

**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Université Mohamed Seddik Benyahia de Jijel**  
**Faculté des Science et de la Technologie**  
**Département d'Electronique**



**Support de cours**

---

---

# **Propagation d'ondes et Antennes**

---

---

**Réalisé par :**

**Dr. BOUKERROUM Fayçal**

**Destiné aux étudiants des : Troisième année licence Electronique  
et troisième année licence Télécommunications.**

**Année Universitaire**

**2016/2017**

# Sommaire

## Chapitre 01 Rappels sur les Champs Electromagnétiques

- 1.1. Introduction
- 1.2. Equations de maxwell
  - 1.2.1. Conditions aux limites
  - 1.2.2 Théorème de Poynting
- 1.3. Solutions des équations de Maxwell pour les problèmes de rayonnement

## Chapitre 02 Propagation des ondes électromagnétiques

- 2.1. Introduction
- 2.2. Propagation des ondes électromagnétiques dans les différents milieux
  - 2.2.1. Equation de propagation d'une onde plane
  - 2.2.2. Propagation dans un milieu moyennement conducteur
  - 2.2.3. Propagation dans un diélectrique parfait
  - 2.2.4. Propagation dans les bons conducteurs
- 2.3. Propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère
  - 2.3.1. Atmosphère
  - 2.3.2 Phénomènes de la propagation atmosphérique
  - 2.3.3. Propagation par bandes de fréquences

## Chapitre 03 Caractéristiques Générales des Antennes

- 3.1 Introduction
- 3.2. Densité de puissance et puissance rayonnée d'une antenne
- 3.3. Intensité de rayonnement
- 3.4. Diagramme de rayonnement
- 3.5. Les trois zones de rayonnement
- 2.6. Directivité
- 3.7. Gain d'une antenne
- 3.8. Rendement d'une antenne
- 3.8 Impédance d'entrée
  - Réactance d'un dipôle

- 3.9. Bande passante
- 3.10. Vecteur hauteur effective
- 3.11. Polarisation

## **Chapitre 04**

### **Etude de quelques types d'antennes usuelles**

- 4.1. Introduction
- 4.2. Le dipôle
  - 4.2.1. Dipôle très court (doublet de Hertz)
  - 4.2.2. Dipôle court
  - 4.2.3. Dipôle demi-onde
  - 4.2.4. Dipôle replié
  - 4.2.5. Antenne quart d'onde
- 4.3. Antennes cadres
  - 4.3.1. Les cadres électriquement petits (dipôle magnétique):
    - Les antennes ferrites:
  - 4.3.2. Les cadres électriquement grands
- 4.4. Antenne hélicoïdale
  - 4.4.1. Antenne hélice radiale
  - 4.4.2. Antenne hélice axiale
- 4.5. L'antenne Yagi
- 4.6. Antennes à réflecteur (parabolique)

## **5. Références bibliographiques**

# Chapitre 01

## Rappels sur les Champs Electromagnétiques

### 1.1. Introduction

On présentera dans ce chapitre les notions théoriques de bases nécessaires pour l'étude de la propagation et les antennes. On rappellera principalement, les équations de Maxwell, le vecteur Poynting et les potentiels vecteur et scalaire.

### 1.2. Equations de maxwell

Les équations fondamentales de l'électromagnétisme instantanées et sous leurs formes différentielles sont données par:

$$\text{Loi de Maxwell-Faraday} \quad \vec{\nabla} \times \vec{e}(t) = -\frac{\partial \vec{b}(t)}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\text{Loi de Maxwell-Ampère} \quad \vec{\nabla} \times \vec{h}(t) = \frac{\partial \vec{d}(t)}{\partial t} + \vec{j}_T(t) \quad (1.2)$$

$$\text{Théorème de Gauss pour le champ électrique} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{d}(t) = \rho_T(t) \quad (1.3)$$

$$\text{Théorème de Gauss pour le champ magnétique} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{b}(t) = 0 \quad (1.4)$$

$$\text{Équation de continuité} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_T(t) = -\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} \quad (1.5)$$

avec :  $\vec{e}$ ,  $\vec{h}$ ,  $\vec{d}$  et  $\vec{b}$  représentent respectivement les grandeurs vectoriels instantanées du champ électrique, champ magnétique, induction électrique et induction magnétique.

$\vec{j}_T$  et  $\rho_T$  représentent respectivement la densité de courant totale et la densité de courant totale. Si les sources  $\vec{j}_T(t)$  et  $\rho_T(t)$  varient sinusoïdalement dans le temps à la fréquence angulaire  $\omega$ , les champs vont aussi suivre cette variation. La solution des équations fondamentales de l'électromagnétisme est simplifiée d'une manière importante si la représentation en grandeur complexe est utilisée. Soit :

$$\vec{f} = \text{Re}[\vec{F}(x, y, z)e^{j\omega t}] \quad (1.6)$$

avec:  $\vec{f}$  représente une des grandeurs instantanées  $\vec{e}$ ,  $\vec{h}$ ,  $\vec{b}$  ou  $\vec{d}$  et  $\vec{F}$  désigne leurs représentation en grandeurs complexes  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{B}$  ou  $\vec{D}$ . Utilisant cette représentation les équations (1.1)-(1.5) s'écrivent :

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega \vec{B} \quad (1.7)$$

## Chapitre 01 : Rappels sur les Champs Electromagnétiques

---

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\vec{D} + \vec{J}_T \quad (1.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_T \quad (1.10)$$

$$\nabla \cdot \vec{J}_T = -j\omega\rho_T \quad (1.11)$$

Les phaseurs  $\vec{E}, \vec{H}, \vec{B}, \vec{D}, \rho_T$  et  $\vec{J}_T$  dépendent des coordonnées spatiales seulement. Leurs dérivées par rapport au temps ont été remplacées par le terme " $j\omega$ ".

Le courant total est constitué du courant de source et du courant de conduction :

$$\vec{J}_T = \vec{J}_c + \vec{J} = \sigma\vec{E} + \vec{J} \quad (1.12)$$

Où:  $\vec{J}$  désigne la densité de courant de la source (courant de l'antenne) et  $\vec{J}_c = \sigma\vec{E}$  désigne la densité de courant induit dans un milieu conducteur au voisinage du champ crée par  $\vec{J}$ .

Les équations de liaisons des champs sont données par :

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} \quad (1.13)$$

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \quad (1.14)$$

Dans le cas général,  $\varepsilon$  et  $\mu$  sont deux grandeurs complexes, mais dans un nombre important de cas d'étude des antennes elles sont approximées par des grandeurs réelles constantes.

Remplaçons (1.12) et (1.13) dans (1.8), on obtient :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega(\varepsilon\vec{E}) + \sigma\vec{E} + \vec{J} = (j\omega\varepsilon + \sigma)\vec{E} + \vec{J}$$

Soit :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega\left(\varepsilon + \frac{\sigma}{j\omega}\right)\vec{E} + \vec{J} = j\omega\varepsilon'\vec{E} + \vec{J} \quad (1.15)$$

avec:  $\varepsilon' = \varepsilon - j\left(\frac{\sigma}{\omega}\right)$  désigne la permittivité complexe du milieu de propagation.

Utilisant (1.8) à (1.14) et en répétant (1.15) et après quelques manipulations, on peut écrire les équations de Maxwell sous la forme suivante :

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (1.16)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\varepsilon'\vec{E} + \vec{J} \quad (1.17)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon'} \quad (1.18)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (1.19)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = -j\omega\rho \quad (1.20)$$

$\rho$  représente la source de charge correspondante à la source densité de courant  $\vec{J}$ .

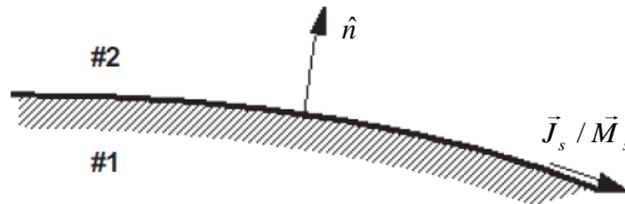
Les équations précédentes représentent les équations harmoniques du champ électromagnétique avec une source de courant  $\vec{J}$  et une source de charge  $\rho$ .

### 1.2.1. Conditions aux limites

Pour obtenir une solution complète des équations fondamentales de l'électromagnétisme il est nécessaire de satisfaire les conditions aux limites. Un système suffisant pour représenter les conditions aux limites entre deux milieux de propagation est exprimé par:

$$\hat{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{J}_s \quad (1.21)$$

$$(\vec{E}_2 - \vec{E}_1) \times \hat{n} = \vec{M}_s \quad (1.22)$$



**Figure 01. Conditions aux limites entre deux milieux de propagation**

$\hat{n}$  est le vecteur unitaire normal à la surface de séparation entre les deux milieux.

$\vec{J}_s$  et  $\vec{M}_s$  représentent, respectivement, le courant électrique et le courant magnétique sur la surface de séparation. Le courant magnétique est considéré comme une source équivalente qui remplace les courants électriques compliqués.

Les équations (1.21) et (1.22), s'écrivent aussi :

$$\vec{H}_{\tan 2} = \vec{H}_{\tan 1} + \vec{J}_s \quad (1.23)$$

$$\vec{E}_{\tan 2} = \vec{E}_{\tan 1} + \vec{M}_s \quad (1.24)$$

$\vec{E}_{\tan}$  et  $\vec{H}_{\tan}$  représentent, respectivement, les composantes tangentielles des champs électrique et magnétique.

Si un des 2 milieux est un conducteur parfait :

$$\vec{H}_{\tan 2} = \vec{J}_s \quad (1.25)$$

$$\vec{E}_{\tan 2} = 0 \quad (1.26)$$

**1.2.2. Théorème de Poynting**

Soit un volume  $v$  limité par une surface fermée  $s$ . Le vecteur Poynting complexe représente la densité de puissance complexe par unité de surface. Il est définie par :

$$\vec{W} = \frac{1}{2} \vec{E} \times \vec{H}^* \quad (1.27)$$

La puissance complexe  $P_s$  délivrée par la source au volume  $v$  est donnée par l'expression suivante:

$$P_s = P_f + P_{dav} + j2\omega(W_{mav} + W_{eav}) \quad (1.28)$$

Dans l'expression (1.28) :

- $P_f$  désigne la puissance complexe sortante du volume  $v$ . Elle est exprimée par :

$$P_f = \frac{1}{2} \oiint_s \vec{W} d\vec{s} = \frac{1}{2} \oiint_s \vec{E} \times \vec{H}^* d\vec{s} \quad (1.29)$$

où  $d\vec{s} = ds \cdot \hat{n}$  est l'élément de surface et  $\hat{n}$  est le vecteur unitaire normal à la surface  $s$

Dans le cas des problèmes de rayonnement, en particulier, on s'intéresse plutôt à la puissance réelle active qui représente la partie de la puissance complexe  $P_f$  pour laquelle les intensités des composantes des champs électrique et magnétique sont en phase. Elle est exprimée par :

$$P_{av} = \frac{1}{2} \text{Re} \left( \iint_s \vec{E} \times \vec{H}^* d\vec{s} \right) \quad (1.30)$$

- $P_{dav}$  désigne la puissance moyenne dissipée dans  $v$ . Elle est exprimée par :

$$P_{dav} = \frac{1}{2} \iiint_v \sigma |\vec{E}|^2 dv \quad (1.31)$$

- $W_{eav}$  désigne la puissance électrique moyenne emmagasinée dans  $v$ . Elle est donnée par :

$$W_{eav} = \frac{1}{2} \iiint_v \frac{1}{2} \epsilon |\vec{E}|^2 dv \quad (1.32)$$

- $W_{mav}$  désigne la puissance magnétique moyenne emmagasinée dans  $v$ . Elle est donnée par :

$$W_{mav} = \frac{1}{2} \iiint_v \frac{1}{2} \mu |\vec{H}|^2 dv \quad (1.33)$$

La puissance délivrée par la source peut aussi être calculée à partir de la densité de courant de volume la source comme suit :

$$P_s = -\frac{1}{2} \iiint_v \vec{E} \cdot \vec{J}^* ds \quad (1.34)$$

### 1.5. Solutions des équations de Maxwell pour les problèmes de rayonnement

La solution des problèmes d'antennes consiste à calculer les champs créés par une distribution de courant  $\vec{J}$ . Afin d'obtenir une solution simple pour les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ , on introduit une fonction potentiel vecteur et une fonction potentiel scalaire.

