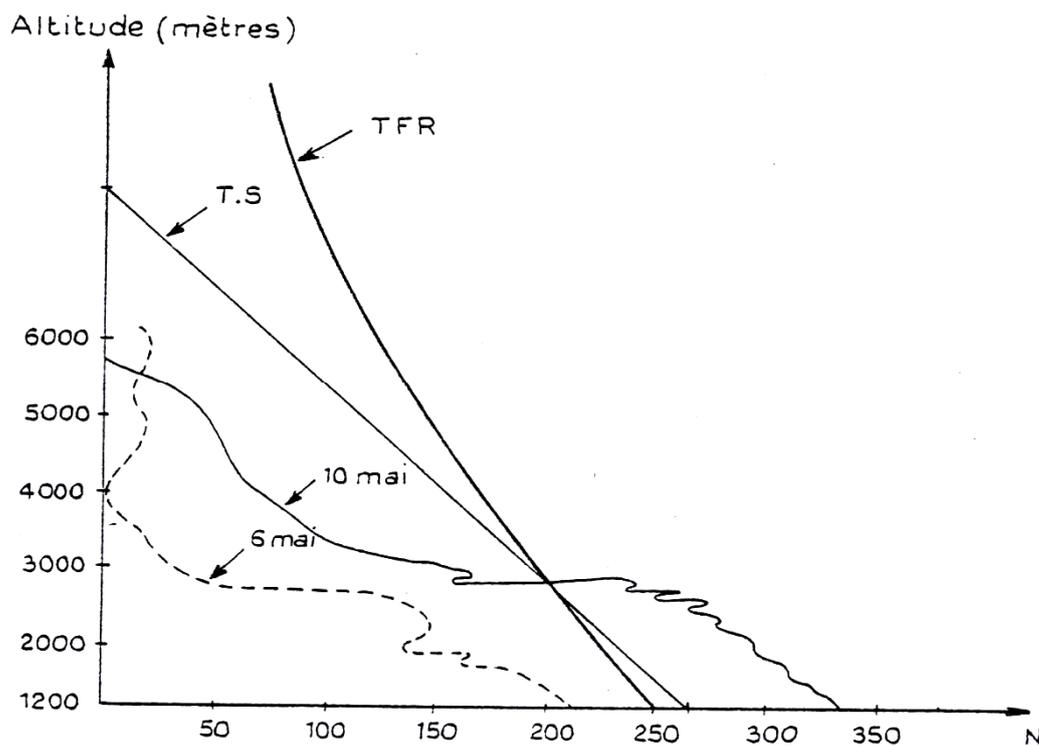


Figure (II.7)

Ainsi, on ne peut considérer la troposphère standard ou la T. F. R. que comme caractérisant des situations moyennes.

III-1) INTRODUCTION

Au point de vue radioélectrique, l'atmosphère terrestre dite claire (c'est-à-dire ne contenant pas de particules liquides ou solides) est caractérisée par son indice de réfraction, qui dépend des grandeurs météorologiques (pression, température, humidité) et qui, par conséquent, est une fonction de l'espace et du temps. Compte tenu de la complexité de cette fonction et des difficultés de la connaître, on est conduit à poser des hypothèses simplificatrices. En effet on supposera que l'indice de réfraction n'est fonction que de l'altitude, c'est-à-dire une troposphère stratifiée, où toute variation sensible avec l'altitude s'effectue dans un intervalle assez grand par rapport à la longueur d'onde. Ceci revient à admettre qu'à l'intérieur de chaque petite région de la troposphère (ayant des dimensions inférieures à la longueur d'onde), la propagation s'effectue comme dans un milieu homogène. La notion du rayon ou de la trajectoire de l'onde redevient ainsi valable et le problème se simplifié considérablement.

III-2) FORMULES GENERALES DE LA REFRACTION TROPOSPHERIQUE

On va établir la relation qui donne la trajectoire d'un rayon radioélectrique dans une atmosphère à structure sphérique (stratifiée sphériquement) ; figure (III.1)

Au point P_1 la loi de Descartes s'écrit :

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2' \quad (\text{III.2.1})$$

D'autre part, dans le triangle OP_1P_2 on a la relation :

$$\frac{r_1}{\sin i_2} = \frac{r_2}{\sin i_2'} \quad (\text{III.2.2})$$

avec r_1 le rayon au point P_1 et r_2 le rayon au point P_2 .

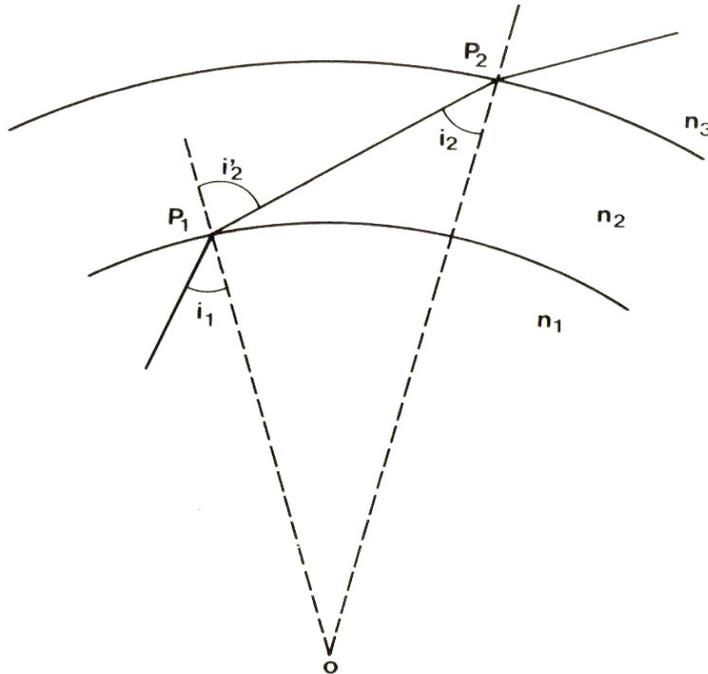


Figure (III.1) : Réfraction dans un milieu à stratification sphérique

En éliminant i_2' on obtient :

$$n_1 r_1 \sin i_1 = n_2 r_2 \sin i_2 \quad (\text{III.2.3})$$

Si maintenant on suppose que l'indice varie de façon continue, la relation précédente reste valable si l'on fait tendre l'épaisseur des couches vers zéro. Par suite, tout le long de la trajectoire d'un rayon (qui alors une trajectoire courbe) on a la relation de Bouguet suivante qui donne l'équation des trajectoires :

$$n(r).r.\sin i = \text{const} \quad (\text{III.2.4})$$

n est une fonction de la distance r au centre de la terre.

Dans la propagation des ondes radioélectriques, on utilise plutôt l'angle d'élévation φ (ou angle de site) au dessus de l'horizontale locale, c'est-à-dire :

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - i \quad (\text{III.2.5})$$

La relation précédente s'écrit alors :

$$n.r.\cos \varphi = \text{const} \quad (\text{III.2.6})$$

Les calculs sont assez simples si l'on opère en coordonnées polaires, l'origine étant au centre de la terre et l'axe polaire passant par l'origine de la trajectoire. Dans ce cas l'angle V de la tangente avec le rayon vecteur n'est autre que l'angle d'incidence i ,

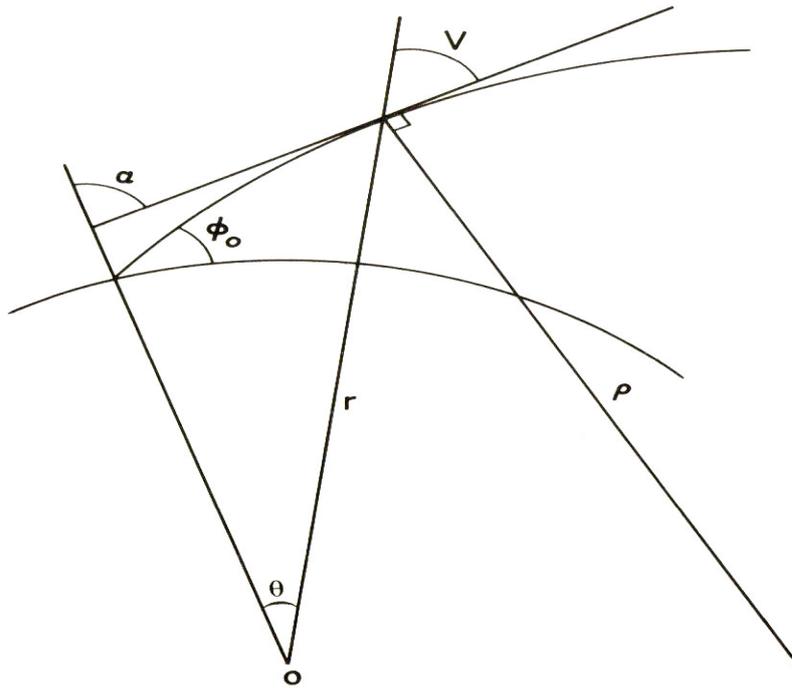


Figure (III.2) : Réfraction dans un milieu à variation continue d'indice

C'est-à-dire le complément de φ (figure III.2). On rappelle les relations classiques suivantes :

$$\cos V = \frac{dr}{ds} ; \quad \sin V = \frac{rd\theta}{ds} ; \quad \operatorname{tg} V = \frac{rd\theta}{dr} \quad (\text{III.2.7})$$

s étant l'élément d'arc de la trajectoire.

L'équation fondamentale (III.2.6) peut alors s'écrire :

$$nr \sin V = n_0 a \cos \varphi_0 \quad (\text{III.2.8})$$

Et en utilisant les relations (III.2.7) on aboutit à l'intégrale ;

$$\theta = \int_a^{a+h} \frac{dr}{r \sqrt{\left(\frac{n}{n_0}\right)^2 \left(\frac{r}{a}\right)^2 - \frac{1}{\cos^2 \varphi_0}}} \quad (\text{III.2.9})$$

Avec a le rayon de la terre et φ_0 angle de site.

qui donne l'équation de la trajectoire, à condition de connaître la fonction $n(r)$, c'est-à-dire le « profil d'indice » de l'atmosphère.

Il est intéressant de connaître le rayon de courbure de la trajectoire. Pour cela dérivons l'équation (III.2.6) en tenant compte de (III.2.7), on obtient :

$$\frac{dn}{n} + \frac{dr}{r} + \frac{dV}{\operatorname{tg}V} = 0 \quad (\text{III.2.10})$$

Si l'on tient en outre des relations (III.2.7) et de la relation :

$$\alpha = \theta + V \quad (\text{III.2.11})$$

L'équation (III.2.10) se met sous la forme

$$\frac{dn}{n} + \frac{d\alpha}{\operatorname{tg}V} = 0 \quad (\text{III.2.12})$$

L'équation (III.2.10) peut aussi s'écrire, en faisant apparaître le rayon de courbure $\frac{ds}{d\alpha} = \rho$

$$\frac{dn}{n} + \frac{d\alpha}{ds} \cdot \frac{ds}{rd\theta} \cdot dr = 0 \quad (\text{III.2.13})$$

C'est-à-dire

$$\frac{1}{\rho} = -\frac{\sin V}{n} \cdot \frac{dn}{dr} \quad (\text{III.2.14})$$

Qu'on écrit plutôt sous la forme équivalente :

$$\frac{1}{\rho} = -\frac{\cos \varphi}{n} \cdot \frac{dn}{dh} \quad (\text{III.2.15})$$

h étant la hauteur au-dessus de sol.

A partir de cette formule on voit que :

Si $\varphi = \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire lorsque l'onde est émise à la verticale, le rayon de courbure devient infini et la trajectoire est rectiligne pour n'importe quelle loi de variation de l'indice de réfraction (la troposphère étant toujours supposée stratifiée). Lorsque l'angle φ diminue de $\frac{\pi}{2}$ à 0, la trajectoire s'incurve de plus en plus et la courbure $\frac{1}{\rho}$ devient maximale pour un rayon horizontal.

III-3) LIAISONS TERRESTRES. EFFETS DE REFRACTION A GRANDE ECHELLE

Si les deux extrémités de la liaison sont au voisinage de la terre, $\cos \varphi$ est voisin de l'unité. D'autre part n est toujours voisin de l'unité. On peut donc simplifier l'expression du rayon de courbure.

$$\frac{1}{\rho} \approx -\frac{dn}{dr} = -\frac{dn}{dh} \quad (\text{III.3.1})$$

En appelant h la hauteur au-dessus d'une altitude de référence (sol ou niveau de la mer). On voit donc qu'au signe près, la courbure des trajectoires est égale au gradient vertical de l'indice de réfraction. Si le gradient vertical est constant, les trajectoires sont des arcs de cercle.

III-3-1) INDICE DE REFRACTION MODIFIE

On sait que n est très voisin de l'unité, environ 1,0003 au niveau de la mer.

On peut donc poser

$$n = 1 + N10^{-6} \quad (\text{III.3.1.1})$$

D'autre part, si les deux extrémités de la liaison sont dans l'atmosphère, la hauteur h au-dessus du sol des points du trajet est petite devant le rayon terrestre a , et l'on peut écrire :

$$r = a + h \quad \text{avec} \quad h \ll a$$

Enfin, si l'angle φ est petit, on peut écrire :

$$\cos \varphi = 1 - \frac{\varphi^2}{2} \quad (\text{III.3.1.2})$$

Dans ces conditions, la relation fondamentale de propagation en atmosphère sphérique (III.2.6) s'écrit, au deuxième ordre près :

$$N \cdot 10^{-6} + \frac{h}{a} - \frac{\varphi^2}{2} = \text{const} \quad (\text{III.3.1.3})$$

Si l'on utilise comme unité pratique :

- Le mètre pour l'altitude (le gradient d'indice est alors exprimé en unité N par kilomètre) ;
- Le millier de kilomètre pour a ($a = 6,37$, $\frac{1}{a} = 0,157$) ;
- Le milli radian pour l'angle φ ;

La relation précédente s'écrit sous la forme :

$$N + \frac{h}{a} - \frac{\varphi^2}{2} = \text{const} \quad (\text{III.3.1.4})$$

La quantité $M = N + \frac{h}{a}$ est appelée indice de réfraction modifié. Son utilisation permet de se ramener à la propagation au-dessus d'une terre plane (a infini) surmontée d'une atmosphère d'indice de réfraction M . L'équation des trajectoires s'écrit alors :

$$M - \frac{\varphi^2}{2} = \text{const} \quad (\text{III.3.1.5})$$

III-3-2) REPRESENTATION A RAYON RECTILIGNE–RAYON APPARENT DE LA TERRE

La réfraction troposphérique complique l'étude des divers problèmes étant donné que, même dans le cas simplifié de représentation par rayon électromagnétique, on aura affaire à des trajectoires curvilignes autour d'une terre sphérique.

Cependant, la question se simplifie par le moyen de certaines transformations qui ramènent le problème à l'étude soit des trajets rectilignes au-dessus d'une terre sphérique de rayon convenablement modifié, soit des trajets curvilignes modifiés au-dessus d'une terre plane.

On montre tout d'abord qu'un trajet réfracté dans une atmosphère standard peut être assimilé à un arc de cercle. Ou bien supposons que ceci est vrai et montrons qu'alors l'indice de réfraction n varie linéairement avec l'altitude h .

Une trajectoire circulaire possède un rayon de courbure ρ constant. On écrira donc d'après (3.15) :

$$\rho = \frac{n}{-\frac{dn}{dh} \cos \varphi} = \text{const} \quad (\text{III.3.2.1})$$

Substituant $\cos \varphi$ par $\frac{\text{const}}{n(a+h)}$ (loi de Bouguet), séparons les variables et intégrons. Il en résulte :

$$\frac{1}{n} = \frac{(a+h)^2}{2c_1} + c_2, \quad (c_1 \text{ et } c_2 \text{ constantes}) \text{ et } a \text{ étant le rayon de la terre.} \quad (\text{III.3.2.2})$$

Puisque n est voisin de l'unité, on peut poser $n = 1 + \Delta n$, avec $\Delta n \ll 1$. En admettant en outre que $h \ll a$, comme c'est pratiquement toujours le cas, on aura au second ordre près :

$$1 - \Delta n = \left(\frac{1}{2c_1}\right)(a^2 + 2ah) + c_2 \quad (\text{III.3.2.3})$$

Ce qui donne en faisant de nouveau $\Delta n = n - 1$

$$n = c_3 h + c_4, \text{ avec } c_3 = -\left(\frac{a}{c_1}\right) \text{ et } c_4 = 2 - \left(\frac{a^2}{2c_1}\right) - c_2 \quad (\text{III.3.2.4})$$

Donc l'arc AA_1 sur la figure ci-dessous est bien un arc de cercle de rayon ρ .

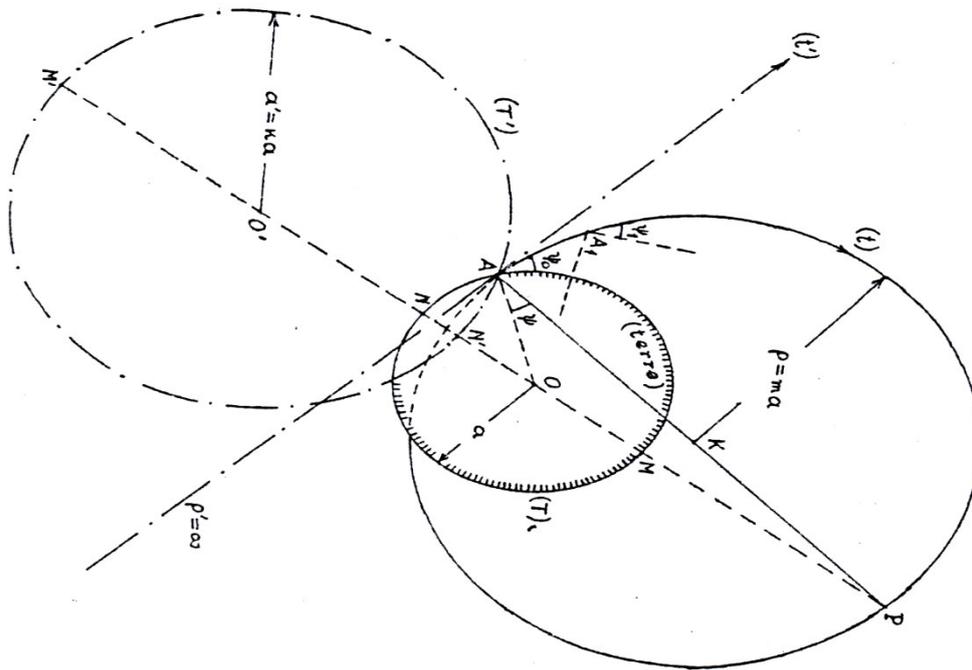


Figure (III.3) : Représentation à rayons rectilignes

Donc la restriction essentielle de la méthode de rayon apparent de la terre est le fait qu'elle suppose avant tout une troposphère standard ($\frac{dn}{dh} = \text{const}$) de telle sorte que les trajectoires des ondes peuvent être assimilées à des cercles. Sur l'ensemble constituée par la terre sphérique de rayon r et la trajectoire circulaire de rayon ma , nous allons imposer une certaine inversion géométrique qui conserve les angles et transforment certains cercles en des droites. Le problème sera résolu en choisissant, une inversion, dont le pôle sera situé en un point de la trajectoire et plus précisément, au point P diamétralement opposé à l'émetteur E , et la puissance de l'inversion de telle manière que le point E soit conservé, figure (III.4), c'est-à-dire :

$$PE \cdot PE' = (2mr)(2mr) = 4m^2 r^2 \quad (\text{III.3.2.5})$$

Supposons d'abord, pour simplifier, que le rayon considéré soit initialement horizontal, et que la source E soit placée à la surface de la terre (figure III.4)

Cette inversion géométrique propice est telle que :

$$PB \cdot PB' = 4m^2 r^2 \quad (\text{III.3.2.6})$$

($\rho = mr$ étant le rayon de la trajectoire réelle).

$$\text{Soit: } (2mr - 2r)(2mr + 2kr) = 4m^2 r^2$$

$$(m - 1)(m + k) = m^2$$

$$k = \frac{m}{m - 1} \quad (\text{III.3.2.7})$$

Pour la troposphère dite standard, nous avons vu que le rayon de courbure vaut $25 \cdot 10^6$ m, soit approximativement 4 fois le rayon terrestre. Donc :

$$m = 4 \quad \text{et} \quad k = 4/3$$

Cette inversion transforme donc la terre réelle de rayon r en une autre terre fictive de rayon kr (dans le cas de la troposphère standard), et transforme la trajectoire de rayon en une droite passant par l'émetteur.

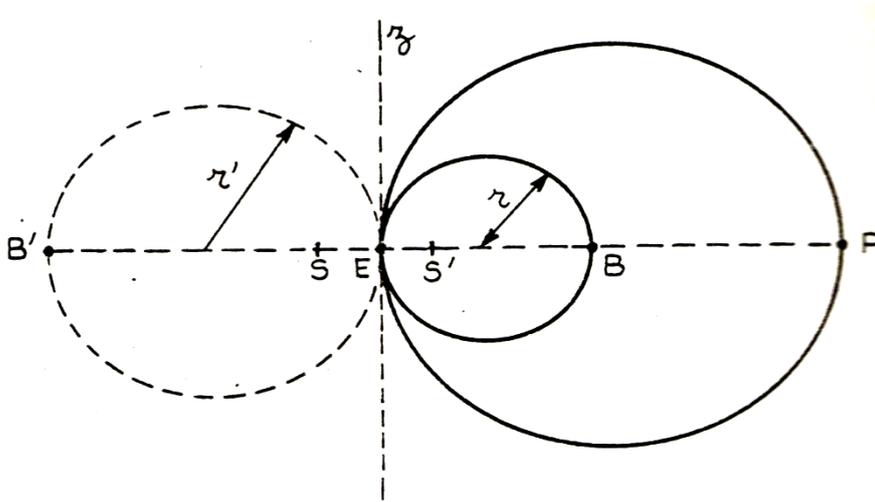


Figure (III.4) : Représentation à rayons rectilignes

Si la source d'émission au lieu de se trouver en E , se trouve surélevée en S , avec $ES = h$.

Alors la transformé de S est S' tel que :

$$PS \cdot PS' = 4m^2 r^2 \quad (\text{III.3.2.8})$$

$$\text{Soit: } (2mr + h)(2mr - x) = 4m^2 r^2$$

(en posant $x = ES'$)

D'où :

$$x = \frac{h}{1 + \frac{h}{2mr}} \approx h \quad (\text{car } h \ll r) \quad (\text{III.3.2.9})$$

Et par conséquent lorsqu'on fait une telle inversion (donc une représentation à rayon rectiligne), les irrégularités du sol et les hauteurs d'aériens doivent être reportées avec leurs altitudes h réelles et non avec des altitudes modifiées kh .

Si le rayon est émis sous un angle φ avec l'horizon non nul, alors une démonstration géométrique montre que le rayon kh de la terre équivalente est déterminé par :

$$k = \frac{m}{m - \cos \varphi} \quad (\text{III.3.2.10})$$

Si la troposphère est standard, mais que :

$$\frac{dn}{dh} = \text{const} \neq -3,9 \cdot 10^{-8} \text{ uN/m}$$

Partant de la figure (III.3) dans laquelle on extrait les deux figures ci-dessous, en considérant dans l'une un arc de la trajectoire réelle circulaire au-dessus de la terre réelle et dans l'autre un trajet rectiligne direct au-dessus d'une terre fictive.

