«Ondes et Propagation»
-Cours-

Par
Dr BENATIA DJAMEL
Professeur d'université
Mostefa Benboulaid- BATNA 2

Année Universitaire 2020/2021

Semestre: 5
Unité d'enseignement: UEF 3.1.2
Matière: Ondes et Propagation
VHS: 45h00 (Cours: 1h30, TD: 1h30)
Crédits: 4
Coefficient: 2

Objectifs de l'enseignement :

Toute chaîne de transmission à distance utilisant la voie hertzienne utilise des ondes électromagnétiques. Ces ondes ont tendance à être affectées par les milieux de propagation. Il est donc nécessaire, de savoir étudier ces ondes électromagnétiques, de pouvoir les modéliser, les caractériser et ceci en tenant compte des spécificités des milieux où elles se propagent.

Connaissances préalables recommandées :

Physique 2, Ondes et vibrations, Télécommunications fondamentales.

Contenu de la matière :

Chapitre 1. Équations de Maxwell (3 Semaines)

- Rappels sur les opérateurs scalaires et vectoriels.
- Les équations de Maxwell.
- Onde électromagnétique. Puissance électromagnétique (vecteur de Poynting).

Chapitre 2. Propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux diélectriques (3 Semaines)

- Équation d'onde dans un milieu diélectrique parfait. Cas du vide. Onde plane, progressive, monochromatique. Polarisation de l'onde.
- Réflexion/transmission entre deux milieux LHI (incidence normal et oblique).

Chapitre 3. Propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux conducteurs et les milieux dissipatifs (2 Semaines)

- Equations de Maxwell et Équation de propagation dans un conducteur. Effet de peau.
- Réflexion sur une surface conductrice parfaite et ondes stationnaires.
- Equations de Maxwell et équation de propagation dans un milieu dissipatif.
- Paramètres de propagation dans un milieu dissipatif. Caractéristiques électriques du sol.

Chapitre 4. Réflexion et réfraction d'ondes planes (4 Semaines)

- Comportement du champ électromagnétique au passage d'un milieu à un autre.
- Onde TEM incidente sur la surface de séparation de deux diélectriques. Onde polarisée dans le plan d'incidence. Onde polarisée normalement au plan d'incidence.
- Loi de Snell-Descartes.

Chapitre 5. Propagation des ondes Hertziennes (3 Semaines)

- Couches atmosphériques (Troposphère- Stratosphère- Ionosphère).
- Différents modes de la propagation atmosphérique. Réfraction atmosphérique.
- Réflexion sur le sol.
- Modes de propagation par bande de fréquence.

Mode d'évaluation :

Contrôle continu: 40% ; Examen: 60%.

Références bibliographiques :

1. F. Gardiol, "Electromagnétisme : Traité d'électricité", Edition Lausanne.
2. P. Rosnet, "Eléments de propagation électromagnétique: Physique fondamentale", 2002.
3. G. Dubost, "Propagation libre et guidée des ondes électromagnétiques", Masson, 1995.
4. M. Nekab, "Ondes et phénomènes de propagation", OPU, 2004.
5. M. Jouquet, "Ondes électromagnétique 1: propagation libre", Dunod, 1973.
6. Garing, "Ondes électromagnétiques dans les milieux diélectriques: Exercices et problèmes corrigés", 1998.
7. Garing, "Ondes électromagnétiques dans le vide et les milieux conducteurs: Exercices et problèmes corrigés", 1998.
8. De josef A. Edminister, "Electromagnétisme", Dunod, 2004.
9. T. Kahan, "Ondes hertziennes", Editeur. Paris : PUF, 1974.
10. H. Gié et J.P. Sarmant "Electromagnétisme", Vol 2, Edt. TEC & DOC (Lavoisier), 1982.
11. R. E. Collin, "Foundations for microwave engineering",
12. A. Jean Berteaud, "Les hyperfréquences",
13. P. F. Combes -"Transmission en espace libre et dans les lignes", Dunod, 1988.

Chapitre I

Equations de Maxwell

I. 1 Rappels sur les opérateurs scalaires et vectoriels (Voir Document)

I. 2 Equations de Maxwell

Ce sont des relations de types vectoriels liants le champ électrique au champ magnétique avec des paramètres traduisant la matière (Perméabilité μ, Permittivité ε, Conductivité σ) dans la quelle se propage l'onde électromagnétique.

Les équations de Maxwell seront données par :

$$Rot\vec{E} = -\mu \frac{d\vec{H}}{dt} \quad \text{(I.1)}$$

L'équation de Maxwell-Faraday : C'est la forme différentielle de la loi de Faraday du britannique Michael Faraday.

$$\mathrm{Div}\vec{E} = \rho/\varepsilon \quad \text{(I.2)}$$

L'équation de Maxwell-Gauss : C'est la forme différentielle de la loi de Gauss de l'allemand Carl Friedrich Gauss connue aussi par la loi de Gauss électrique.

$$Rot\vec{H} = \vec{J} + \frac{d\vec{D}}{dt} \quad \text{(I.3)}$$

L'équation de Maxwell-Ampère : C'est la forme différentielle de la loi d'Ampère du Physicien français André-Marie Ampère.

$$Div\vec{B} = 0 \quad \text{(I.4)}$$

L'équation de Maxwell-Flux magnétique : Le champ magnétique est à flux constant, c'est la loi de Gauss magnétique.

Où

$\vec{E}$: Champ électrique (V/m)

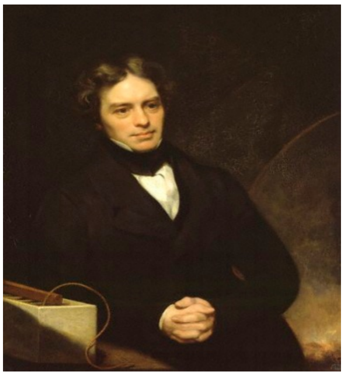
$\vec{H}$: Champ magnétique (A/m)

$\vec{D}$: Induction électrique (coulomb/m²) : $\vec{D} = \varepsilon.\vec{E}$ (ε : Permittivité diélectrique (F/m))

$\vec{B}$: Induction magnétique (Tesla) : $\vec{B} = \mu.\vec{H}$ (μ : Perméabilité magnétique (H/m))

$\vec{J}$: Courant de conduction (A/m) : $\vec{J} = \sigma.\vec{E}$ (σ : Conductivité électrique (Ω^{-1}/m))

ρ : Densité de charge (Coulomb/m^3)



Michael Faraday
(1791-1867)

Johann Carl Friedrich Gauss
(1777-1855)

André-Marie Ampère
(1775-1836)

I. 3 Onde Electromagnétique

Le but principal est la transmission de l'information (parole, image etc…) d'un point à un autre dans l'espace libre. Cette transmission s'effectue sous un aspect électromagnétique. La transmission de l'information en espace libre nécessite des antennes, l'une à l'émission et l'autre à la réception (Fig. I.1).

