



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

Université Kasdi Merbah Ouargla

Faculté des *Nouvelles Technologies* de l'**I**nformation et de la **C**ommunication

Département d'Electronique et des Télécommunications

Notes de cours:

ANTENNES

Réalisées par: Dr. AOUNALLAH Naceur

Destinées aux étudiants de: Master 1 de Systèmes de Télécommunications

Année universitaire : 2017 – 2018

Chapitre I : GENERALITE ET PARAMETRES CARACTERISTIQUES DES ANTENNES.....	5
I.1. Généralité.....	5
I.2. Rappels sur les paramètres caractéristiques d'une antenne.....	6
I.2.1. Diagramme de rayonnement, Plans E et H	6
I.2.2. Polarisation.....	6
I.2.3. Hauteur effective	6
I.2.4. Puissance rayonnée et densité de puissance	7
I.2.5. Résistance de rayonnement	7
I.2.6. Impédance d'antenne.....	7
I.2.7. Directivité	8
I.2.8. Gain.....	8
I.2.9. Surface effective	Erreur ! Signet non défini.
I.3. Notion du potentiel vecteur et potentiel scalaire	8
I.3.1. Equations de propagation des potentiels vecteur et scalaire dans un milieu linéaire.....	9
I.3.1.1. Jauge de Lorentz	9
I.3.1.2. Jauge de Coulomb	10
I.4. Rayonnement du doublet électrique.....	10
I.4.1. Champ électromagnétique en zone lointaine.....	10
I.4.2. La densité de puissance.....	10
I.4.3. L'intensité de rayonnement.....	11
I.4.4. La fonction caractéristique et le digramme de rayonnement	11
I.4.5. La puissance totale rayonnée.....	11
I.4.6. La résistance de rayonnement.....	11
I.4.7. La directivité	12
I.4.8. La hauteur équivalente	Erreur ! Signet non défini.
Chapitre II : ANTENNES FILAIRES.....	13
II.1. Antenne rectiligne isolée dans l'espace	13
II.1.1. Champ rayonné par antenne rectiligne isolée dans l'espace	13
II.1.2. Fonction caractéristique et diagramme de rayonnement de l'antenne dipôle $\lambda/2$	14

II.1.3. Fonctions caractéristiques de dipôles multiples de demi-onde.....	14
II.2. Distribution du courant sur une antenne filaire	15
II.3. Antenne alimentée en son milieu	15
II.4. Antenne verticale au-dessus du sol.....	16
II.5. Antennes à ondes stationnaires et antennes à ondes progressives	16
II.6. Antennes à ondes progressives	16
II.6.1. Antenne à long fil fonctionnant en ondes progressives	16
II.6.2. Antenne en V et antenne losange.....	17
 Chapitre III : RESEAUX D'ANTENNES	19
 III.1. Réseaux d'antennes	19
III.2. Réseau uniforme	19
III.2.1. Réseau uniforme de 2 antennes.....	19
III.2.2. Réseau uniforme de N antennes.....	20
III.2.3. Différentes configurations du réseau linéaire	21
III.2.4. Rayonnement transversal et rayonnement longitudinal	22
III.3. Réseau non-uniforme	22
III.3.1. Pondération de Dolph-Tchebychev.....	Erreur ! Signet non défini.
III.3.2. Autres méthodes de synthèse des réseaux d'antennes	Erreur ! Signet non défini.
III.3.2.1. Technique d'excitation binomiale	Erreur ! Signet non défini.
III.3.2.2. Technique d'excitation de Schelkunoff....	Erreur ! Signet non défini.
III.3.2.3. Technique de la transformée de Fourier..	Erreur ! Signet non défini.
III.4. Principe de multiplication des diagrammes de rayonnement.....	22
III.5. Réseaux d'antennes circulaires.....	Erreur ! Signet non défini.
III.6. Rideau d'antennes	Erreur ! Signet non défini.
 Chapitre IV : RAYONNEMENT DES OUVERTURES PLANES	24
 IV.1. Principe de Huygens – Fresnel.....	24
IV.2. Relation de Kottler.....	24
IV.3. Rayonnement d'une ouverture rectangulaire	25
IV.4. Rayonnement d'une ouverture circulaire	26