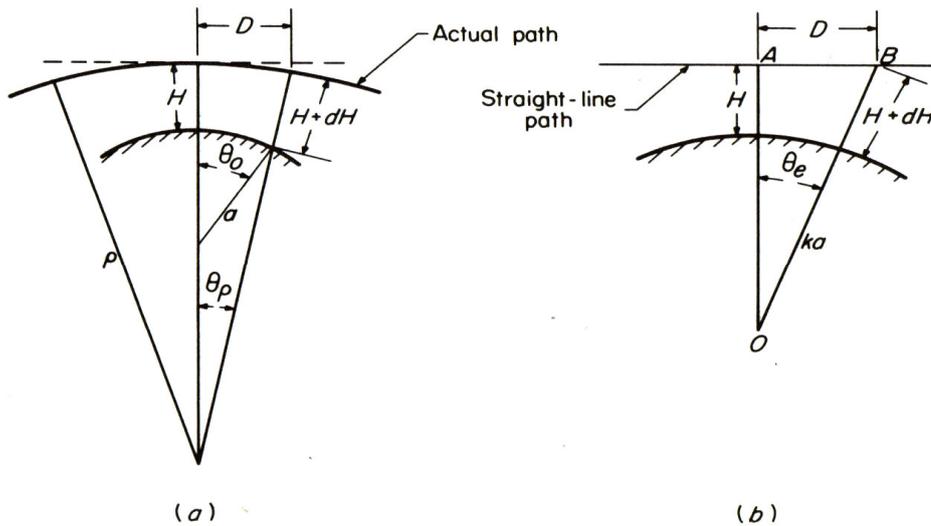


Figure (III.5)

Et d'après la figure (III.5.b) et des considérations géométriques on voit que :

$$dH = BO - AO = (ka + H) \left(\frac{1}{\cos \theta_e} - 1 \right)$$

Pour des angles petits (θ_e petit) :

$$\frac{1}{\cos \theta_e} \approx \frac{1}{1 - \frac{\theta_e^2}{2}} \approx 1 + \frac{\theta_e^2}{2}$$

$$dH \approx \frac{ka\theta_e^2}{2}$$

Des lors $dH \approx \frac{D^2}{2ka}$

Quand H est petit devant ka .mais

$$\theta_e = \sin \theta_e = \frac{D}{(ka + H)} \approx \frac{D}{ka}$$

En effet :

$$dH \approx \frac{D^2}{2ka}$$

Et d'après la figure (III.5. a) :

$$dH = \frac{D^2}{2a} - \frac{D^2}{2\rho}$$

Ce qui donne:

$$\frac{1}{ka} = \frac{1}{a} - \frac{1}{\rho}$$

Donc le rayon apparent de la terre est:

$$ka = a \left(\frac{1}{1 - \frac{a}{\rho}} \right)$$

Donc :

$$k = \frac{1}{1 + \frac{a}{\rho}}$$

Et en remplaçant ρ par son expression à s'avoir $\rho = \frac{1}{-\frac{dn}{dh}}$:

On aura : $k = \frac{1}{1 + a \frac{dn}{dh}}$ (III.3.2.11)

et cela pour des angles de tir très petit par rapport à l'horizon (tir quasi rasant).

Conclusion :

Pour tenir compte de la réfraction troposphérique dans une troposphère standard, on changera partout le rayon réel de la terre a (ou r) par son rayon apparent $a' = ka$ ($k = 4/3$ pour la troposphère standard).

La représentation par trajectoires rectilignes, n'est valable que dans une troposphère standard, si la troposphère n'est pas standard, la valeur du facteur k ne serait plus constante.

III-3-2-1) DOMAINE DE VARIATION DU COEFFICIENT k

Le coefficient k donne, suivant sa valeur, une idée simple et précise du caractère favorable ou défavorable de la réfraction troposphérique dans une zone donnée et à un instant donné.

En effet :

- si $k > 1$: le rayon apparent de la terre est supérieure au rayon réel. La liaison est améliorée par la réfraction.
- si $k = 1$: il n'y a pas de réfraction.
- si $k < 1$: le rayon apparent de la terre est inférieur au rayon réel. L'horizon étant rapproché, la liaison est dégradée par la réfraction.

On se sert donc bien souvent du coefficient k pour caractériser l'état de la troposphère sur le parcours de la liaison qu'on veut étudier ou prévoir.

On le détermine expérimentalement à partir du relevé de l'indice N :

- au sol (altitude 0).
- à 1000 m d'altitude.

La différence ΔN entre ces 2 valeurs conduit à k par application de la formule (6) :

Donc :

$$k = \frac{1}{1 + 6,4 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta N}$$

Ces valeurs sont fournies notamment sous forme de carte mondiale, donnant des valeurs mensuelles de ΔN qui ont été publiées en particulier par les états unis dont voici un exemple ci-dessous.

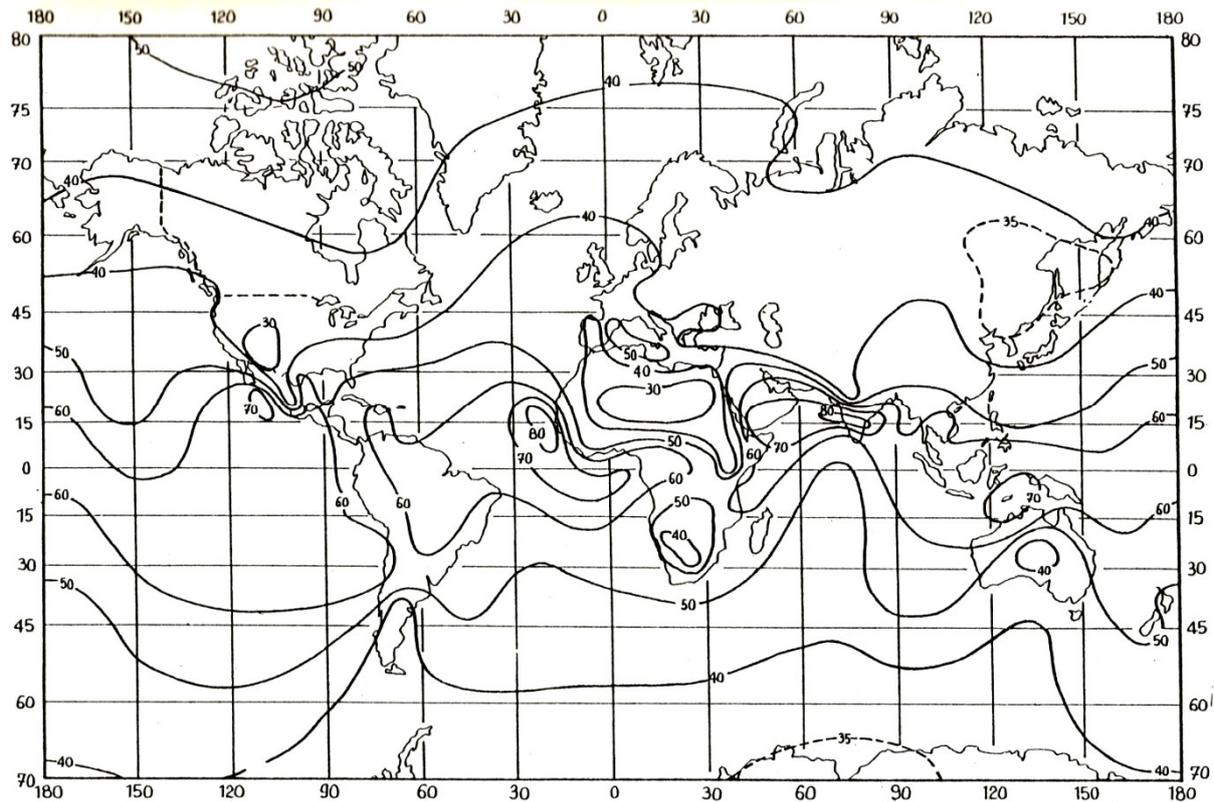


Figure (3.6) : valeurs moyenne mensuelles de ΔN : Mars

RESUTATS OBTENUS :

- a) dans les climats humides et chauds, la valeur médiane de k est supérieure à $\frac{4}{3}$ (de l'ordre de 1,5) ;
- b) dans la zone tempérée, elle est égale à $\frac{4}{3}$;
- c) dans les climats secs, il est inférieure à $\frac{4}{3}$;
- d) pour une liaison d'environ 50km, les valeurs :
 - $k = 1$: Climats humides et chauds
 - $k = 0,8$: Zone tempérée
 - $k = 0,6$: Climats secs (désertiques)

sont dépassées pendant la quasi-totalité du temps (99,8% à 99,9%)

On les prend donc en général comme limite inférieure dans les calculs.

- e) la valeur quasi-maximum de k est de l'ordre de 3 pour les ondes métriques, mais peut atteindre l'infini et k peut même devenir négatif pour les ondes centimétriques et

décimétriques, (notons que les variations de k de 1 à 3 peuvent entraîner des variations de l'affaiblissement de l'ordre de 50dB).

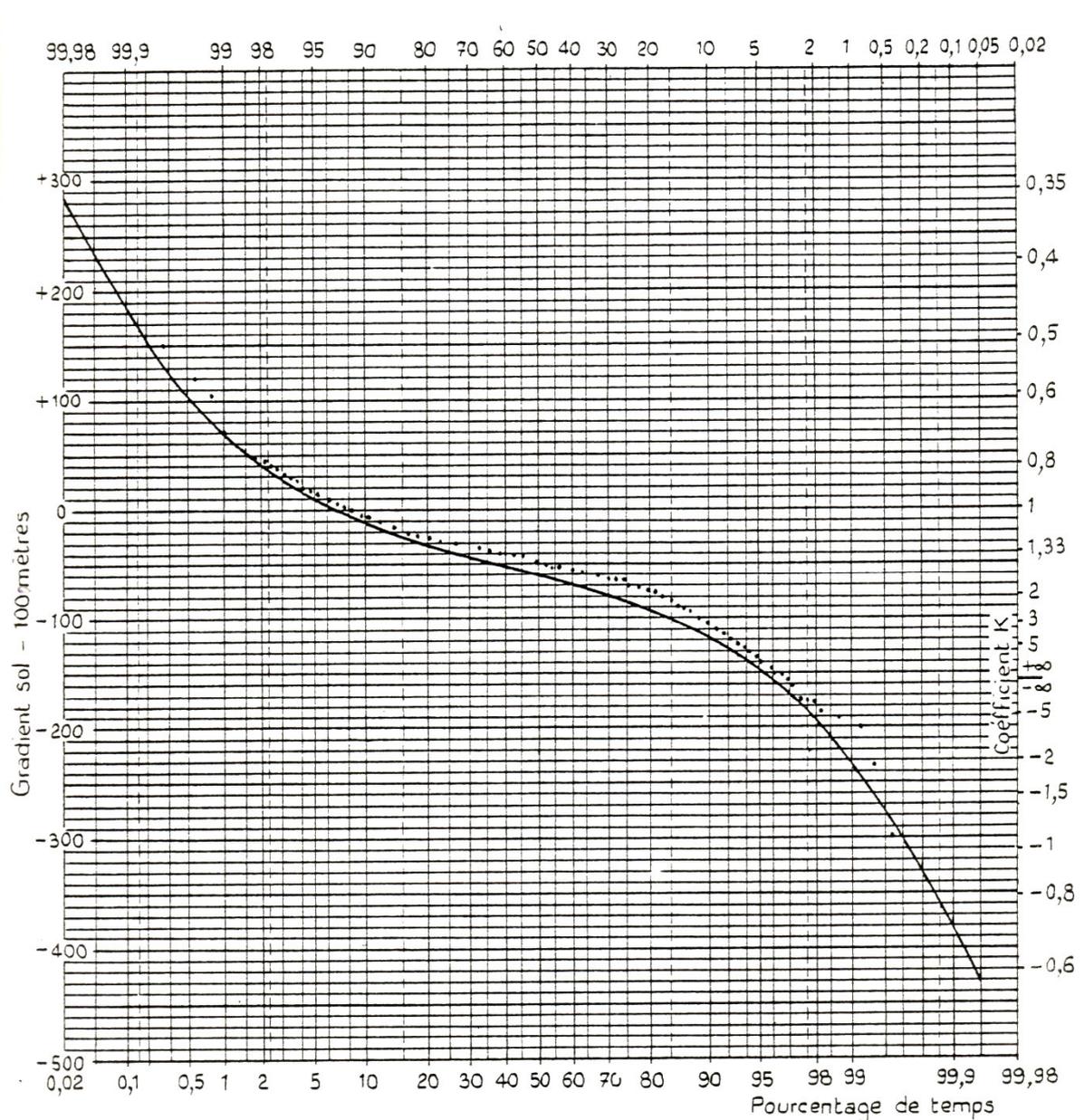


Figure (III.7) : loi de variation de ΔN et de k

— : cap Kennedy (USA)

---- : Trappes (France)

[d'après le CNET étude n° 821]

Deux distributions de ΔN , et donc de k , relevées dans la zone tempérée (Trappes et cap Kennedy) sont données sur la figure (III.7). Ces distributions sont valables en un point déterminé et non sur une liaison complète.

La courbe de la figure (III.8) donne, d'après une étude du CNET le « rayon apparent minimal », c'est-à-dire la valeur de k dépassée pendant plus de 99,8% du temps.

En prenant cette valeur de k dans le calcul de la liaison, on est donc pratiquement sûr que l'affaiblissement calculé constituera un maximum pour la quasi-totalité du temps.

On retrouve sur la couche la valeur $k = 0,8$ pour une liaison de 50km.

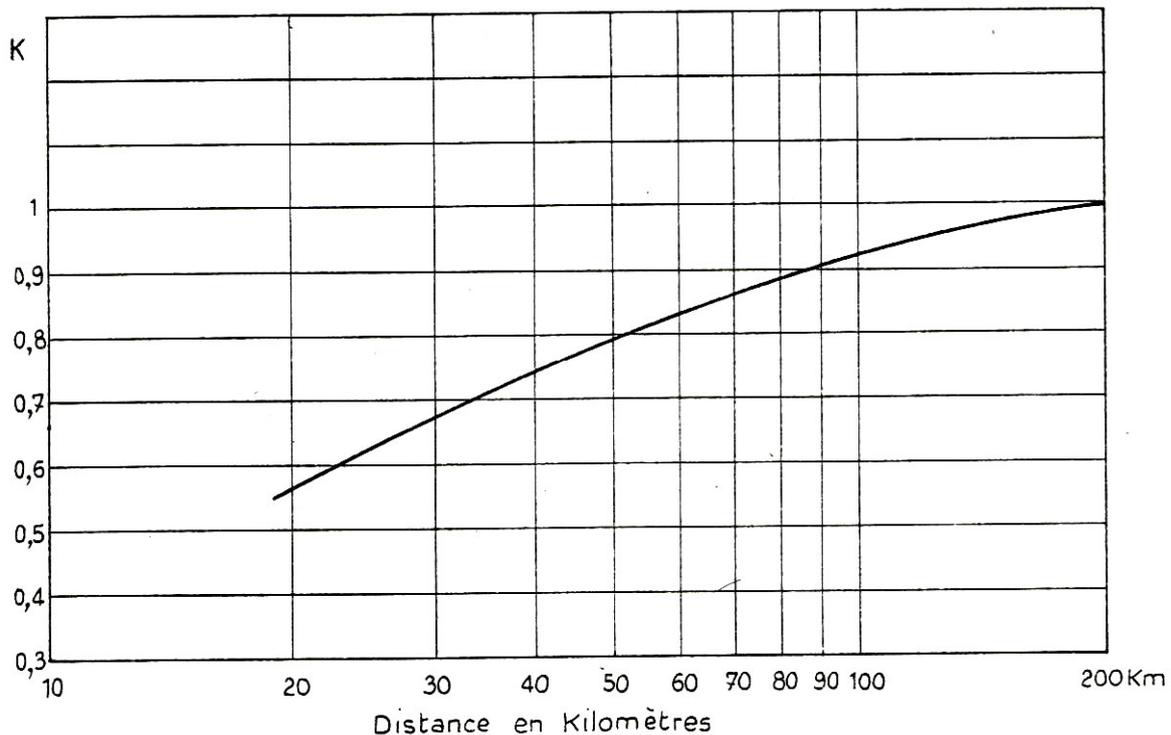


Figure (III.8) : Valeur minimale de k pour le trajet « Climat tempéré »

Donc en climat tempéré, on peut considérer que :

- $k = \frac{4}{3}$ est une valeur moyenne acceptable (qui conduit à un rayon de la terre de 8500km).
- $k = 0,8$ est une valeur minimum de haute sécurité pour une liaison de 50km (rayon correspondant: 5100km).

III-3-3) REPRESENTATION A TERRE PLANE-L'INDICE DE REFRACTION MODIFIE

On va exposer maintenant une seconde méthode pour traiter les problèmes de la réfraction troposphérique, sans plus supposer une troposphère standard. Cette méthode sera,

en effet, valable pour n'importe quelle loi de variation de l'indice de réfraction avec l'altitude (la variation étant toutefois supposée toujours lente avec l'altitude).

Soit deux points quelconques H_1 et H_2 dans la troposphère, (h_1, θ_1, n_1) et (h_2, θ_2, n_2) étant les valeurs respectives de l'altitude, de l'angle d'incidence et de l'indice de réfraction. D'après la loi Bouguet, on aura :

$$n_1(a + h_1) \sin \theta_1 = n_2(a + h_2) \sin \theta_2 \quad (\text{III.3.3.1})$$

En admettant que $(h \ll a)$ et en tenant compte du fait que l'indice n_a diffère peu de l'unité, on obtient au second ordre près :

$$(n_1 + \frac{h_1}{a}) \sin \theta_1 = (n_2 + \frac{h_2}{a}) \sin \theta_2 \quad (\text{III.3.3.2})$$

Cette relation étant vraie pour deux points quelconques dans la troposphère, on écrira pour un point quelconque :

$$(n_a + \frac{h}{a}) \sin \theta = \text{const} \quad (\text{III.3.3.3})$$

Il est alors indiqué d'introduire la nouvelle grandeur (sans dimension) :

$$N_m = n_a + \frac{h}{a} \quad (\text{III.3.3.4})$$

Que l'on appelle indice de réfraction modifiée de la troposphère. Loi de Bouguet s'écrit maintenant :

$$N_m \sin \theta = \text{const} \quad (\text{III.3.3.5})$$

L'introduction de l'indice modifié permet donc de reconstituer la forme simple de la loi de Descartes pour une troposphère à stratification sphérique.

D'autre part, l'équation de définition (III.3.3.4) donne pour le gradient de l'indice modifié :

$$\frac{dN_m}{dh} = \frac{dn}{dh} + \frac{1}{a} \quad (\text{III.3.3.6})$$

Or, un « rayon » qui se propage dans une troposphère d'indice N_m aurait d'après l'équation

$$\rho = \frac{1}{-(dn/dh)} \quad (\text{avec } \sin \theta \approx 1, n_a \approx 1).$$

Un rayon de courbure ρ' déterminé par la relation : $\frac{1}{\rho'} = \frac{dN_m}{dh}$.

L'équation (III.3.3.6) peut donc s'écrire :

$$\frac{1}{\infty} - \frac{1}{\rho'} = \frac{1}{a} - \frac{1}{\rho} \quad (\text{III.3.3.7})$$

ρ étant le rayon de courbure de la trajectoire dans la troposphère d'indice n_a .

Par conséquent : un trajet qui s'évolue dans une troposphère modifiée d'indice N_m au dessus d'une terre plane (de rayon infini), possède une courbure relative égale à celle que le trajet correspondant, s'évaluant dans la troposphère réelle d'indice n_a , présente par rapport à la terre réelle de rayon a .

On est ainsi amené à imposer au schéma réel de la propagation la transformation suivante : à chaque point H de coordonnées sphériques ($r = a + h, \theta$) (figure (III.9)), on fait correspondre dans un plan cartésien (x, z) le point H' de coordonnées :

$$x = a\theta \text{ et } z = h \quad (\text{III.3.3.8})$$

Cette transformation est une transformation conforme. Elle a donc l'avantage important de conserver les angles. De plus, en admettant que dans le schéma transformé, le plan $z = 0$ représente la surface d'une terre fictive plane au-dessus de laquelle s'étend une troposphère modifiée d'indice N_m , la courbure relative d'une certaine trajectoire (t) se verra également conservée, équation (III.3.3.7). Et enfin, dans le schéma transformé, la loi de Descartes, écrite avec l'indice modifié redevient valable.

Le problème se ramène ainsi à l'étude de la propagation dans une troposphère modifiée au-dessus d'une terre plane.

L'avantage essentiel par rapport à la représentation à rayons rectilignes est que la représentation à terre plane ne fait aucune hypothèse sur la loi de variation de l'indice avec l'altitude (outre son caractère « lent »). La représentation à terre plane constitue donc une méthode très générale pour l'étude des phénomènes de la réfraction troposphérique (mais toujours dans le cadre de l'optique géométrique).

Une fois l'étude faite dans le plan transformé, on reviendra facilement au schéma réel à terre sphérique par une transformation inverse de celle indiquée par équation (III.3.3.8).

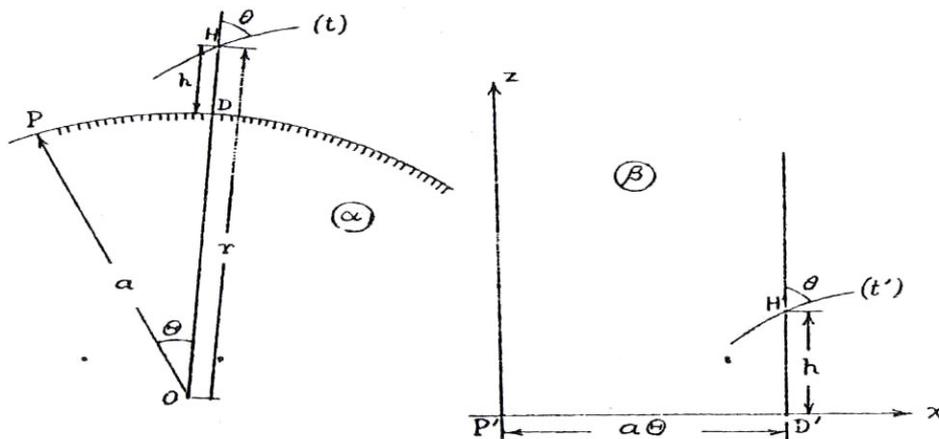


Figure (III.9) : La transformation qui amène à la représentation à terre plane

La représentation à terre plane fait introduire l'indice modifié N_m qui (comme d'ailleurs l'indice n_a) diffère très peu de l'unité. Il est donc plus commode d'introduire, au lieu de N_m , son excès par rapport à l'unité exprimé en millièmes. La nouvelle grandeur est aussi sans dimensions, s'appelle encore « indice modifié », il est défini par la relation :

$$M = (N_m - 1) \cdot 10^6 = [n_a + (h/a) - 1] \cdot 10^6 = (n_a - 1) \cdot 10^6 + 0,157h \quad (\text{III.3.3.9})$$

(Avec $a = 6,37 \cdot 10^6$ m). Dans les conditions habituelles, M est de l'ordre de 200 à 500. L'équation de définition (III.3.3.9), donne pour le gradient de M :

$$\frac{dM}{dh} = \frac{dn}{dh} \cdot 10^6 + 0,157 \text{ (1/m)} \quad (\text{III.3.3.10})$$

Dans la troposphère standard avec $\frac{dn}{dh} = -4 \cdot 10^{-8}$ (1/m), on aura :

$$\frac{dM}{dh} = -0,040 + 0,157 = 0,117 \text{ (1/m), (troposphère standard)} \quad (\text{III.3.3.11})$$

On remarque que le gradient de l'indice modifié est positif contrairement au gradient de l'indice n_a qui est négatif, ceci est dû à l'introduction du terme complémentaire (h/a) qui exprime l'effet de la courbure de la terre et dont la variation positive avec l'altitude est beaucoup plus rapide que la variation négative de l'indice n_a lui-même. Ce fait est illustré sur la figure (III.10) sur laquelle les droites : $\{(n_{a-1}) \cdot 10^6, h\}$ et (M, h) ont des pentes opposées.

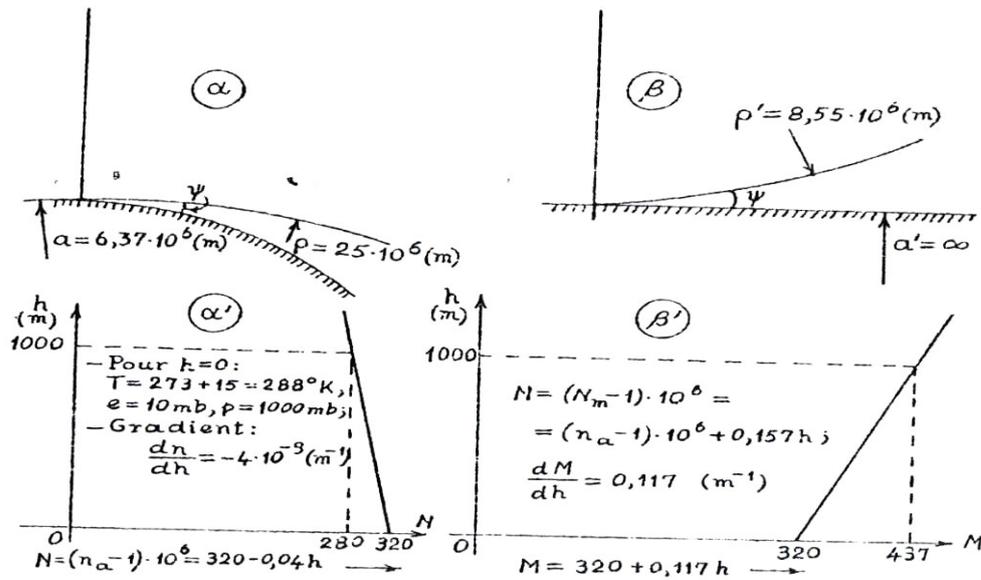


Figure (III.10) : Schéma de propagation et variation de l'indice dans les conditions réelles (α et α') et transformée (β et β') - troposphère standard

Sur la même figure (en haut), on a représenté le schéma réel de la troposphère (figure (III.10 α)) et le schéma transformé à terre plane (figure (III.10 β)). Dans ce dernier, le rayon de courbure ρ' de la trajectoire est déterminé au moyen de la relation : $\rho' = -\frac{1}{\frac{dN_m}{dh}}$, ce qui

donne, avec :

$$\frac{dN_m}{dh} = \frac{dM}{dh} \cdot 10^{-6} = 0,117 \cdot 10^{-6}, \quad \rho' = -8,55 \cdot 10^6 \text{ (m)}$$

La trajectoire étant incurvée vers le haut, on voit que la courbure de la terre l'emporte sur la réfraction standard.