L'équation (1.19) montre que la divergence du champ magnétique est nulle (champ solénoïdal), et donc il possède uniquement une circulation (rotationnel). De ce fait, il peut être représenté par le rotationnel d'un autre vecteur comme suit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = 0$$

Donc, on peut écrire :

$$\vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (1.35)$$

où  $\vec{A}$  désigne le potentiel vecteur magnétique.

L'expression du potentiel scalaire électrique peut être obtenue en remplaçant (1.35) dans (1.16) :

$$\nabla \times \vec{E} = -j \omega \mu \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

d'où :

$$\nabla \times (\vec{E} + j \omega \mu \vec{A}) = 0 \quad (1.36)$$

L'expression entre parenthèses est un champ électrique dont le rotationnel est nul, donc c'est un champ à flux conservatif qui se comporte comme un champ électrique statique.

L'expression (1.36) et la propriété  $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \Phi) = 0$  permettent d'écrire :

$$\vec{E} + j \omega \mu \vec{A} = -\vec{\nabla} \Phi$$

donc :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \Phi - j \omega \mu \vec{A} \quad (1.37)$$

où  $\Phi$  désigne le potentiel scalaire électrique.

Les expressions (1.35) et (1.37) permettent le calcul des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  si  $\vec{A}$  et  $\Phi$  sont connus.

Discutons les solutions des équations de maxwell pour les fonctions potentielles. En remplaçant (1.35) dans (1.17), on obtient :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = j \omega \epsilon' \vec{E} + \vec{J} \quad (1.38)$$

## Chapitre 01 : Rappels sur les Champs Electromagnétiques

L'identité  $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla}^2 \vec{A}$  avec l'expression (1.37) permettent d'écrire :

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla}^2 \vec{A} = j \omega \epsilon' (-\vec{\nabla} \Phi - j \omega \mu \vec{A}) + \vec{J} \quad (1.39)$$

L'expression (1.39) peut être écrite sous la forme :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} + \omega^2 \mu \epsilon' \vec{A} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A} - j \omega \epsilon' \Phi) = -\vec{J} \quad (1.40)$$

Dans l'équation (1.40) la divergence de  $\vec{A}$  doit être spécifiée. Un choix convenable sera celui qui permet d'éliminer le terme entre parenthèse dans cette équation. Ceci vérifie la condition de Lorentz :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = j \omega \epsilon' \Phi \quad (1.41)$$

Donc, l'équation (1.40) se réduit à :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} + \omega^2 \mu \epsilon' \vec{A} = -\vec{J} \quad (1.42)$$

L'équation (1.42) s'appelle l'équation d'onde vectorielle pour le vecteur potentiel  $\vec{A}$ . C'est une équation différentielle qu'on peut résoudre pour  $\vec{A}$  si le courant d'excitation  $\vec{J}$  est connu.

Le champ électrique est donc obtenu à partir de (1.37) et (1.41) :

$$\vec{E} = -j \omega \mu \vec{A} + \frac{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A})}{j \omega \epsilon'} \quad (1.43)$$

De manière similaire on peut obtenir l'équation d'onde scalaire :

$$\vec{\nabla}^2 \Phi + \omega^2 \mu \epsilon' \Phi = -\frac{\rho}{\epsilon'} \quad (1.44)$$

$\rho$  est liée à  $\vec{J}$  par l'équation de continuité (1.20).

La solution de l'équation (1.42) pour une distribution de volume  $v$  de courant de source  $\vec{J}$  est donnée par l'expression suivante :

$$\vec{A} = \iiint_v \vec{J} \frac{e^{-i \beta R}}{4 \pi R} dv \quad (1.45)$$

avec :  $\beta = \sqrt{\omega \mu \epsilon'}$  désigne la constante de phase d'une onde plane.

$R$  désigne la distance entre un point dans le volume  $v$  et le point d'observation  $P$ .

# Chapitre 02

## Propagation des ondes Electromagnétiques

### 2.1. Introduction

Le présent chapitre est constitué de deux parties. Dans la première partie, on étudiera la propagation des ondes électromagnétiques dans les différents milieux. La deuxième partie est consacrée à l'étude des différents modes de la propagation atmosphérique.

### 2.2. Propagation des ondes électromagnétiques dans les différents milieux

#### 2.2.1. Equation de propagation d'une onde plane

On suppose que les milieux sont linéaires, homogènes, isotropes et dépourvus de charges ( $\rho=0$ ). Les équations de Maxwell (1.16) à (1.19) s'écrivent alors :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j \omega \mu \vec{H} \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = (\sigma + j \omega \mu) \vec{E} \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.4)$$

En prenant le rotationnel de (2.1) et en appliquant l'identité vectorielle

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \equiv \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla}^2 \vec{A} \text{ nous obtenons :}$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} = -j \omega \mu (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \quad (2.5)$$

On remplaçant (2.2) et (2.3) dans (2.5), il vient :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = j \omega \mu (\sigma + j \omega \epsilon) \vec{E} = \gamma^2 \vec{E} \quad (2.6)$$

avec:

$$\gamma^2 = (\alpha + j \beta)^2 = j \omega \mu (\sigma + j \omega \epsilon) \quad (2.7)$$

où :  $\gamma$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  désignent, respectivement, la constante de propagation, le facteur d'atténuation et la constante de phase de l'onde.

La solution de l'équation (2.7) permet d'exprimer  $\alpha$  et  $\beta$  en fonction des paramètres du milieu. L'expression (2.7) s'écrit :

$$\alpha^2 - \beta^2 + 2j \alpha \beta = -\mu \epsilon \omega^2 + j \mu \sigma \omega$$

Par identification on aura :

$$\begin{cases} \alpha^2 - \beta^2 = -\mu\varepsilon\omega^2 \\ 2\alpha\beta = \mu\sigma\omega \end{cases} \quad (2.8)$$

La résolution du système d'équations (2.8) donne :

$$\alpha = \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2} \left( \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2} - 1 \right)} \quad (\text{Nipper/m}) \quad (2.9)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2} \left( \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2} + 1 \right)} \quad (\text{Radian/m}) \quad (2.10)$$

L'équation (2.6) représente l'équation d'onde pour le champ électrique. En prenant le rotationnel de l'équation (2.2) et en procédant de la même manière, on peut écrire une équation similaire pour le champ magnétique :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} = j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)\vec{H} = \gamma^2 \vec{H} \quad (2.11)$$

Les équations (2.6) et (2.11) représentent les équations de propagation du champ électrique et du champ magnétique. En coordonnées cartésiennes, ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \gamma^2 \vec{E} \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} = \gamma^2 \vec{H} \quad (2.13)$$

Les solutions des équations des ondes planes qui ne dépendent que d'une seule coordonnée spatiale (par exemple  $z$ ) présentent un intérêt tout particulier. Pour ce cas, les équations (2.12) et (2.13) deviennent alors :

$$\frac{d^2 \vec{E}}{dz^2} = \gamma^2 \vec{E} \quad (2.14)$$

$$\frac{d^2 \vec{H}}{dz^2} = \gamma^2 \vec{H} \quad (2.15)$$

En outre, pour les champs avec une seule composante (polarisé selon  $x$  ou  $y$ ) les équations (2.14) et (2.15) admettent des solutions de la forme :

$$\vec{E} = E_0 e^{\pm\gamma z} \hat{y} \quad (2.16)$$

$$\vec{H} = H_0 e^{\pm\gamma z} \hat{x} \quad (2.17)$$

En considérons la dépendance du temps ces expressions deviennent :

$$\vec{E}(z, t) = E_y \hat{y} = E_0 e^{\pm\gamma z} e^{j\alpha t} \hat{y} \quad (2.18)$$

$$\vec{H}(z, t) = H_x \hat{x} = H_0 e^{\pm \gamma z} e^{j\omega t} \hat{x} \quad (2.19)$$

Les composantes du champ électromagnétique obtenues dépendent, par l'intermédiaire de  $\gamma$ , des caractéristiques du milieu de propagation ( $\mu, \varepsilon$  et  $\sigma$ ).

### 2.2.2. Propagation dans un milieu moyennement conducteur

Dans les milieux moyennement conducteurs mais de conductivité suffisante (par exemple la terre humide, l'eau de mer) l'expression (2.16) s'écrit pour une onde progressive (se propageant dans le sens des  $z > 0$ ), sous la forme :

$$\vec{E} = E_0 e^{-\gamma z} \hat{y} = E_0 e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} \hat{y} \quad (2.20)$$

En considérant les conditions précédentes la relation (2.1) se réduit à :

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -\gamma E_y = -j\omega\mu H_x \quad (2.21)$$

D'où, on en déduit l'expression du champ magnétique :

$$\vec{H} = \frac{\gamma}{j\omega\mu} E_y \hat{x} = \sqrt{\frac{\sigma + j\omega\varepsilon}{j\omega\mu}} E_0 e^{-\gamma z} \hat{x} \quad (2.22)$$

On définit l'impédance intrinsèque complexe  $\eta$  du milieu de propagation par l'expression suivante :

$$\eta = \frac{E_y}{H_x} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} \quad (2.23)$$

L'expression (2.23) montre que  $\eta$  dépend des paramètres du milieu de propagation et aussi de la fréquence.

Les expressions complètes des champs dans un milieu moyennement conducteur s'écrivent donc :

$$\vec{E}(z, t) = E_0 e^{-\alpha z} e^{j(\omega t - \beta z)} \hat{y} \quad (2.24)$$

$$\vec{H}(z, t) = \frac{E_0}{\eta} e^{-\alpha z} e^{j(\omega t - \beta z)} \hat{x} \quad (2.25)$$

Le facteur  $e^{-\alpha z}$  représente l'atténuation des amplitudes de  $\vec{E}$  et de  $\vec{H}$  au cours de leur propagation dans le sens des  $z$  positifs. Donc, il y aura atténuation sauf si la conductivité  $\sigma$  est nulle, c'est le cas de la propagation dans les diélectriques parfaits ou dans le vide.

### 2.2.3. Propagation dans un diélectrique parfait

Dans un diélectrique parfait  $\sigma = 0$ , et donc on aura :

$$\alpha = 0, \quad \beta = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} \quad \text{et} \quad \eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

Puisque  $\alpha = 0$  il n'y a pas d'atténuation des ondes et  $\vec{H}$  et  $\vec{E}$  sont en phase en tout point. Les expressions des champs (2.24) et (2.25) deviennent :

$$\vec{E}(z, t) = E_0 e^{j(\omega t - \beta z)} \hat{y} \quad (2.26)$$

$$\vec{H}(z, t) = \frac{E_0}{\eta} e^{j(\omega t - \beta z)} \hat{x} \quad (2.27)$$

La vitesse de propagation et la longueur d'onde sont alors :

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (2.28)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (2.29)$$

Dans le vide qui est un diélectrique parfait, on aura :

$$\eta = \eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 120\pi \Omega \quad \text{et} \quad v = c = 3 \times 10^8 \text{ m/s} .$$

#### 2.2.4. Propagation dans les bons conducteurs

Dans les milieux considérés comme des bons conducteurs  $\sigma \gg \omega\epsilon$  pour le domaine des radiofréquences et micro-ondes. Donc, le terme  $\omega\epsilon/\sigma$  va tendre vers zéro et les expressions des paramètres de la propagation se réduisent à :

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} = \sqrt{\pi f \mu\sigma} \quad (2.30)$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}} \angle 45^\circ \quad (2.31)$$

Donc, dans les conducteurs, les ondes sont atténuées très rapidement. La vitesse de propagation et la longueur d'onde dans un milieu conducteur s'écrivent :

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu\sigma}} = \omega\delta \quad (2.32)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\sqrt{\pi f \mu\sigma}} = 2\pi\delta \quad (2.33)$$

avec :  $\delta$  désigne l'épaisseur de peau donnée par:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu\sigma}} \quad (2.34)$$

### 2.3. Propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère

#### 2.3.1. Atmosphère

On appelle atmosphère la couche gazeuse qui enveloppe une planète en particulier la

terre. L'atmosphère terrestre est composée de parties possédant toutes des caractéristiques différentes les unes des autres. Ces parties peuvent affecter ou non les signaux radio. Les météorologistes divisent habituellement l'atmosphère en quatre zones (figure 01):

**a. La troposphère :** c'est la couche qui est en contact avec le sol. Elle s'étend jusqu'à 10Km d'altitude et elle est le siège des phénomènes climatiques : nuages, vents, brouillard.