Chapitre V : LES ANTENNES PLANAIRES.....	29
V.1. Structure de l'antenne micro-ruban	29
V.2. Avantages et inconvénients des antennes imprimées	29
V.3. Application des relations de Wheeler.....	30
V.4. Techniques de miniaturisation d'une antenne planaire	31
V.5. Réseaux d'antennes patch.....	31
V.6. Adaptation des antennes planaires.....	32
V.6.1. Adaptation par quart d'onde	32
V.6.2. Adaptation par simple Stub	33
V.6.3. Adaptation par double Stub.....	33
V.6.4. Adaptation avec encoches.....	34
V.7. Rayonnement des antennes planaires	34
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	35

Chapitre I :

GENERALITE ET PARAMETRES CARACTERISTIQUES DES ANTENNES

I.1. Généralité

L'antenne est un dispositif permet la transformation des signaux électriques en onde électromagnétique sur différentes fréquences et réciproquement selon que l'antenne est utilisée en émission ou en réception. Certaines antennes sont même capables d'assurer le fonctionnement dans les deux sens, en émission et en réception.

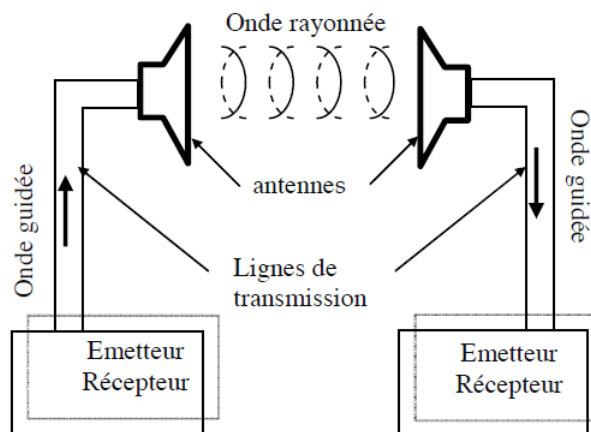


Figure I.1: Principe d'une liaison radioélectrique

Il existe plusieurs modèles d'antenne, chacune avec des spécificités qui lui sont propres. L'élément qui marque le plus leurs différences, c'est leur forme. Les antennes peuvent être regroupées en cinq grandes familles qui sont facilement reconnaissables, pour la plupart, à leur forme:

- les antennes filaires (dipôle, monopôle, Yagi...)
- les antennes à fentes (demi ou quart d'onde)
- les antennes imprimées ou patches (planaires)
- les antennes à ouverture (cornets)
- les antennes à réflecteurs (paraboles)

I.2. Rappels sur les paramètres caractéristiques d'une antenne

Les définitions et les compréhensions de divers paramètres caractéristiques sont nécessaires pour décrire les performances d'une antenne. En ce qui suit, nous rappelons brièvement les paramètres principaux.

I.2.1. Diagramme de rayonnement, Plans E et H

Un diagramme de rayonnement est une représentation graphique tridimensionnelle (en 3D) des propriétés de rayonnement du champ lointain d'une antenne en fonction des coordonnées spatiales. Autrement dit, il représente la distribution de l'énergie en fonction de la direction (angles θ et ϕ) du signal émis ou reçu par l'antenne.