L'introduction de l'indice modifié M dans la loi de Descartes aboutit à une méthode assez facile pour la construction géométrique de la trajectoire de l'onde réfractée. Soit un point de référence où l'indice modifié a la valeur N_{m1} et l'angle au départ du trajet est ψ_1 . Si N_m et ψ sont les grandeurs correspondant à un point quelconque de la trajectoire, on aura, d'après la loi de Descartes:

$$N_m \cos \psi = N_{m1} \cos \psi_1, \quad \text{(III.3.3.12)}$$

Soit :

$$(1 + M \cdot 10^{-6}) \cos \psi = (1 + M_1 \cdot 10^{-6}) \cos \psi_1 \quad \text{(III.3.3.13)}$$

Or, l'angle au départ est habituellement assez petit pour que l'on puisse écrire :

$$(1 + M \cdot 10^{-6}) \left(1 - \frac{\psi^2}{2}\right) = (1 + M_1 \cdot 10^{-6}) \left(1 - \frac{\psi_1^2}{2}\right) \quad \text{(III.3.3.14)}$$

Ce qui donne, en négligeant les termes en $M\psi^2$:

$$\psi^2 = \psi_1^2 + 2(M - M_1).10^{-6} \quad (\text{III.3.3.15})$$

Cette relation exprime (au signe \pm près) l'angle ψ qui forme la trajectoire transformée avec l'horizontale, en fonction des paramètres (M_1, ψ_1) du point de référence et de la valeur de M au point quelconque considéré.

De plus, puisque l'angle ψ en radians par l'équation (III.3.3.15). Est supposé petit, on peut le confondre avec la pente de la trajectoire au point correspondant. On voit que l'ambiguïté apparente de signe est en fait levée par la condition de continuité du trajet .
Connaissant donc la pente au point quelconque de la trajectoire, on peut la construire graphiquement par une méthode approximative bien connue, dès la loi de variation de l'excès M avec l'altitude est donnée (analytiquement ou même graphiquement).

Par ailleurs, puisque $\psi \approx tg \psi = \frac{dh}{dd}$, on aura, compte tenu de l'équation (III.3.3.15) :

$$d = \int \frac{dh}{\psi} = \int \frac{dh}{\sqrt{\psi^2 + 2(M - M_1).10^{-6}}} \quad (\text{III.3.3.16})$$

Et cette équation de la trajectoire peut également servir à sa construction graphique.

On considère en général comme point de référence (M_1, ψ_1) , le point A ou se trouve l'émetteur (figure (III.11)). On peut ensuite déterminer le niveau h_0 pour le quel la trajectoire (ou son prolongement fictif) devient horizontale. On aura alors $\psi = 0$ et l'équation (III.3.3.15) donne la valeur correspondant de l'excès :

$$M_0 = M_1 - (1/2)\psi_1^2 .10^6 \quad (\text{III.3.3.17})$$

Cette équation suggère la construction suivante : on se rapporte au graphique (M, h) dans le quel A_1 représente le point correspondant à l'émetteur A . On impose à la verticale qui passe par le point A_1 une translation parallèle suivant la quantité $(\frac{\psi_1^2}{2}).10^6$ vers la gauche du point A_1 (et ceci n'importe si l'angle ψ_1 est positif ou négatif). On détermine l'intersection B_1 avec la courbe de M . L'horizontale qui passe de ce point B_1 , détermine alors le niveau pour lequel la trajectoire (ou son prolongement fictif) devient horizontale.

Pour obtenir ensuite la pente de la trajectoire au niveau quelconque Z (figure (III.11)), on peut travailler de la façon suivante : on fait correspondre au niveau considéré le segment Z_1Z_1' que l'on détermine sur le graphique (M, h) de telle sorte qu'il soit parallèle à l'axe

des M , ait son origine sur la verticale passant par B_1 et son extrémité sur la courbe de M . On aura donc :

$$(Z_1 Z'_1) = M - (M_1 - \frac{\psi_1^2}{2} 10^6) = \frac{\psi_1^2}{2} 10^6 + (M - M_1) \quad (\text{III.3.3.18})$$

Soit d'après l'équation (III.3.3.15) : $(Z_1 Z'_1) = \frac{\psi^2}{2} 10^6$. La longueur $(Z_1 Z'_1)$, lue sur l'échelle de M , détermine par conséquent la valeur de $(\frac{\psi^2}{2}) \cdot 10^6$ et on en déduit aisément la valeur de la pente $\pm \psi$ au niveau Z .

En appliquant cette méthode relativement simple, on a construit sur la figure (III.11) un certain nombre des trajectoires transformées, dans le cas d'une troposphère standard et pour des « rayons » lancés par l'émetteur sous divers angles ψ_1 . La trajectoire (α) a un départ horizontal. Les courbes (β') et (β'') correspondent à deux angles au départ égaux et opposés.

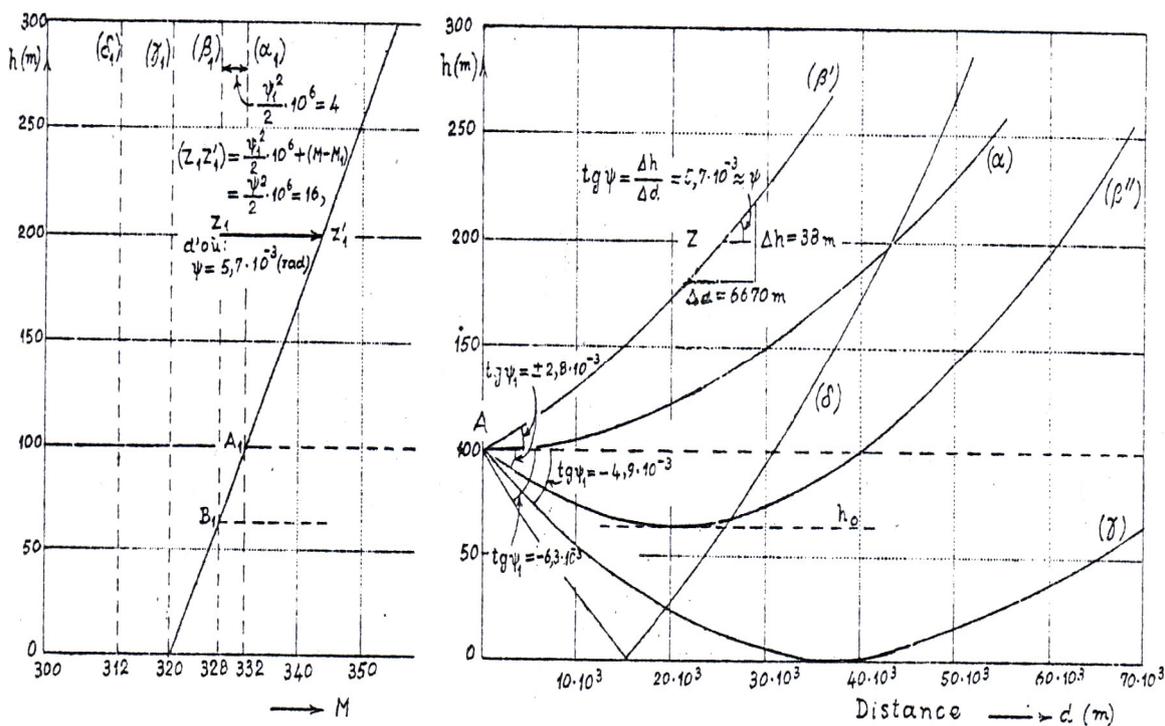


Figure (III.11) : Construction graphique des trajectoires transformées (troposphère standard avec $(dM/dh) = 0,117 \text{ m}^{-1}$)

Lorsque ψ_1 augmente (en valeur absolue), il y aura un moment où le rayon correspondant émis par l'émetteur vers le bas, sera tangent à la surface plane de la terre transformée. Cette

valeur de l'angle ψ_1 se détermine graphiquement sur le graphique (M, h) à l'aide de la verticale (γ_1) qui passe par le point $(M, h = 0)$. Pour des angles ψ_1 supérieurs (mais pas trop grands pour que l'équation (III.3.3.15) subsiste) la trajectoire, comme par exemple celle du « rayon » (δ) rencontre la terre, s'y réfléchit avec un angle de réflexion égale à l'angle d'incidence et poursuit son chemin vers le haut.

Les trajectoires transformées étant ainsi tracées, on passe aux trajectoires réelles par la transformation inverse de celle indiquée par l'équation (III.3.3.8). On a donné, à titre indicatif l'allure de quelques trajectoires réelles sur la figure (III.12) (non à l'échelle).

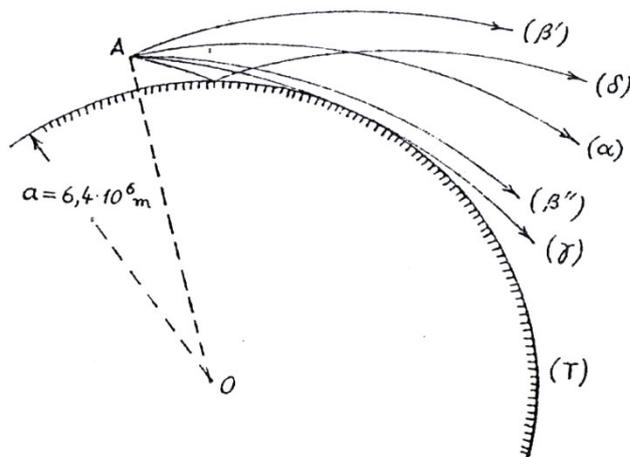


Figure (III.12) : Allure des trajectoires réelles (non à l'échelle)

Résumé :

Les phénomènes de réfraction et leurs diverses représentations sont résumés, dans le cas de la troposphère standard, par la figure (III.13) ou on a représenté :

- à gauche : la représentation réelle (rayon courbe, terre sphérique) et la droite à pente négative représentant l'indice n décroissant avec l'altitude ;
- au milieu : la représentation à rayon rectiligne, et la droite verticale représentant un indice n constant (pas de réfraction apparente) ;
- à droite : la représentation à terre plane, et la droite à pente positive représentant l'indice modifié M croissant avec l'altitude.

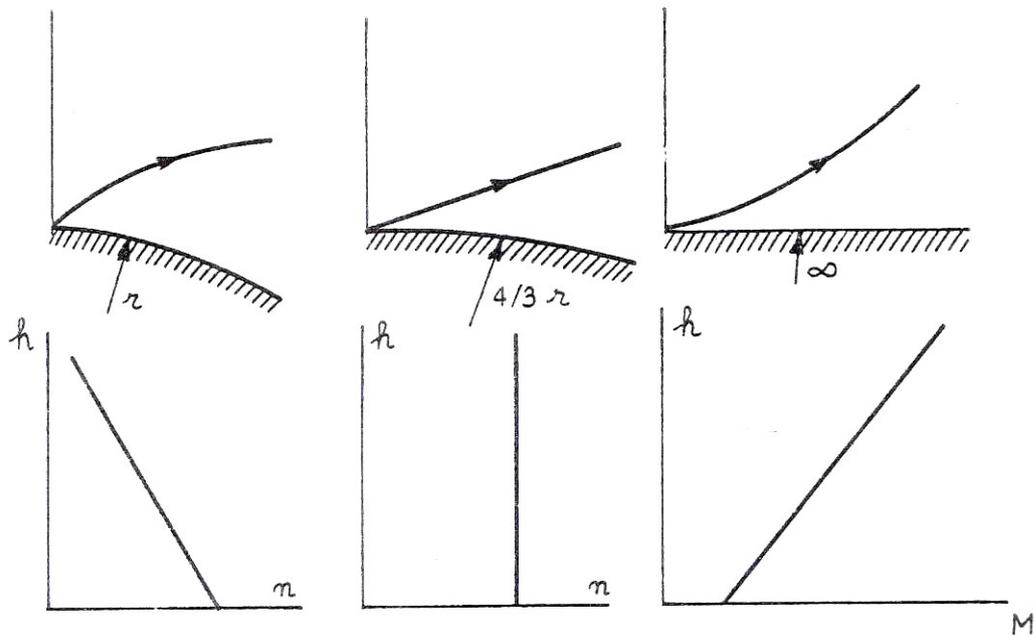


Figure (III.13)

La figure (III.14) illustre les trois représentations possibles d'une trajectoire, suivant que l'on utilise la terre réelle, une terre fictive de rayon 8500 km ($k=4/3$) ou une terre plate. Le gradient vertical qui donne un tracé rectiligne n'est évidemment pas le même dans les trois cas.

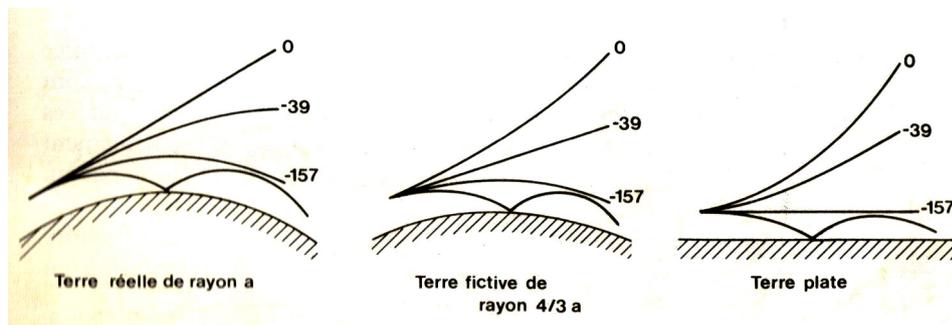


Figure (III.14) : Diverses représentations d'une trajectoire partant horizontalement
En paramètre : 3 valeurs particulières du gradient d'indice.

III-3-4) JUSTIFICATION THEORIQUE DE DEUX MODES DE REPRESENTATIONS

Les deux modes de représentation (à rayon rectilignes et à terre plane) obtenus au moyen des procédés géométriques, peuvent être justifiés par des considérations théoriques, en

partant directement des équations de Maxwell. Ceci donnera au même temps un moyen pour que l'on puisse évaluer l'importance des diverses approximations.

Considérons un doublet électrique vertical, placé dans une troposphère stratifiée au-dessus d'une terre sphérique. Introduisons un système des coordonnées sphérique (r, Θ, φ) ayant le centre de la terre comme origine. Les champs électrique et magnétique émis par le doublet, seront déterminés à l'aide d'une fonction auxiliaire de Hertz $\pi = \pi(r, \Theta)$, ne dépendant pas de φ et telle que nous donne les relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} E_r &= \frac{1}{\varepsilon_a r^2 \sin \Theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial \pi}{\partial \Theta} \right) \\ E_\Theta &= \frac{1}{\varepsilon_a r} \frac{\partial^2 \pi}{\partial r \partial \Theta} \\ E_\varphi &= 0 \\ H_r &= H_\Theta = 0 \\ H_\varphi &= \frac{i\omega \varepsilon_0}{r} \frac{\partial \pi}{\partial \Theta} \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.3.4.1})$$

$\varepsilon_a = \varepsilon_a(r)$ étant la constante diélectrique relative de la troposphère.

$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9}$ (F/m) et $\exp(-i\omega t)$ le facteur rejeté de temps.

On trouve que les équations de Maxwell sont satisfaites à condition que la fonction π remplisse l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\varepsilon_a} \frac{\partial \pi}{\partial r} \right) + \frac{1}{\varepsilon_a r^2 \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial \pi}{\partial \Theta} \right) + k_0^2 \pi = 0 \quad (\text{III.3.4.2})$$

Pour résoudre l'équation (III.3.4.2) il est indiqué de mettre la fonction π sous la forme :

$$\pi = \frac{\exp(ik_a a \Theta)}{\sqrt{\sin \Theta}} u(r, \Theta) \quad (\text{III.3.4.3})$$

Avec $k_a = k_0 \sqrt{\varepsilon_a^{(0)}}$, $\varepsilon_a^{(0)}$ étant la valeur de la constante diélectrique relative sur la surface de la terre et $u(r, \Theta)$ une fonction d'affaiblissement que l'on cherche à déterminer.

L'introduction de l'équation (III.3.4.3) dans l'équation (III.3.4.2) donne :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} - \frac{2ik_a}{a} \frac{\partial u}{\partial \Theta} + k_a^2 \left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_a^{(0)}} - \frac{a^2}{r^2} \right) u = \frac{1}{\varepsilon_a} \frac{d\varepsilon_a}{dr} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{4} \left(1 + \frac{1}{\sin^2 \Theta} \right) u \right] \quad (\text{III.3.4.4})$$

Cette équation est assez compliquée. Cependant, en supposant toujours une variation « lente » de la constante diélectrique ε_a de la troposphère avec l'altitude, on peut montrer que le second membre est assez petit pour qu'il puisse être considéré égal à zéro. L'équation se simplifie donc considérablement. Posons :

$$a\Theta = x \quad (\text{III.3.4.5})$$

$$r^2 = (a+h)^2 = a^2 \left(1 + \frac{h}{a}\right)^2 \approx a^2 \left(1 + \frac{2h}{a}\right), \quad (\text{Avec } h \ll a) \quad (\text{III.3.4.6})$$

Et substituons la dérivée $\frac{\partial u}{\partial r}$ par la dérivée $\frac{\partial u}{\partial h}$. L'équation (III.3.4.4) s'écrit alors sous la forme :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial h^2} - 2ik_a \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + k_a^2 \left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_a^{(0)}} - \frac{1}{1 + (2h/a)} \right) u = 0. \quad (\text{III.3.4.7})$$

Or puisque : $h \ll a$: $\frac{1}{1 + (2h/a)} \approx 1 - \frac{2h}{a}$ par conséquent, le coefficient de u s'écrit : $k_a^2 \left(\frac{\varepsilon_a - \varepsilon_a^{(0)}}{\varepsilon_a^{(0)}} + \frac{2h}{a} \right) \approx k_a^2 \left(\varepsilon_a - \varepsilon_a^{(0)} + \frac{2h}{a} \right)$, puisque $\varepsilon_a^{(0)} \approx 1$.

On aura donc comme équation déterminant la fonction d'affaiblissement u (et par là la fonction π) :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial h^2} - 2ik_a \frac{\partial u}{\partial x} + k_a^2 \left(\varepsilon_a - \varepsilon_a^{(0)} + \frac{2h}{a} \right) u = 0 \quad (\text{III.3.4.8})$$

Cette équation admet les deux interprétations différentes.

- Supposons que la constante diélectrique est une fonction linéaire de l'altitude :

$$\varepsilon_a(h) = \varepsilon_a^{(0)} + (d\varepsilon_a/dh)h \quad (\text{Avec } \frac{d\varepsilon_a}{dh} = \text{const}). \quad (\text{III.3.4.9})$$

Dés lors, le coefficient du u dans l'équation (III.3.4.8) peut s'écrire :

$$k_a^2 \left(\frac{d\varepsilon_a}{dh} + \frac{2}{a} \right) h \cdot u = k_a^2 \frac{2h}{a'} u \quad (\text{III.3.4.10}),$$

où l'on pose :

$$a' = \frac{2}{\frac{d\varepsilon_a}{dh} + \frac{2}{a}} = a \frac{1}{1 + \frac{a}{2} \frac{d\varepsilon_a}{dh}} \quad (\text{III.3.4.11})$$

$$\text{Or : } \frac{d\varepsilon_a}{dh} = \frac{dn_a^2}{dh} = \frac{2n_a dn_a}{dh} \approx \frac{2dn_a}{dh} \quad (\text{III.3.4.12})$$

Puisque $n_a \approx 1$ (n_a l'indice de réfraction de la troposphère).

En posant donc $k = \frac{a'}{a}$, on obtient de l'équation (III.3.4.11) :

$$k = \frac{a'}{a} = \frac{1}{1 + a(dn/dh)} \quad (\text{III.3.4.13})$$

L'équation (III.3.4.8), compte tenu de l'équation (III.3.4.10), s'écrit finalement :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial h^2} - 2ik_a \frac{\partial u}{\partial x} + k_a^2 \frac{2h}{a'} u = 0 \quad (\text{III.3.4.14})$$

L'essentiel de ces transformations est le fait que, dans l'équation (III.3.4.14), la constante diélectrique ε_a de la troposphère ne figure plus explicitement. Remarquons pourtant que l'équation (III.3.4.14) découle de l'équation (III.3.4.8) si l'on pose dans celle-ci $\varepsilon_a = \varepsilon_a^{(0)} = \text{const}$ et on change en même temps le rayon réel a de la terre par un rayon apparent égal à a' . Le problème de la propagation dans une troposphère standard ($\frac{dn}{dh} = \text{const}$) se ramène donc par l'équation (III.3.4.14) à l'étude de la propagation dans une troposphère homogène dans la quelles les trajectoires des ondes seraient rectilignes, à condition de modifier convenablement le rayon de la terre. Cette modification est d'ailleurs identique à celle que l'on a déjà indiqué dans la méthode de rayon apparent de la terre qui donne le rapport $k = \frac{a'}{a}$. La représentation à rayons rectilignes se trouve ainsi justifiée.

- Une seconde interprétation, plus générale, est possible au cours de la quelle on ne suppose plus une troposphère standard.

On pose cette fois pour le coefficient de u dans l'équation (III.3.4.8) :

$$k_a^2 [\varepsilon_a + (2h/a) - \varepsilon_a^2] = k_a^2 (\varepsilon_m - \varepsilon_a^{(0)}) \quad (\text{III.3.4.15})$$

Avec : $\varepsilon_m = \varepsilon_a + (2h/a) \quad (\text{III.3.4.16})$

ε_m étant la « constante diélectrique relative modifiée » de la troposphère. On est ainsi amené à de définir un « indice de réfraction modifié » :

$$N_m = \sqrt{\varepsilon_m} = \sqrt{\varepsilon_a + (2h/a)} \quad (\text{III.3.4.17})$$

D'où, puisque $\varepsilon_a \approx 1$ et $h \ll a$:

$$N_m = n_a + (h/a) \quad (\text{III.3.4.18})$$

L'équation (III.3.4.8), compte tenu de l'équation (III.3.4.15), s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial h^2} - 2ik_a \frac{\partial u}{\partial x} + k_a^2 (\varepsilon_m - \varepsilon_a^{(0)}) u = 0 \quad (\text{III.3.4.19})$$

Le rayon de la terre n'apparaît plus explicitement dans cette équation. Or, on peut obtenir cette même équation en partant directement de l'équation (III.3.4.8), dans la quelle on posera $a = \infty$ en substituant en même temps ε_a par ε_m . Par, conséquent, en prêtant (x, h) le sens des coordonnées cartésiennes (dont x la coordonnée horizontale et h la coordonnée vertical), le problème se ramène à un problème à terre plane au-dessus de laquelle s'étend une troposphère modifiée d'indice N_m . C'est bien la justification de la troposphère à terre plane. On remarquera notamment que l'équation de définition $N_m = n_a + (h/a)$ dans la représentation à terre plane coïncide avec l'équation (III.3.4.8).

IV-1) INTRODUCTION

Sur certaines liaisons les conditions instantanées de propagation peuvent s'éloigner notablement des conditions moyennes (standard) et peut conduire à des perturbations importantes. Ces situations se caractérisent par des gradients d'indice qui s'écartent, du moins sur une certaine tranche d'altitude de la valeur normale (gradient d'indice essentiellement vertical et de valeur moyen voisine de $-40 \cdot 10^{-6}$ N/km) d'où le nom générique qui leur est donné de situations de « réfraction anormale ». La difficulté d'une classification de ces situations provient du manque de relation biunivoque entre la situation géophysique et les effets qu'elle entraîne sur une liaison radioélectrique, ces derniers dépendent en effet de façon cruciale de la position relative du trajet des ondes et des structure atmosphériques. Nous décrivons dans ce chapitre les principales structures atmosphériques conduisant à des situations de réfraction anormales en considérant le modèle simple d'une atmosphère stratifiée horizontalement, et en prenant cette étude dans le système de représentation à terre plane en introduisant l'indice modifié $N_m = n + \frac{h}{a}$ ou même la quantité $M = (N_m - 1) \cdot 10^6$, car cette représentation est utilisable quelle que soit la loi $M(h)$ et l'angle de départ de rayon.