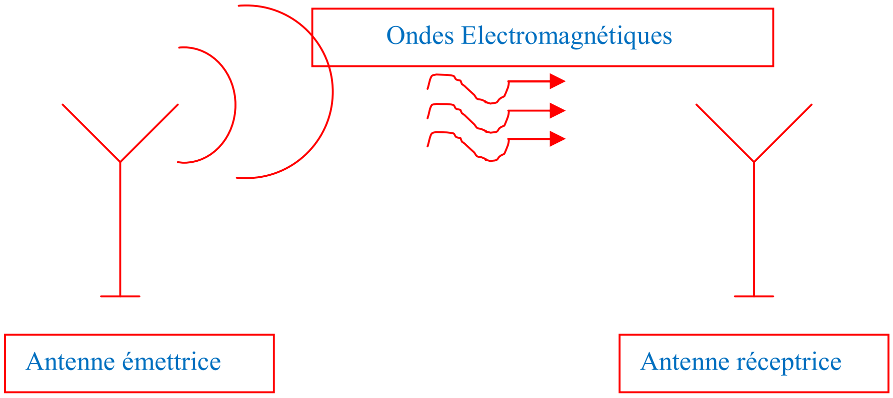


Fig. I.1 : Schéma de principe de transmission de l'information en espace libre

- L'antenne émettrice, qui est parcourue par un courant électrique, engendre dans l'espace une onde électromagnétique composée d'un champ électrique $\vec{E}$ et d'un champ magnétique $\vec{H}$. Cette onde gagne de proche en proche tout le milieu ; ***c'est ce qu'on appelle la propagation des ondes électromagnétiques***.
- Le récepteur reçoit l'onde électromagnétique et la transforme en un courant électrique.
- Le milieu de propagation est caractérisé par des paramètres influents sur la propagation des ondes électromagnétiques tels que :
  - La perméabilité magnétique μ (H/m)
  - La permittivité du milieu ε (F/m)
  - La conductivité électrique σ (Ω^{-1}/m)

<u>**Remarque**</u> :

1/- l'expression : $Z = \dfrac{|\vec{E}|}{|\vec{H}|} = \sqrt{\dfrac{\mu}{\varepsilon}}$ représente l'impédance du milieu de propagation.

2/- l'expression : $V = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon.\mu}}$ représente la vitesse de propagation.

3/- l'influence de σ :

La conductivité σ est un paramètre très important, il indique l'effet dissipatif du milieu au niveau du quel l'énergie électromagnétique transportée par l'onde électromagnétique diminue progressivement, une partie de cette énergie étant dissipée par effet joule.

I.3.1 Phénomène de propagation des Ondes Electromagnétiques

Découvert en 1887 par Heinrich Rudolf **Hertz**, un savant Allemand qui a eu l'idée d'établir un lien entre l'oscillation des charges et la théorie des équations électromagnétiques de Maxwell. Pour cela, il a conçu un oscillateur pour produire des ondes électromagnétiques en montrant qu'elles possèdent toutes les propriétés de la lumière (réflexion, réfraction et polarisation) ; il mesure la vitesse de ces ondes (300 000 km/s), confirmant la théorie énoncée en 1864 par le mathématicien et physicien écossais James Clerk Maxwell. Il ouvre ainsi la voie à la télégraphie sans fil par ondes hertziennes.

James Clerk Maxwell (1831-1879)

Heinrich Rudolf Hertz (1857-1894)

Principe :

Si on considère un repère cartésien (o, x, y, z), au niveau du quel on placera un émetteur ***E*** (Fig. I.2).

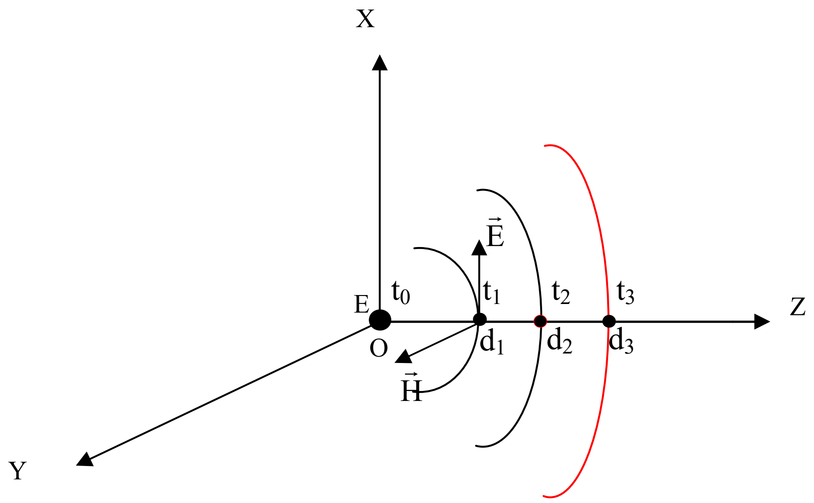


Fig. I. 2 : Phénomène de Propagation des Ondes Electromagnétique

L'onde qui est composée d'un champ électrique $\vec{E}$ et d'un champ magnétique $\vec{H}$ est émise à t_0. A l'instant t_1 elle sera à la distance d_1, à l'instant t_2 à la distance d_2 etc…

Donc, il y a un temps et une distance, par conséquent une vitesse appelée vitesse de propagation.

I.4 Puissance électromagnétique (vecteur de Poynting)

Représente le vecteur indiquant la direction de propagation ($\vec{E}$, $\vec{H}$ et $\vec{P}$ forment un trièdre direct). Du point de vue sens physique, il représente la densité de puissance de l'onde électromagnétique (puissance par unité de surface).

Ce vecteur est donné par cette expression :

$$\vec{P} = \vec{E} \Lambda \vec{H}^* = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ Ex & Ey & Ez \\ Hx^* & Hy^* & Hz^* \end{vmatrix} \tag{I.5}$$

Chapitre II
Propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux diélectriques

II.1 Équation d'onde dans un milieu diélectrique parfait

Equation obtenue en utilisant la loi de Maxwell-Faraday et la loi de Maxwell-Ampère.

<u>Démonstration</u> :

$$Rot.(Rot\vec{E}) = Rot.(-\mu\frac{d\vec{H}}{dt}) = -\mu.Rot(\frac{d\vec{H}}{dt})$$

$$\frac{d}{dt}(Rot\vec{H}) = \frac{d}{dt}\left(\sigma.\vec{E} + \varepsilon.\frac{d\vec{E}}{dt}\right) = \sigma\frac{d\vec{E}}{dt} + \varepsilon.\frac{d^2\vec{E}}{dt^2}$$

avec $\mathrm{Rot.(Rot}\vec{\mathrm{E}}) = -\Delta\vec{\mathrm{E}} + \mathrm{grad(div}\vec{\mathrm{E}})$

$$\text{alors } \Delta\vec{E} - \mu\varepsilon.\frac{d^2\vec{E}}{dt^2} - \mu\sigma\frac{d\vec{E}}{dt} = grad(\rho/\varepsilon) \qquad \text{(II.1)}$$

On peut montrer également que : $\Delta\vec{H} - \mu\varepsilon.\frac{d^2\vec{H}}{dt^2} - \mu\sigma\frac{d\vec{H}}{dt} = 0$ (II.2)

L'équation (II.1) ou (II.2) représente l'équation de propagation (ou équation d'onde).

Dans ce cas, on considère :

- Un milieu sans charges et sans pertes (ρ=0 et σ=0).
- Les champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ ne dépendent que de z (direction de propagation) et du temps t.

Alors l'équation (II.1) devient :

$$\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial z^2} - \mu\varepsilon.\frac{d^2\vec{E}}{dt^2} = 0 \qquad \text{(II.3)}$$

C'est l'équation d'Alembert.