**b. La stratosphère :** s'étend de 10 à 50Km d'altitude ; elle intervient peu dans la propagation des ondes.

**c. L'ionosphère :** c'est la partie de l'atmosphère exposée au rayonnement solaire, ainsi qu'aux rayons cosmiques et aux météorites qui provoquent l'ionisation des molécules. Les particules chargées négativement (électrons) et positivement (ions) ont tendance à se concentrer en couches ionisées qui vont jouer un rôle important dans la propagation des ondes et principalement des ondes HF. Ces couches absorbent, réfléchissent ou encore laissent passer les signaux radio selon l'heure, la saison et les conditions de propagation. Voici la description des quatre couches contenues dans l'ionosphère :

- **Couche D :** première couche de l'ionosphère se situant à une altitude variant entre 50 et 90 Km. Elle est présente le jour dû au rayonnement solaire et disparaît la nuit. Elle atténue et réfléchit les signaux de basses fréquences (30 à 300KHz) et laisse passer les fréquences supérieures.
- **Couche E :** seconde couche de l'ionosphère située à une altitude entre 90 et 150Km. Elle est présente le jour et elle disparaît la nuit. Cette couche atténue et réfléchit les signaux de moyennes fréquences (300 KHz à 3 MHz) et laisse passer les fréquences supérieures.
- **Couche F1 :** troisième couche de l'ionosphère située à une altitude se situant entre 300 et 400Km l'été et 150 et 200Km l'hiver. Cette couche s'intègre avec la couche F2 la nuit avec une altitude débutant autour de 250-300 Km. Elle réfléchit les signaux de hautes fréquences (3MHz à 30MHz) et laisse passer les fréquences supérieures.
- **Couche F2 :** dernière couche de l'ionosphère située à une altitude débutant à 400Km l'été et 200Km l'hiver. Cette couche peut atteindre les 1000Km. Cette couche s'intègre avec la couche F1 la nuit avec une altitude débutant autour de 250-300Km. Elle réfléchit les signaux de hautes fréquences (3MHz à 30MHz) et laisse passer les fréquences supérieures.

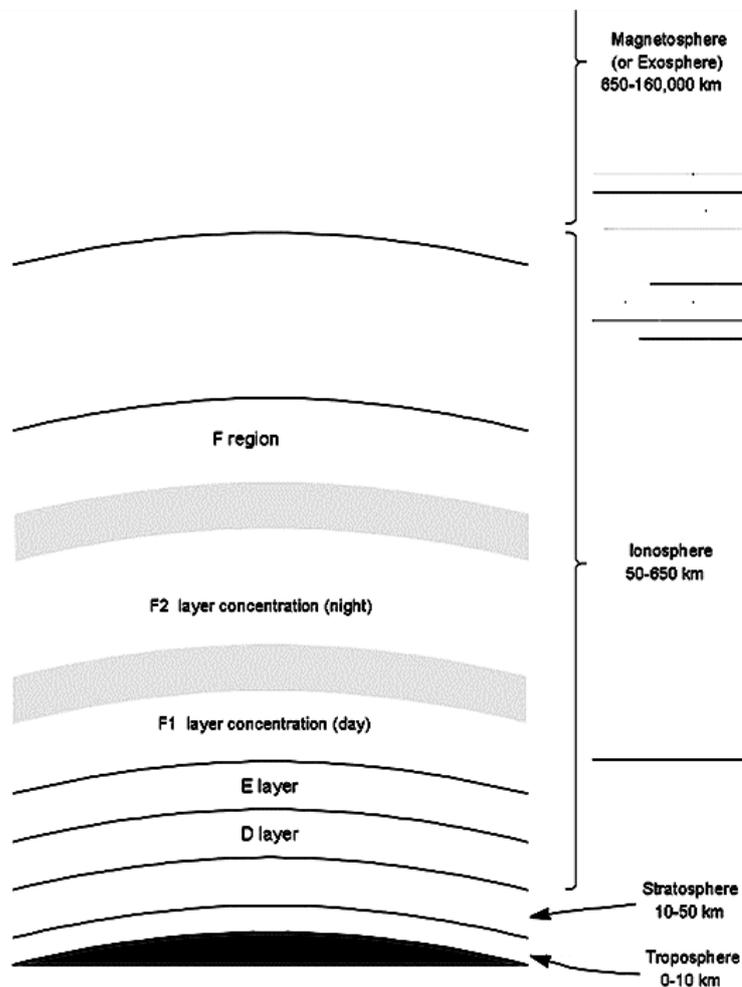


Figure 01. Les différentes Couches de l'Atmosphère

### e. L'exosphère

L'exosphère est la couche ultime de l'atmosphère; on connaît mal ses propriétés et on ignore sa limite. Elle joue peu de rôle en communications radio. C'est dans l'exosphère que se trouve la première des deux ceintures de particules découvertes par les satellites artificiels, nommées barrières de Van Allen; la première barrière s'étend de 500 à 3500 Km, tandis que la seconde s'étend de 12000 à 50000 Km; elles sont constituées principalement d'électrons et de protons provenant du soleil et piégés par le champ magnétique terrestre.

### 2.3.2 Phénomènes de la propagation atmosphérique

Il existe plusieurs phénomènes de propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère dont les plus importantes sont : (Figure 02)

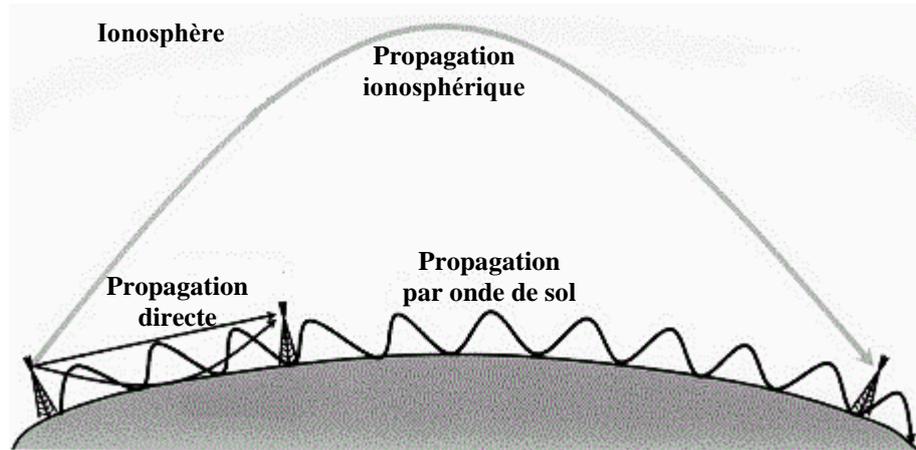


Figure 02. Les différents types de la propagation atmosphérique.

### a. Propagation directe

Ce type de propagation est le plus répandu particulièrement pour les télécommunications aux fréquences micro-ondes (faisceaux hertziens). Il s'agit du premier phénomène le plus répandu et aussi, probablement le plus connu. Il consiste en une propagation en ligne droite d'une antenne à l'autre. Cette propagation est aussi connue sous le nom : "propagation en ligne de vue". Les ondes se propageant ainsi sont donc influencées par les conditions (pluie, brouillard, ect.) et par les obstacles naturels (montagnes, forêts, ect.) et artificiels (bâtiments élevés).

### b. Propagation Ionosphérique

Ce type de propagation est le plus commun pour les communications dans les bandes HF (ondes courtes). Cela se produit lorsque l'onde est émise du sol vers l'espace et que cette onde est réfléchi vers la terre par les couches ionisées de l'ionosphère qui se comportent comme un véritable miroir pour les ondes électromagnétique. Ce mode de propagation permet d'effectuer des liens sur des distances de quelques centaines de kilomètres jusqu'à quelques milliers de kilomètres selon l'angle d'incidence de l'onde lors de son arrivée dans l'ionosphère. On constate alors des zones d'ombres dans lesquelles aucune réception n'est possible. Aussi, à partir d'une fréquence critique ou/et d'un angle d'incidence critique, les ondes électromagnétique ne sont plus réfléchies et échappent à l'atmosphère.

En fait, l'onde HF peut faire le tour de la terre lorsqu'elle fait plusieurs réflexions consécutives sur le sol et dans l'ionosphère. L'onde, réfléchi par l'ionosphère, est alors réfléchi encore une fois par le sol pour être retourné dans l'ionosphère.

### c. Propagation par onde de sol

Appelée aussi propagation superficielle. Cette propagation se fait directement d'une antenne à l'autre en suivant la courbure terrestre. Elle est dominante pour les fréquences en dessous de 300KHz. En effet, la composante de champ électrique horizontale interagit avec le sol, générant des pertes. Seul reste la composante verticale du champ électrique (polarisation vertical). Les pertes dues à cette interaction sont d'autant plus élevées que la fréquence est élevée et que la conductivité du sol est faible. Pour une même puissance d'émission, la portée est beaucoup plus grande en mer qu'en terrain agricole ou qu'en terrain aride. D'autre part, la portée des transmissions par ondes de surface est élevée pour les ondes longues et moyennes, mais faible pour les ondes courtes et ultracourtes.

### d. Autre types de propagation

Il s'agit ici de phénomènes qui sont moins courant, exploités pour certaines applications particulières. On peut citer :

- **Propagation par E Sporadique**

Ce phénomène se produit lorsque l'onde incidente dans l'ionosphère se retrouve emprisonnée dans la couche E, par conséquent entre les couches D et F, et quelle est alors transportée sur une grande distance. L'onde est alors rejeter et elle revient sur le sol pour être capté par une station distante. Les distances peuvent atteindre dans les 2 000Km et même pour la bande du 2 mètres.

- **Propagation par diffraction troposphérique**

Il s'agit ici d'un phénomène qui est un peu moins utilisé mais qui peut être beaucoup plus prévisible que le E sporadique. Il s'agit en fait d'une diffraction troposphérique. Cela consiste à se servir de la pluie et des particules dans l'atmosphère comme élément réflecteur afin de faire réfléchir les signaux vers une autre station.

### 2.3.3. Propagation par bande de fréquences

On présente dans ce qui va suivre un sommaire des caractéristiques de propagation des ondes électromagnétiques par bande de fréquences.

**a. Bande kilométrique** (Ondes longues : de 30 à 300 KHz) : Ces ondes ont tendance à suivre la courbure de la terre et se prêtent donc fort bien aux communications terrestres de longue portée utilisant des stations-relais.

**Couverture** : assurée par ondes de sol seulement.

**Avantages** : Portée importante, identique le jour comme la nuit. Insensibilité aux

perturbations atmosphérique. Stabilité du signal reçu.

**Inconvénients** : Requier une puissance d'émission RF très importante. Les antennes doivent être très importantes pour établir de bonnes communications.

**Applications** :

- Diffusion de l'heure (continue) par plusieurs pays ;
- Radio navigation maritime ;
- Balise aéronautique et maritime entre 200 et 410KHz ;
- Radiodiffusion locale en Europe entre 150 et 281KHz.