IV-2) LES DIFFERENTS PROFILS DE M QU'ON PEUT RENCONTRER DANS LA TROPOSPHERE ANORMALE ET LEURS EFFETS SUR LA PROPAGATION

En troposphère non standard, on peut rencontrer diverses lois de variation de M, telles que celles représentées ci-dessous.

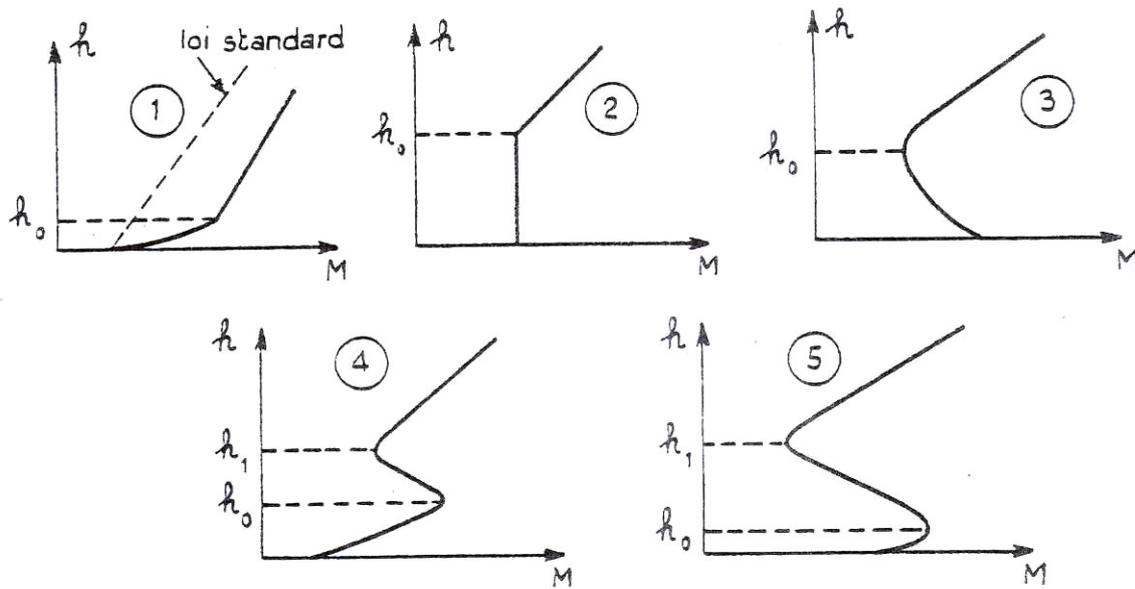


Figure (IV.1)

Pour bien analyser les choses on va procéder par une discussion sur le gradient de l'indice de réfraction modifié M donné par l'équation (III.3.3.9) tel que :

$$M = (N_m - 1) \cdot 10^6 = [n_a + (h/a) - 1] \cdot 10^6 = (n_a - 1) \cdot 10^6 + 0,157h$$

Et d'un autre coté on a : $k = \frac{a'}{a} = \frac{1}{1 + a(dn/dh)}$

En dérivant l'équation (IV.2.1) on aura :

$$\frac{dM}{dh} = \frac{dn}{dh} \cdot 10^6 + \frac{1}{a} \cdot 10^6 = \frac{dn}{dh} \cdot 10^6 + 0,157 \quad (1/m) \quad (IV.2.1)$$

D'où :

$$dn/dh = M' \cdot 10^{-6} - (1/a) \quad \text{avec : } M' = dM/dh \quad (IV.2.2)$$

L'introduction de l'expression (IV.2.2) dans (IV.2.1) donne :

$$k = \frac{a'}{a} = \frac{10^6}{aM'}, \text{ soit : } k = \frac{0,157}{M'} \quad (IV.2.3)$$

On peut donc distinguer des cas différents suivant que $M' (\leq \text{ou } \geq) 0,157$, c'est-à-dire suivant que $k (\leq \text{ou } \geq) 1$

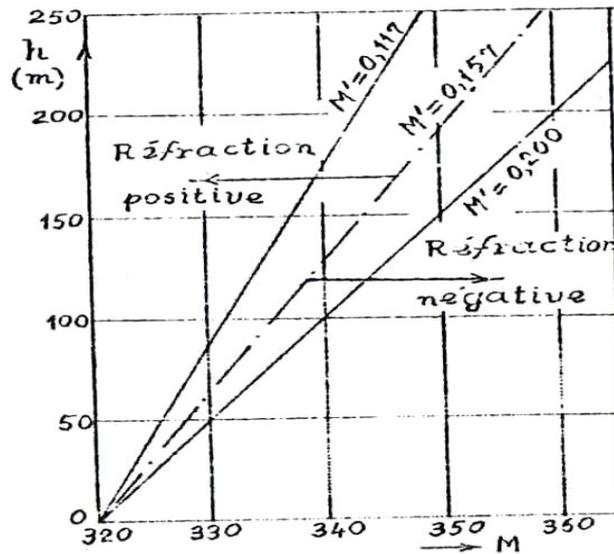


Figure (4.2) : Discussion

A-1^{er} cas : absence de réfraction troposphérique ($M' = \frac{dM}{dh} = 0,157$)

Lorsque $\frac{dM}{dh} = 0,157$ l'équation (IV.2.1) donne $\frac{dn}{dh} = 0$, d'où $n_a = \text{const}$. La propagation s'effectue dans une troposphère homogène dans laquelle les trajectoires sont rectilignes. L'équation (IV.2.3) donne d'ailleurs dans ce cas $k = 1$ et le rayon apparent de la terre s'égale à son rayon réel ($a = a'$),

B-2^{ème} cas : réfraction négative (infra standard) ($M' > 0,157$) :

Si on a $M' > 0,157$ cela veut dire d'après l'équation (IV.2.1) que $\frac{dn}{dh} > 0$; c'est-à-dire que le rayon de courbure $\rho < 0$ et cela implique que les trajectoires réelles se réfractent vers le haut. Le rayonnement semble donc être rejeté vers le zénith (figIV.3δ). Pour arriver à une représentation à rayon rectiligne, on doit alors imposer à ce schéma réel une inflexion qui augmenterait la courbure de la terre de telle sorte que la terre transformée ait un rayon apparent inférieur à son rayon réel. L'équation (IV.2.3), dans laquelle $M' > 0,157$, donne d'ailleurs $k < 1$, donc ($a' < a$).

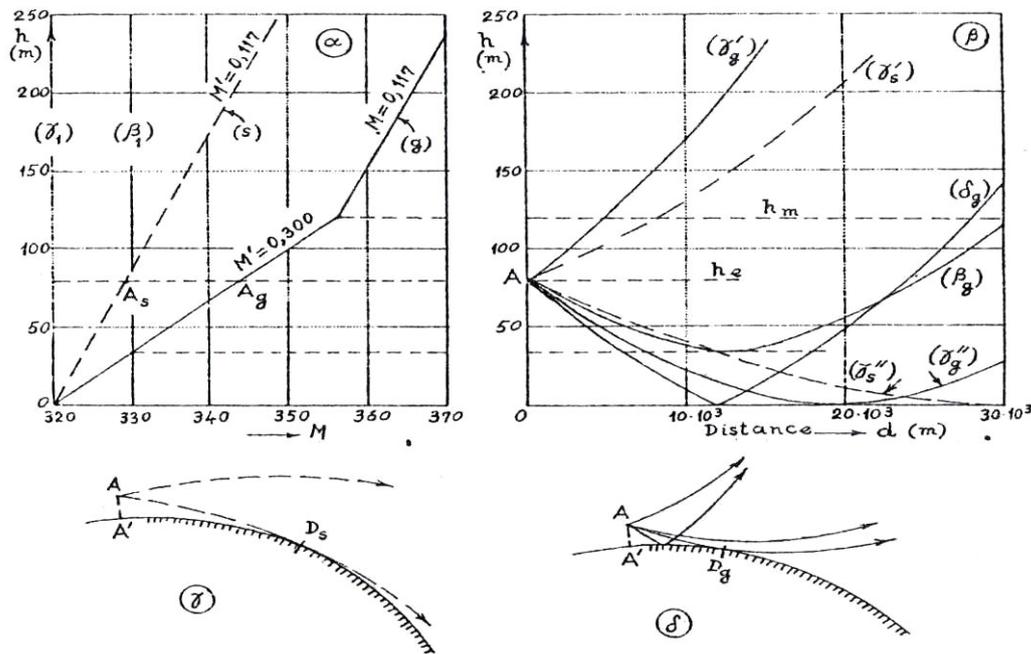


Figure (IV.3) : Réfraction troposphérique négative ($M' > 0,157$)

Si on veut voir ça d'une manière plus complète, on doit faire appel à la représentation à terre plane. Si on a par exemple une loi de variation de l'indice modifié M telle que l'on ait $M' = 0,300$ jusqu'à une certaine hauteur h_m et $M' = 0,117$ au-delà (figure (IV.3 α)). On place l'émetteur au point A de niveau $h_e < h_m$. On voit sur la figure (IV.3 β) que dans ce cas, les trajectoires sont plus courbes que dans le cas d'une troposphère standard avec $M' = 0,117$.

Considérons en particulier le « rayon » (γ_g'') tangent à la terre transformée. A cause de sa courbure plus poussée, son point de contact avec la terre se trouve à une distance inférieure par rapport au point de contact du « rayon » (γ_s'').

Lorsqu'on passe de la représentation à terre plane au schéma réel de la propagation, on voit qu'une réfraction troposphérique négative (figure (IV.3 δ)) diminue- et même parfois considérablement la portée des liaisons par rapport au cas de la troposphère standard avec $M' = 0,117$ (figure (IV.3 γ)). Cette diminution est moins sensible, lorsque l'émetteur se trouve à un coté assez élevée pour que le gradient $\frac{dM}{dh}$ reprenne la valeur $0,117$ ($h_e < h_m$).

En conclusion, la réduction de la portée sera d'autant plus importante que la valeur du gradient $M' > 0,157$ sera plus forte et que cette valeur sera maintenue jusqu'à une altitude plus élevée.

Condition de formation d'une couche infra standard

Les conditions météorologiques qui provoquent ces couches sont notamment dues à l'arrivée d'une couche humide au-dessus d'une couche plus sèche proche du sol, elles se produisent en particulier dans les régions proches d'une source d'air humide (mer ou grands lacs).

Ce genre de couches est thermodynamiquement instable, donc elle ne dure pas très longtemps.

C-3^{ème} cas : réfraction positive ($M' < 0,157$) :

Dans l'équation (IV.2.1), où $M' < 0,157$ on aura $\frac{dn}{dh} < 0$ et par conséquent $\rho > 0$, cela veut dire que les rayons réels sont détournés vers la terre et la propagation troposphérique devient favorable à la portée.

Dans ce cas de réfraction positive on distingue trois sous cas particuliers suivants :

1-réfraction standard ($M' = 0,117$) : dans ce cas déjà étudié on admet que

$$\frac{dn}{dh} = -4,10^{-8} \text{ (1/m)} \text{ et on trouve } \rho = 25,10^6 \text{ (m)}, M' = 0,117 \text{ et } k = \frac{4}{3}.$$

2-réfraction critique ($M' = 0$) : à partir de l'équation (IV.2.1) on voit bien que pour avoir

$M' = 0$ il faut prendre, $\frac{dn}{dh} = -15,7,10^{-8} \text{ (1/m)}$. L'équation (IV.2.3) donne alors $k = \infty$ d'où également $a' = \infty$. Ceci veut dire qu'en représentation par trajectoires rectilignes la propagation s'effectue au-dessus d'une terre transformée plane.

Le même résultat s'obtient par l'autre représentation qui fait intervenir l'indice modifié. Supposons, en effet que la courbe (M, h) représente une partie verticale pour laquelle on aura

$M' = 0$ (figure (IV.4 α)). dans cette zone, les trajectoires transformées auront une pente constante et seront par conséquent rectiligne (figure IV.4 β). En particulier, un « rayon » émis à l'horizontale reste parallèle au sol. Le trajet réel correspondant forme un cercle concentrique à la terre (figure IV.4 γ).

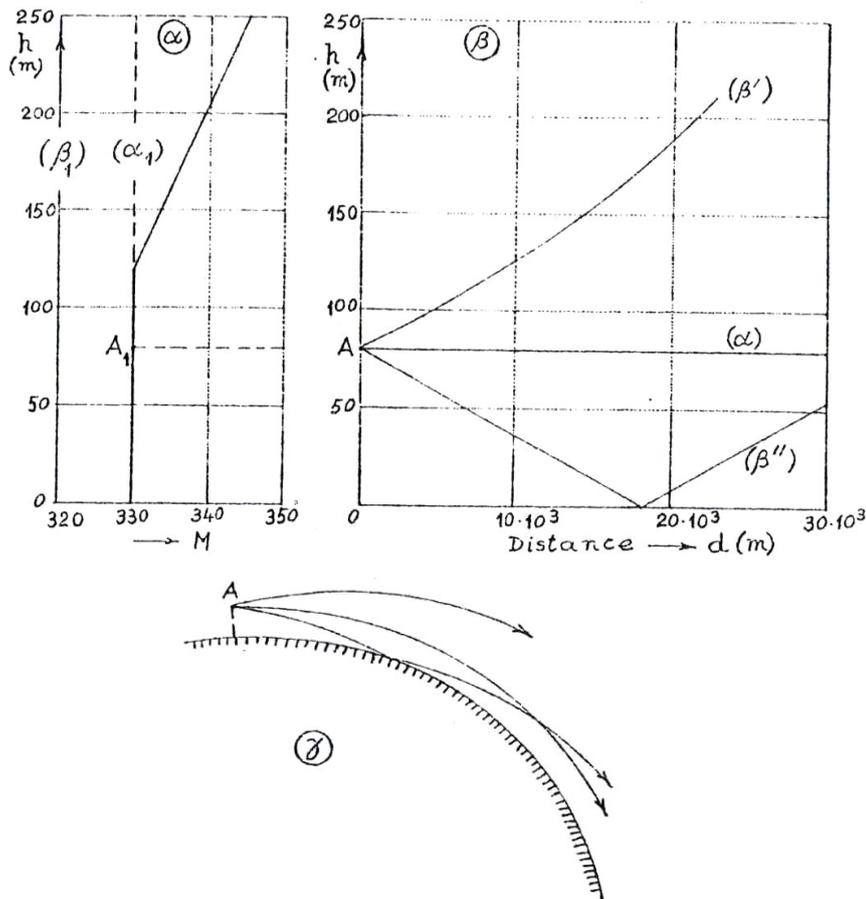


Figure (IV.4) : Réfraction troposphérique dans le cas critique ($M'=0$)

On voit donc que, dans ce cas critique, les rayons peuvent contourner parfaitement la courbure de la terre par réfraction et un ou plusieurs « rayon » peut attaquer un point quelconque autour de la terre. Cependant, l'énergie électromagnétique étant rependue dans l'espace, on n'aura encore aucun phénomène de guidage des ondes.

3-Super réfraction formation des conduits: ($M' < 0$) : D'après l'équation (IV.2.1) on voit

bien que lorsque $\frac{dn}{dh} < -15,7 \cdot 10^{-8}$ (1/m), M' devient négatif. La trajectoire aura donc un rayon

de courbure $\rho < \frac{10^8}{15,7}$ soit $\rho < a$. ce qui veut dire qu'un rayon émis sous certain angle

même positif, peut éventuellement retourner vers la terre, se réfléchit sur elle et continuer ainsi sans pouvoir dépasser une certaine altitude .

On peut aussi justifier le résultat précédant en faisant appel à la notion de rayon apparent de la terre. En effet l'équation (IV.2.3) avec $M' < 0$ donne $k < 0$ ce qui entraîne $a' < 0$. Un rayon apparent négatif signifie que la terre fictive doit être concave. Une trajectoire fictive

rectiligne peut alors rencontrer la terre transformée. Et se sera la même chose sur le schéma réel de la propagation.

Mais l'étude de ces phénomènes s'effectue plus correctement lorsqu'on revient à la représentation à terre plane. Supposons en effet que la température et l'humidité varient suivant une loi particulière avec l'altitude (phénomène d'inversion), dont un exemple possible est donné sur les figures (IV.5α) et (IV.5β). La forme de la courbe de variation de l'indice M qui traduit cette inversion est comme celle indiquée dans la figure (IV.5γ). Cette courbe est caractérisée par le fait qu'elle présente tout au moins une partie dans la quelle $M' < 0$. Plaçons ensuite notre émetteur à la cote $h_e < h_c$, h_c étant l'altitude correspondant au coude de la courbe de M , au-delà duquel le gradient M' reprend des valeurs positives.

Les rayons émis par l'émetteur sous divers angles peuvent être tracés suivant le procédé de la construction de rayon par petits éléments en se servant des tracés de tangentes successives. Quelques trajets sont ainsi dessinés sur la figure (IV.5δ), dans la quelle on commence déjà à voir une concentration de rayon à l'intérieur d'un couloir (c'est un nouveau phénomène). D'après ce procédé de calcul de trajectoire qui est déjà étudié on constate que lorsque l'angle au départ ψ_1 est assez petit que l'on ait :

$$\frac{\psi_1^2}{2} \cdot 10^6 \langle M_e - M_c, (\psi_1) \text{ ou } \langle 0 \rangle \quad (\text{IV.2.4})$$

M_e et M_c étant les valeurs de M qui correspondent aux niveaux de l'émetteur et du coude de la courbe (M, h) , le rayon retourne vers la terre, sur la quelle il se réfléchit et ceci se répète de telle sorte que l'onde reste captée dans un certain « couloir » entre la terre et le niveau h_c . C'est le cas des rayons (β') et (β'') figure (IV.5δ). Sur la même figure, les rayons (γ') et (γ'') atteignent tangentiellement le niveau h_c et correspondent à l'angle limite ψ_l , pour lequel l'inégalité (IV.2.4) devient une égalité :

$$\psi_l^2 = 2(M_l - M_c)10^{-6} \quad (\text{IV.2.5})$$

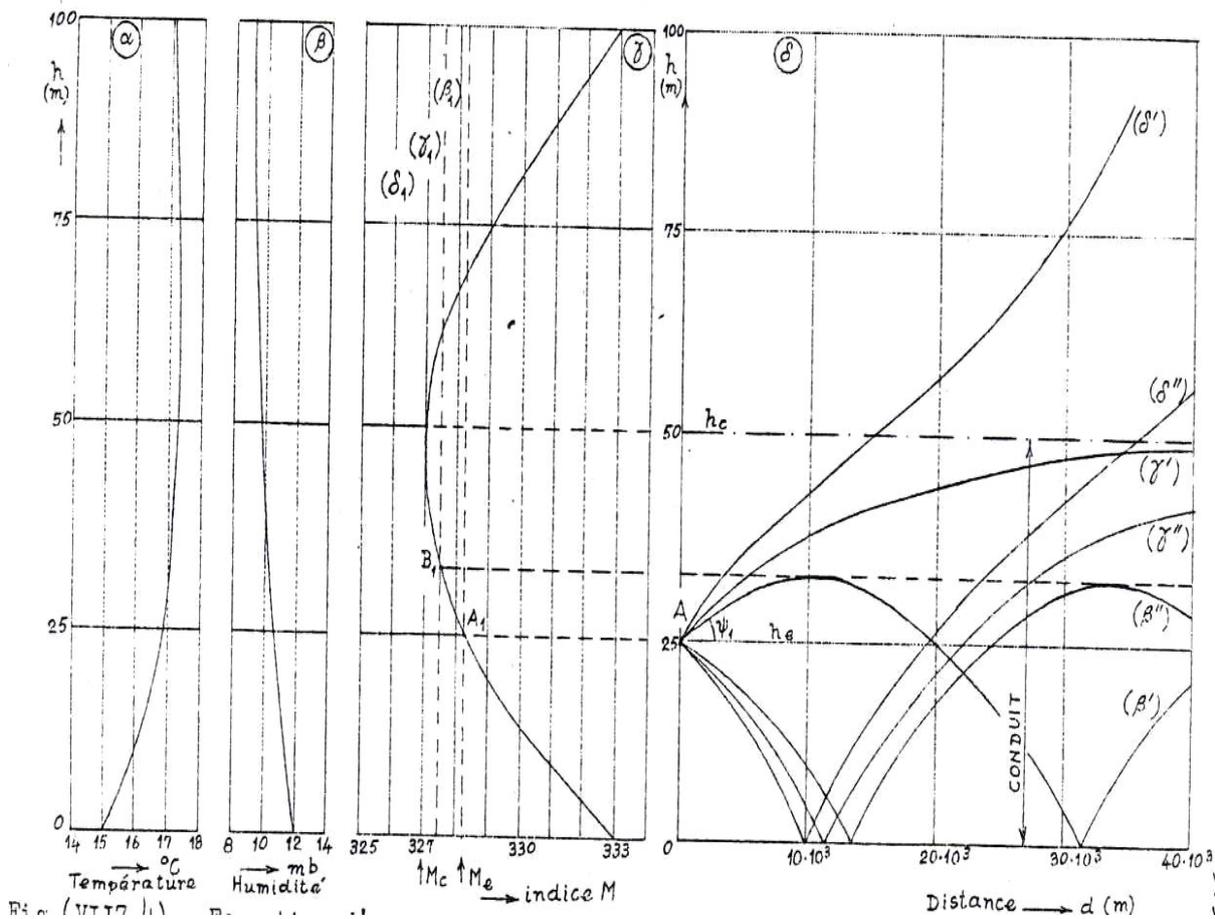


Figure (IV.5) : Formation d'un conduit troposphérique au contact avec la terre.

Seuls les « rayon » émis sous un angle au départ $\psi_1 > \psi_l$ comme par exemple les rayons (δ') et (δ'') , peuvent s'échapper du couloir de guidage.

On voit se former ainsi au dessus de la terre un certain conduit troposphérique qui s'appelle conduit au sol à l'intérieur duquel les ondes semblent être guidées comme dans un guide d'onde. On dit alors qu'on est en présence d'une super réfraction.

Une autre loi de variation de l'indice modifié de M peut donner naissance à un conduit troposphérique est illustrée sur la figure (IV.6). Les mêmes explications que précédemment montrent que les rayons émis sous un angle ψ_1 tel que $\psi_1^2 < \psi_l^2$ restent captés dans un conduit s'étendant entre les niveaux sur élevés h_c'' et h_c' , comme indiqué sur la figure(IV.6).

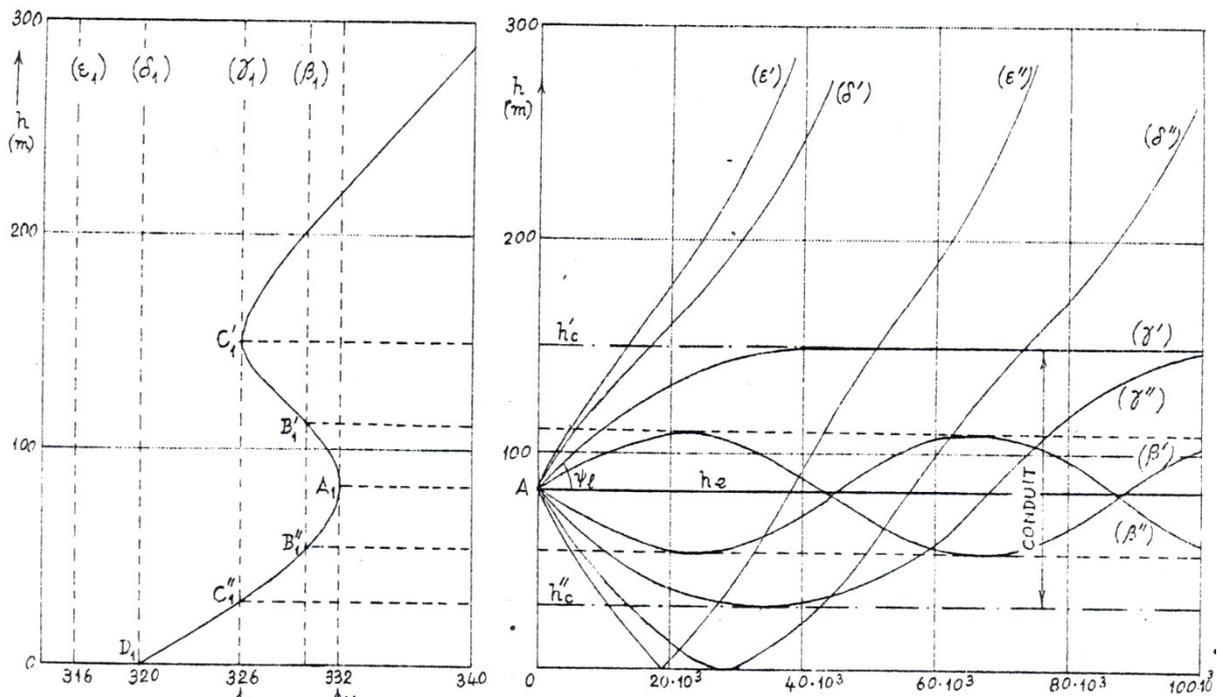


Figure (IV.6) : Conduit troposphérique surélevé

On dit que l'on a affaire à un conduit sur élevé, dans lequel on peut tracer les trajectoires de la même façon que précédemment.