En régime harmonique, cela suppose que $\vec{E}$ est proportionnel au terme $e^{j\omega t}$ dans ce cas :

$$\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial z^2} + \mu.\varepsilon.\omega^2.\vec{E} = \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial z^2} + (k)^2.\vec{E} = 0 \qquad \text{(II.4)}$$

C'est l'équation de Helmholtz avec k=ω/v (vecteur d'onde)

Dans le cas du vide v=c=3.10^8 m/s

II.2. Onde plane

II.2.1 Surface d'ondes

Appelée aussi front d'onde, c'est le lieu des points du champ électromagnétique à un instant '**t**' dans les différentes directions de propagation (Fig. II.1).

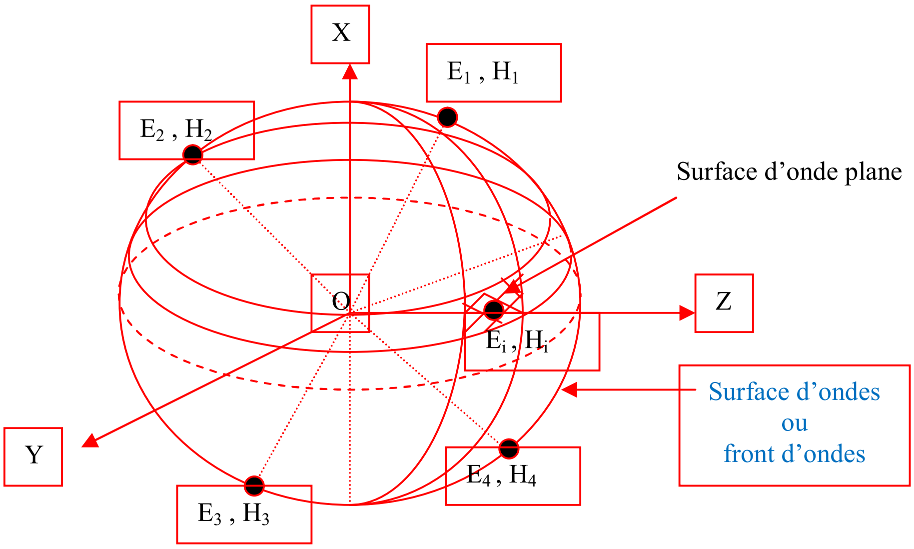


Fig. II.1 : Propagation dans toutes les directions (rayonnement omnidirectionnel)

Dans le cas où la propagation s'effectuera de la même façon dans toutes les directions, on appel ce milieu : milieu isotrope, la surface d'onde sera une sphère. Dans le cas contraire, c'est un milieu anisotrope, la surface d'onde sera une sphère déformée.

II.2.2 Onde plane

Si on considère une surface de dimension réduite découpée dans un front d'ondes sphérique à très grande distance de l'émetteur (Fig. II. 1), cette surface sera assimilée à un plan.

Par définition, une onde plane est une onde dont le front d'ondes est un plan.

Par conséquent les vecteurs champs électrique et magnétique appartiennent au front d'onde plan (Fig. II. 2).

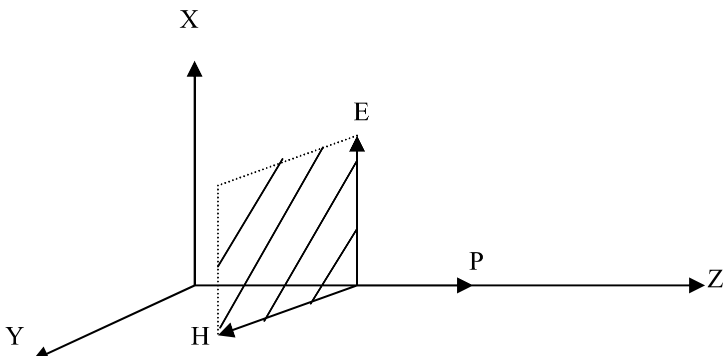


Fig. II. 2 : Onde plane

- **Caractéristiques d'une onde plane** :

1/- Le champ électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{H}$ sont perpendiculaires

2/- Le champ électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{H}$ appartiennent au plan d'onde (XOY)

3/- ($\vec{E}$, $\vec{H}$, $\vec{P}$) forme un trièdre directe.

II.3 Onde progressive

On considère un milieu sans charges et sans pertes (j=0, ρ=0 et σ=0).

Les champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ ne dépendent que de z (la direction de propagation) et du temps t.

Alors l'équation (II.1) devient :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \mu\varepsilon.\frac{d^2\vec{E}}{dt^2} = 0 \qquad \text{(II.3)}$$

La solution générale de cette équation est de la forme :

$$\vec{E} = f_1(t - \frac{z}{v}) + g_1(t + \frac{z}{v}) \qquad \text{(II.4)}$$

Où f_1 correspond à une propagation dans le sens des z positives : Onde progressive

et g_1 correspond à une propagation provenant des z positives vers la source. Dans un milieu indéfini une telle propagation ne peut pas avoir lieu (sans signification physique).

II.4 Onde monochromatique

Une onde monochromatique ou onde harmonique est une onde qui peut être décrite par une fonction sinusoïdale du temps. Sa densité spectrale d'énergie ne présente qu'une seule fréquence, qu'une seule longueur d'onde. On parle également d'onde monoénergétique ou simplement d'onde sinusoïdale. En pratique, il n'existe pas d'onde parfaitement monochromatique, il y a toujours une dispersion autour de la fréquence centrale du rayonnement : leurs spectres n'occupent qu'une bande très étroite de fréquence.

Modélisation analytique /Vibration sinusoïdale

Une vibration harmonique est la variation S(t) d'une grandeur physique autour d'une valeur moyenne suivant une fonction sinusoïdale du temps. On peut écrire :

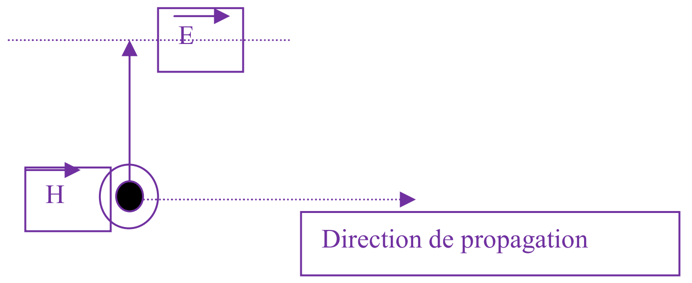
$S(t) = A.\cos(\omega.t + \phi)$

- A est l'amplitude et correspond à la valeur maximale,
- ω est la pulsation angulaire (rad·s^{-1}),
- ϕ est le retard de phase en radian.

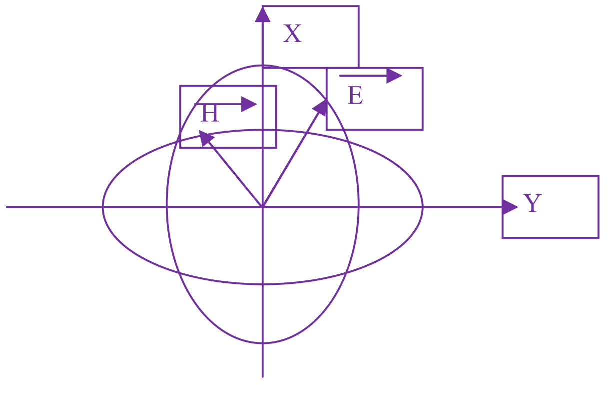
II.4 Polarisation de l'onde

Il existe trois types de polarisation :

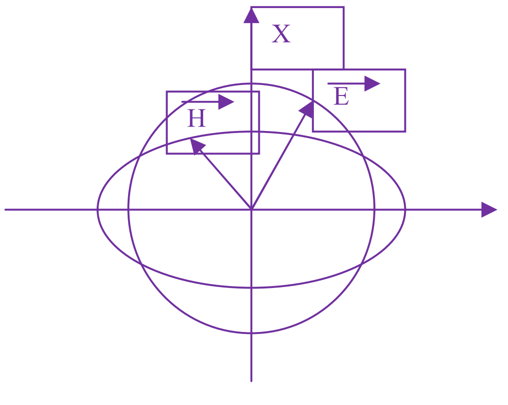
1- Polarisation rectiligne : Si l'extrémité du vecteur $\vec{E}$ ou de $\vec{H}$ décrit une droite.