### b. Bande hectométrique (Ondes moyennes : de 300KHz à 3MHz)

**Couverture** : Ondes de sol, et ondes d'espace possible.

**Avantages** : Relativement peu de parasites statique. Intéressant et avantageux pour les émissions à caractère local.

**Inconvénients** : Portée moindre que les ondes kilométriques. Instabilité entre le jour et la nuit.

**Applications** :

- Balises aéronautiques jusqu'à 410KHz ;
- Radiodiffusion en modulation d'amplitude (Amérique 530-1710KHz) ;
- Bande radioamateur 160 mètres (1800 – 2000KHz) ;
- Communications maritime SSB dans les 2 MHz. La fréquence 2182KHz étant la fréquence d'appel et détresse en SSB.

### c. Bande décamétrique (Ondes courtes : de 3 à 30MHz)

**Couverture** : Onde de sol prédomine à faible distance (de 15 à 30Km environ). L'onde d'espace peut atteindre des distances énormes (surtout le jour) avec de faibles puissances (réflexions sur l'ionosphère).

**Inconvénients** : Très grande sensibilité aux parasites atmosphérique et aux changements de température et de saison. Le signal reçu est très instable et sujet à l'évanouissement (fading). Ces ondes ne se propagent pas dans les régions polaires. Parasites réduits mais se propagent facilement.

**Applications** : Cette bande est très occupée par différents services de tous les genres. Quelques-uns des principaux utilisateurs sont : Militaires, services maritime, aéronautique, radio amateurs, diffusion internationale. Les ondes longues, moyennes et courtes sont utilisées pour la radiodiffusion nationale et internationale en modulation AM.

**d. Bande métrique** (VHF : de 30 à 300MHz) : Généralement au-dessus de 25MHz, les ondes traversent l'ionosphère et comme elles se déplacent en ligne droite, leur portée au sol se limite approximativement à la ligne d'horizon, distance qui varie selon la hauteur des antennes émettrices et réceptrices et selon la nature du terrain. Ces ondes se comportent d'autre part, comme si elles s'usaient au contact de l'atmosphère et du sol. Il s'ensuit que cette région du spectre radio convient à des communications à courte portée.

**Couverture** : Possibilité de communications en « visibilité directe » seulement (d'antennes à antennes). Bande très étendue. Onde d'espace inexistante. Très bonne qualité de transmission.

**Inconvénients** : Communications uniquement en visibilité directe. Influence considérable des obstacles rencontrés. Donc, l'antenne de transmission doit être relativement haute pour se dégager ces obstacles.

**Applications :**

- Communications industrielles ;
- Radio-balises aéronautiques sur 75MHz ;
- Satellites de météo entre 136 et 138Mhz ;
- Radioamateurs entre 50 et 54MHz (bande 6 mètres), entre 144 et 148MHz (bande 2 mètres) et entre 220 et 225MHz ;
- Mobiles aéronautiques, satellites militaires, entre 225 et 300MHz.
- Gouvernement, commerces, taxis, etc.

**e. Bandes décimétriques centimétriques et millimétriques** (Micro-ondes : de 300 à 3000MHz) :

Généralement au-dessus de la fréquence de 1GHz la transmission exige des antennes directionnelles et des relais en visibilité directe (faisceaux hertziens), ce qui limite la propagation à la diffusion régionale. Les fréquences élevées de ces ondes permet leur utilisation comme porteuse pour la transmission dans les réseaux téléphoniques et informatiques sans fils avec des débits de transmission très élevés et des bandes passantes très larges. En effet plus la fréquence est élevée plus la bande de fréquences transmise peut être large.

**Couverture** : Similaire au VHF.

**Applications :**

- Télévision dans la bande 470-810MHz ;
- Radars et télédétection,

## **Chapitre 02 : Propagation des Ondes Electromagnétiques**

---

- Télécommunication spatiales ;
- Téléphones cellulaires ;
- Réseaux sans fils ;
- Avions militaires et commerciaux ;
- Services publics (police, Hertiens) ;
- Radio amateurs dans les bandes 430-450MHz, 902-928MHz et 1240-1300MHz.

## Chapitre 03

# Caractéristiques Générales des Antennes

### 3.1 Introduction

Pour décrire les performances d'une antenne, il est nécessaire de définir ses différentes caractéristiques, à savoir le diagramme de rayonnement, la directivité, le gain, etc.

### 3.2. Densité de puissance et puissance rayonnée d'une antenne

Le vecteur de Poynting est une grandeur souvent utilisée pour décrire la puissance associée à une onde électromagnétique. Lorsque la variation temporelle du champ électromagnétique est périodique. Il très souvent utile de déterminer la valeur moyenne du vecteur de Poynting. En fait, cette valeur moyenne représente la densité de puissance par unité de surface et est donnée par l'expression suivante :

$$\vec{W}_{moy} = \frac{1}{T} \int_0^T \vec{p} dt = \frac{1}{2} Re \left[ \vec{E} \times \vec{H}^* \right] \quad (3.1)$$

où :  $\vec{p}$  désigne vecteur de Poynting instantanée et  $\vec{W}_{moy}$  désigne la densité de puissance moyenne ( $W/m^2$ ).

La puissance moyenne ou la puissance rayonnée totale, à travers une surface fermée, est obtenue en intégrant la composante normale de ce vecteur sur toute cette surface et peut s'écrire sous la forme :

$$P_r = P_{moy} = \oiint_s \vec{W}_{moy} \cdot \hat{n} \cdot ds = \frac{1}{2} \oiint_s Re \left[ \vec{E} \times \vec{H}^* \right] \cdot \hat{n} \cdot ds \quad (3.2)$$

Pour une surface sphérique et dans un système de coordonnées sphérique  $(r, \theta, \varphi)$ , on prend :  $\hat{n} = \hat{r}$  et  $ds = r^2 \sin \theta d\theta d\varphi$ .

Donc la relation (3.2), s'écrit :

$$P_r = \oiint_s \vec{W}_{moy} \cdot \hat{r} \cdot r^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{1}{2} \oiint_s Re \left[ \vec{E} \times \vec{H}^* \right] \cdot \hat{r} \cdot r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad (3.3)$$

Pour une source isotrope idéale rayonnant de manière omnidirectionnelle, le vecteur de Poynting ne dépend pas des coordonnées  $\theta$  et  $\varphi$  et il se réduit à sa composante radiale. La puissance rayonnée par une telle source est :

$$P_r = \oiint_S \vec{W}_{iso} \cdot \hat{n} ds = \oiint_S \vec{W}_{iso} \cdot \hat{r} ds = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (W_{iso}(r)\hat{r}) (\hat{r}r^2 \sin \theta d\theta d\varphi) = 4\pi r^2 W_{iso}(r)$$

La densité surfacique de puissance pour une antenne isotrope est donc de la forme :

$$\vec{W}_{iso}(r) = \frac{P_r}{4\pi r^2} \hat{r} \quad (3.4)$$

L'expression (3.4) montre que la puissance rayonnée par une antenne isotrope est uniformément distribuée sur une surface sphérique de rayon  $r$ .

### 3.3. Intensité de rayonnement

C'est une caractéristique radioélectrique de l'antenne dépendant du champ lointain. Elle est définie dans une direction donnée  $\psi(\theta, \varphi)$ , comme étant la puissance rayonnée par une antenne par unité d'angle solide. Sa formulation mathématique est obtenue par le produit de la densité surfacique moyenne par le carré de la distance radiale :

$$U(\theta, \varphi) = r^2 \cdot \vec{W}_{moy} \cdot \hat{r} \quad (W/sr) \quad (3.5)$$

où  $sr$  est le symbole du "stéradian" qui est l'unité dérivée du système international pour la mesure d'angles solides. La puissance rayonnée peut alors s'écrire en fonction de l'intensité de rayonnement comme suit :

$$P_r = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \vec{W}_{moy} \cdot r^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi U(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi = \iint_{\Omega} U(\theta, \varphi) d\Omega \quad (3.6)$$

Compte tenu des relations (3.4) et (3.5), l'intensité de rayonnement pour une antenne isotrope s'écrit :

$$U_{iso} = r^2 \frac{P_r}{4\pi r^2} \hat{r} \cdot \hat{r} = \frac{P_r}{4\pi} \quad (3.7)$$

### 3.4. Diagramme de rayonnement

Le diagramme de rayonnement d'une antenne montre les variations du champ ou de la densité de puissance dans l'espace de rayonnement de l'antenne à une distance fixe  $r$ .

Le diagramme de rayonnement peut aussi, représenter la variation spatiale de l'intensité de rayonnement. On définit la fonction caractéristique d'une antenne par l'intensité de rayonnement normalisée à l'unité :

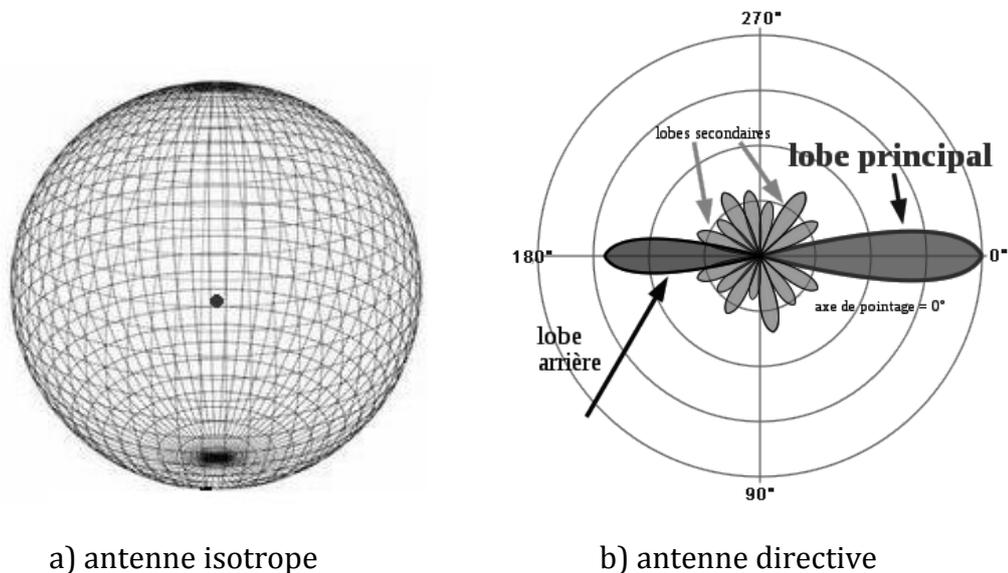
$$r(\theta, \varphi) = \frac{U(\theta, \varphi)}{U_{\max}(\theta_0, \varphi_0)} \quad (3.8)$$

### Chapitre 03 : Caractéristiques Générales des Antennes

$U_{max}(\theta_0, \varphi_0)$  désigne l'intensité de rayonnement maximale dans la direction privilégiée  $\psi_0(\theta_0, \varphi_0)$ .

Le tracer de  $r(\theta, \varphi)$  dans l'espace  $(\theta, \varphi)$  représente le diagramme de rayonnement de l'antenne. Il est indépendant de la distance du point d'observation au centre du système de coordonnées.

L'antenne isotrope qui rayonne d'une façon équivalente (omnidirectionnelle) dans toutes les directions de l'espace est une antenne hypothétique qui sert comme antenne de référence pour l'étude d'autres types d'antennes. Son diagramme de rayonnement se présente sous forme d'une sphère (Figure 3.1.a). Cependant, Le diagramme de rayonnement d'une antenne réelle présente des directions privilégiées (maximum de rayonnement) et des directions où le champ rayonné est nul (Figure 3.1.b). Ce type d'antenne s'appelle antenne directive.



**Figure 3.1. Diagramme de rayonnement d'une antenne.**

Souvent, on utilise des coupes de ce diagramme; le plus souvent dans un plan horizontal  $\theta = C^{te}$  (généralement  $90^\circ$ ) et  $\varphi$  variable ou dans un plan vertical  $\varphi = C^{te}$  (généralement  $0$  ou  $90^\circ$ ) et  $\theta$  variable.

#### 3.5. Les trois zones de rayonnement

L'espace de rayonnement de l'antenne est généralement subdivisé en trois régions, à savoir : (Figure 3.2)

**a. Région réactive** (zone de Rayleigh) : cette région est délimitée par une sphère de rayon  $R_1 = 0.62\sqrt{d^3/\lambda}$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde et " $d$ " est la plus grande dimension

### Chapitre 03 : Caractéristiques Générales des Antennes

de l'antenne. C'est la région entourant la source de rayonnement où la puissance réactive (purement imaginaire) prédomine.