Dans les figures ci-dessous on voit quelques variations réelles de (N, h) obtenues expérimentalement qui donnent une super réfraction.

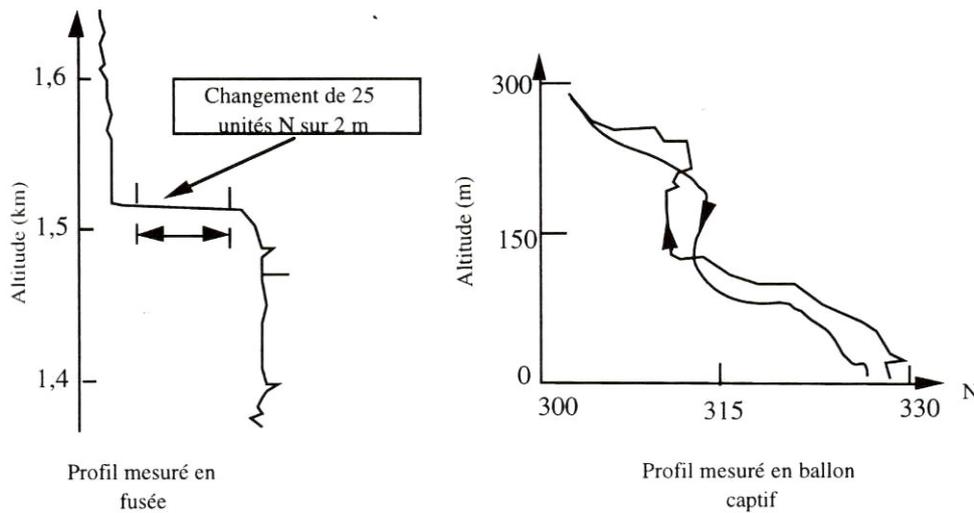


Figure (IV.7) : Exemples de profils d'indice avec couche superréfractante

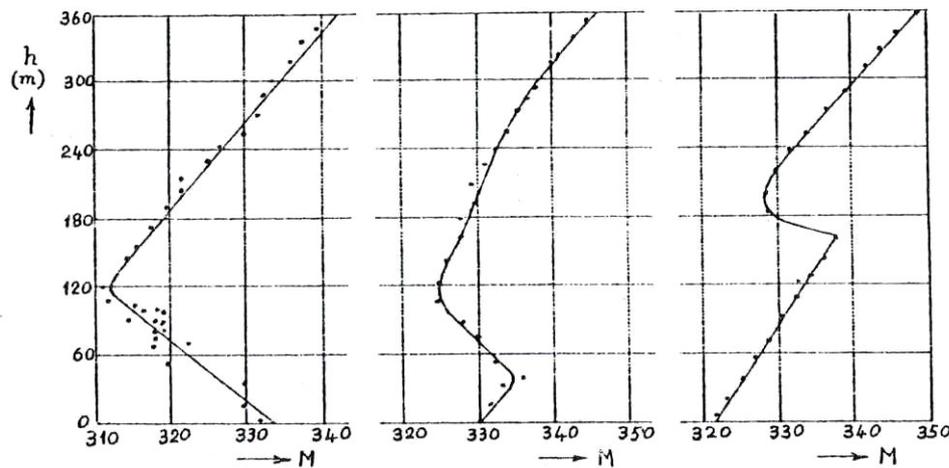


Figure (IV.8) : Courbes (M,h) d'après des mesures, effectuées en Nouvelle Zélande^[1]

Il est essentiel de remarquer que le guidage troposphérique n'affecte que les « rayons » voisins de l'horizontale. En effet, l'angle limite ψ_l défini par l'équation (IV.2.5), ne peut dépasser en réalité l'ordre d'un degré. Ce même résultat s'obtient également au moyen de raisonnement suivant : pour que le « rayon » puisse être guidé, il doit pouvoir gagner à une certaine altitude la direction horizontale. Si N_m est l'indice de réfraction modifié à l'altitude

ou le rayon devient horizontal, on aura $N_m = N_{m1} \cos \psi_1$, N_{m1} et ψ_1 étant respectivement l'indice modifié et l'angle au départ du rayon. Et comme N_m et N_{m1} , sont très voisins de l'unité, on voit que $\cos \psi_1$ doit l'être également c'est-à-dire l'angle au départ ψ_1 doit être très faible.

Or, pour qu'une quantité assez considérable d'énergie électromagnétique soit concentrée dans un lobe étroit horizontal, l'antenne d'émission doit disposer d'une directivité suffisamment poussée et ceci ne peut se réaliser pratiquement qu'en ondes ultra courtes ou en micro-ondes. Le guidage troposphérique n'affectera donc que la portée d'un émetteur de télévision ou d'un radar par exemple. Il sera insignifiant pour un poste radiodiffusion. On ne doit pas toute fois croire qu'un conduit troposphérique agit comme un véritable guide d'onde. Du fait d'une augmentation extraordinaire de la portée à l'intérieur d'un conduit troposphérique, on doit compter le fait que le champ est très réduit en dehors du conduit, ce qui serait défavorable dans le cas par exemple d'un radar qui tenterait de capter un avion ou un bateau en dehors de ce conduit comme nous montre la figure ci-dessous.

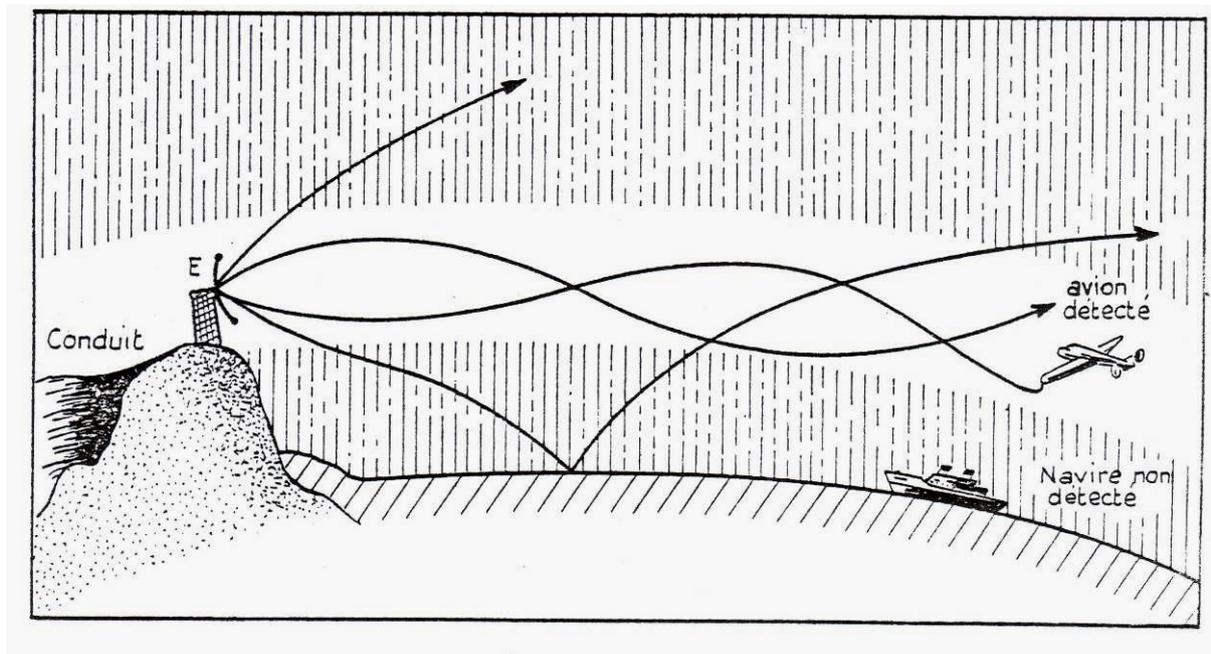


Figure (IV.9)

Remarquons enfin qu'il ne semble pas que les conduits troposphériques pourraient être exploités pour des liaisons régulières vu leurs apparitions et leurs disparitions imprévisibles et leurs caractères non permanents dans une région donnée et à un temps donné.

IV-3) THEORIE DE FORMATION DES CONDUITS TROPOSPHERIQUE

L'étude simplifiée sur les conduits troposphériques, étude effectuée à l'aide de la notion des « rayons électromagnétiques » est incapable de relever tous les aspects des phénomènes. En particulier cette étude ne permet pas une appréciation suffisante du rôle de la fréquence. Une étude rigoureuse du problème doit donc être envisagée par des procédés analytiques partant directement des équations de Maxwell (ou de l'équation des ondes en manipulant les équations de Maxwell). C'est une étude très générale de la réfraction troposphérique. Mais elle présenterait un certain nombre de difficultés mathématiques et elle serait trop longue. Nous nous contenterons donc d'une analyse approximative et de quelques remarques complémentaires qui suffiront à mieux éclaircir la question de la formation et du comportement, des conduits troposphériques.

Introduisons un système de coordonnées cylindriques (z, r, φ) avec l'axe des z vertical et passant par l'émetteur, celui-ci étant constitué par un doublet de Hertz électrique vertical. Les champs électrique et magnétique seront déterminés au moyen des équations :

$$\begin{cases} \vec{H} = -i\omega\epsilon' r\vec{\partial}\vec{\pi} \\ \vec{E} = gr\vec{\partial}(\text{div}\vec{\pi}) + \omega^2\epsilon'\mu_0\vec{\pi} \end{cases} \quad (\text{IV.3.1})$$

Où $\epsilon' = \epsilon_0\epsilon_m$, dans les quelles intervient la fonction de Hertz $\pi = \pi(z, r)$ définie dans les généralités. A partir des équations de Maxwell on voit que cette fonction doit remplir en dehors de la source l'équation des ondes :

$$\Delta\pi + k_0^2\epsilon_m\pi = 0 \quad (\text{IV.3.2})$$

$$\text{Avec : } \Delta = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \pi}{\partial r} \right),$$

ϵ_m étant la constante diélectrique modifiée de la troposphère (représentation à terre plane).

On cherche des solutions particulières de l'équation des ondes par la méthode de la séparation des variables. Posons :

$$\pi = u(z)v(r) \quad (\text{IV.3.3})$$

En introduisant cette expression de π dans l'équation (IV.3.2) et en séparant les variables, on obtient :

$$\frac{1}{v} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dv}{dr} \right) = -\frac{1}{u} \frac{d^2u}{dz^2} - k_0^2\epsilon_m = -\xi^2 \quad (\text{IV.3.4})$$

ξ étant une constante arbitraire de séparation. On aura donc à résoudre les deux équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{d^2u}{dz^2} + (k_0^2\epsilon_m - \xi^2)u = 0 \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dv}{dr} \right) + \xi^2 v = 0 \end{cases} \quad (\text{IV.3.5}) \text{ et } (\text{IV.3.6})$$

$\epsilon_m = \epsilon_m(z)$ étant fonction de l'altitude.

Choisissons comme solution la fonction $v(r)$, qui doit satisfaire à l'équation et se comporter à grande distance comme une onde progressive, la fonction de Henkel de première espèce d'ordre zéro :

$$v(r) = H_0^{(1)}(\xi r) \quad (\text{IV.3.7})$$

En effet, la fonction de Henkel a comme expression asymptotique à grande distance :

$$v(r) = H_0^{(1)}(\xi r) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \xi r \exp(i\xi r - i\frac{\pi}{4}) \quad (\text{IV.3.8})$$

Avec : $(\xi r) \gg 1$

Il reste alors à chercher la solution de l'autre équation (IV.3.5). Or, les fonctions $u = u(z)$ ne doivent pas seulement remplir cette équation. Pour qu'une fonction $u(z)$ soit « bonne » elle doit en outre être continue, monotone et nulle à l'infinie. D'autre part, le nombre des « bonnes » solutions de l'équation (IV.3.5) dépend de la loi de variation de la « constante » ε_m avec l'altitude. Par conséquent, on peut avoir des solutions u_ξ soit pour toute valeur de ξ soit pour quelques valeurs propres. Ces valeurs forment un « spectre » constitué, en général, par des parties continues et des raies discrètes.

Désignons ces dernières par ξ_m ($m=1, 2, 3, \dots$).

Aux solutions particulières ainsi obtenues de l'équation (IV.3.1) affectons le facteur arbitraire $f(\xi)$ (disponible pour que l'on puisse satisfaire aux conditions aux limites) et faisons-en la somme. La fonction de Hertz en résulte sous la forme :

$$\pi = \int f(\xi) u_\xi(z) \cdot H_0^{(1)}(\xi r) d\xi + \sum_m f(\xi_m) u_{\xi_m}(z) \cdot H_0^{(1)}(\xi_m r) \quad (\text{IV.3.9})$$

Dans le cas particulier d'une terre plane et d'une atmosphère homogène ($\varepsilon_m = 1$), l'équation (4) admet une solution acceptable pour toute valeur de ξ qui s'écrit sous la forme :

$$u_\xi(z) = \exp(-\sqrt{\xi^2 - k_0^2} z) \quad (0 < z < \infty) \quad (\text{IV.3.10})$$

Il n'y a alors qu'un spectre continu de ξ et l'équation (IV.3.9) donne :

$$\pi = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi) H_0^{(1)}(\xi r) \exp(-\sqrt{\xi^2 - k_0^2} z) d\xi \quad (\text{IV.3.11})$$

La situation change lorsque ε_m au lieu d'être une constante devient fonction de l'altitude. On démontre alors que le spectre de ξ devient discret. Il est essentiel de remarquer que, lorsqu'une valeur « permise » ξ_m est un nombre imaginaire pur (donc ξ_m^2 négatif), l'onde d'après l'équation (IV.3.8), s'affaiblit exponentiellement avec la distance horizontale. Par contre, lorsque ξ_m peut prendre une ou plusieurs valeurs réelles, une propagation sans affaiblissement dans le sens horizontale sera possible. En général, les valeurs ξ_m avec la plus faible partie imaginaire jouent le rôle le plus important. Elle correspond à un ordre m inférieur. C'est justement dans le cas où la partie imaginaire d'une ou plusieurs valeurs ξ_m est exceptionnellement faible par rapport à la partie réelle, qu'un conduit troposphérique peut se former. Et ceci dépend, bien sur, de la loi de variation de ξ_m avec l'altitude.

D'autres conclusions deviennent possible, lorsqu'on envisage de plus près la solution de l'équation (IV.3.5). On se bornera, dans ce sens à l'approximation dite de l'optique géométrique. Ceci revient à admettre, comme on la déjà fait dans les paragraphes précédents que ε_m varie peu dans une distance égale à une longueur d'onde. Pour une telle variation « lente » de ε_m , le coefficient de $u(z)$ dans l'équation (IV.3.5) peut en première approximation, être considéré comme constant. On se ramène alors à l'équation classique :

$$\frac{d^2 u(z)}{dz^2} + k_0^2 \alpha u(z) = 0 \quad (\text{IV.3.12})$$

Avec : $\alpha = \left(\varepsilon_m - \frac{\xi^2}{k_0^2} \right)$ (α constant) ;

Dont la solution s'écrit :

$$u(z) = u_0 \exp(\pm i k_0 \sqrt{\alpha} z) ; (u_0 \text{ constante}) \quad (\text{IV.3.13})$$

Pour un milieu non homogène avec ε_m lentement variable, la propagation s'effectue approximativement comme dans un milieu homogène dans le quel la constante α varie d'un point à l'autre. Ceci signifie que la solution que nous cherchons aura la même forme que (IV.3.13), mais avec $\int \sqrt{\alpha} dz$ au lieu de $\sqrt{\alpha} z$. La solution de l'équation (IV.3.5) aura donc, dans l'approximation adoptée, la forme :

$$u(z) = u_1 \exp\left(+i \int_b^z \sqrt{k_0^2 \varepsilon_m(z) - \xi^2} dz\right) + u_2 \exp\left(-i \int_b^z \sqrt{k_0^2 \varepsilon_m(z) - \xi^2} dz\right) \quad (\text{IV.3.14})$$

b étant une constante. Dans le domaine de z dans le quel $k_0^2 \varepsilon_m(z) < \xi^2$, les exponentiels deviennent réels et on retiendra de deux termes de l'expression (IV.3.14) celui pour lequel la fonction $u(z)$ reste finie lorsque $z \rightarrow \infty$. On aura donc dans ce domaine :

$$u(z) = u_3 \exp\left(-\int_b^z \sqrt{\xi^2 - k_0^2 \varepsilon_m(z)} dz\right) \quad (\text{IV.3.15})$$

Et le champ sera exponentiellement affaibli avec z .

Au contraire supposons qu'il existe un domaine $z_1 < z < z_2$ dans le quel $k_0^2 \varepsilon_m(z) < \xi^2$. La solution ici aura la forme (IV.3.14) et le champ se trouvera renforcé. Supposons en outre qu'en dehors de ce domaine favorable, la solution a la forme (IV.3.15) pour $z < z_1$, tandis que pour $z > z_2$ elle a la forme analogue :

$$u(z) = u_4 \exp\left(-\int_b^z \sqrt{\xi^2 - k_0^2 \varepsilon_m(z)} dz\right) \quad (\text{IV.3.16})$$

Les solutions obtenues pour les différents domaines de z doivent être raccordées sur les deux plans horizontaux $z = z_1$ et $z = z_2$. Puisque sur chacun de ces plans on doit assurer la continuité de la fonction considérée et de sa dérivée, le raccordement donnera 4 équations, formant un système homogène. De ces quatre équations, on déduira trois relations entre les paramètres u_1, u_2, u_3, u_4 et d'autre part, ce qui est le plus important, la condition de compatibilité du système (déterminant des coefficients égale à zéro) donnera les valeurs propres de ξ .

On en conclut qu'un conduit troposphérique se forme, dès que l'équation (IV.3.5) est susceptible d'admettre une solution correspondant à un ξ tel que :

1. sa partie imaginaire soit négligeable devant sa partie réelle et :
2. dans un certain domaine $z_1 < z < z_2$ le coefficient de u (équation IV.3.5) soit positif, tandis qu'en dehors de ce domaine ce coefficient reste négatif.

D'autres conclusions sont également possibles. On constate, tout d'abord, qu'on dehors du conduit le champ ne disparaît pas totalement, bien que son affaiblissement y devienne exponentiel (équation (IV.3.15) et (IV.3.16)). Si donc un nouveau domaine « permis » se présente à une autre altitude, c'est-à-dire un nouveau domaine dans le quel $k_0^2 \varepsilon_m > \xi^2$, un second guide peut se former, bien que d'une efficacité nettement inférieure.

Les considérations précédentes montrent d'autre part que l'onde dans le conduit ne sera proprement excitée que lorsque l'émetteur se trouvera placé à l'intérieur du conduit.

Bien qu'on ait déjà pu dégager quelques conclusions importantes, l'étude ci-dessus est loin de constituer un exposé complet du problème. Cependant, cette étude approximative commence à mettre en évidence, entre autre, le rôle de la fréquence (intervenant par le moyen de $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$). Une étude plus approfondie montrerait qu'un conduit troposphérique n'est pas un guide parfait, en entendant par là qu'une certaine quantité d'énergie peut « fuir » en dehors du conduit. La notion d'une « fréquence de coupure » subsiste dans un sens très flou, ne pouvant être identifiée à la notion correspondante bien déterminée que l'on attribue aux guides d'ondes en hyperfréquences.

La variation de l'intensité du champ dans les conduits est proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{r}}$ et la longueur d'onde de coupure qui s'écrit sous la forme ^[1] et ^[2]:

$$\lambda_{c_{\max}} = 2,5h_c \sqrt{\Delta M \cdot 10^{-6}} \quad (\text{IV.3.17})$$

h_c (m) étant la hauteur du conduit et ΔM la variation totale de l'indice modifié M sur la hauteur du conduit.

En ce qui concerne l'intensité du champ, on peut estimer l'effet d'un conduit troposphérique au-delà de l'horizon en utilisant la formule suivante (d'après Fock) :

$$E = \frac{212\sqrt{P_r}}{r} F \quad (\text{mV/m, eff}), \quad (\text{IV.3.18})$$

Où P_r est estimé en (kw), r en (Km).

P_r étant la puissance rayonnée par l'émetteur (doublet de Hertz) et F un facteur d'affaiblissement qui s'exprime en décibels par la relation :

$$F_{(db)} = U(x) + U(y_1) + U(y_2), \quad (F = 10^{\frac{F_{(db)}}{20}}) \quad (\text{IV.3.19})$$

Dans cette expression, x, y_1 et y_2 désignant la distance réduite (x) émetteur-récepteur et les hauteurs réduites ($y_{1,2}$) de l'émetteur et de récepteur au dessus de la terre. x et $y_{1,2}$ sont des nombres sans dimensions, définis par les relations :

$$x = \frac{r}{\sqrt[3]{a'^2 \lambda_0 / \pi}}, \quad y_{1,2} = \frac{2h_{1,2}}{\sqrt{a' \lambda_0^2 / \pi^2}} \quad (\text{IV.3.20})$$

a' étant le rayon apparent de la terre.

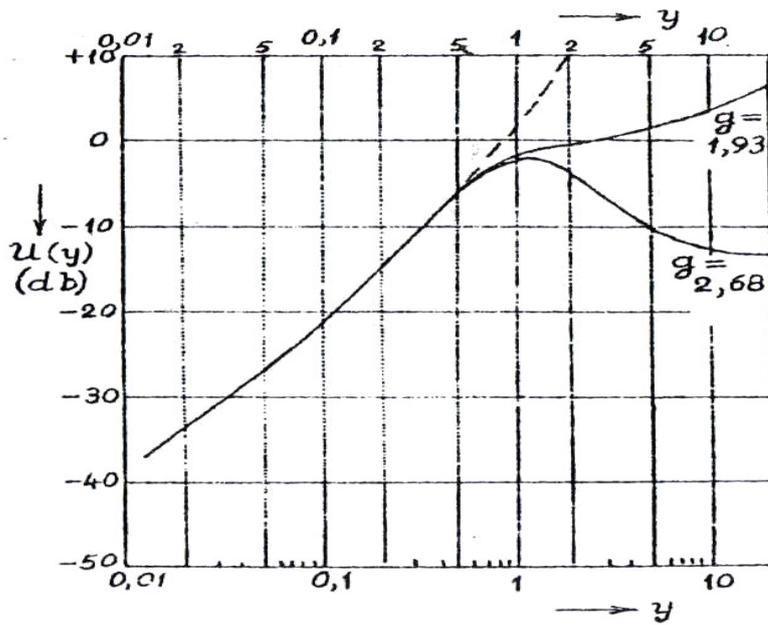


Figure (IV.10) :
l'affaiblissement
 $U(x)$

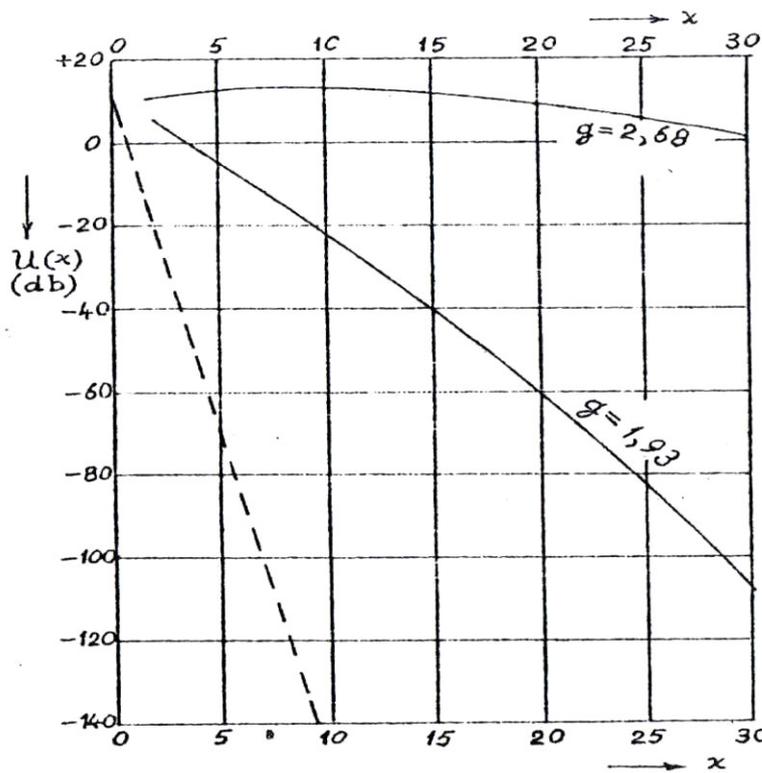


Figure (IV.11) :
l'affaiblissement
 $U(y)$

Les affaiblissements U se déterminent à l'aide des graphiques dont les figures sont indiquées ci-dessus. Le paramètre g , qui figure sur ces graphiques est défini par la relation :

$$g = \frac{2h_c}{\sqrt[3]{a' \lambda_0^2 / \pi^2}} \quad (\text{IV.3.21})$$

et exprime la hauteur réduite du conduit dont h_c est la hauteur physique. Le fait que le paramètre g dépend de la longueur d'onde λ_0 , exprime, en première approximation, l'influence de la fréquence. Par ailleurs, l'effet de la surélévation des antennes se met en évidence par l'équation de définition des hauteurs réduites $y_{1,2}$.