2- Polarisation elliptique : Si l'extrémité du vecteur E ou de H décrit une ellipse



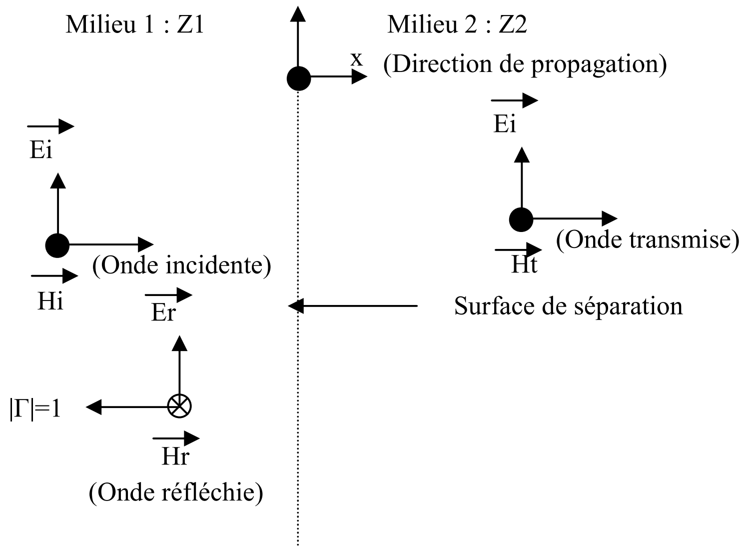
3- Polarisation circulaire : Si l'extrémité du vecteur E ou de H décrit un cercle



II.5 Réflexion/transmission entre deux milieux (incidence normale et oblique)

II.5.1 Incidence normale

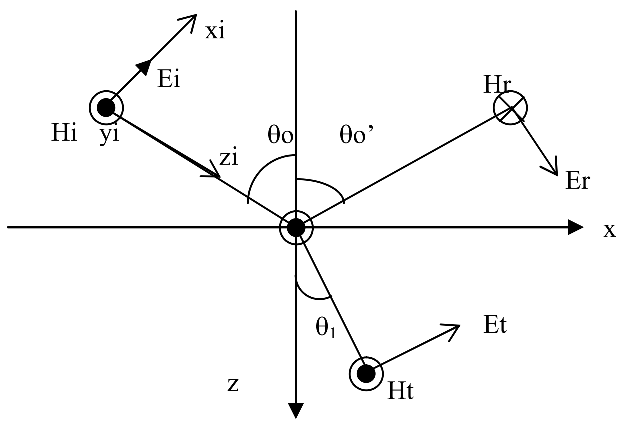
Dans la quelle, la direction de propagation est perpendiculaire à la surface de séparation des deux milieux, comme il est illustré dans la figure suivante :



II.5.2 Incidence oblique

Dans la quelle, la direction de propagation (zi) fait un angle avec la normale de la surface de séparation des deux milieux, comme il est illustré dans la figure suivante :

/



Chapitre III

Propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux conducteurs et les milieux dissipatifs

III.1 Equations de Maxwell et Équation de propagation dans un conducteur

On peut négliger le courant de déplacement devant le courant de conduction dans le cas où :

$$\boldsymbol{\sigma/\omega.\varepsilon>100}$$

L'équation de Maxwell-Ampère s'écrit, compte tenu de la loi d'Ohm locale :

$$\mathrm{Rot}\vec{H} = \sigma.\vec{E} + \varepsilon\frac{d\vec{E}}{dt} = \sigma.\vec{E} + j\varepsilon\omega\vec{E} \qquad \text{(III.1)}$$

On peut comparer le courant de conduction avec le courant de déplacement :

$$\frac{|Jc|}{|Jd|} = \frac{|\sigma.\vec{E}|}{|\varepsilon\omega\vec{E}|} = \frac{\sigma}{\varepsilon\omega} \qquad \text{(III.2)}$$

Pour le cuivre de conductivité $\sigma=6.10^7\Omega^{-1}$m-1 et si la fréquence est de l'ordre de 10 GHz :

$$\frac{|\sigma.\vec{E}|}{|\varepsilon\omega\vec{E}|} = \frac{\sigma}{\varepsilon\omega} \approx 10^8 \qquad \text{(III.3)}$$

Le courant de déplacement est négligeable devant le courant de conduction. L'équation de Maxwell-Ampère s'écrit alors :

$$\mathrm{Rot}\vec{H} = \sigma.\vec{E} \qquad \text{(III.4)}$$

$\rho=0$: l'équation de conservation de la charge électrique à l'intérieur du conducteur conduit à :

$$\mathrm{Div}\,\vec{E} = 0 \qquad \text{(III.5)}$$

Par conséquent, l'équation de propagation sera comme suit :

$$\Delta\vec{E} - \mu\sigma\frac{d\vec{E}}{dt} = 0 \qquad \text{(III.6)}$$

III. 2 Effet de peau

Remarque : propagation dans un milieu à pertes (Effet de peau)

Un milieu à pertes est caractérisé par un diélectrique présentant des pertes telles que la permittivité électrique s'écrit :

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\,\sigma/\omega \qquad \text{(III.7)}$$

Les équations de propagation restent quasiment identiques, seulement la constante de phase β sera remplacée par un paramètre de propagation $\gamma = \beta - i\,\alpha$, où α est le paramètre d'atténuation qui traduit l'affaiblissement de la propagation. Ainsi, en se propageant vers z, l'amplitude de l'onde est atténuée par un facteur $\exp(-\alpha z)$. Selon les propriétés du milieu et la fréquence, cet affaiblissement exponentiel sera plus ou moins rapide. Elle est caractérisée par la profondeur de pénétration (ou épaisseur de peau pour les bons conducteurs) :

$$\delta = 1/\alpha = 1/\sqrt{\pi \mu \sigma f} \qquad \text{(III.8)}$$

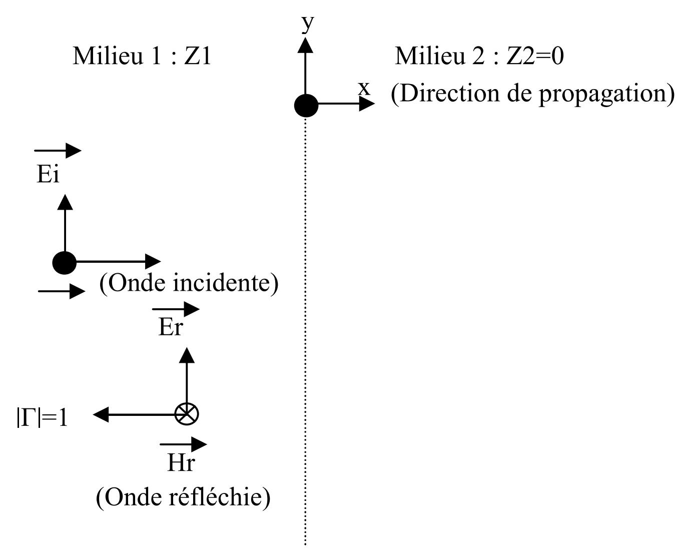
Au-delà d'une épaisseur δ, l'onde est atténuée d'un facteur $e^{-1} = 0.37$ dans un matériau à pertes. Un conducteur parfait présente une épaisseur de peau quasi nulle et est capable d'arrêter une onde électromagnétique quelque soit la fréquence. Par exemple, dans un bon conducteur comme le cuivre (σ =57 MS), l'épaisseur de peau est égale à 0.08 mm à 1 MHz et 2.5 µm à 1 GHz.