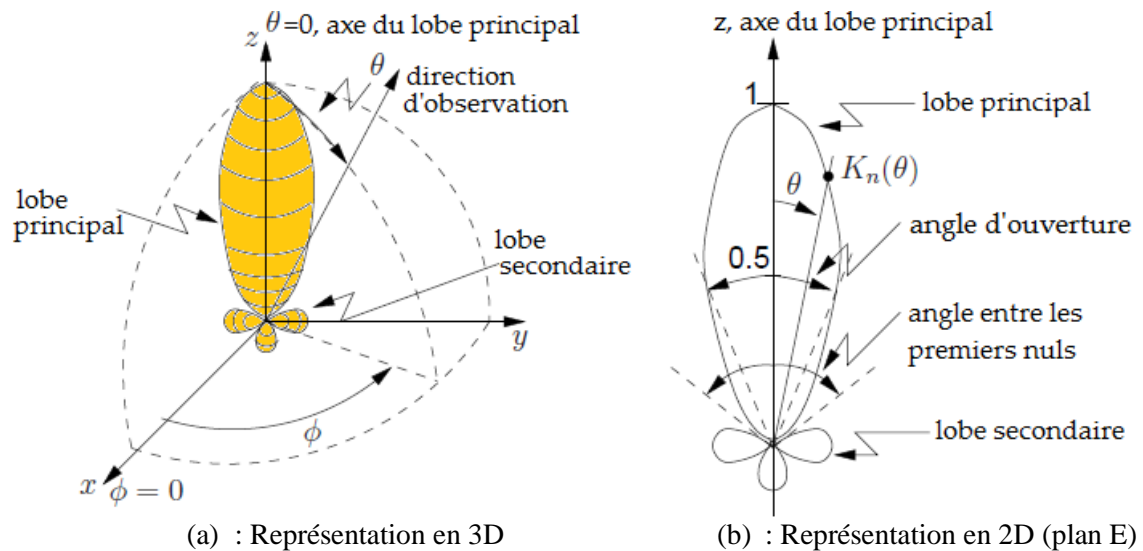


Figure I.2: Exemple de diagramme de rayonnement

Les directions dans lesquelles le rayonnement est nul, sont appelées nuls et la région comprise entre deux nuls adjacents se désigne par lobe.

I.2.2. Polarisation

La polarisation d'une antenne décrit la direction dans l'espace du vecteur champ électrique de l'onde électromagnétique produite et rayonnée par cette antenne dans le champ lointain. Plus précisément, elle décrit la direction dans laquelle l'intensité du champ est maximale.

Il y a trois types de polarisation:

- Polarisation rectiligne (horizontale ou verticale)
- Polarisation circulaire
- Polarisation elliptique

I.2.3. Hauteur effective

Une antenne plongée dans un champ électromagnétique de valeur instantanée E , est le siège d'une force électromotrice U qui se crée à ses bornes tel que:

$$U = E \cdot h_{eff} \quad (I.1)$$

où h_{eff} a la dimension d'une longueur dite hauteur effective.

I.2.4. Puissance rayonnée et densité de puissance

Considérons une onde électromagnétique produite par une antenne et traversant un élément de surface dS en un point M à l'espace distant de r par rapport à l'antenne. Soit dP la puissance électromagnétique traversant cet élément dS . On peut définir :

- 1) La densité de puissance par unité de surface (densité surfacique de puissance) au point M par la relation :

$$\pi_r(s) = \frac{dP}{dS} \quad [w/m^2] \quad (I.2)$$

- 2) La densité de puissance par unité d'angle solide au point M par la relation :

$$\pi_r(\Omega) = \frac{dP}{d\Omega} \quad [w/sr] \quad (I.3)$$

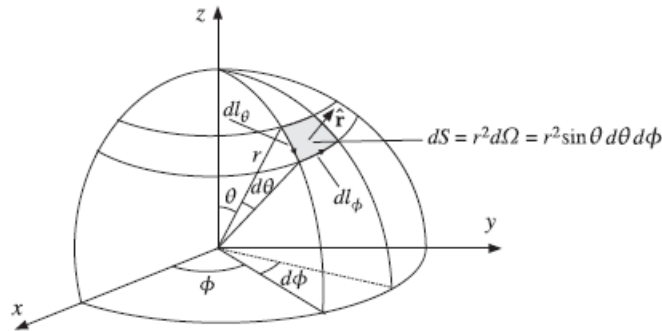


Figure I.3: Puissance rayonnée par une antenne dans une direction de l'espace

L'angle solide élémentaire $d\Omega$ d'une antenne est exprimé par :