Une comparaison approximative avec le cas d'une atmosphère homogène devient possible, lorsqu'on applique les mêmes équations (IV.3.18) à (IV.3.20), mais avec les affaiblissements U donnés par les lignes en traits tirés. Une telle comparaison montre l'importance du guidage troposphérique.

Exemple numérique :

Calculons le champ reçu en présence d'un conduit troposphérique de hauteur $h_c = 40$ m lorsque :

$$P_r = 2,25 \text{ kw}, r = 250 \text{ km}, \lambda_0 = 0,2 \text{ m}, h_1 = 15 \text{ m et } h_2 = 10 \text{ m}.$$

On aura :

$$x = \frac{250 \cdot 10^3}{1,66} = 15, y_1 = \frac{2 \cdot 15}{32,5} = 0,920, y_2 = 0,615 \text{ et } g = 2,45.$$

Les graphiques donnent (par interpolation) :

$$U(x) \approx 0, U(y_1) \approx -2 \text{ dB}, U(y_2) \approx -4 \text{ dB}$$

D'où l'équation (IV.3.19) : $F_{(db)} \approx -6 \text{ dB}$, ce qui correspond à $F \approx 0,5$.

L'équation (IV.3.18) donne finalement :

$$E = \frac{212 \sqrt{2,25}}{250} 0,5 \approx 0,64 \text{ (mV/m, eff)}.$$

Si l'atmosphère était homogène, on aurait $F_{(db)} \approx -240 + 0 - 4 = -244 \text{ dB}$, d'où $F \approx 10^{-12}$ et $E \approx 1,2 \cdot 10^{-12} \text{ (mV/m, eff)}$, c'est-à-dire le champ serait négligeable par rapport au champ dans le conduit troposphérique.

IV-4) EXPLICATIONS SIMPLIFIEES DU PHENOMENE DU GUIDAGE

(FORMATION DES CONDUITS)

En schématisant les courbes de variation de (M, h) , qui provoquent les phénomènes de guidage, précédemment étudiées par des droites, c'est-à-dire en supprimant les coudes, comme les variations représentées sur la figure (IV.12). On voit que le conduit surélevé se situe entre deux altitudes où l'on trouve la même valeur de M , l'altitude supérieure étant celle

ou cessent les conditions de guidage. Dans le cas du conduit avec réflexion sur le sol qui est celui que l'on rencontre le plus fréquemment, la partie inférieure de la courbe de M peut éventuellement être absente. Dans ce cas M décroît à partir du sol et la courbure des trajectoires est toujours dirigée vers le bas.

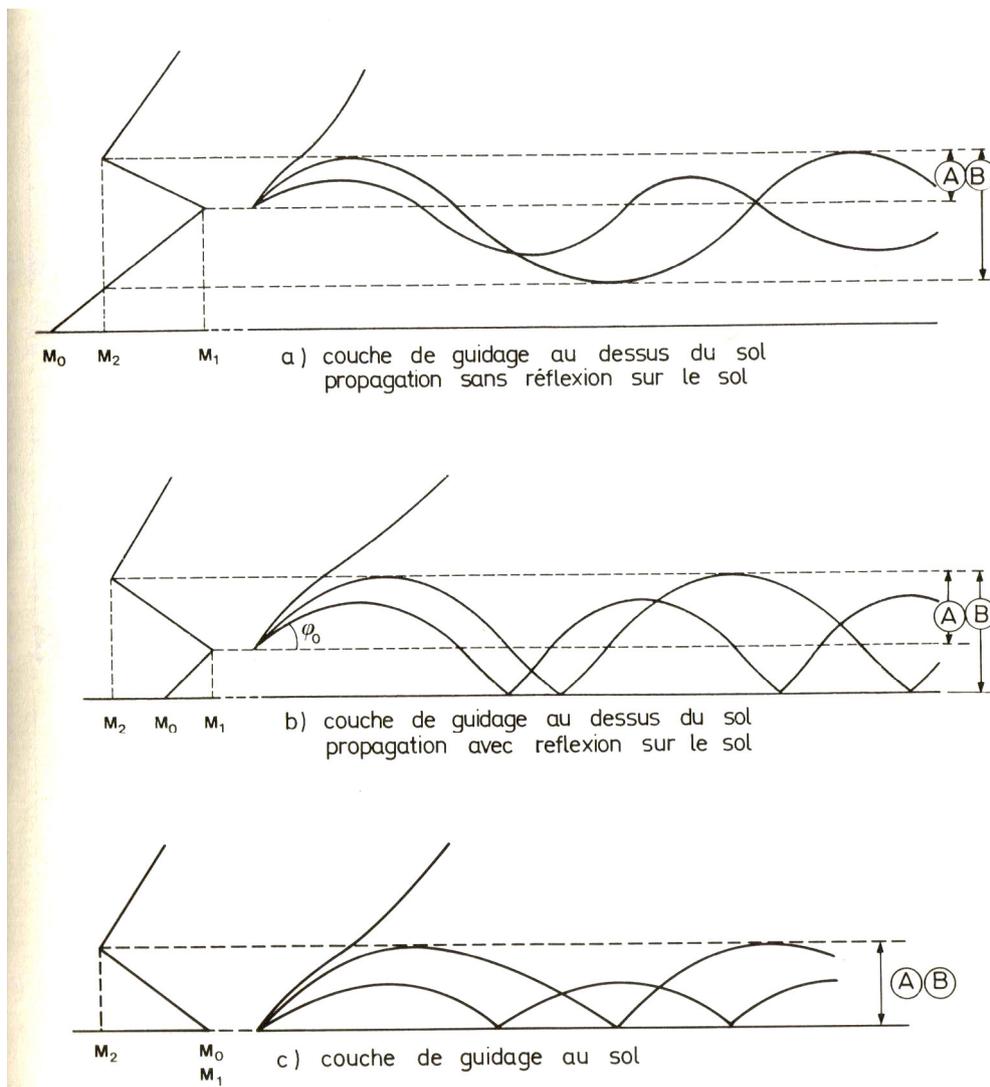


Figure (IV.12): Propagation troposphérique guidée.

A- Couche de guidage

B- Conduit troposphérique

IV-5) LES THEORIES EXPLIQUANT LE PHENOMENE DE GUIDAGE

Il y a deux façons d'aborder cette étude de la propagation dans un conduit troposphérique, la théorie géométrique (technique de la parabole) et la théorie des modes.

IV-5-1) THEORIE GEOMETRIQUE

La méthode géométrique consiste à tracer des trajectoires issues de l'antenne d'émission pour des angles d'élévation croissant régulièrement, par exemple tous les milli radians, dont voici la démonstration pour un tracé des trajectoires pour un conduit au sol ;

Démonstration :

Supposons qu'au-dessus de la surface du sol considérée comme sphérique il existe une tranche d'atmosphère d'épaisseur H où le gradient vertical $(\frac{dN}{dh})_1$ est inférieur à -157 N/km, surmontée d'une atmosphère d'épaisseur très grande, où le gradient vertical $(\frac{dN}{dh})_2$ est supposé par exemple voisin de la valeur normale : -40 N/km. Supposons enfin qu'un émetteur soit placé dans le conduit troposphérique à la hauteur y_0 . On se propose de calculer les trajectoires issues de l'émetteur en fonction de leur angle au départ φ_0 .

Dans ce problème il est naturel de choisir une représentation «en terre plane». Les distances seront désignées par x et les hauteurs par y . Comme indique la figure ci-dessous ;

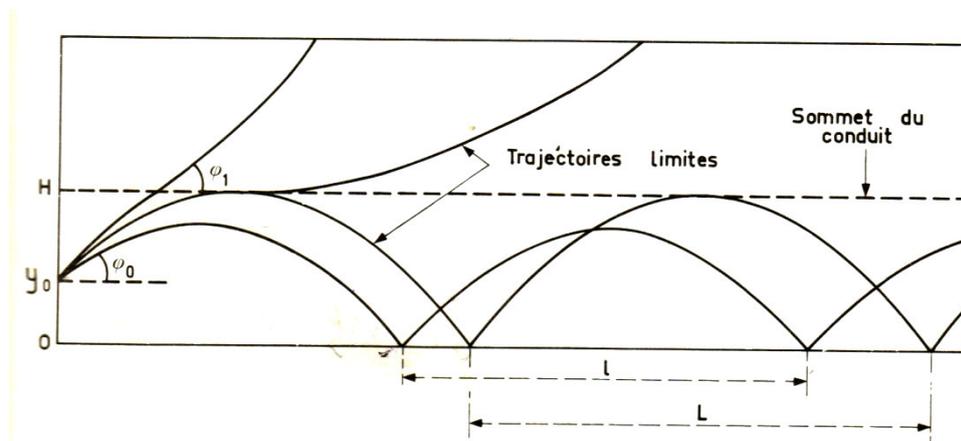


Figure (IV.13) : Tracé des trajectoires (conduit au sol)

La formule précédemment donnée par (III.3.1.3), $N + \frac{h}{a} - \frac{\varphi^2}{2} = \text{const}$; donne avec les unités indiquées, l'équation des trajectoires.

Si l'on indique par N_0 l'indice de réfraction au sol, cette formule s'écrit :

$$N_0 + \left(\frac{dN}{dh}\right)_1 y + \frac{y}{a} - \frac{\varphi^2}{2} = N_0 + \left(\frac{dN}{dh}\right)_1 y_0 + \frac{y_0}{a} - \frac{\varphi_0^2}{2} \quad (\text{IV.5.1.1})$$

Posons : $\frac{1}{a} + \left(\frac{dN}{dh}\right)_1 = b_1$,

b_1 étant le gradient de l'indice modifié dans le conduit (b_1 est négatif). Il vient :

$$b_1 y - \frac{\varphi^2}{2} = b_1 y_0 - \frac{\varphi_0^2}{2} ; \text{ ce qui donne par différentiation :}$$

$$b_1 dy - \varphi d\varphi = 0 \quad (\text{IV.5.1.2})$$

D'autre part, comme l'angle φ est petit :

$$\frac{dy}{dx} = \text{tg } \varphi \approx \varphi, \quad (\text{IV.5.1.3})$$

On en déduit la représentation paramétrique de la trajectoire :

$$b_1 x = \varphi - \varphi_0, \quad (\text{IV.5.1.4})$$

$$b_1 (y - y_0) = \frac{\varphi^2}{2} - \frac{\varphi_0^2}{2} \quad (\text{IV.5.1.5})$$

L'élimination du paramètre φ donne l'équation cartésienne :

$$y = y_0 + \varphi_0 x + \frac{b_1}{2} x^2 \quad (\text{IV.5.1.6})$$

On reconnaît une parabole qui, à l'intérieur du conduit a sa concavité tournée vers le bas. Cette parabole doit être limitée au sol ($y = 0$), mais elle peut être limitée aussi au sommet du conduit ($y = H$). Si l'angle au départ est trop grand, la trajectoire sort alors du conduit. Si l'on désigne par φ_1 l'angle de sortie et par d_1 la distance de sortie correspondante, on trouve facilement :

$$\varphi_1 = \sqrt{\varphi_0^2 + 2b_1(H - y_0)} \quad (\text{IV.5.1.7})$$

$$d_1 = \frac{\varphi_1 - \varphi_0}{b_1} \quad \text{avec : } |\varphi_0| \geq \sqrt{-2b_1(H - y_0)} \quad (\text{IV.5.1.8})$$

Au dessus de la couche de guidage, on pose :

$$b_2 = \frac{1}{a} + \left(\frac{dN}{dh}\right)_2$$

Et l'équation de la trajectoire est donnée par :

$$y = H + \varphi_1(x - d_1) + \frac{b_2}{2}(x - d_1)^2 \quad (\text{IV.5.1.9})$$

Longueurs des « arches » dans un conduit :

Si l'angle $|\varphi_0|$ est inférieur à la valeur précédemment calculée la trajectoire reste dans le conduit. Elle se réfléchit sur le sol à la distance :

$$X = \frac{\varphi_0 + \sqrt{\varphi_0^2 - 2b_1 y_0}}{-b_1} \quad (\text{IV.5.1.10})$$

Il y a alors une succession d'arches. La longueur de chacune est donnée par la relation :

$$L = \frac{2}{-b_1} \sqrt{\varphi_0^2 - 2b_1 y_0} \quad (\text{IV.5.1.11})$$

La valeur maximale de L est obtenue lorsque l'angle $|\varphi_0|$ est égal à la valeur limite précédemment calculée c'est-à-dire :

$$|\varphi_0| = \sqrt{-2b_1(H - y_0)} \quad (\text{IV.5.1.12})$$

On obtient alors pour longueur maximale des arches :

$$L_{\max} = 2 \sqrt{\frac{2H}{-b_1}} \quad (\text{IV.5.1.13})$$

Conditions pour avoir au moins une trajectoire passant à la même hauteur que celle de l'émetteur dans le conduit quelle que soit la distance :

Une trajectoire partant de l'émetteur sous l'angle φ_0 repasse, après réflexion, à la même hauteur à la distance L calculée précédemment. Pour la première arche, c'est-à-dire celle passant par l'émetteur, les abscisses des points situés à la hauteur h sont, d'après l'équation de cette trajectoire :

$$x_1 = 0 \text{ et } x_2 = \frac{2\varphi_0}{-b_1} \quad (\text{IV.5.1.14})$$

Les abscisses des points successifs situés à la même hauteur forment deux suites :

$$n_1 L \text{ et } \frac{2\varphi_0}{-b_1} + n_2 L ; \text{ avec } n_1 \text{ et } n_2 \text{ étant égaux à } 1, 2, 3, \dots$$

Les trajectoires limites, tangentes à la surface supérieure du conduit sont obtenues pour :

$\varphi_0 = \pm \sqrt{-2b_1(H - y_0)}$ et elles ont pour longueur L_{\max} telle que :

$$L_{\max} = 2\sqrt{2} \sqrt{\frac{H}{-b_1}}$$

Les abscisses de la première suite ne dépendent pas du signe de φ_0 et les trajectoires correspondantes se croisent à la hauteur y_0 . Les abscisses de la deuxième suite dépendent du signe de φ_0 et en conséquence les trajectoires montantes et les trajectoires descendantes ne se croisent pas à la hauteur y_0 .

On aura toujours une trajectoire à la hauteur y_0 quelque soit la distance à partir du premier point d'intersection de la trajectoire avec la hauteur y_0 d'abscisse $x = \frac{2\varphi_0}{-b_1}$ s'il n'existe pas d'intervalle entre les trajectoires montante ayant subi n réflexions et les trajectoires descendantes ayant subi $n+1$ réflexions. Si l'on désigne par φ_0 la valeur positive de l'angle, la condition s'écrit donc :

$$\frac{2\varphi_0}{-b_1} + nL \geq \frac{2\varphi_0}{b_1} + (n+1)L \quad (\text{IV.5.1.15})$$

Soit $\frac{4\varphi_0}{-b_1} \geq L$ ou $\varphi_0^2 \geq \frac{b_1^2 L^2}{16}$

Compte tenu des expression de φ_0 et L , la condition s'écrit finalement :

$$y_0 \leq \frac{3H}{4} \quad (\text{IV.5.1.16})$$

L'émetteur doit être situé dans les trois quarts inférieurs du conduit.

L'observation de toutes ces trajectoires montre une concentration de l'énergie le long de certaines lignes (caustiques) et l'impossibilité d'atteindre certaines régions même à l'intérieur du conduit ; en effet si on observe les trajectoires de la figure (IV.10) on remarque que les trajectoires sont très concentrés là où l'émetteur est à la hauteur 50m et 100m et remarquablement moins concentrées dans le cas de 190m et 210m car les hauteurs des antennes 50m et 100m, représente bien 3/4 de la hauteur de conduit qui est de 200mde hauteur, donc ces remarques sont en accord avec la formule (IV.5.1.16) .

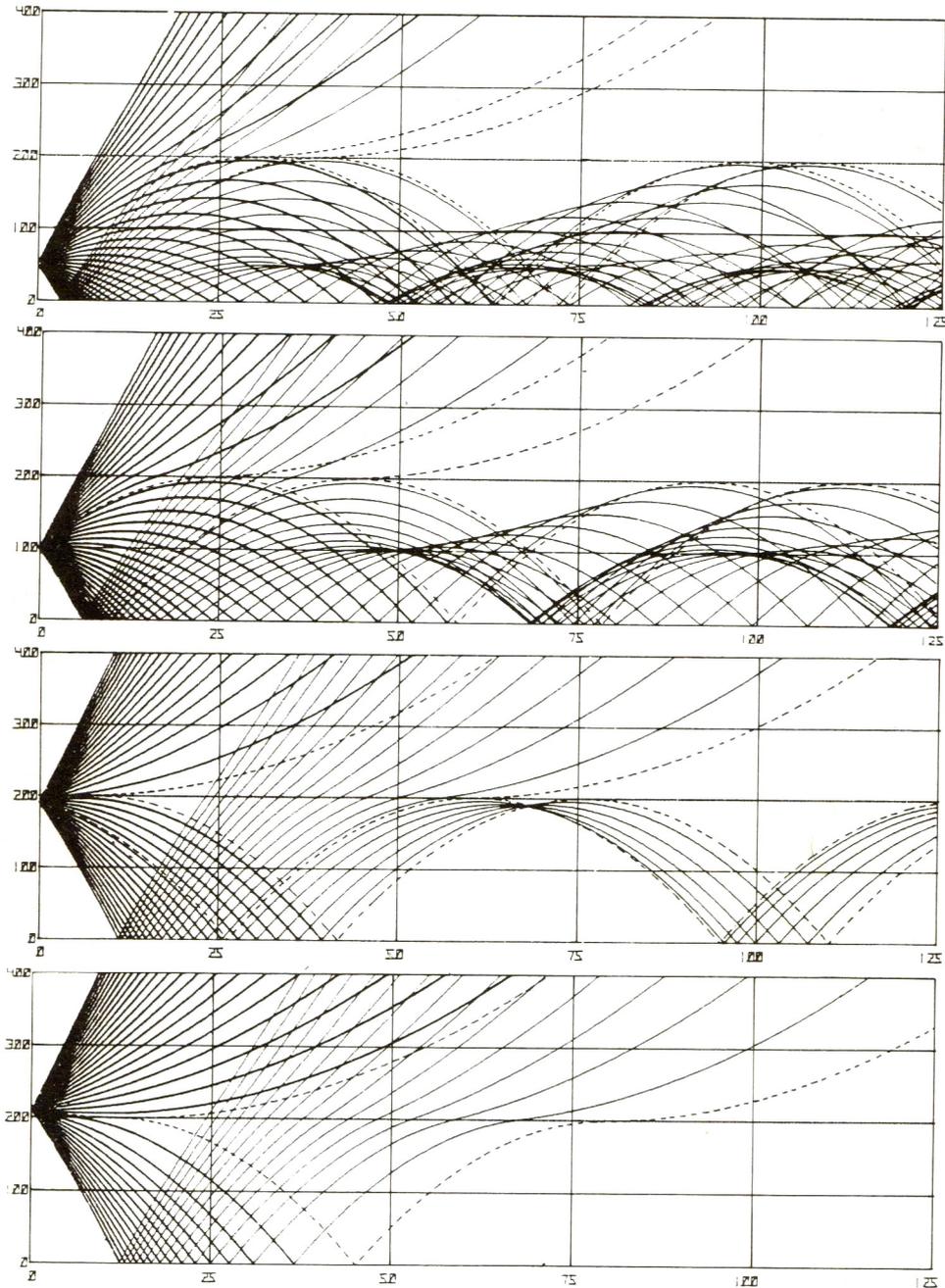


Figure (IV.14) : Exemple de tracé de trajectoires

Gradient d'indice dans le conduit : - 500 N/km

Epaisseur du conduit : 200 m

Hauteur de l'émetteur : 50 m ; 100 m ; 190 m ; 210 m.

On voit que chaque trajectoire est constituée par une suite d'arches dont la longueur maximale entre deux points de réflexion dépend de la hauteur H du conduit et du gradient

d'indice $\frac{dN}{dh}$ dans celui-ci, par la relation :

$$L = 2 \sqrt{\frac{2000H}{-\left(\frac{dN}{dh} + 157\right)}} \quad (\text{IV.5.1.17})$$

H étant exprimé en mètres, L en kilomètres et $\frac{dN}{dh}$ en unité N par kilomètre ($\frac{dN}{dh} < -157$)

Le tableau ci-dessous donne L en kilomètres pour quelques valeurs de H et de $\frac{dN}{dh}$. On voit que ces longueurs peuvent être très grandes, et que sur un trajet comportant des effets de guidage, le nombre d'arches est souvent très réduit.

$\frac{dN}{dh}$ (N/km)	H (m)	100	200	300
- 160		516	730	894
- 170		248	351	430
- 180		186	264	324
- 200		136	192	236
- 250		93	131	161
- 300		75	106	129
- 500		48	68	84
- 1000		31	44	53

IV-5-2) THEORIE DES MODES

Comme dans un guide métallique, une onde peut se propager dans un conduit troposphérique suivant un certain nombre de modes. Ce nombre dépend du rapport entre l'épaisseur du conduit et la longueur d'onde. En supposant une décroissance linéaire de l'indice modifié M avec la hauteur, la théorie fournit la relation suivante qui donne l'épaisseur minimale H pour le mode d'ordre n :

$$\frac{H}{\lambda} = \frac{A_n}{\sqrt{\Delta M}} \quad (\text{IV.5.2.1})$$

Où ΔM est la décroissance totale de M dans la couche de guidage et A_n est un nombre qui dépend de rang du mode considéré ; dont voici sa démonstration ci-dessous ;

Démonstration : Comme les conduits troposphérique sont pratiquement parallèles au sol on opérera en terre plane en remplaçant l'indice réel n par l'indice modifié m , et N par M . Les distances seront désignées par x et les hauteurs par y .

Le déphasage du a un petit déplacement ds incliné de l'angle φ est égal à :

$$d\phi = \frac{2\pi}{\lambda} m ds = \frac{2\pi}{\lambda} m [dx \cos \varphi + dy \sin \varphi] \quad (\text{IV.5.2.2})$$

Où $m ds$ est le chemin optique élémentaire, et le déphasage entre les points (x_0, y_0) et (x_1, y_1) de trajectoire est égal à l'intégrale de la quantité ci-dessus.

Mais d'après la loi de Descartes :

$$m \cos \varphi = m_0 \cos \varphi_0 = A$$

Par suite :

$$\phi_2 - \phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} [A(x_2 - x_1) + \int_{y_1}^{y_2} m \sin \varphi dy] \quad (\text{IV.5.2.3})$$

Comme le conduit est limité dans la direction oy , la seule solution possible consiste en un régime d'ondes stationnaires entre les limites supérieure et inférieure du conduit. Il faut pour cela que le terme contenant l'intégrale soit égal à un certain nombre de fois 2π lorsque l'intégrale est calculée sur un aller et retour entre le bas et le haut du conduit. Si l'on tient compte de l'avance d'un quart d'onde qui se manifeste lorsqu'une onde passe par un foyer ou par une caustique (surface limite du conduit), on obtient la relation qui définit les modes pouvant exister dans un conduit situé entre les hauteurs h_0 et h_2 au-dessus du sol.

$$\frac{4\pi}{\lambda} \int_{h_0}^{h_2} m \sin \varphi dy - \pi = 2k\pi \quad (\text{IV.5.2.4})$$

k étant un nombre entier quelconque.

Si l'on tient compte de la loi de Descartes, écrite entre un point quelconque d'une trajectoire et le sommet de cette trajectoire, c'est-à-dire :

$$m \cos \varphi = m_2 \quad (\text{IV.5.2.5})$$

La relation (IV.5.2.4) devient :

$$\int_{h_0}^{h_2} \sqrt{m^2(y) - m_2^2} dy = (k + \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{2} \quad (\text{IV.5.2.6})$$

Comme m est voisin de l'unité, on utilise de préférence M :

$$m = 1 + M10^{-6} \quad (\text{IV.5.2.7})$$

Et par suite l'équation (IV.5.2.5) s'écrit

$$\int_{h_0}^{h_2} \sqrt{M(y) - M_2} dy = (k + \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{2\sqrt{2}} 10^3 \quad (\text{IV.5.2.8})$$

Avec : $M_2 = M(h_2) = M(h_0)$.