Donc la partie imaginaire du vecteur d'onde représente **l'atténuation** de l'onde. Elle est souvent la conséquence d'effets **dissipatifs** d'un milieu absorbant (frottements, résistance électrique). Elle peut aussi être la conséquence d'effets **géométriques** (extension ou rétrécissement du milieu de propagation).

La partie imaginaire du vecteur d'onde est associée à une atténuation de l'amplitude de l'onde. Cette atténuation n'est pas nécessairement une absorption. L'absorption est définie comme étant une atténuation due à un phénomène dissipatif, *qui se traduit par une diminution du stock d'énergie transportée par l'onde*. Il existe des situations où une onde peut être atténuée pour d'autres raisons sans perte d'énergie.

III.3 Réflexion sur une surface conductrice parfaite et ondes stationnaires.

Soient deux milieux :



Dans ce cas, on aura la formation d'une onde stationnaire donnée par :

$$Etot = Ei + Er = Eio.[e^{-j\beta x} - .e^{+j\beta x}] = 2.jEio.Sin(\beta x) \quad \text{(III.9)}$$

III.4 Equations de Maxwell et équation de propagation dans un milieu dissipatif

Un milieu dissipatif est un milieu où l'énergie électromagnétique transportée par l'onde diminue progressivement, une partie de cette énergie étant dissipée par effet joule à cause de la conductivité **σ** causant l'atténuation de l'onde.

Dans ce cas, sa constante diélectrique devient complexe :

$$\varepsilon_s = \varepsilon - j\frac{\sigma}{\omega} \quad \text{(III.10)}$$

Où : ε_s : Constante diélectrique complexe
ε : Constante diélectrique dans le cas d'un milieu sans pertes
σ : Constante électrique ou conductivité
ω : Fréquence angulaire

Dans ce cas, les équations de Maxwell s'écrivent comme suit :

$$Rot\vec{E} = -\mu\frac{d\vec{H}}{dt} \quad \text{(III.11)}$$

$$Div\vec{E} = \rho/\varepsilon \quad \text{(III.12)}$$

$$Rot\vec{H} = \vec{J} + \frac{d\vec{D}}{dt} \quad \text{(III.13)}$$

$$Div\vec{B} = 0 \quad \text{(III.14)}$$

L'équation de propagation sera donnée par :

$$\vec{E} - \mu\varepsilon.\frac{d^2\vec{E}}{dt^2} - \mu\sigma\frac{d\vec{E}}{dt} = grad(\rho/\varepsilon) \quad \text{(III.14)}$$

III.5 Paramètres de propagation dans un milieu dissipatif. Caractéristiques électriques du sol

III.5.1 Sans l'influence du sol

La solution de l'équation de propagation en onde progressive a pour solution l'expression suivante :

$$\underbrace{\vec{E}}_{\text{champ électrique}} = \underbrace{E_0}_{\substack{\text{Terme d'amplitude} \\ \text{ou intensité}}} \cdot \underbrace{e^{j(\omega t - k.r)}}_{\text{Terme de propagation}} .\vec{e}_x \quad \text{(III.15)}$$

Dans ce cas l'onde se propage sans atténuation.

III.5.2 Influence du sol

Dans ce paragraphe l'expression de l'onde aura une forme beaucoup plus complexe.

On pose :

$$k_s = \omega.\sqrt{\mu.\varepsilon - j\frac{\sigma.\mu}{\omega}} = \frac{\omega}{C}.(\beta - j\alpha)\,\text{avec}\; C = \frac{1}{\sqrt{\mu_0.\varepsilon_0}}\;(\text{vitesse de la lumière})$$

Où μ_0 et ε_0 représentent respectivement la perméabilité et la permittivité dans le vide.

($\mu_0 = 4.\pi.10^{-8}$ H/m, $\varepsilon_0 = 8{,}854.10^{-12}$ F/m)

α et β représentent respectivement les constantes d'atténuation et de propagation.

L'expression du champ électrique, dans ce cas, aura la forme suivante :

$$\underbrace{E}_{\text{Champ électrique}} = \underbrace{E_0.}_{\text{Intensité}} \underbrace{e^{-\frac{\omega}{c}z\alpha}}_{\text{Terme d'atténuation}} . \underbrace{e^{j\omega(t-\frac{\beta}{c}.z)}}_{\text{Terme de propagation}} \vec{e}_x \tag{III.16}$$

Nous pouvons identifier une onde par :

- Son amplitude ou intensité E_0
- Son terme d'atténuation dont la constante d'atténuation est donnée par : $\alpha' = \alpha.\omega/c$ (Np/m)
- Son terme de propagation dont la constante de propagation est telle que : $\beta' = \omega.\beta/c$ (rad/m)

Conséquence

- Le paramètre α' dépend de la conductivité σ, si z (direction de propagation) tend vers l'infini alors le champ électrique E tend vers zéro. C'est comme ça qu'on pourra expliquer l'atténuation de l'onde électromagnétique et par la même occasion la dissipation d'énergie électromagnétique par effet joule.
- La conductivité du sol influe sur la portée des ondes de surface : la portée dépend du milieu de propagation, elle est beaucoup plus grande en mer qu'en terrain agricole ou qu'en terrain aride :

Conductivité du sol (en S/m)

Mer	5
Foret	8 x 10-3
Dune	2 x 10-3
Villes	1 x 10-3

La propagation au niveau du sol s'atténuée avec la fréquence :

- Dans la bande VLF, on peut atteindre une portée de plusieurs milliers de kilomètres.
- Dans la bande MF, quelques centaines de kilomètres.
- Dans la bande HF, quelques dizaines de kilomètres.

Une fréquence de transition est donnée par la formule suivante :

$$f_t = \frac{\sigma}{2\pi\varepsilon} \quad (\text{GHz})$$

Cette valeur correspond au passage d'un comportement conducteur à un comportement diélectrique.

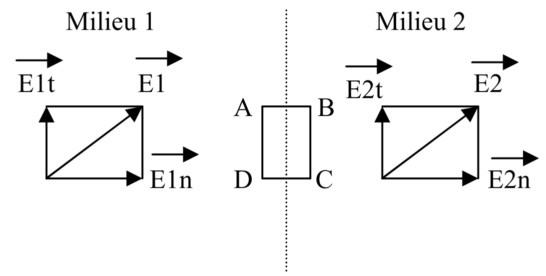
Exp. : - L'eau douce (675 KHz)

- Sol (1,2 MHz)
- L'eau de mer (900 MHz)

Chapitre IV
Réflexion et réfraction d'ondes planes

IV.1 Comportement du champ électromagnétique au passage d'un milieu à un autre

Considérons les deux milieux suivants :



Il s'agit du passage de l'onde d'un milieu à un autre.