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi \quad [sr: \text{stéradian}] \quad (I.4)$$

On rappelle la définition de l'angle solide $d\Omega$ sous lequel est vue une surface dS :

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} \quad (I.5)$$

I.2.5. Résistance de rayonnement

Une antenne rayonne de l'énergie associée aux champs électrique et magnétique qu'elle émet, s'agissant de puissance réelle (active), elle se comporte vis-à-vis de l'émetteur qui l'alimente comme résistance appelée résistance de rayonnement de l'antenne.

La puissance électrique qui lui est fournie est une puissance égale à:

$$P_r = R_r I^2 \quad (I.8)$$

où : I est le courant circulant le long de l'antenne.

I.2.6. Impédance d'antenne

Le modèle électrique équivalent à une antenne est généralement un circuit RLC série, c.à.d. un circuit passif et déphaseur de courant.

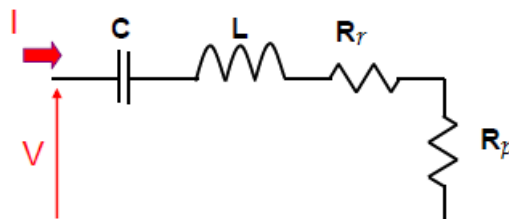


Figure I.4: Modèle électrique d'une antenne

L'impédance d'entrée complexe de l'antenne s'écrit sous la forme suivante :

$$Z_e(\omega) = R(\omega) + jX(\omega) \quad (\text{I. 9})$$

Avec $\omega = 2\pi f$: la pulsation, $X = L\omega - \frac{1}{C\omega}$: la réactance, et $R = R_r + R_p$: la résistance de rayonnement + la résistance de perte.

I.2.7. Directivité

La directivité $D(\theta, \varphi)$ d'une antenne est le rapport entre l'intensité de rayonnement $U_{max}(\theta, \varphi)$ dans une direction donnée et l'intensité de rayonnement d'une antenne isotrope émettant la même puissance totale.

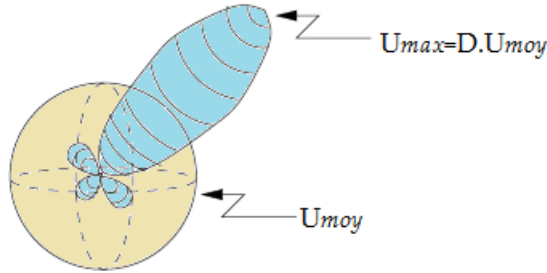


Figure I.5: La directivité; rayonnements isotrope et directionnel

L'intensité de rayonnement est la densité de puissance par unité d'angle solide :

$$U(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{\Omega} \quad (\text{I. 10})$$

La directivité $D(\theta, \varphi)$ s'exprime, alors:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{U(\theta, \varphi)}{P_t/4\pi} \quad (\text{I. 11})$$

avec :

$$P_t = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} U(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi \quad (\text{I. 12})$$

I.2.8. Gain

Le gain $G(\theta, \varphi)$ d'une antenne ne diffère de sa directivité $D(\theta, \varphi)$ que par le rendement η de l'antenne:

$$G(\theta, \varphi) = \eta \times D(\theta, \varphi) \quad (\text{I. 13})$$

En général, le gain G correspond au gain dans la direction de rayonnement maximal (θ_0, φ_0) . Cette propriété caractérise la capacité d'une antenne à focaliser la puissance rayonnée dans une direction.