Pour calculer cette intégrale on doit connaître la fonction $M(y)$. On va faire le calcul en supposant que c'est une fonction linéaire de l'altitude à l'intérieur du conduit (figure ci-dessus).

$$M(y) - M_2 = \frac{\Delta M}{h_1 - h_0} (y - h_0) \quad \text{Pour } h_0 < y < h_1 \quad (\text{IV.5.2.9})$$

$$M(y) - M_2 = \frac{\Delta M}{h_1 - h_2} (y - h_2) \quad \text{pour } h_1 < y < h_2 \quad (\text{IV.5.2.10})$$

En désignant par ΔM la décroissance totale de M à l'intérieur du conduit. L'intégration donne la relation suivante, dans laquelle H représente la hauteur totale du conduit entre les altitudes h_0 et h_2 :

$$\frac{H}{\lambda} = \frac{3(k + \frac{1}{2})}{4\sqrt{2}} 10^3 \frac{1}{\sqrt{\Delta M}} \quad (\text{IV.5.2.11})$$

Pour $k=0$ (premier mode) on a :

$$\frac{H}{\lambda} = 265 \frac{1}{\sqrt{\Delta M}} \quad (\text{IV.5.2.12})$$

Pour $k=1, 2, 3$, on trouve respectivement :

795-1325-1855.

Cas d'une couche de guidage au sol :

Si la couche de guidage est au sol, la tranche d'atmosphère au-dessous de h_2 n'existe pas.

D'autre part la réflexion se fait sur le sol avec un changement de phase de π .

L'équation (IV.5.2.4) est alors remplacée par :

$$\frac{4\pi}{\lambda} \int_0^H m \sin \varphi dy - \frac{\pi}{2} - \pi = 2k\pi \quad (\text{IV.5.2.13})$$

Et l'équation (IV.5.2.11) par :

$$\frac{H}{\lambda} = \frac{3(k + \frac{3}{4})}{4\sqrt{2}} 10^3 \frac{1}{\sqrt{\Delta M}} \quad (\text{IV.5.2.14})$$

Pour $k=0$ (premier mode) on a :

$$\frac{H}{\lambda} = 398 \frac{1}{\sqrt{\Delta M}} \Rightarrow \frac{H}{\lambda} = \frac{398 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{\Delta M \cdot 10^{-6}}} \Rightarrow \frac{\lambda}{H} = \frac{1}{0,398} \sqrt{\Delta M \cdot 10^{-6}} \quad (\text{IV.5.2.15})$$

Donc: $\frac{\lambda}{H} = 2,5125 \sqrt{\Delta M \cdot 10^{-6}}$, ce qui donne :

$$\lambda = 2,5125 H \sqrt{\Delta M \cdot 10^{-6}}. \quad (\text{IV.5.2.16})$$

Donc pour $k=0$ (premier mode), on retrouve bien l'expression de la longueur d'onde de coupure donnée précédemment dans l'équation (IV.3.17).

Pour $k=1, 2, 3$, on trouve respectivement : 928-1458-1988.

Au lieu de prendre comme paramètre la valeur de ΔM dans la couche de guidage au sol on peut utiliser le gradient ou même la valeur (négative) du coefficient multiplicatif du rayon terrestre, compte tenu de la relation :

$$-\frac{dM}{dh} = \frac{\Delta M}{H} \quad (\text{IV.5.2.17})$$

On aboutit à l'expression suivante, dans la quelle $\frac{dM}{dh}$ est exprimé en unité M par mètre :

$$\frac{H^{3/2}}{\lambda} = \frac{A_n}{\sqrt{-\frac{dM}{dh}}} \quad (\text{IV.5.2.18})$$

Comme d'autre part on a :

$$\frac{dM}{dh} = \frac{dN}{dh} + \frac{1}{a} = \frac{1}{ka}$$

On peut exprimer aussi la hauteur minimale en fonction du coefficient k :

$$\frac{H^{3/2}}{\lambda} = A_n \sqrt{|k|a} = C_n \sqrt{|k|} \quad (\text{IV.5.2.19})$$

Avec: $C_1 = 1004, C_2 = 2342, C_3 = 3685$. Si on prend :

$A_1 = 400, A_2 = 930$ et $A_3 = 1460$, H et λ étant exprimés en mètres.

Exemple d'application : supposons qu'au voisinage du sol existe une tranche d'atmosphère de 100m d'épaisseur, avec un gradient d'indice de -300N/km, surmontée d'une atmosphère normale. Dans cette tranche la décroissance de M est égale à :

$$\Delta M = 30 - \frac{100}{6,37} = 14,30 \text{ unités } M$$

Ce qui donne pour le premier mode d'après la relation (IV.5.2.11) :

$$\frac{H}{\lambda} = \frac{400}{14,30} = 105,8$$

La longueur d'onde la plus longue qui peut être guidée est donc :

$$\lambda = \frac{100}{105,8} = 0,945 \text{ m soit } F=317 \text{ MHZ.}$$

On voit d'après cet exemple qu'un conduit troposphérique dont l'épaisseur est de l'ordre de quelques centaines de mètres, peut guider les ondes métriques et plus courtes. Lorsque le nombre de modes possibles est très grand, il est préférable de recourir aux méthodes de l'optique géométrique en calculant les trajectoires.

On remarque que la fréquence de coupure ainsi définie ne constitue pas une frontière aussi nette que comme dans le cas des guides d'ondes métallique. Il serait plus exact de dire que lorsque la fréquence décroît au-dessous de la fréquence de coupure, le conduit laisse fuir de plus en plus l'énergie. En outre les irrégularités de l'indice de réfraction au voisinage du sommet du conduit enlèvent encore un peu de netteté à cette fréquence de coupure.

IV-6) QUELQUES CORRESPONDANCES ENTRE LES HAUTEURS DES CONDUITS ET LES LONGUEURS D'ONDE MAXIMALE DANS LES ZONES TEMPEREES

La hauteur d'un conduit est d'habitude sous nos latitudes de l'ordre d'une trentaine de mètres, alors que ΔM , est de l'ordre d'une centaine d'unités au plus, pour les conduits les plus élevés, et de quelques dizaines, pour les conduits moyens.

Le tableau ci-dessous donne, d'après Kerr, la correspondance moyenne entre la hauteur de conduit et la longueur d'onde limite.

h (m)	λ_{\max} (m)
7	0,01
23	0,1
130	1
700	10

On constate dans ce tableau que les ondes décimétrique et centimétriques sont très sensibles au phénomène de guidage ; par contre les ondes métriques sont rarement guidées et les ondes plus longues pratiquement jamais.

IV-7) AFFAIBLISSEMENT DE PROROPAGATION DANS UN CONDUIT

Ni la théorie géométrique ni la théorie des modes ne permettent d'obtenir une valeur fiable de l'affaiblissement dans un conduit, même si la structure du conduit était stable et bien connue. Or elle ne l'est pas. En outre le champ n'est pas homogène à l'intérieur du conduit. En se plaçant d'un point de vu purement énergétique et en supposant la distance de guidage très longue, on peut cependant faire le raisonnement suivant.

L'énergie issue de l'émetteur reste confinée entre deux plans horizontaux parallèle. La puissance surfacique à travers une surface cylindrique d'axe vertical et de rayon d diminue en s'éloignant de l'émetteur, d'une part en $\frac{1}{d}$ puisque l'air totale du cylindre sur lequel se répartit la puissance augmente comme la distance, et d'autre part de façon exponentielle à cause des pertes dues aux irrégularités des surfaces inférieure et supérieure du conduit. La puissance reçue est donc proportionnelle à :

$$\frac{1}{d} e^{-\alpha d}$$

Si l'on compare cette puissance à celle qui serait reçue en espace libre et qui décroît en $\frac{1}{d^2}$ on voit que l'affaiblissement par rapport à l'espace libre varie, au-delà d'une certaine distance comme la fonction :

$$d \cdot e^{-\alpha d}$$

Il n'est donc pas impossible de trouver des niveaux reçus nettement supérieurs à ceux d'espace libre si α est suffisamment petit, en particulier au-dessus de la mer. Sur terre le sol n'est généralement pas assez réfléchissant pour qu'il y ait une véritable propagation guidée avec réflexion sur le sol. Dans ce cas la trajectoire se réduit à une seule arche. Evidemment il peut exister aussi des conduits surélevés pour lesquels il n'y a pas besoin de réflexion sur le sol, mais de tels conduits ne jouent un rôle notable que si les extrémités de la liaison sont dans leur voisinage.

IV-8) CONDITIONS METEOROLOGIQUES FAVORABLES A LA FORMATION DES CONDUITS

Pour qu'il y ait conduit, il faut que se produise une inversion de la pente de M en fonction de l'altitude. Il faut donc une diminution très rapide de n avec l'altitude, avec un gradient supérieur, en valeur absolue à $\frac{1}{a}$.

La formule : $N = (n-1)10^6 = \frac{77,6}{T} (P + 4810 \frac{e}{T})$ montre que ceci correspond à une diminution rapide de la pression ou de l'humidité avec l'altitude ou à une augmentation de température (inversion de température) avec l'altitude. L'expression montre que seul les deux derniers facteurs ont une action suffisante.

a) inversion de température (conduit « sec »), elle peut être produite :

- soit par advection c'est-à-dire l'arrivée d'une masse d'air chaud au dessus du sol ou de la mer (vent saharien arrivant sur la méditerranée, par exemple) ;
- soit par le refroidissement nocturne de la terre, qui affecte plus le sol que la mer et les climats désertiques et continentaux que les autres.

b) chute rapide de l'humidité (conduit « humide »). Son effet est d'autant plus grande que la température est élevée, d'où la plus grande probabilité de tels conduits en climats chauds. Cette chute d'humidité est fréquente au dessus de la mer ; elle existe plus rarement, au dessus d'une terre humide ou d'un désert, lorsque l'air au voisinage du sol est assez sec pour qu'une forte évaporation se produise. Cet effet, combiné avec une inversion de température, peut provoquer une super réfraction intense vers la fin de la nuit, dans les climats tropicaux.

Nous voyons donc que les mers chaudes (tropicales) sont particulièrement favorables à tels effets. L'expérience a montrée en effet que les conduits de quelques centaines de mètres existent assez fréquemment au dessus de l'océan indien par exemple, guidant les ondes métriques et décimétriques avec des affaiblissements insignifiants, de sorte que la portée des radars et des faisceaux hertziens atteint des valeurs considérables.

Les conduits de quelques dizaines de mètres sont beaucoup plus fréquents. En méditerranée, pendant l'été, les propagations anormales s'observent pendant plus de 70% du temps.

Notons que les régions où se produisent de fréquentes chutes de pluies (climats équatoriaux) sont défavorables, car il s'y produit un brassage de l'air qui détruit les inversions et ramène la troposphère à son état standard. En revanche celles où le temps est beau, l'atmosphère tranquille, la pression élevée, favorisent la super réfraction surtout, en été.

c) Enfin, les conduits en altitude sont dus, eux, aux phénomène de « subsidence » : une masse d'air qui s'affaisse dans une zone de pression élevée, et qui subit une compression adiabatique augmentant sa température et réduisant son degré hygrométrique. De tels conduits peuvent se produire, par exemple, au dessus des nuages à une altitude supérieure à 1000mètres, dans une zone où les avions se trouvent souvent, ce qui favorise les

communications entre eux, leurs détection par des radars aéroportés, mais non leur communication avec le sol ou leur détection à partir de la terre.

Et en conclusion on voit que tous les phénomènes produisant des forts gradients négatifs d'indice ont une importante propriété commune. Ils correspondent à une disposition stable des masses d'air concernées, puisque les couches d'air les plus denses sont situées à la partie inférieure. Ils peuvent donc durer des heures ou même des jours et s'étendre sur des zones très vastes, plusieurs milliers de kilomètres.

Même dans des conditions atmosphériques normales, il peut exister au sol un conduit d'une hauteur de 3 mètres assurant au moins un guidage partiel en ondes centimétriques. Malheureusement cet effet est très perturbé à ces fréquences par l'influence importante des moindres irrégularités du sol (même les vagues sur la mer ont une action notable) qui créent une dispersion de la direction des ondes réduisant d'autant l'effet des conduits.

En tout état de cause pour bénéficier de ce phénomène il faudra maintenir l'antenne à proximité immédiate du sol, à l'intérieur du conduit.

IV-9) PREVISION DES SUPER REFRACTIONS

La détermination et la prévision de la formation des conduits troposphériques sont d'un intérêt évident. On doit savoir et prévoir, dans ce but, la loi de variation de l'indice de réfraction avec l'altitude. Or, les sondages troposphériques nécessaires qui donneraient la température, la pression et le degré hygrométrique en fonction de l'altitude, sont assez difficiles à effectuer, puisqu'ils doivent être inhabituellement « fins ». Pour une longueur d'onde $\lambda_0 = 10$ cm par exemple, on devrait avoir un top de sondage tous les 20m environ, tandis que pour $\lambda_0 = 3$ cm un top tous les 10m serait encore insuffisant. De plus, ce sondage « fin » doit être effectué jusqu'à une altitude suffisamment élevée et doit s'étendre à des surfaces assez larges, car la stratification peut varier d'un lieu à l'autre.

Avec les données expérimentales que l'on dispose actuellement, on est seulement en mesure de pressentir la possibilité de formation d'un conduit, mais on ne peut pas encore en donner des prévisions scientifiques rigoureuses. Car en pratique, notre connaissance statistique des couches de guidage est très limitée. Cela résulte pour partie des limitations des données de radiosondage ; limitation concernant tout d'abord la précision de ces mesures, qui ne donnent qu'un gradient moyen mesuré sur une certaine épaisseur d'atmosphère, et peuvent de ce fait manquer complètement des couches très intenses mais peu épaisse ; limitation également quant à la représentativité des données : celle-ci sont généralement recueillies deux

fois par jour à heures fixes, ce qui peut ne pas donner correctement les variations diurnes, et les stations de mesure sont trop éloignées les unes des autres pour permettre l'étude de l'extension horizontale de ces structures.

La propagation troposphérique anormale ne pouvant être systématiquement exploitée, les effets défavorables de la super réfraction la rendent souvent plutôt néfaste que désirable. Ces effets sont les brouillages et indiscretions entre transmissions, la nécessité d'augmenter la distance entre stations travaillant sur la même fréquence, quelques échos de radar pouvant donner lieu à des interprétations erronées, l'évanouissement (fading) de types différents :

- Certains, brusques de courte durée et de grande amplitude (jusqu'à 40dB) : s'expliquant par un effet d'interférence ou une obstruction momentanée du conduit qui provoque un retour à la propagation normale ;
- D'autres, de longue durée, dus à des absorptions en ondes centimétriques du fait de la présence de pluies ou de brouillards sur une partie du trajet.

Les évanouissements sont d'une manière générale d'autant plus fréquents que la super réfraction est plus sensible, donc que la fréquence est plus élevée. En particulier, ils peuvent être sélectifs, c'est-à-dire affecter diversement des fréquences différentes d'une même bande. La distorsion ainsi produite peut être gênante pour les signaux à large spectre : télévision, modulation de fréquence, transmission des données à grande vitesse, modulation digitale.

Lorsque ces effets défavorables ne présentent pas une importance particulière, on profite bien entendu de l'augmentation de la portée.

IV-10) COMPARAISON ENTRE LES SITUATIONS D'INFRA REFRACTION ET DE SUPRA REFRACTION

Si l'on compare des sondages verticaux effectués à la même heure en deux points distants de quelques dizaines à quelques centaines de kilomètres, on constate que les situations de supra réfraction s'étendent sur des zones très grandes car elles correspondent à des structures atmosphériques stables (les couches d'air les plus denses sont au-dessous). Au contraire, les situations d'infra réfraction sont peu étendues car elles correspondent à des structures atmosphériques instables. Par suite, pour un trajet donné, les valeurs faibles de k n'apparaissent pas simultanément en tous les points du trajet. Il en résulte un effet d'amortissement des variations de k dans le domaine de ses faibles valeurs, et cet effet est d'autant plus sensible que le trajet est plus long.

IV-11) DEFAUTS DUS A LA PROPAGATION SUR LES LIAISONS EN VISIBILITE**IV-11-1) EVANOUISSEMENTS DUS AUX VARIATIONS A GRANDE ECHELLE DE LA REFRACTION TROPOSPHERIQUE**

On a vu que la courbure des trajectoires était directement liée au gradient vertical de l'indice de réfraction. On considérera ici seulement le gradient moyen, mesuré par exemple sur une hauteur de quelques centaines de mètres, sans tenir compte des hétérogénéités locales à petite échelle. Ce gradient moyen peut être caractérisé aussi par la valeur du coefficient multiplicatif du rayon terrestre.

On a vu d'autre part que le gradient moyen dans les basses couches de l'atmosphère subissait dans le temps des variations extrêmement grandes, ce qui peut provoquer, à certains moments, des anomalies dont les principales sont les suivantes :

- a) Une forte infra réfraction peut réduire le dégagement des antennes au point que la liaison soit partiellement masquée.
- b) Une forte variation de la réfraction peut faire que le trajet direct n'arrive plus dans les axes des antennes, ce qui équivalent à un dépointage des antennes.
- c) Une forte super réfraction peut faire apparaître de la propagation guidée par des conduits troposphériques.

On va analyser ces trois phénomènes et étudier les façons de se protéger de leurs effets.

IV-11-2) DEGAGEMENT DU TRAJET SUR LES LIAISONS TERRESTRES

Pour qu'une liaison puisse être considérée comme en visibilité, le trajet direct entre l'antenne d'émission et celle de réception ne doit jamais s'approcher trop près des obstacles éventuels et en particulier de la surface du sol. Or on a vu que par suite des variations de réfraction de l'atmosphère, le trajet direct pouvait avoir une courbure variable. Dans certaines conditions d'infra réfraction, ce trajet peut donc s'approcher du sol ou même être intercepté par le sol. L'affaiblissement augmente alors fortement puisque la propagation se fait par diffraction. Il est donc nécessaire de trouver des règles de construction, permettant en particulier de choisir les hauteurs des antennes, de telle façon que la probabilité d'obstruction du faisceau par le relief soit négligeable.

Par ailleurs on a vu que, dans les situations qui conduisent à des fortes infra réfraction, la structure de l'atmosphère est instable, car les couches les plus denses sont au-dessus. Il s'en suit que pour un trajet donné, les valeurs positives, ou faiblement négatives du gradient ne sont pas atteintes simultanément en tous les points du trajet. Par suite la valeur moyenne de k

pour un trajet n'atteint pas des valeurs minimales aussi basses que celles qu'on pourrait déduire des mesures en un point quelconque du trajet. Cet effet est extrêmement bénéfique en ce qui concerne le dégagement du faisceau des antennes.

L'étude d'un certain nombre de liaisons en visibilité en climat tempéré^[3] a conduit à l'établissement de la figure (III.8), qui donne la valeur minimale observée de k pour un trajet de longueur donnée. Compte tenu du nombre relativement peu élevé de ces liaisons disponibles pour établir cette courbe, on ne peut pas affecter un pourcentage de temps précis à ces valeurs de k . On peut seulement considérer que la probabilité d'avoir des valeurs de k inférieurs à celles indiquées sur cette figure peut être négligée pour l'établissement de projets de liaisons.



**Figure (3.8) bis : Valeur minimale de k pour un trajet
Climat tempéré continental**

Pour obtenir des règles pratiques de dégagement on doit tenir compte en outre des dimensions de l'ellipsoïde de Fresnel. Cependant on doit éviter de prévoir des dégagements trop importants afin de ne pas provoquer des difficultés de propagation en cas de supra-réfraction. L'expérience montre que les deux règles suivantes, qui doivent être respectées simultanément, forment en générale un bon compromis.

Règle 1 : la hauteur des antennes doit être au moins égale à la hauteur nécessaire pour que la droite joignant les deux antennes soit tangente au profil de la terre tracé avec la valeur minimale de k indiquée sur la courbe de la figure (III.8).

Toutefois, dans les liaisons courtes, où la distance entre le rayon joignant les deux antennes et le sol varie peu en fonction des variations de rayon apparent, une partie du

premier ellipsoïde de Fresnel serait partiellement occultée en permanence si l'on se contentait d'avoir la visibilité radioélectrique pour le rayon minimal. Il pourrait en être de même dans les liaisons longues à cause d'obstacles proches. Pour que le niveau moyen reçu ne soit pas inférieur au niveau d'espace libre que durant un faible pourcentage de temps, on doit se conformer en outre à la règle suivante :

Règle 2 : la hauteur des antennes doit être au moins égale à la hauteur nécessaire pour que le premier ellipsoïde de Fresnel soit dégagé sur un profil tracé avec $k = 4/3$.

Il faut bien remarquer que ces règles donnent les hauteurs minimales, et qu'on peut être amené pour d'autre raison à choisir des hauteurs supérieures.

IV-11-3) DEPOINTAGE APPARENT DES ANTENNES

Sur les liaisons terre-satellite les antennes de station terriennes de grand diamètre comportent toujours un dispositif de pointage automatique qui tient compte des variations de réfraction atmosphérique et, pour les antennes de petit diamètre, les variations de réfraction ont un effet négligeable si, l'angle d'élévation est supérieur à une dizaine de degrés.

Sur les liaisons terrestres les antennes sont fixes et l'effet de la réfraction est important. Avec des antennes à très grand gain il est possible que, par suite de la réfraction, le trajet direct ne soit plus dans l'axe de l'antenne à certains moments. Essayons d'évaluer cet effet.

On peut montrer que, si l'on désigne par G_0 le gain dans l'axe d'une antenne fortement directive, le gain G dans une direction située à l'intérieur du lobe principale et faisant un angle φ avec l'axe est donné par l'expression suivante dans laquelle φ est exprimée en radians, G et G_0 en rapport de puissances :

$$10 \log G = 10 \log G_0 - 1,28 G_0 \varphi^2$$

Considérons une liaison de longueur d , avec des antennes placées à des hauteurs respectives h_1 et h_2 . L'angle de pointage de l'antenne 1 par rapport à l'horizontale est donné par :

$$\theta = \frac{h_2 - h_1}{d} - \frac{d}{2ka}$$

Pour la deuxième antenne il suffirait de permuter h_1 et h_2 .

Si le facteur k varié, l'angle θ varié aussi et ses variations ne dépendent pas des hauteurs des antennes. Lorsque la valeur de k passe de 1 (atmosphère homogène) à l'infini (apparition des conduits), la variation de θ est égale à :

$$\Delta\theta = \frac{d}{2a}$$

Par exemple pour une liaison de 50km on trouve environ 4 milli radian, dont 1 en passant de l'atmosphère homogène à l'atmosphère normale et 3 en passant de l'atmosphère normale à la formation des conduits.

Si l'on suppose que l'antenne est parfaitement orientée pour l'atmosphère normale, la diminution exprimée en décibels, du gain dans la direction de la liaison lorsque k devient infini est égale à :

$$1,2 \cdot 10^{-5} G_0$$

Ce qui donne pour l'ensemble des deux antennes :

2.4 dB pour les antennes de 50 dB de gain,

7.6 dB pour des antennes de 55 dB de gain,

On voit donc que cet effet devient significatif lorsque le gain des antennes atteint 50dB. Il faut d'ailleurs remarquer que ce calcul suppose l'antenne parfaitement orientée. Si ce n'est pas le cas l'effet pourrait être beaucoup plus grand. Par exemple si l'on suppose un léger dépointage tel qu'il existe une perte de 0.5dB en atmosphère normale pour une antenne et si l'on suppose un gain de 50dB, la perte pour cette antenne peut atteindre 3.3dB pour k infini (au lieu de 1.5dB sans dépointage).

IV-11-4) GUIDAGE PAR UN CONDUIT TROPOSPHERIQUE SUR LES LIAISONS

TERRESTRES

On a vu que l'existence d'un conduit troposphérique provoque une grande hétérogénéité du champ, certaines zones pouvant être atteintes par plusieurs trajectoires, et d'autres par aucune. Lorsqu'une situation génératrice de conduit apparaît, on constate donc en général des périodes de champ élevé et très fluctuant alternant avec les évanouissements profonds et prolongés.

Le nombre de modes possibles à l'intérieur d'un conduit étant généralement très grand en ondes décimétriques et plus courtes, on peut utiliser le tracé des trajectoires pour en déduire quelques indications intéressantes. En particulier pour un conduit au sol on peut mettre en évidence les résultats suivants :

- a) si le sol est réfléchissant, la probabilité qu'il existe au moins une trajectoire entre les antennes est maximale lorsque celles-ci sont placées à la même hauteur. Si en outre cette hauteur commune est inférieure au $3/4$ de l'épaisseur du conduit, il existe toujours au moins une trajectoire entre elles. Dans ce cas la distance maximale atteinte n'est limitée que par l'étendue du conduit.