Lors de ce passage, nous calculons la circulation du champ électrique le long du circuit fermé ABCDA.

Dans l'approximation quasi-statique (le champ électrique dérive d'un potentiel), la circulation du champ électrique le long d'un circuit fermé égale à Zéro :

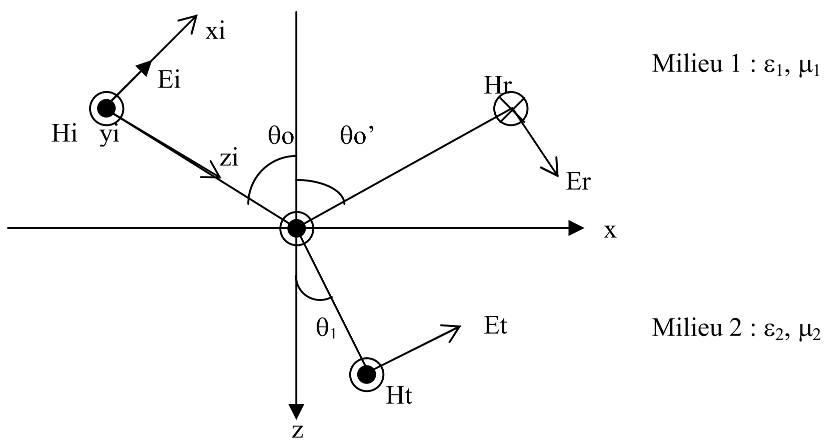
$$\oint_C \vec{E}.\vec{dl} = \mathbf{0} \Rightarrow \int_A^B E_{1n}.dl + \int_B^C E_{2t}.dl + \int_C^D E_{2n}.dl + \int_D^A E_{1t}.dl = \mathbf{0} \qquad \text{(IV.1)}$$

Avec AB=CD=0 $\Rightarrow$ $E_{1t}=E_{2t}$ (la composante tangentielle se conserve).

La différence énergétique entre les champs des deux milieux se trouve dans les composantes normales, cela nous donne une idée sur l'atténuation de ces ondes lors du passage des ondes d'un milieu à un autre.

IV.2 Onde TEM incidente sur la surface de séparation de deux diélectriques

1er cas : Onde polarisée dans le plan d'incidence (cas où le champ électrique est contenu dans le plan d'incidence), comme il est illustré dans la figure suivante :



- Dans le trièdre (o, xi, yi, zi) :

$$Exi = Ei.e^{j(\omega t - ki.zi)} \qquad \text{(IV.2)}$$

ki=ω/vi=ω.(ε.μ)$^{1/2}$ (constante de propagation rad/m)
ω : Fréquence angulaire (rad/s)

- Le passage du repère (o,xi, yi, zi) au repère (o, x, y, z) est tel que :

$$z_i = z.\cos\theta_0 + x.\sin\theta_0 \Rightarrow E_{xi} = E_0.e^{j(\omega t - ki(z.\cos\theta_0 + x.\sin\theta_0))}$$

- Pour trouver la composante tangentielle (tangente à la surface 0x), il suffit de projeter E_{xi} sur l'axe des x et mettre z=0, ce qui donne :

$$z = 0 \Rightarrow E_{Ti} = E_i.\cos\theta_0 e^{j(\omega t - k_i x.\sin\theta_0)} \Rightarrow Vxi = \frac{w}{k_i.\sin\theta_0}$$

- Lorsqu'une onde incidente rencontre la surface de séparation de deux milieux, elle donne naissance à une onde réfléchie E_r et une onde transmise E_t :

$$E_{Tr} = E_r.\cos\theta'_0\, e^{j(\omega t - krx.\sin\theta'_0)}$$

$$E_{Tt} = E_t.\cos\theta_1 e^{j(\omega t - krx.\sin\theta_0)}$$

- Conservation de la composante tangentielle :

$E_{Ti}+E_{Tr}=E_{Tt} \rightarrow E_i . \cos\theta_i+E_r . \cos\theta_i = E_t . \cos\theta_t$
$H_{Ti}+H_{Tr}=H_{Tt} \rightarrow H_i+H_r=H_t \rightarrow E_i/Z_i + (-E_r ./Z_i) = E_t /Z_t$

On définit :

$$\text{Alors:}\begin{cases}\text{Le coefficient de réfléxion } \Gamma = \dfrac{Er}{Ei} = -\dfrac{Hr}{Hi} = \dfrac{Zt.\cos\theta t - Zi\cos\theta i}{Zt.\cos\theta t + Zi\cos\theta i} \\ \text{Le coefficient de transmission } T = \dfrac{Et}{Ei} = \dfrac{Ht}{Hi} = \dfrac{2.Zt.\cos\theta t}{Zt.\cos\theta t + Zi\cos\theta i}\end{cases} \qquad \text{(IV.3)}$$

- La loi de conservation de la composante tangentielle ne peut être satisfaite que si les vitesses de propagation de chaque composante tangentielle soient les même :

$V_{xi}=V_{xr}=V_{xt}$ alors :

$$\frac{w}{k_i.\sin\theta_0} = \frac{w}{k_r.\sin\theta'_0} = \frac{w}{k_t.\sin\theta_1}$$

Comme $k_i=k_r$ alors $\sin\theta_0=\sin'\theta_0$ (angle réflexion = angle d'incidente) alors :

$$k_i.\sin\theta_0 = k_t.\sin\theta_1 \Leftrightarrow \sqrt{\mu_0.\varepsilon_0}.\sin\theta_0 = \sqrt{\mu_1.\varepsilon_1}\sin\theta_1$$

$$Si\ on\ \text{pose}: n_0 = \sqrt{\mu_0.\varepsilon_0}\, et\ n_1 = \sqrt{\mu_1.\varepsilon_1}\ alors\ \sin\theta_O = n..\sin\theta_1$$

La relation :

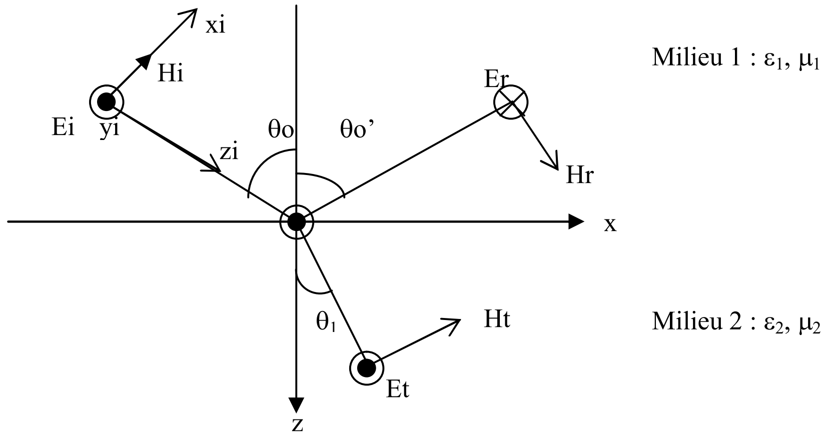
$\sin\theta_0=n.\sin\theta_1$est appelée la **loi de Snell –Descartes.** (IV.4)

Avec $n=n_0/n_1$ (indice de réfraction du milieu zéro par rapport au milieu 1)

Snell : Willebrord **Snell** van Royen ou Snellius 1580-1626, est un humaniste, mathématicien et physicien néerlandais.