**b. Région du champ proche rayonné (zone de Fresnel) :** c'est la région comprise entre la zone réactive et la zone du champ lointain et dans laquelle la divergence du faisceau devient appréciable. Cette région est délimitée par une distance radiale  $R$  telle que  $R_1 \leq R < R_2$  (avec  $R_2 = 2d^2/\lambda$ ) et le champ rayonné dépend, en général, de la distance radiale. De plus, la composante radiale du champ est appréciable.

**c. Région du champ lointain (zone de Fraunhofer) :** dans cette région, l'onde rayonnée est plane et les champs ont une structure TEM par rapport à la direction radiale. La puissance rayonnée est purement réelle et indépendante de la distance radiale.

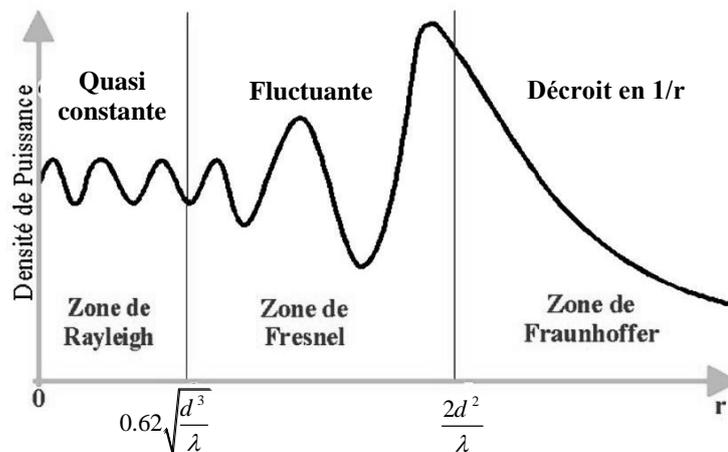


Figure 3.2. Les trois zones de rayonnement d'une antenne

### 3.6 Directivité

La directivité d'une antenne dans une direction donnée  $\psi(\theta, \varphi)$  est par définition le rapport de son intensité de rayonnement  $U(\theta, \varphi)$  dans cette direction sur l'intensité de rayonnement d'une antenne de référence. L'antenne de référence est généralement la source isotrope. La formulation mathématique de cette caractéristique radioélectrique est comme suit :

$$D(\theta, \varphi) = \frac{U(\theta, \varphi)}{U_{iso}} = 4\pi \frac{U(\theta, \varphi)}{P_r} \quad (3.9)$$

La directivité maximale est le paramètre le plus souvent utilisé. Elle caractérise la directivité dans la direction du rayonnement maximum et est définie par :

$$D_0 = D(\theta_0, \varphi) = \frac{U_{max}}{U_{iso}} = 4\pi \frac{U_{max}}{P_r} \quad (3.10)$$

Pour une source isotrope, nous aurons :  $D_{iso}(\theta, \varphi) = (D_0)_{iso} = 1$  (ou 0 dB)

#### 3.7. Gain d'une antenne

Le gain d'une antenne est un paramètre très intéressant caractérisant les performances radioélectriques d'une antenne. Il tient compte aussi bien des propriétés de directivité que du rendement (donc des pertes) de cette antenne. Le gain relatif de l'antenne s'écrit :

$$G(\theta, \varphi) = e_t \frac{4\pi U(\theta, \varphi)}{P_r} = e_t D(\theta, \varphi) \quad (3.11)$$

$e_t$  désigne le rendement de l'antenne. Il est définie par :

$$e_t = \frac{P_f}{P_r} \quad (3.12)$$

$P_f = P_r + P_d$  est la puissance fournie à l'antenne par la ligne de transmission issue de l'émetteur.  $P_d$  représente les différentes pertes en puissance dans l'antenne. Pour une source sans pertes  $P_f = P_r$ .

Dans la direction du rayonnement maximum la relation entre le gain et la directivité maximale est exprimée sous la forme :

$$G_0 = e_t D_0 = e_t \frac{4\pi U_{max}}{P_r} \quad (3.13)$$

La directivité et le gain maximum sont souvent exprimés en décibels à l'aide des relations  $D_0(dB) = 10 \log_{10}(D_0)$  et  $G_0(dB) = 10 \log_{10} G_0$

#### 3.8. Rendement d'une antenne

Le rendement total  $e_t$  d'une antenne est une grandeur définie afin de tenir compte des pertes totale (par effet joule, dans le diélectrique et par désadaptation) au niveau de cette antenne. Il s'écrit :

$$e_t = e_r e_c e_d \quad (3.14)$$

$e_r, e_c$  et  $e_d$  désignent respectivement le rendement dû aux pertes par désadaptation entre l'antenne et la ligne de transmission, le rendement dû aux pertes joule et le rendement dû aux pertes diélectrique. Le rendement  $e_r$  est exprimé par :

$$e_r = (1 - |\Gamma_a|^2) \quad (3.15)$$

$\Gamma_a$  est le coefficient de réflexion à l'entrée de l'antenne. Il est donné par :

$$\Gamma_a = \frac{Z_a - Z_0}{Z_a + Z_0} \quad (3.16)$$

Où  $Z_a$  et  $Z_0$  sont respectivement l'impédance d'entrée de l'antenne et l'impédance caractéristique de la ligne.

Généralement  $e_c$  et  $e_d$  sont très difficiles à calculer. Ils peuvent être déterminé expérimentalement mais de manière indissociable. C'est la raison pour laquelle, la forme la plus utilisée de l'expression (3.14), s'écrit :

$$e_t = e_{cd} (1 - |\Gamma_a|^2) \quad (3.17)$$

### 3.9. Impédance d'entrée

L'impédance d'entrée d'une antenne caractérise la charge apportée par cette antenne au circuit d'excitation (figure 3.3).

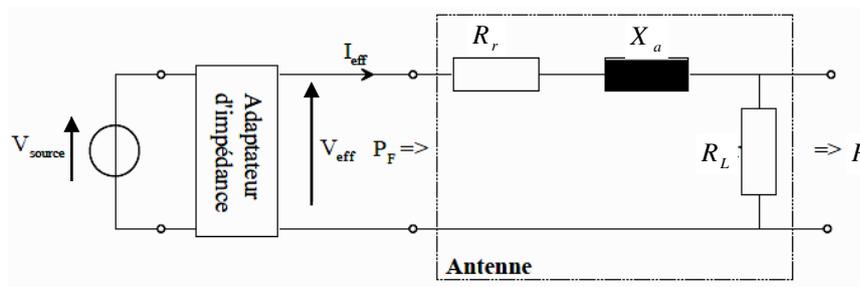


Figure 3.3. Circuit équivalent d'une antenne en émission.

Au sens de la théorie des circuits, l'antenne est représentée par un dipôle, dont l'impédance d'entrée serait :

$$Z_a = R_a + jX_a = R_L + R_r + jX_a \quad (3.18)$$

$R_a$  et  $X_a$  représentent respectivement la résistance et la réactance de l'antenne à son entrée.

$R_r$  est la résistance de rayonnement. C'est une caractéristique dépendante du champ lointain qui permet de représenter la puissance active rayonnée par l'antenne.

$R_L$  est la résistance de pertes de l'antenne (la puissance dissipée dans l'antenne). Elle permet de représenter les pertes électriques et diélectriques.

L'expression (3.18) permet de définir le rendement  $e_{cd}$  (dû aux pertes électrique et diélectrique) sous la forme d'un rapport de résistances :

$$e_{cd} = \frac{R_r}{R_r + R_L} \quad (3.19)$$

### • Réactance d'un dipôle

Les dipôles sont des antennes à onde stationnaire. En effet, comme l'extrémité du dipôle est ouverte, l'onde électromagnétique émise est réfléchiée avec un coefficient de réflexion  $\Gamma=1$ . L'addition des deux ondes progressive et réfléchiée génère une onde stationnaire. La figure 3.4 illustre le parcours de l'impédance du dipôle pour différentes valeurs de sa longueur  $l$ .

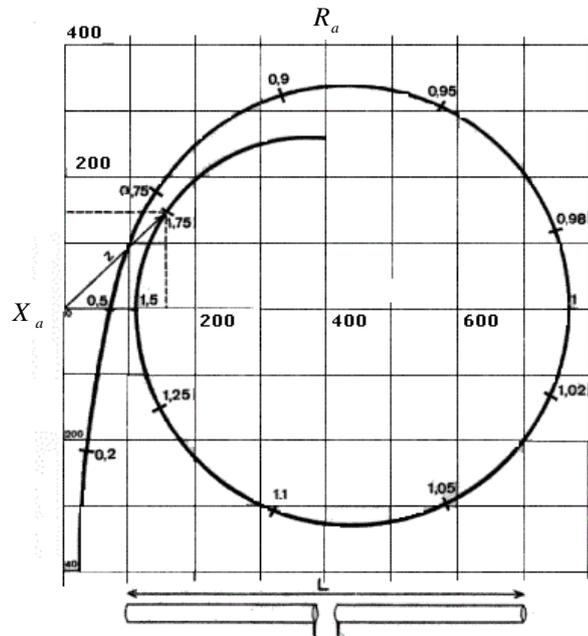


Figure 3.4. Réactance d'une antenne filaire de longueur  $l$

On remarque à partir de cette courbe que :

- Lorsque  $l$  est proche de  $\lambda/2, 3\lambda/2, \dots$ , on a des situations de résonance. L'impédance  $Z_a$  est purement réelle et de l'ordre de la centaine d'Ohms ( $R_r=73\Omega$  pour une antenne demi-onde). Il est à noter que les caractéristiques de l'antenne en résonance dépendent relativement peu de l'épaisseur du dipôle.
- Lorsque  $l$  est proche de  $\lambda, 2\lambda, \dots$ , on a des situations d'anti-résonance. L'impédance  $Z_a$  est purement réelle et peut prendre des valeurs de plusieurs milliers d'ohms. A noter que les caractéristiques de l'antenne en anti-résonance dépendent énormément de l'épaisseur du dipôle.
- Les valeurs de  $l$  pour lesquelles on a résonance (ou anti-résonance) ne sont pas des multiples exacts de  $\lambda/2$ . Par exemple, pour le dipôle demi-onde, on a  $l = 0.95\lambda/2$ .
- Les antennes résonantes sont assez sensibles au rapport  $l/\lambda$ . En conséquence, la bande passante de ce type d'antennes est limitée.

La réactance  $X_a$  de l'antenne est non désirée. La première manière de l'éliminer est de réaliser une antenne qui n'en a pas. C'est le cas des antennes résonantes. Une seconde

manière d'éliminer la réactance  $X_a$  est d'ajouter en série à l'antenne une seconde réactance  $X_a' = -X_a$ .

#### 3.10. Bande passante

D'une manière générale, la bande passante d'une antenne est la bande de fréquence pour laquelle les performances radioélectriques de cette antenne restent conformes à une norme imposée. Par exemple, l'impédance d'entrée dont la considération est fondamentale pour les problèmes d'adaptation (transfert d'énergie). La bande passante est alors celle pour laquelle la partie réelle de l'impédance d'entrée est supérieure ou égale à 0.707 fois sa valeur maximale (Figure 3.5). Il est souvent plus commode de considérer la représentation de l'impédance d'entrée normalisée en abaque de Smith et de définir la bande passante comme étant la bande de fréquence pour laquelle cette représentation reste confinée dans un cercle de TOS (taux d'ondes stationnaires) égale à une certaine valeur imposée (généralement 2).