- b) Dans tous les autres cas il existe une distance maximale au-delà de laquelle certaines zones ne peuvent pas être atteintes, en particulier lorsque les antennes sont situées au-dessus du conduit. Dans ce dernier cas la distance maximale atteinte est d'autant plus grande que la hauteur des antennes est plus grande.
- c) Si le sol n'est pas réfléchissant, la distance maximale atteinte est limitée au premier « bond » de la trajectoire, et cette distance est d'autant plus grande que la hauteur des antennes est plus petite. Par exemple dans un conduit de 200m de hauteur ayant un gradient de -500 N/km, la distance maximale atteinte sans réflexion sur le sol est d'environ 60km si les antennes sont 50m de hauteur et seulement 25km si elles sont à 175m.

L'ensemble de ces propriétés suggère les règles suivantes pour se protéger, au moins partiellement, de l'effet des conduits troposphériques pour les trajets ou ceux-ci risquent d'apparaître, c'est-à-dire principalement les trajets où le terrain est plat et humide :

1. prévoir si possible des bonds relativement courts. Evidemment ce n'est pas toujours possible, en particulier si la liaison relie deux îles. En outre on augmente ainsi le nombre de bonds ce qui risque de réduire la fiabilité de la liaison.
2. placer l'émetteur et le récepteur aussi exactement que possible à la même hauteur, à moins que la liaison ne soit très courte et que l'on puisse installer les antennes à des hauteurs suffisamment différentes pour que l'angle du trajet direct avec l'horizontale soit supérieur à environ 1° .
3. utiliser une liaison auxiliaire dont les deux antennes sont placées à une hauteur nettement plus basse que celle de la liaison normale, afin qu'elles se trouvent toujours dans la partie basse du conduit. Cette liaison présente évidemment un affaiblissement de diffraction sphérique très grand dans les conditions normales de propagation. Par contre en période de propagation guidée elle remplace la liaison normale défaillante.
4. si les conditions radio météorologiques locales sont telles que l'épaisseur du conduit est toujours faible, placer les antennes le plus haut possible.

On doit cependant remarquer que ces règles sont seulement destinées à éviter les « trous » de propagation donnant des évanouissements prolongés. Il peut subsister, même en période de propagation presque normale, des évanouissements rapides dus à des trajets multiples. On s'en protège par la diversité d'espace ou de fréquence.

IV-11-5) EVANOUISSEMENTS ET DISTORSIONS DUS AUX TRAJETS MULTIPLES

Ces phénomènes ne se manifestent pratiquement que sur les liaisons terrestres. Même si les conditions de guidage ne sont pas atteintes sur tout le parcours, la présence de super-réfraction provoque l'apparition de trajets multiples troposphériques. Si l'un des trajets est largement prépondérant on a seulement une scintillation du niveau reçu. Or ce dernier peut provoquer une variation rapide du champ, suivant une loi de Rayleigh (voir annexe), et peut aussi provoquer une distorsion sélective qui limite la bande passante, cette bande passante B peut être déterminée par l'expression suivante :

$$\Delta B = \frac{1}{\Delta t}$$

Avec Δt la différence de phase maximale entre les trajets.

Par contre si l'énergie se répartit entre un petit nombre de trajets d'importances comparables, on peut avoir des évanouissements profonds et rapides. C'est à ce phénomène que l'on réserve généralement le terme de propagation par trajets multiples

IV-12) LIAISONS AVEC LES SATELLITES .EFFET DE REFRACTION A GRANDE ECHELLE

Lorsque le rayon traverse une partie importante de l'atmosphère sous un angle d'élévation élevé (liaison avec un avion ou une fusée) ainsi que lorsqu'il traverse toute l'atmosphère (liaison avec un satellite) les approximations faites plus haut ne sont plus possibles. En particulier, la notion de rayon terrestre équivalent ne peut plus être utilisée, et on doit repartir des équations générales. Comme ces liaisons sont souvent faites avec des engins mobiles ou sont destinées à des mesures, certains effets de la réfraction doivent être connus avec précision pour pouvoir effectuer les corrections nécessaires (angle d'arrivée, temps de propagation, effet doppler, etc.)

IV-12-1) ECART EN DIRECTION

A cause de la courbure des trajectoires due à la réfraction, la direction radioélectrique d'un satellite n'est pas exactement la même que sa direction géométrique (fig.III.2). L'écart entre ces deux directions est mesuré par la différence $\varphi_0 - \varphi_1$. Si le satellite est très loin on voit sur la figure que l'écart est pratiquement égal à la différence : $\alpha - \alpha_0$. En prenant l'équation (III.2.12) et en intégrant sur toute l'étendue de l'atmosphère on a :

$$\alpha - \alpha_0 = \int_1^{n_0} \operatorname{tg} V \frac{dn}{n} \quad (\text{IV.12.1.1})$$

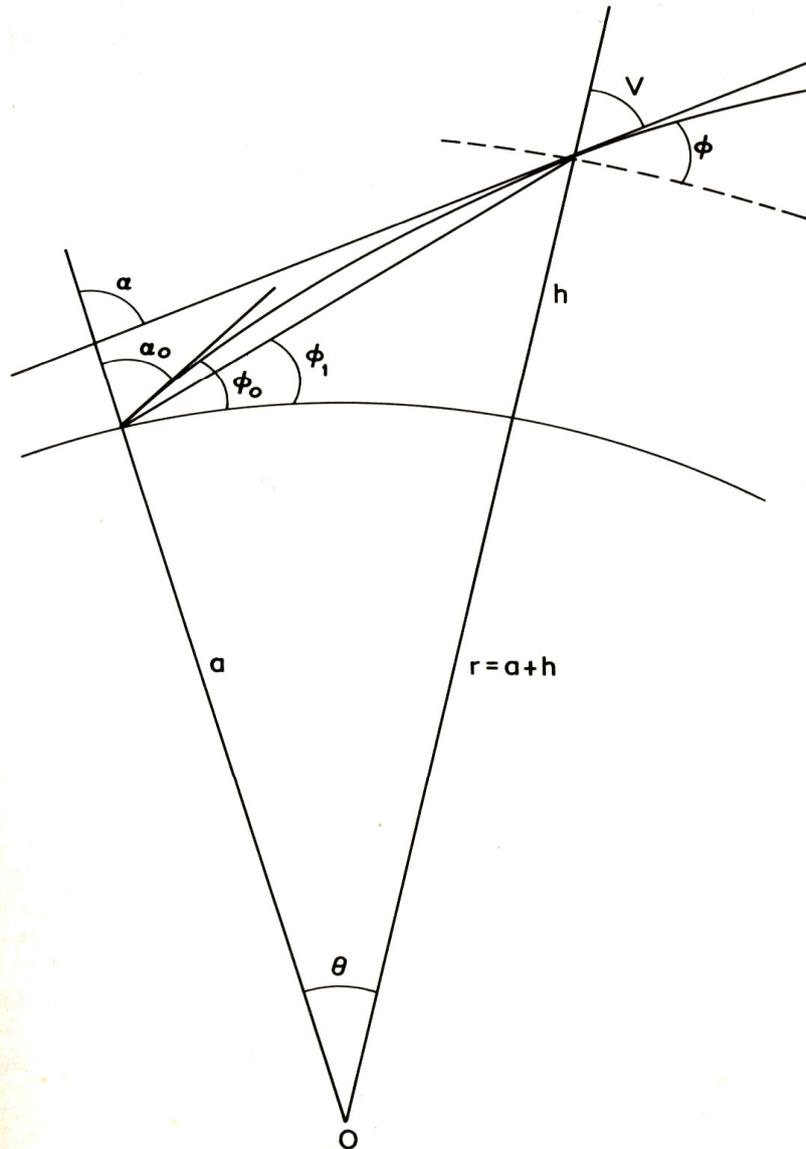


Figure (III.2) bis : Trajectoire entre le sol et un point dans l'espace

En calculant $\operatorname{tg} V$ à partir de l'équation (III.2.8) on aboutit à ::

$$\alpha - \alpha_0 = \int_1^{n_0} \frac{\cos \varphi_0 (a/r) d(n_0/n)}{\sqrt{1 - (a/r)^2 (n_0/n)^2 \cos^2 \varphi_0}} \quad (\text{IV.12.1.2})$$

Pour un profil d'indice réel et même pour la plupart des modèles de profil d'indice, le calcul ne peut se faire que numériquement. Cependant, on peut facilement trouver un majorant pour $\alpha - \alpha_0$. Reprenant en effet l'équation (IV.12.1.1) et intégrons par parties ;

$$\alpha - \alpha_0 = \int_1^{n_0} \operatorname{tg} V \frac{dn}{n} = [\ln n \operatorname{tg} V]_{n=1}^{n=n_0} - \int_{V_\infty}^{V_{sol}} \frac{\ln n}{\cos^2 V} dV \quad (\text{IV.12.1.3})$$

La partie intégrée est égale à :

$$\ln n_0 \operatorname{tg} \alpha_0$$

Comme n_0 est voisin de l'unité il est intéressant d'écrire :

$$n_0 = 1 + (n_0 - 1) \quad (\text{IV.12.1.4})$$

D'où en considérant le développement en série de logarithme :

$$\ln n_0 = (n_0 - 1) - A \quad (\text{IV.12.1.5})$$

A est une quantité positive et petite par rapport à $n_0 - 1$, et l'intégrale restante est positive. On a donc la valeur approchée par excès :

$$\alpha - \alpha_0 \approx \frac{n_0 - 1}{\operatorname{tg} \varphi_0} \quad (\text{IV.12.1.6})$$

Cette formule est très utilisée car elle ne nécessite pas la connaissance du profil d'indice de réfraction de l'atmosphère mais seulement celle de la valeur de l'indice au sol. En outre pour des angles d'élévation supérieurs à 20° elle fournit une approximation suffisante.

Pour des angles d'élévation inférieurs, et surtout si l'on doit effectuer des opérations de radiolocalisation précise, il est nécessaire de connaître le profil d'indice de l'atmosphère, avec une précision d'autant plus grande que l'angle d'élévation est plus petit. Un profil moyen mensuel peut être suffisant pour des angles d'élévation compris entre 5° et 20° si l'on admet des erreurs de l'ordre de grandeur du milli radian, mais au dessous de 5° et surtout au-dessous de 2° aucune correction moyenne n'est utilisable, et c'est une des raisons pour lesquelles on évite généralement des angles aussi faibles.

IV-12-2) RETARD, TEMPS DE PROPAGATION ET ERREUR SUR LA DISTANCE

Les liaisons avec les satellites ou les véhicules spatiaux étant généralement très longues, le temps de propagation atteint des valeurs élevées qui sont parfois gênantes pour les liaisons bilatérales. Par exemple, le temps de propagation aller et retour avec un satellite géostationnaire est d'environ 0.25s et cela nécessite des dispositifs spéciaux pour les communications téléphoniques au moyen d'un tel satellite.

Pour des satellites ou des sondes proches de la terre, le problème n'est pas tant la valeur du retard que la précision avec laquelle ce retard est connu, surtout si l'on doit envisager des opérations de télémétrie ou de géodésie. Or le temps de propagation des ondes entre le satellite et la terre est allongée par rapport au temps que l'on calculerait en espace libre dans le vide, pour deux raisons.

- a) La trajectoire n'est pas rectiligne : l'allongement du trajet ainsi produit est faible et peut être négligé sauf éventuellement pour les angles d'élévation inférieurs à quelques degrés.
- b) La vitesse de propagation est légèrement inférieure à la vitesse dans le vide, ceci produit un allongement apparent du trajet qui est donné par la relation :

$$\Delta L = \int_0^R (n-1) ds \quad (\text{IV.12.2.1})$$

s étant l'abscisse curviligne sur la trajectoire et R la distance du satellite, qui peut être considérée comme infinie dans le calcul, car l'effet de l'atmosphère est limité aux premiers kilomètres.

Comme la trajectoire réelle ne s'écarte pas beaucoup de la droite d'angle d'élévation φ_0 , dès que φ_0 est supérieur à quelques degrés, on peut écrire :

$$\Delta L = \int_0^{\infty} \frac{(n-1)}{\sin \varphi_0} dh \quad (\text{IV.12.2.2})$$

h étant la hauteur comptée verticalement. On a une valeur approchée de ΔL en supposant l'atmosphère exponentielle :

$$n-1 = (n_0-1)e^{-bh} \quad (\text{IV.12.2.3})$$

b étant une échelle de hauteur liée à n_0 et à son gradient vertical au voisinage du sol par la relation :

$$b = \frac{(dn/dh)_0}{n_0-1} \quad (\text{IV.12.2.4})$$

Dans ces conditions la relation (IV.12.2.2) donne le résultat suivant

$$\Delta L = \frac{(n_0-1)^2}{(dn/dh)_0 \sin \varphi_0} \quad (\text{IV.12.2.5})$$

Cette relation constitue une bonne approximation dans la mesure où la variation de n au voisinage du sol n'est pas trop irrégulière, et pour des angles φ_0 supérieurs à 5° environ.

Par exemple si l'atmosphère présente les caractéristiques suivantes :

$$N_0 = 300 \text{ c'est-à-dire } n_0 = 1,0003$$

$$(dN/dh)_0 = 40 \text{ c'est-à-dire } (dn/dh)_0 = 40 \cdot 10^{-6}$$

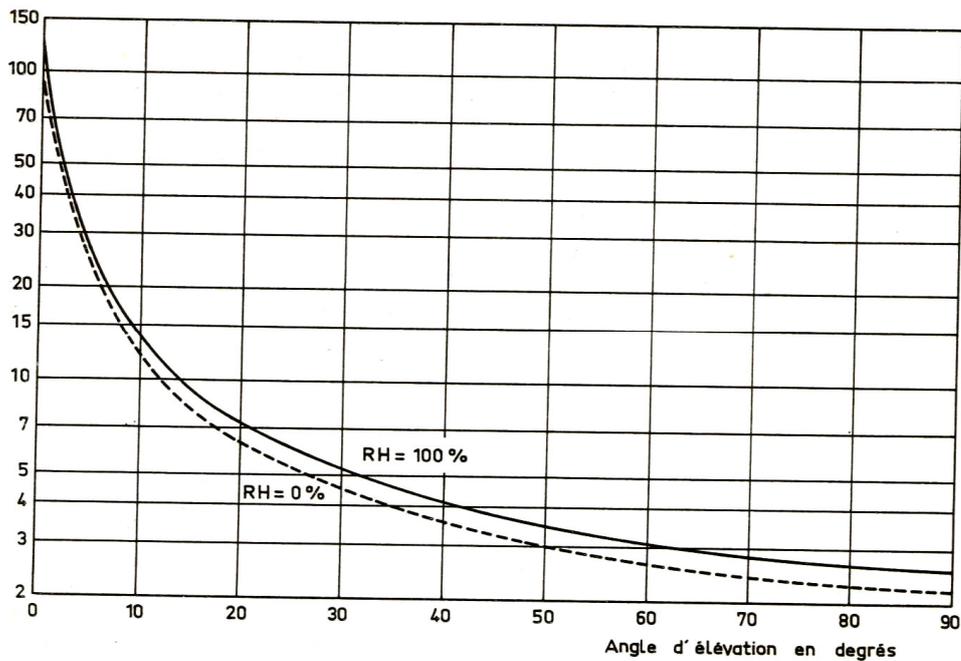


Figure (IV.15) : Allongement apparent du trajet du à la réfraction

On trouve que ΔL est égale à 2.25m dans la direction du zénith. La figure (IV.15) donne l'allongement moyen pour une atmosphère sèche et pour une atmosphère saturée d'humidité.

CONCLUSION GENERALE

Durant toute cette étude, nous avons essayé d'isoler un effet de la troposphère sur la propagation parmi plusieurs effets qui ne sont pas du tout négligeables, comme la réflexion et la diffusion troposphérique. Nous avons alors choisi d'étudier une troposphère claire stratifiée sans discontinuités ni irrégularités dans laquelle seule la réfraction troposphérique est mise en jeu, qu'elle soit normale ou anormale. En étudiant cette troposphère on a constaté que cette étude n'est pas déterministe mais aléatoire à cause de la variation aléatoire dans l'espace et dans le temps de la troposphère (changements climatiques), et elle n'est pas exacte à cause du manque de données troposphériques enregistrées à partir de quelques stations de sondages, et des différentes approximations notamment l'approximation de l'optique géométrique (notion de rayon électromagnétique). Cependant on est arrivé à mettre en évidence les grands traits des phénomènes essentiels et les différentes propagations possibles (comme l'infra réfraction, super réfraction par exemple) à l'intérieur des couches de la troposphère en traçant les trajectoires des rayons par des méthodes différentes. On a remarqué ainsi qu'aux situations météorologiques bien déterminées, correspondent des types de propagation spécifiques, on a donc associé à certains phénomènes de propagations les conditions météorologiques qui les favorisent, on peut en conséquence faire une prévision troposphérique des propagations qui prédominent en fonction des changements climatiques dans une région donnée, et c'est le but essentiel de notre étude, car la prévision troposphérique aide beaucoup dans le domaine des télécommunications, à anticiper telle ou telle type de propagation à partir des informations météorologiques, et donc à exploiter ou à éviter certains phénomènes de propagation. Et par conséquence elle nous aide à éviter ou à diminuer certains effets d'évanouissements et de scintillations en agissant sur la longueur d'onde, la hauteur des antennes ou l'angle de tir par exemple. Et Enfin on peut dire que ce travail nous a permis de comprendre certains phénomènes nouveaux, ainsi que leurs effets sur les liaisons terrestres de télécommunication.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] - G. boudouris « Propagation Troposphérique »

[2] – Lucien Boithias « Propagations des ondes radioélectriques dans l'environnement terrestre »

[3] – Jean Claude Pelissolo « Propagation des ondes radioélectriques, fascicule 2, rôle et influence de la troposphère »

[4] – Jacques Lavergnat / Michel Sylvain « Propagation des ondes radioélectriques, introduction »

[5] – Edward C. Jordan / Keith G. Balmain « Electromagnetic waves and radiating systems, second edition »

1) ASPECT ALEATOIRE DU MILIEU DE PROPAGATION :

Le plus souvent, on n'a pas une connaissance suffisante du milieu de propagation pour le décrire dans tous ses détails. D'autant que la plupart des milieux d'intérêt varient dans l'espace et dans le temps d'une façon imprévisible, on est ainsi conduit dans de nombreuses applications à appréhender le canal de propagation comme un milieu aléatoire. Cela a pour conséquence d'introduire dans le champ électromagnétique une composante moyenne (le champ cohérent) à la quelle se superposent des fluctuations aléatoires décrites par leurs propriétés statistiques. Les effets cohérents, les plus importants, peuvent affecter l'amplitude, la phase ou la polarisation de l'onde. Les fluctuations aléatoires constituent ce qu'on appelle des scintillations d'amplitude ou de phase.

2) QUELQUES LOIS STATISTIQUES EN PROPAGATION :

La propagation des ondes dans l'environnement terrestre se faisant essentiellement dans des milieux à caractéristiques aléatoires, ne peut être étudiée que par des méthodes statistiques. Or une telle étude n'a un intérêt suffisamment général que si l'on peut déterminer un modèle statistique que représente le phénomène étudié avec une précision convenable. On va donc parler sur les propriétés des principales lois de probabilités qui interviennent le plus souvent dans l'étude statistique des phénomènes de propagation.

Soit une grandeur x , constituant une variable aléatoire.

- On appelle fonction de répartition $F(x)$ le pourcentage du temps pendant lequel la valeur x est dépassé.
- On appelle valeur moyenne ou moyenne, la moyenne arithmétique des valeurs observées à des intervalles d'amplitude donnée.
- On appelle valeur médiane ou médiane la valeur dépassé pendant 50% du temps.

2-1) LOI DE RAYLEIGH :

C'est la fonction de répartition du module du vecteur, résultante d'un grand nombre de vecteurs dont les phases sont arbitraires et les amplitudes comparables.

Elle s'exprime par : $F(x) = e^{-\frac{x^2}{\overline{x^2}}}$

$\overline{x^2}$: Valeur moyenne de x^2 , c'est-à-dire le double du carré de la valeur efficace.

Ceci suppose que la valeur efficace est constante, mais la loi est à peu près vérifiée si elle varie lentement avec le temps. On peut introduire la variable réduite :

$$t = \frac{x^2}{\bar{x}^2} \quad F(t) = e^{-t}$$

Des études récentes ont montré que lorsque le nombre de vecteurs est petit (4 ou 5), la distribution est très voisine d'une loi de Rayleigh.

2-2) LOI DE LAPLACE-GAUSS (LOI NORMALE) :

Il s'agit de la distribution de la somme d'un grand nombre de variables aléatoires centrées sur la même valeur \bar{x} :

$$F(x) = \pi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad \text{avec : } t = \frac{x - \bar{x}}{\sigma}$$

σ : est l'écart quadratique moyen, défini par : $\sigma^2 = (x - \bar{x})^2$

En général, en propagation, les intensités de champ exprimées en décibels suivent la loi de Laplace-Gauss. On dit alors qu'il s'agit d'une loi log-normale.

2-3) COMBINAISON DE DEUX LOIS :

Supposons connue la loi de répartition des valeurs médianes horaires de l'affaiblissement, autour de la médiane mensuelle (loi log-normale par exemple).

Soit P_g la densité de probabilité correspondante, définie comme la probabilité pour que :

$x < \text{Médiane horaire} < x + dx$ (dB)

Supposons par ailleurs connue la loi de répartition de l'affaiblissement instantané autour de la médiane horaire (loi de Rayleigh par exemple).

Soit $F_R(x)$ la fonction de répartition correspondante. La probabilité pour que le signal soit supérieur à x (dB) est alors, par application de la loi des probabilités composées.

$$F(x) = \int F_R(x_1) p_g(x_2) dx_2 \quad \text{avec : } x_1 + x_2 = x$$

Une forme plus pratique, si $F(x) = 1$, est la suivante :

$$F(x) = 1 - \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - F_R(x_1)] p_g(x_2) dx_2$$

3) LA DISPERSION EXPERIMENTALE DES PERFORMANCES

Les performances généralement bonnes, se jaugent au pourcentage du temps pendant lequel la qualité ou la disponibilité de la liaison n'est pas satisfaisante. En principe cette fraction du temps est extrêmement faible (10^{-5} typiquement) : il est en effet peu fréquent de voir une communication détériorée. Si l'estimation théorique ne pose guerre de problème, il faut bien à un moment ou à un autre la confronter à la réalité, donc mesurer expérimentalement un phénomène rare, ce qui est délicat. A titre d'illustration, rappelons qu'un jour dure 86400 secondes et qu'une fraction de 10^{-5} de ce jour représente moins d'une seconde. Pour faire la mesure on est donc conduit à observer la liaison sur une durée suffisante. Le problème qui se pose est de savoir quelle doit être cette durée pour que la mesure soit significative, c'est à dire pour que la dispersion expérimentale soit nettement plus faible que la valeur mesurée. Il faut également que le dispositif de mesure fonctionne correctement et sans interruption sur la durée ainsi déterminée.

Répondre à cette question nécessite qu'on définisse un estimateur de la quantité à mesurer, puis qu'on étudie ses propriétés au moins jusqu'au deuxième ordre. Il s'agit d'un problème de statistique d'autant plus délicat qu'on ne sait généralement pas grand-chose de la répartition temporelle de phénomène étudié. Plusieurs approches ou plus exactement plusieurs simplifications sont possibles ;

Comme précédemment, soit U la grandeur radio- météorologique que l'on observe. Admettons que $U(t)$ soit une fonction aléatoire stationnaire dont la statistique du premier ordre est donnée par la distribution cumulative $P(u) = \text{Prob}(U > u)$. L'observation consiste à échantillonner à intervalle de temps régulier τ la valeur de U . si la durée totale d'observation est T , on dispose alors d'une série temporelle :

$$Y_K = U(k\tau) \quad \text{avec : } k=0,1,\dots,N=\frac{T}{\tau}$$

Pour chaque valeur du seuil u , fabriquons la série associée Z_K , définie par :

$$Z_K = \begin{cases} 1 \dots \text{si} \dots Y_K > u \\ 0 \dots \text{si} \dots Y_K \leq u \end{cases}$$

Comme estimateur de $P(u)$ et d'écart type $\sqrt{\frac{P(u)(1-P(u))}{N+1}}$.

p' : est donc un estimateur sans biais dont on montre qu'il est également efficace. Si l'on souhaite une précision de 10% sur $P(u)$ il faudra donc que $N+1 > 100/P(u)$, puisque $1-p(u) \approx 1$. Si $P(u) = 10^{-5}$ cela conduit à $N > 10^7$ et si $\tau = 1s$, la durée totale d'observation doit être d'au moins 3,2 ans. C'est assez souligner que la durée est une contrainte très lourde pour les expériences de propagation.