Descartes : René **Descartes** 1596-1650, est un mathématicien, physicien et philosophe Français.

2ème cas : Onde polarisée normalement au plan d'incidence (cas où le champ magnétique est contenu dans le plan d'incidence), comme il est illustré dans la figure suivante :



Conservation de la composante tangentielle :

$E_{Ti}+E_{Tr}=E_{Tt} \rightarrow E_i + E_r = E_t$

$H_{Ti}+H_{Tr}=H_{Tt} \rightarrow H_i.\ \text{Cos}\theta_i + H_r.\ \text{Cos}\theta_i = H_t.\ \text{Cos}\theta_t \rightarrow E_i/Z_i.\ \text{Cos}\theta_i + E_r/Z_i.\ \text{Cos}\theta_i = E_t/Z_t.\ \text{Cos}\theta_t$

On définit :

$$\text{Alors}:\begin{cases}\text{Le coefficient de réfléxion } \Gamma = \dfrac{Er}{Ei} = -\dfrac{Hr}{Hi} = \dfrac{Zt.\cos\theta i - Zi\cos\theta t}{Zt.\cos\theta i + Zi\cos\theta t}\\ \text{Le coefficient de transmission } T = \dfrac{Et}{Ei} = \dfrac{Ht}{Hi} = \dfrac{2.Zi.\cos\theta i}{Zt.\cos\theta i + Zi\cos\theta t}\end{cases} \quad \text{(IV.5)}$$

Chapitre V

Propagation des Ondes Hertziennes

V.1 Couches atmosphériques (Troposphère- Stratosphère- Ionosphère)

V. 1.1 Influence de la Troposphère (base atmosphère)

La région de l'atmosphère dans laquelle se déroulent les phénomènes météorologiques est appelée Troposphère d'épaisseur variant entre 7 Km (au niveau des deux pôles) et 14 Km (au niveau de l'équateur).

$$n = n_0 (1 + \beta . h)$$

$$\beta = \frac{1}{R_0} . \left(-0.2 + 30 . \frac{dp}{dh} - 6 . \frac{dT}{dh} \right) : \text{Formule de Booker}$$

Cette région se comporte comme un diélectrique pur pour les hautes fréquences. Il serait intéressant d'étudier les variations de l'indice de réfraction selon deux cas :

1er cas : Basse atmosphère : h<1Km

L'indice de réfraction est donné par cette relation :

(IV.1)

Où n : indice de réfraction à l'altitude h

n_0 : indice de réfraction au niveau de la mer ($n_0 \approx 1$)

R_0 : rayon de la terre (6400 Km)

dP/dh : Variation de la pression de la vapeur d'eau avec l'altitude (mbar/m)

dT/dh : Variation de la température avec l'altitude (°C/m)

0,2 correspond à la variation de densité de charges électriques

2ème cas : Basse atmosphère : h>1Km

Dans ce cas le C.C.I.R (Comité Consultatif Internationale des Radio-communication) donne une atmosphère fondamentale de référence pour laquelle l'indice de réfraction sera établit comme suit :

$$n = 1 + 289 . 10^{-6} e^{(-0.136 . h)} \qquad \text{(IV.2)}$$

h est exprimée en Km.

V.1.2 Influence de la Stratosphère

La stratosphère est située au dessus de la troposphère. Dans cette couche la température est constante, elle est de l'ordre de –50°C.

L'air raréfié, dans ce cas les ondes se propagent dans les conditions du vide et on a sensiblement l'indice de réfraction n =1.

V.1.3 Influence de l'ionosphère

C'est la troisième couche de l'atmosphère, elle s'étend entre 50 et 1000 Km, elle est formée de plusieurs sous-couches. Cette couche se comporte comme miroir réflectrice, car elle est composée essentiellement par des molécules de l'air qui se dissocier en ions positives et négatives lorsqu'elle est éclairée par le soleil, formant ainsi une couche conductrice qui sert de miroir aux ondes électromagnétiques (Fig. V.2).

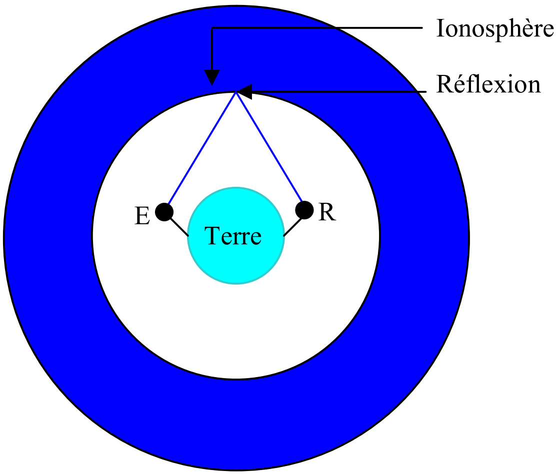


Fig. V. 1 : Réflexion des ondes électromagnétiques sur l'ionosphère.

V.2 Différents modes de la propagation atmosphérique. Réfraction atmosphérique.

La figure ci-dessous, montre les différents modes de propagation qui peuvent avoir lieu entre un émetteur et un récepteur.

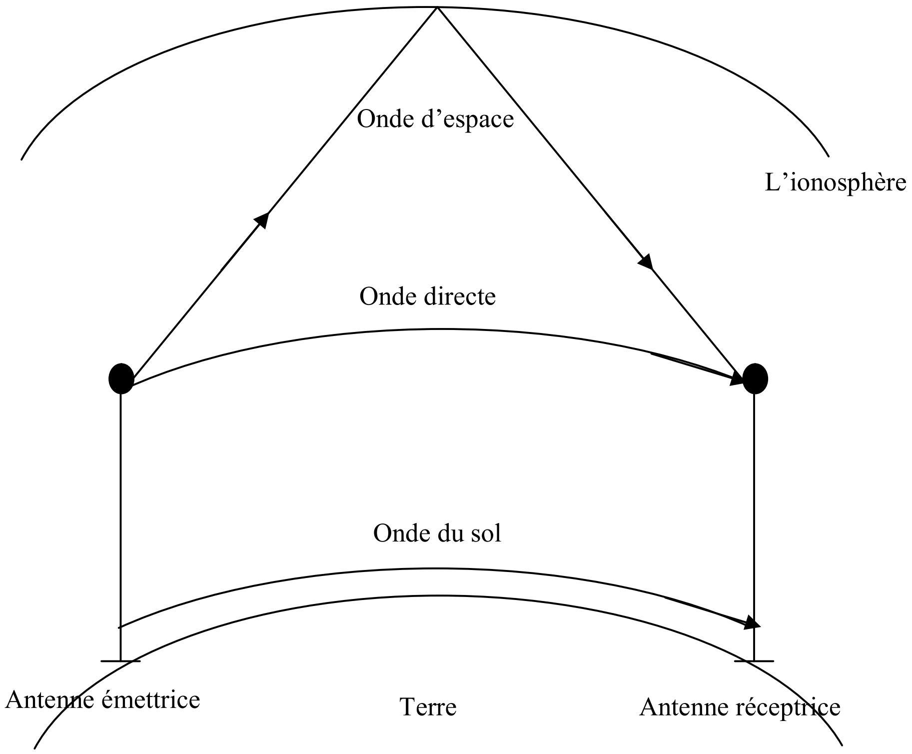


Fig. V. 2 : Mode de propagation des ondes hertziennes

1. Onde du sol : Propagation à la surface de la terre
2. Onde directe : Propagation dans la basse atmosphère (Troposphère)
3. Onde d'espace : Propagation par réflexion sur la haute atmosphère (Ionosphère)

En radiocommunication, les ondes électromagnétiques se propagent au dessus du sol et dans l'atmosphère :

- Le sol intervient par sa conductivité **σ**, sa constante diélectrique **ε** et son relief
- L'atmosphère est un milieu où interviennent les variations de l'indice de réfraction **n** et de la densité d'ionisation.