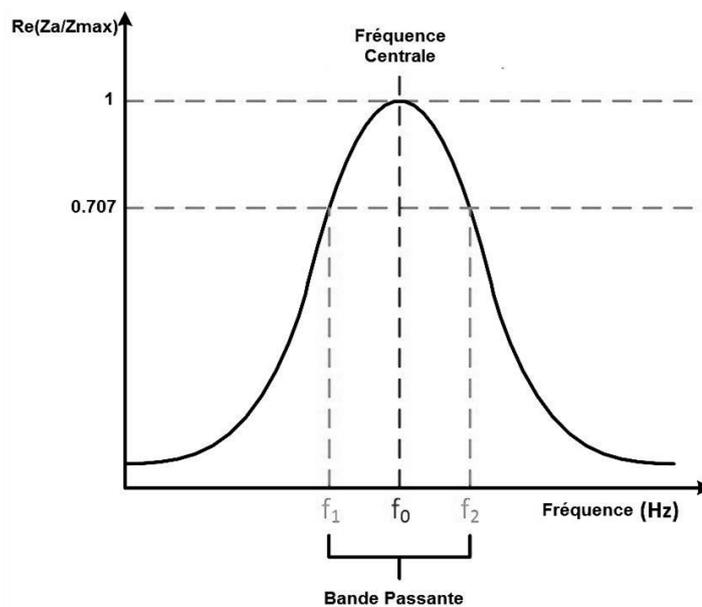


Figure 3.5. Bande passante d'une antenne.

#### 3.11. Polarisation

La polarisation d'une antenne est la propriété décrivant la variation temporelle de la direction et du module du champ électrique rayonné par cette antenne. Elle est caractérisée par la courbe décrite dans le temps par l'extrémité du vecteur champ électrique et observée à partir de la direction de propagation.

La polarisation peut être linéaire, circulaire ou elliptique (figure 3.6). Dans le cas général, le champ électrique décrit une ellipse et la polarisation est alors dite elliptique.

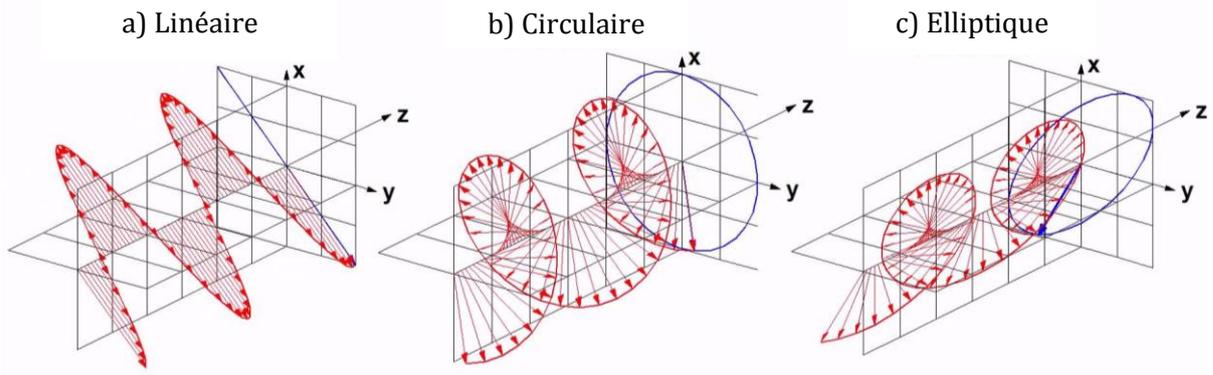


Figure 3.6. Les trois types de polarisation d'une antenne.

- **Polarisation linéaire**

Pour une onde polarisée linéairement le déphasage temporel entre les deux composantes doit être :

$$\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x = n\pi \quad (3.24)$$

Dans ce type de polarisation l'extrémité du champ électrique  $\vec{\varepsilon}$  se déplace sur une ligne droite comme il est illustré par la figure 3.6.a.

- **Polarisation circulaire**

La polarisation est circulaire lorsque les amplitudes des deux composantes du champ électrique  $\vec{\varepsilon}$  sont égales et que leur déphasage temporel  $\Delta\varphi$  est un multiple impair de  $\pi/2$ , ces conditions peuvent être formulées comme suit :

$$|\varepsilon_x| = |\varepsilon_y| \Rightarrow E_x = E_y = E \quad (3.23.a)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x \neq \begin{cases} +n \pi/2 & \text{pour } CW \\ -n \pi/2 & \text{pour } CCW \end{cases} \quad (n = 0, 1, 2, 3 \dots) \quad (3.23.b)$$

Dans ce type de polarisation l'extrémité du champ électrique  $\vec{\varepsilon}$  décrit un cercle dont le sens de rotation dépend du signe du déphasage temporel  $\Delta\varphi$  (Figure 3.6.b).

- **Polarisation elliptique**

Le champ électrique instantané d'une onde plane se propageant le long de l'axe Oz (dans le sens de  $z < 0$ ) peut s'écrire :

$$\vec{\varepsilon}(z, t) = \varepsilon_x(z, t) \hat{x} + \varepsilon_y(z, t) \hat{y} \quad (3.20)$$

avec :

$$\varepsilon_x(z, t) = \text{Re}[E_x e^{j(\omega t + kz + \varphi_x)}] = E_x \cos(\omega t + kz + \varphi_x) \quad (3.21.a)$$

$$\varepsilon_y(z, t) = \text{Re}[E_y e^{j(\omega t + kz + \varphi_y)}] = E_y \cos(\omega t + kz + \varphi_y) \quad (3.21.b)$$

La formulation mathématique de la polarisation elliptique s'écrit comme suit :

$$|\varepsilon_x| \neq |\varepsilon_y| \Rightarrow E_x \neq E_y$$

$$\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x = \begin{cases} +(2n + 1) \pi/2 & \text{pour CW (RHEP)} \\ -(2n + 1) \pi/2 & \text{pour CCW (LHEP)} \end{cases} \quad (3.22.a)$$

Ou bien :

$$\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x \neq \begin{cases} +n \pi/2 & \text{pour CW (RHEP)} \\ -n \pi/2 & \text{pour CCW (LHEP)} \end{cases} \quad (3.22.b)$$

Le sens de la courbe décrite dans le temps par le champ électrique  $\vec{\varepsilon}$  est soit celui des aiguilles d'une montre (clockwise : CW) la polarisation est alors dite droite (RHEP : right-hand elliptically polarization), soit dans le sens inverse des aiguilles d'une montre (counterclockwise : CCW), la polarisation est dite gauche (LHEP : left-hand elliptically polarization). Si le sens de la propagation est inversé (sens de  $z > 0$ ), la polarisation est gauche (LHEP) dans le sens des aiguilles d'une montre CW et droite dans le sens inverse CCW.

- **Facteur de pertes de polarisation**

En général, la polarisation d'une antenne de réception est différente de celle de l'onde incidente qui lui parvient. La puissance reçue par cette antenne n'est donc pas maximale. En effet, supposons un champ incident de la forme :  $\vec{E} = E_i \hat{e}_i$  et une antenne de réception polarisée comme suit :  $\vec{E}_r = E_r \hat{e}_r$

avec :

$\hat{e}_i$  : vecteur unitaire indiquant la polarisation du champ incident.

$\hat{e}_r$  : vecteur unitaire indiquant de polarisation de l'antenne de réception.

Les pertes (en puissance) par polarisation peuvent être caractérisées par le facteur PLF (Polarization Loss Facteur) défini par :

$$PLF = |\hat{e}_i \cdot \hat{e}_r^*|^2 = |\cos \Psi_p|^2 \quad (3.25)$$

où  $\Psi_p$  représente l'angle entre les deux vecteurs unitaires  $\hat{e}_i$  et  $\hat{e}_r^*$ . Si ces deux vecteurs ont la même direction, (même polarisation à l'émission et à la réception), le PLF est égale à l'unité (ou 0 dB) et la puissance reçue par l'antenne de réception à partir du champ incident est maximale.

## Chapitre 04

### Etude de quelques types d'antennes usuelles

#### 4.1. Introduction

On exposera dans le présent chapitre les antennes les plus utilisées dans le domaine des télécommunications.

#### 4.2. Le dipôle

##### 4.2.1 Le dipôle très court ()

L'antenne dipôle très court appelé aussi doublet de Hertz est constituée d'un fil rectiligne de longueur  $l \ll \lambda$  colinéaire à l'axe (Oz) et parcourue par le courant  $I_0$ . On considère que le courant est uniforme sur toute la longueur de l'antenne (Figure 4.1).

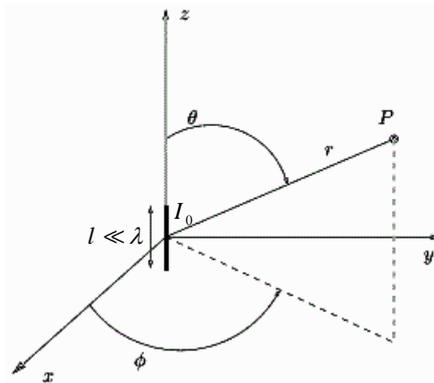


Figure 4.1. Antenne doublet de Hertz.

Les expressions des composantes du champ lointain rayonné par cette antenne sont données par :

$$\vec{E}(r, \theta, \varphi) \cong E_{\theta} \hat{\theta} = j \eta \frac{k}{4\pi} (I_0 l) \sin \theta \psi(r) \hat{\theta} \quad (4.1)$$

$$\vec{H}(r, \theta, \varphi) \cong \frac{E_{\theta}}{\eta} \hat{\phi} = j \frac{k}{4\pi} (I_0 l) \sin \theta \psi(r) \hat{\phi} \quad (4.2)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ est le nombre d'onde en espace libre}$$

On remarque que  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont en phase, et perpendiculaires à la direction de propagation. Le champ est donc TEM.

Les principales caractéristiques de rayonnement de cette antenne sont données par :

La densité de puissance rayonnée:

$$\vec{W}_{\text{moy}} = \frac{1}{2} \text{Re}[\vec{E} \times \vec{H}^*] = \frac{1}{2} \text{Re}[E_{\theta} H_{\phi}^* (\hat{\theta} \times \hat{\phi})] = \frac{1}{2} \text{Re}[E_{\theta} H_{\phi}^* \hat{r}]$$

D'où :

$$\vec{W}_{\text{moy}}(r, \theta) = \frac{\eta}{8} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I_0^2 \left(\frac{\sin \theta}{r}\right)^2 \hat{r} \quad (4.3)$$

L'intensité de rayonnement :

$$U(\theta, \phi) = U(\theta) = r^2 \vec{W}_{\text{moy}} \cdot \hat{r} = \frac{\eta}{8} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I_0^2 (\sin \theta)^2 \quad (4.4)$$

$$\text{et sa valeur maximale } U_{\text{max}} = U\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right) = \frac{\eta}{8} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I_0^2 \quad (4.5)$$

La fonction caractéristique normalisée

$$r(\theta) = \frac{U(\theta)}{U_{\text{max}}} = \sin^2(\theta) \quad (4.6)$$

La puissance rayonnée

$$P_r = \frac{\pi}{3} \eta \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I_0^2 = 40\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I_0^2 \quad (4.7)$$

La résistance de rayonnement :

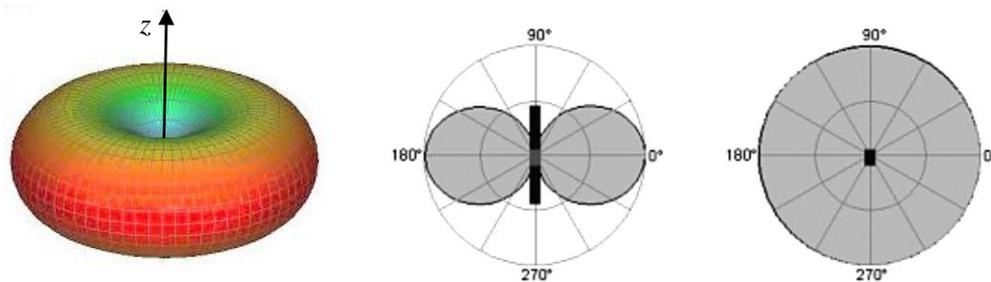
$$R_r = \frac{2P_r}{I_0^2} = \frac{2\pi}{3} \eta \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \quad (4.8)$$

La directivité:

$$D(\theta) = 4\pi \frac{U(\theta)}{P_r} = \frac{3}{2} \sin^2(\theta) \quad (4.9)$$

et sa valeur maximale  $D_0 = 1.5$

Son diagramme de rayonnement est obtenu par le tracer des variations de la fonction caractéristique (expression 4.6). Ce diagramme est représenté sur la figure 4.2 :



a) Dans un espace de 3 dimensions    b) Plan vertical (plan  $\theta$ )    c) Plan horizontal (plan  $\phi$ )

**Figure 4.2. Diagramme de rayonnement d'une antenne doublet de Hertz.**

La résistance de ce type d'antenne est très faible par rapport à la réactance  $X_a$ . On peut considérer ce genre d'antenne comme un condensateur qui rayonne un peu. Par exemple, pour  $l=\lambda/50$ , on obtient  $R_r=0.316 \Omega$  alors que sa réactance  $X_a$  est beaucoup plus grande que  $10 \text{ k}\Omega$ . On se rend compte de la difficulté d'émettre des signaux de puissance raisonnable. Pour pallier à ce problème, on cherche en principe à compenser la réactance capacitive de l'antenne par une inductance.

#### 4.2.2. Dipôle court

Dans le cas où la longueur du dipôle est telle que  $\lambda/50 < l < \lambda/10$ , on doit admettre une répartition de courant le long de l'antenne de forme triangulaire. Les principales caractéristiques de ce type de dipôle sont :

- La directivité est donnée par  $D(\theta) = 1.5 \sin^2(\theta)$  ;
- La résistance de rayonnement  $R_r$  est divisée par 4 par rapport au doublet de Hertz, tandis que réactance  $X_a$  est plus petite (reste plus grand que  $1 \text{ k}\Omega$ ) ;
- Le diagramme de rayonnement du dipôle court est identique à celui d'un doublet.

#### 4.2.3. Dipôle demi-onde

Le dipôle demi-onde ( $l=\lambda/2$ ) est l'antenne résonante la plus utilisée pour les télécommunications modernes. La répartition de la valeur efficace du courant pour ce type d'antenne est supposée sinusoïdale, comme il est illustré sur la figure 4.3.

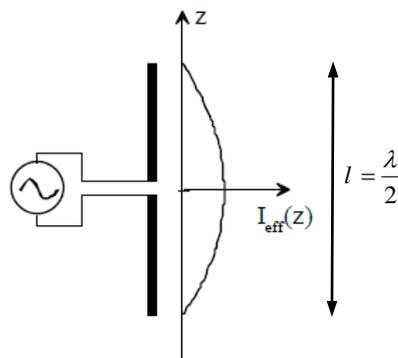


Figure 4.3. Distribution du courant sur une antenne demi-onde.

Les composantes du champ rayonné sont exprimées par :

$$E_{\theta} \approx j\eta \frac{I_0 e^{-jkr}}{2\pi r} \left( \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \right) \quad (4.10.a)$$

$$H_{\varphi} \approx \frac{E_{\theta}}{\eta} = j \frac{I_0 e^{-jkr}}{2\pi r} \left( \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right) \quad (4.10.b)$$

La fonction caractéristique normalisée est donnée par :

$$r(\theta) = \left( \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right)^2 \quad (4.11)$$

La puissance rayonnée s'écrit :

$$P_r = \frac{\eta}{4\pi} I_0^2 \int_0^{\pi} r(\theta) \sin \theta d\theta = 36.5 I_0^2 \quad (4.12)$$

Donc, la résistance de rayonnement vaut :

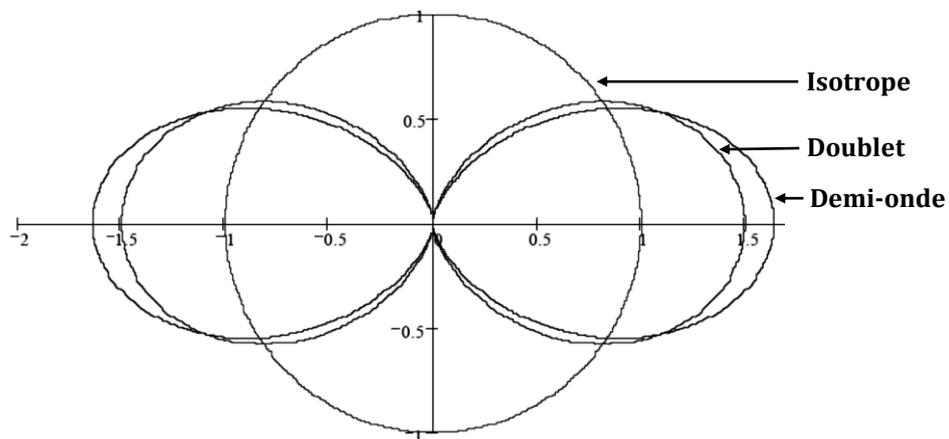
$$R_r = \frac{2P_r}{|I_0|^2} = 73\Omega \quad (4.13)$$

La directivité est donnée par :

$$D(\theta) = 1.643 \cdot r(\theta) \quad (4.14)$$

et sa valeur maximale vaut 1.643 (soit 2.16dB).

La figure 4.4 illustre le diagramme de rayonnement d'une antenne demi-onde comparée à ceux de l'antenne doublet et l'antenne isotrope.



**Figure 4.4. Diagramme de rayonnement d'une antenne demi-onde.**

Puisque le courant aux bornes de l'antenne  $I_{in}$  est égal au courant maximum  $I_0$ , la résistance d'entrée d'une antenne demi-onde est égale à sa résistance de rayonnement ( $73\Omega$ ). En outre, on montre que la partie imaginaire (réactance) de l'antenne est inductive et vaut  $j42.5\Omega$ . Donc, un dispositif d'adaptation est nécessaire entre l'antenne et la ligne

de transmission qui l'alimente. Donc l'impédance d'entrée d'une antenne demi-onde est donnée par :

$$Z_{in} = (73 + j 42.5) \Omega \quad (4.15)$$

Le dipôle demi-onde est utilisé seul chaque fois que l'on désire réaliser une antenne simple et relativement peu directive. En ondes longues et moyennes, il est disposé verticalement (antenne fouet vertical) pour produire une onde terrestre. En onde courte, il peut être soit horizontal soit vertical.

#### 4.2.4 Dipôle replié

Le dipôle replié est représenté par la figure 4.5. Sa résistance de rayonnement vaut environ  $300\Omega$ . Son diagramme de rayonnement est semblable à celui du dipôle demi-onde et leurs gains maximums sont égaux (1.64 soit 2.1dB), mais la bande passante du dipôle replié est plus large.

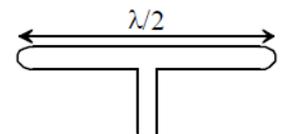


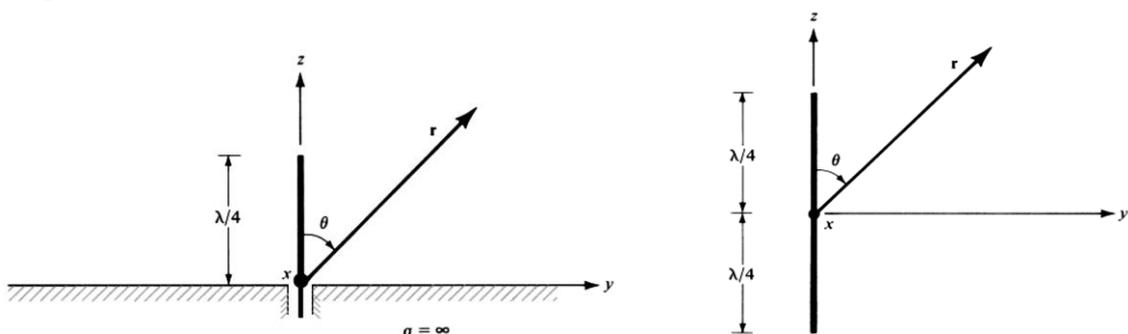
Figure 4.5. Dipôle replié

#### 4.2.5. Antenne quart d'onde

Une antenne monopôle quart d'onde correspond à un cas particulier où un demi-dipôle demi-onde est placé verticalement au-dessus d'un plan de masse (appelés radian) supposé idéal (figure 4.6). La présence d'un plan de masse en dessous d'un dipôle va modifier ses propriétés et son diagramme de rayonnement, en raison de la réflexion produite par le plan métallique. Cette antenne s'apparente à un dipôle demi-onde qui fonctionne à une fréquence telle que  $l = \lambda/4$ . Le diagramme de rayonnement d'une telle antenne est comparable à celui du dipôle  $\lambda/2$  et le maximum d'émission a lieu parallèlement au sol. Sa résistance de rayonnement et sa résistance d'entrée sont égales à la moitié de celles du dipôle demi-onde :

$$R_r = 36.5\Omega \quad (4.16)$$

$$Z_{in} = \frac{1}{2}(73 + j 42.5) = 36.5 + j 21.25 \quad (4.17)$$



a) Monopôle  $\lambda/4$  sur un plan conducteur infini      b) Antenne équivalente du Monopôle  $\lambda/4$

Figure 4.6. Antenne monopôle quart d'onde sur un plan conducteur infini parfait.

### 4.3. Antennes cadres

Ce type d'antenne peut prendre différentes formes telles que le rectangle, le carré, le triangle, l'ellipse, le cercle et d'autres formes. Elle peut comprendre un ou plusieurs tours. L'antenne cadre ou antenne cadre magnétique est sensible au champ magnétique. En réception, la tension induite étant proportionnelle au flux du champ magnétique (loi de Lenz-Faraday). Les antennes cadre sont classées en 2 catégories :

#### 4.3.1. Les cadres électriquement petits (dipôle magnétique):

L'antenne cadre la plus simple est une antenne élémentaire sous forme d'une boucle de courant (de rayon  $a \ll \lambda$  et de surface  $S$ ) parcourue par un courant  $I_0$  constant, comme le montre la figure 4.7.a :

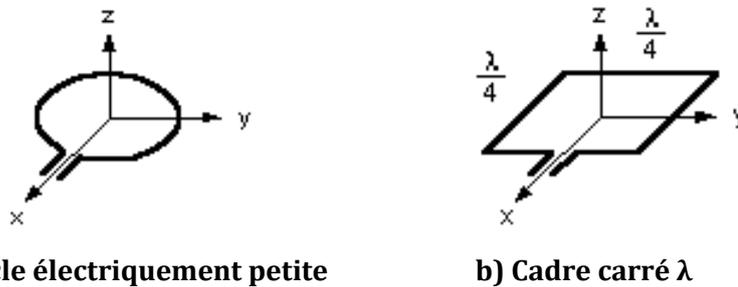


Figure 4.7. Antennes cadres

Les expressions des composantes du champ électrique lointain sont données par :

$$\vec{E}(r, \theta, \varphi) = E_{\varphi} \hat{\varphi} = \eta \pi \left( S / \lambda^2 \right) I_0 \sin \theta \frac{e^{-jkr}}{r} \hat{\varphi} \quad (4.18.a)$$

$$\vec{H}(r, \theta, \varphi) = \frac{E_{\varphi}}{\eta} \hat{\theta} = \pi \left( S / \lambda^2 \right) I_0 \sin \theta \frac{e^{-jkr}}{r} \hat{\theta} \quad (4.18.b)$$

Les propriétés de rayonnement de cette antenne sont très similaires à celle d'un doublet de Hertz. Les principales caractéristiques de cette antenne sont :

La densité de puissance rayonnée :

$$\vec{W}(r, \theta, \varphi) = \frac{\eta}{2} \pi^2 \left( \frac{S}{\lambda^2} \right)^2 I_0^2 \left( \frac{\sin \theta}{r} \right)^2 \hat{r} \quad (4.19)$$

L'intensité de rayonnement :

$$U(\theta, \varphi) = U(\theta) = \frac{\eta}{2} \pi^2 \left( \frac{S}{\lambda^2} \right)^2 I_0^2 (\sin \theta)^2 \quad (4.20)$$

et sa valeur maximale  $U_{\max} = U\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right) = \frac{\eta}{2} \pi^2 \left( \frac{S}{\lambda^2} \right)^2 I_0^2$       (4.21)

c) La puissance rayonnée :

$$P_r = \frac{4}{3} \eta \pi^3 \left( \frac{S}{\lambda^2} \right)^2 I_0^2 = 160 \pi^4 \left( \frac{S}{\lambda^2} \right)^2 I_0^2 \quad (4.22)$$

d) La résistance de rayonnement :

$$R_r = \frac{2P_r}{I_0^2} = \frac{8}{3} \eta \pi^3 \left( \frac{S}{\lambda^2} \right)^2 = 320 \pi^4 \left( \frac{S}{\lambda^2} \right)^2 \quad (4.23)$$

e) La directivité vaut :

$$D(\theta) = \frac{3}{2} \sin^2(\theta) \quad (4.24)$$

et sa valeur maximale  $D_0 = 1.5$

f) La fonction caractéristique normalisée :

$$r(\theta) = \sin^2(\theta) \quad (4.25)$$

La résistance de rayonnement de ce type d'antenne est faible par rapport à la résistance de pertes, et le rendement est donc généralement faible. Le coefficient de surtension de ces antennes est en contrepartie très élevée, et elles ne conviennent que pour une bande d'utilisation étroite. Elles sont utilisées comme antenne directionnelle pour la navigation par ondes électromagnétiques et même comme sondes pour des appareils de mesure de la force des champs électromagnétiques. On l'utilise également sur les circuits RFID et les lecteurs de cartes à puces.