V.3 Réflexion sur le sol

V.3.1 Etude d'une liaison sans obstacle

Nous considérons ce schéma de transmission des ondes électromagnétiques d'un émetteur vers un récepteur.

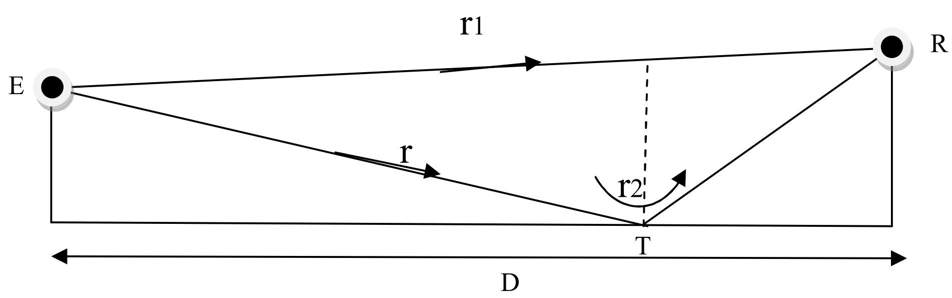


Fig. V. 3 : Réflexion sur le sol sans obstacle

Le champ total reçu au point R sera la somme de deux champs :

- Le 1er c'est le champ direct parcourant la distance r_1 :

$$E_d = E_0 . e^{j(\omega t - \beta . r_1)} \tag{V.3}$$

- Le 2ème c'est le champ indirect reçu au point R par réflexion au point T parcourant ainsi une distance r_2 :

$$E_r = E_0 . e^{j(\omega t - \beta r)} . \frac{r_1}{r_2} |\rho| . e^{j(\omega t - \beta(r_2 - r_1))} \tag{V.4}$$

Donc :

$$E_T = E_1 + E_2 = E_0 . e^{j(\omega t - \beta . r_1)} + E_0 . e^{j(\omega t - \beta r)} . \frac{r_1}{r_2} |\rho| . e^{j(\omega t - \beta(r_2 - r_1))}$$

Avec $r = r_1 - \Delta\varepsilon$

Alors :

$$E_T = E_d . \left[1 + \frac{r_1}{r_2} |\rho| . e^{j((\omega t + \Delta\varepsilon) - \beta(r_2 - r_1))} \right]$$

$$E_T = E_d . \left[1 + \frac{r_1}{r_2} |\rho| . e^{j(\varphi + \varphi')} \right]$$

On définit ainsi les pertes de la liaison par :

$$\alpha(dB) = 20 \log\left(\frac{E_T}{Ed}\right)$$

$$\alpha(dB) = 20 \log\left(1 + \frac{r_1}{r_2}|\rho|.e^{j(\varphi + \varphi')}\right) \qquad (V.5)$$

Avec ρ facteur de réflexion du sol

$\varphi = \omega t + k\Delta\varepsilon$ correspond aux variations de phase dues aux réflexions sur le sol

$\varphi' = k(r2-r1)$ correspond aux variations de phase dues à la différence de parcours entre l'onde directe et l'onde réfléchie.

V.3.2 Etude d'une liaison avec irrégularités au sol

Par irrégularité on parle de maisons, d'arbres et de vague dans le cas de la mer.

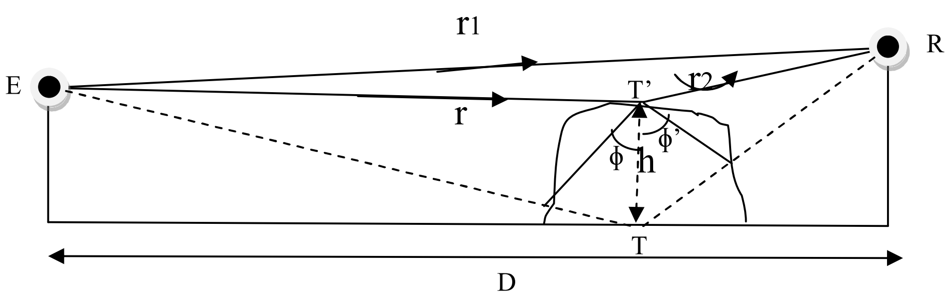


Fig. V. 4 : Réflexion sur le sol avec présence des irrégularités

Dans ce cas la réflexion s'effectuera au pont T', on doit ajouter aux expressions précédentes un déphase supplémentaire dû à la régularité de hauteur h tel que :

$$\varphi'' = \beta.(QT + TQ') = \beta.h(\sin\Phi + \sin\Phi')$$

V.3.3 Etude d'une liaison avec obstacle

Par obstacle on parle de montagne par exemple où l'émetteur et le récepteur ne sont pas en visibilité directe.

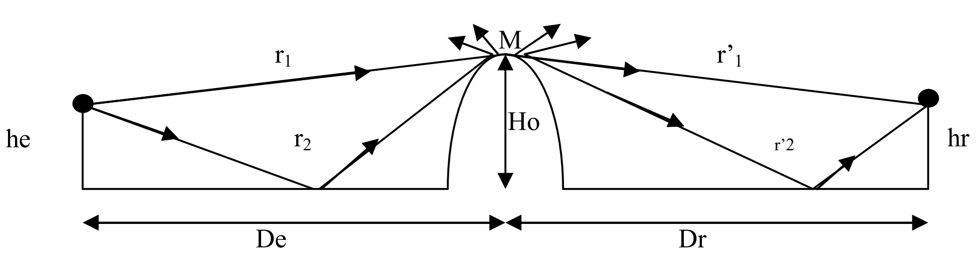


Fig. 5 : Réflexion sur le sol avec obstacle

Dans ce cas on a deux trajets :

- Le 1er entre l'Emetteur et l'obstacle : Ici l'obstacle est considéré comme un récepteur alors Les pertes de cette liaison sont données par :

$$\alpha_1(dB) = 20\log\left(1 + \frac{r_1}{r_2}|\rho|.e^{j(\varphi+\varphi')}\right) \quad (V.6)$$

Où φ'=β(r2-r1)

- Le 2ème entre l'obstacle et le récepteur : Ici l'obstacle est considéré comme un émetteur Alors les pertes de cette liaison sont données par :

$$\alpha_2(dB) = 20\log\left(1 + \frac{r_1}{r_2}|\rho|.e^{j(\varphi+\varphi')}\right) \quad (V.7)$$

Où φ'=β(r'2-r'1)

- Pertes par diffraction :

Au point M du sommet de la montagne, on reçoit une partie d'énergie des ondes électromagnétiques qui sera transmise au récepteur, Dans ce cas on définit les pertes par diffraction par :

$$\mathrm{Ad(dB)} = 20\log\frac{1}{2.\pi.\mathrm{Ho}}\sqrt{\frac{\lambda \mathrm{D}}{\mathrm{d1}+\mathrm{d2}}} \quad (V.8)$$

- Pertes totales :

C'est la somme de toutes les pertes :

$$A_T(dB)=\alpha_1(dB)+\alpha_2(dB)+Ad(dB) \quad (V.9)$$