- **Les antennes ferrites :**

Une manière d'accroître le champ magnétique générée par une antenne boucle est d'augmenter le nombre de boucles ou de tours (pour une antenne à N boucle, le champ magnétique est multiplié par N). En outre, en plaçant un matériau présentant une grande perméabilité magnétique  $\mu_r$  à l'intérieur de la boucle, les lignes de champ magnétique se trouvent plus fortement concentrées ce qui conduit à modifier les propriétés de l'antenne (figure 4.8). La résistance de rayonnement d'une antenne ferrite peut se calculer par :

$$R_r = 31170 \left( N_{tour} \mu_r \frac{S}{\lambda^2} \right)^2 \quad (4.26)$$

Ces antennes sont largement employées dans des récepteurs de radio pour les bandes LF, MF et HF.



Figure 4.8. Antenne ferrite

### 4.3.2 Les cadres électriquement grands

Ce sont ceux dont la circonférence est environ égale à la longueur d'onde, on les classe dans la catégorie des antennes résonantes (figure 4.7.b). Leur directivité est de l'ordre de 2 et leur résistance de rayonnement vaut  $116\Omega$ . Elles sont utilisées principalement comme éléments dans des antennes réseau directionnelles. Elles peuvent être utilisées à partir de quelques dizaines de KHz jusqu'à des fréquences de plusieurs GHz.

### 4.4. Antenne hélicoïdale

#### 4.4.1. Antenne hélice radiale

C'est une antenne hélice dont le diamètre et le pas sont inférieurs à  $\lambda/10$  ce qui favorise le rayonnement dans le plan perpendiculaire à l'axe de l'antenne (figure 4.9.a). Son diagramme de rayonnement est semblable à celui d'une antenne demi-onde (contrairement à l'antenne hélice axiale). Son gain est environ de -3dB (inférieur à celui d'un quart d'onde).

#### 4.4.2. Antenne hélice axiale

L'antenne hélice axiale est utilisée lorsqu'un gain important et une polarisation circulaire sont exigés. Elle rayonne dans la direction de son axe avec une polarisation circulaire droite ou gauche selon le sens du pas de vis. Afin d'obtenir ce mode de rayonnement axial, il faut que la circonférence d'une spire du ressort soit de l'ordre de  $\lambda$  et que le pas de l'hélice soit proche de  $\lambda/4$ . Un réflecteur arrière-plan est en général ajouté, pour augmenter le gain et diminuer les lobes arrière (figure 4.9.b).

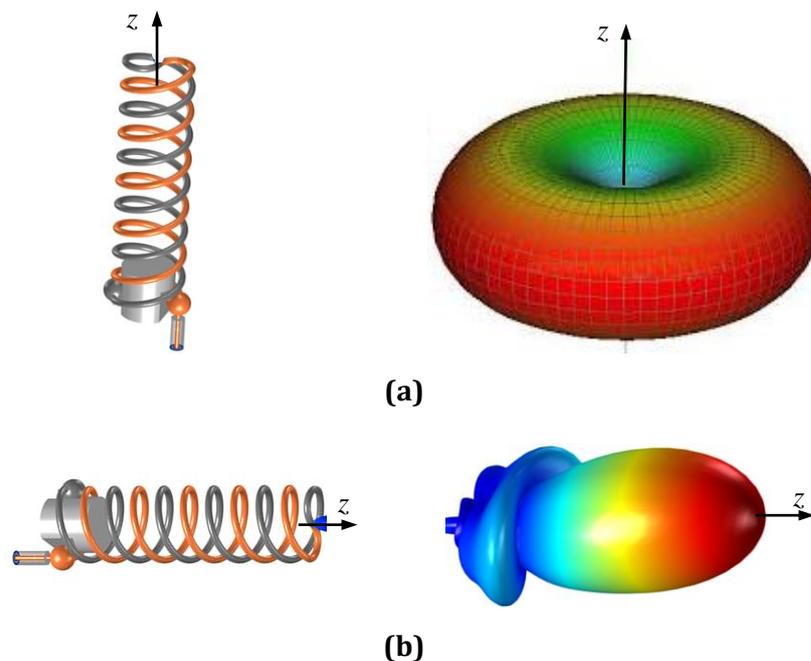


Figure 4.9. Antenne hélice en mode de rayonnement a) axial b) radiale

Sa résistance de rayonnement s'obtient selon la formule approximative suivante:

$$R_r = 140 \left( \frac{C}{\lambda} \right)^2 \quad (4.27)$$

Son gain est donné approximativement par :

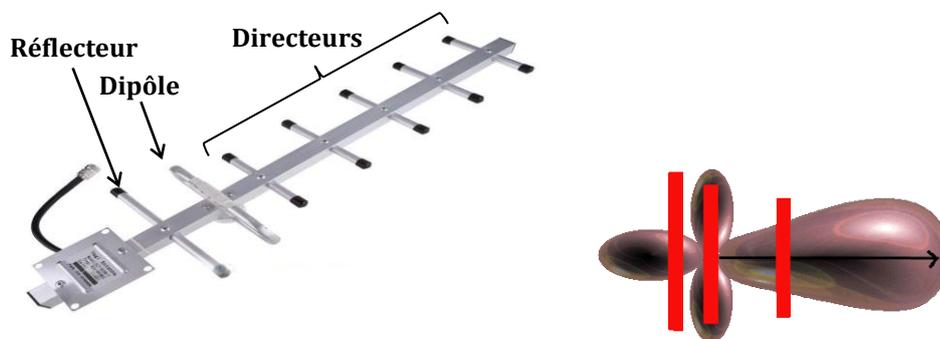
$$G_0 = 15N \left( \frac{C^2 S}{\lambda^3} \right) \quad (4.28)$$

avec :  $C$  est la circonférence de l'hélice,  $N$  est le nombre de tours et  $S$  est le pas.

Ces antennes sont utilisées pour la poursuite de mobiles, ainsi que pour les communications spatiales, quand l'orientation relative de l'émetteur et du récepteur est inconnue ou variable, la perte de polarisation est alors limitée. Leur taille devient très petite en HF et au-dessous, elles ne sont donc utilisées que des VHF aux SHF.

### 4.5. L'antenne Yagi

L'antenne Yagi est constituée d'un dipôle actif (le radiateur qui est généralement un dipôle replié), auquel on a associé un ou plusieurs éléments passifs, appelés directeur(s) et réflecteur (Figure 4.10). Lorsque le dipôle actif est alimenté, il émet des ondes électromagnétiques, les dipôles passifs vont être excités par des courants et ils vont rayonner à leur tour. Le champ rayonné est la somme des champs émis par tous les éléments rayonnants. La présence d'éléments passifs diminue la résistance de rayonnement de l'antenne.

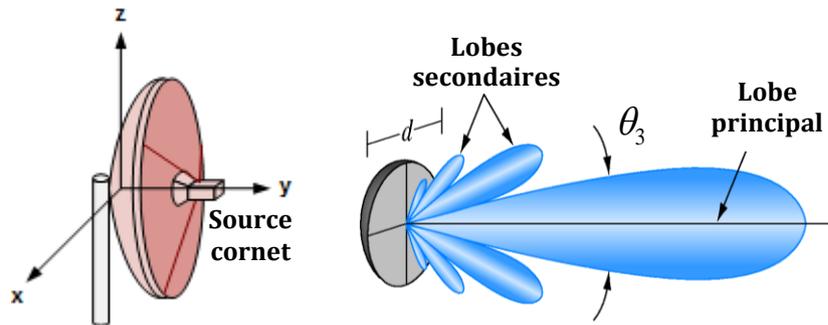


**Figure 4.10. L'antenne Yagi et son diagramme de rayonnement**

Le champ rayonné par cette antenne est relativement difficile à calculer, dans la mesure où tous les éléments interagissent les uns avec les autres. Etant donné l'asymétrie de l'antenne, le diagramme de rayonnement dans le plan de l'antenne est relativement unidirectionnel (Figure 4.10) dans un angle d'ouverture d'environ  $40^\circ \times 40^\circ$ . Le gain typique de l'antenne Yagi varie entre 5 et 15 dB, sa polarisation est linéaire horizontale et sa résistance de rayonnement est approximativement égale à celle de son dipôle rayonnant ( $R_r = R_{in} < 300\Omega$  dans le cas du dipôle replié). Ce type d'antenne est généralement utilisé dans la bande de fréquence de 50 MHz à 2 GHz.

#### 4.6. Antennes à réflecteur (parabolique)

Une antenne à réflecteur ou antenne parabolique est constituée d'une source rayonnante qui est en générale une antenne dipôle ou cornet, placée au foyer d'un réflecteur parabolique qui assure la concentration des ondes reçues ou émises (figure 4.11). Le but de la source est d'éclairer entièrement la surface du réflecteur avec le signal à émettre.



**Figure 4.11. L'antenne à réflecteur (parabolique) et son diagramme de rayonnement**

L'antenne parabolique est une antenne très directive dont le gain typique varie de 10 à 60dB. On montre que le gain maximal  $G_0$  d'une telle antenne est donné approximativement par :

$$G_0 = k \left( \frac{\pi d}{\lambda} \right)^2 \quad (4.29)$$

où  $k$  est un paramètre variant de 0.5 à 0.8,  $d$  est le diamètre du réflecteur

L'angle d'ouverture à -3dB (varie de 1° à 10°) est approximé par :

$$\theta_3 = 70 \left( \frac{\lambda}{d} \right) \text{ (degré)} \quad (4.30)$$

Les antennes paraboliques se caractérisent par une directivité très forte. On les utilise en général pour des fréquences supérieures à 1 GHz. En dessous de 400 MHz, leur taille devient problématique.

# Références Bibliographiques

- [1] C. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*, 4rd Edition ; John Wiley & Sons Inc, 2012.
- [2] W.L. Stutzman, G.A. Thiele, *Antenna Theory and Design* ; John Wiley.
- [3] R. Aksas, *Télécommunications : Antennes Théorie et Applications*, Edition Ellipses, 2013.
- [4] J. A. Edminister, *Électromagnétisme : cours et problèmes*, MacGraw-Hill, 1980.
- [5] D. Prêtre, *Antennes*, Support cours disponible à :  
<https://fr.scribd.com/doc/21285105/Cours-d-antennes.pdf>
- [6] A. Boyer, *Antennes*, Support cours disponible à :  
[www.alexandre-boyer.fr/alex/enseignement/cours\\_antennes\\_oct11\\_v4\\_5RT.pdf](http://www.alexandre-boyer.fr/alex/enseignement/cours_antennes_oct11_v4_5RT.pdf)