Le gain est exprimé en décibel:

$$G_{(dB)} = 10 \log_{10}(G) \quad (\text{I. 14})$$

I.3. Notion du potentiel vecteur et potentiel scalaire

La troisième équation de Maxwell (Maxwell- Gauss de flux magnétique) montre que l'induction magnétique dérive d'un rotationnel:

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (\text{I.19})$$

Il est tentant d'écrire, en analogie avec le champ électrique:

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} \quad \text{c.à.d.} \quad \vec{H} = \frac{1}{\mu} \text{rot } \vec{A} \quad (\text{I.20})$$

Le remplacement de \vec{H} par son expression dans la première équation de Maxwell (Maxwell-Ampère), nous donne:

$$\text{rot} \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \rightarrow \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \pm \overrightarrow{\text{grad}}(V) \quad (\text{I.21})$$

La solution retenue ($-\overrightarrow{\text{grad}}$) correspond à une réalité physique ce qui nous permet d'écrire:

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \overrightarrow{\text{grad}}(V) \quad (\text{I.22})$$

où les potentiels vecteur \vec{A} et scalaire V sont indéterminés car ils possèdent une infinité de solutions.

$$\vec{A}'(x, y, z) = \vec{A}(x, y, z) + \overrightarrow{\text{grad}}f(x, y, z) \quad (\text{I.23})$$

$$V'(x, y, z) = V(x, y, z) + \frac{\partial f(x, y, z)}{\partial t} \quad (\text{I.24})$$

I.3.1. Equations de propagation des potentiels vecteur et scalaire dans un milieu linéaire

En utilisant l'équation de Maxwell relative au rotationnel du champ magnétique et compte tenu des équations (I.20) et (I.22) nous trouvons:

$$\text{rot} \vec{H} = \text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A} \right) = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I.25})$$

$$\rightarrow \text{rot}(\text{rot} \vec{A}) = \mu \vec{J} + \mu \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu \vec{J} + \mu \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \overrightarrow{\text{grad}}(V) \right) \quad (\text{I.26})$$

De plus,

$$\text{rot}(\text{rot} \vec{A}) = \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div } \vec{A}) - \Delta \vec{A} \quad (\text{I.27})$$

A partir de ces relations, nous pouvons écrire:

$$\Delta \vec{A} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu \vec{J} + \overrightarrow{\text{grad}} \left(\mu \epsilon \frac{\partial V}{\partial t} + \text{div } \vec{A} \right) \quad (\text{I.28})$$

Dans ces conditions, l'équation de propagation de potentiel scalaire V est donnée par:

$$\text{div} \vec{E} = \text{div} \left(-\overrightarrow{\text{grad}}(V) - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = \frac{\rho}{\epsilon} = -\Delta V - \frac{\partial(\text{div} \vec{A})}{\partial t} \quad (\text{I.29})$$

Alors,

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\epsilon} - \frac{\partial(\text{div} \vec{A})}{\partial t} \quad (\text{I.30})$$

Pour que les potentiels \vec{A} et V soient uniques, on introduit une contrainte supplémentaire (jauge).

I.3.1.1. Jauge de Lorentz

C'est une condition que l'on peut introduire en électromagnétisme afin d'imposer un lien entre le potentiel scalaire et le potentiel vecteur associés aux champs électrique et magnétique. Dans ce cas, les équations de propagation des potentiels \vec{A} et V auront la même forme que celle des champs \vec{E} et \vec{H} .

La jauge de Lorentz est :

$$\text{div } \vec{A} + \mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (\text{I.31})$$

En la remplaçant dans l'équation (I.28), on obtient l'équation de propagation du potentiel vecteur:

$$\Delta \vec{A} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu \vec{J} \quad (\text{I.32})$$

Concernant l'équation de propagation du scalaire, nous utilisons la jauge de Lorentz dans l'équation (I.30) pour trouver :

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\epsilon} - \frac{\partial(\text{div} \vec{A})}{\partial t} = -\frac{\rho}{\epsilon} - \frac{\partial}{\partial t} \left(-\mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t} \right) \quad (\text{I.33})$$

$$\rightarrow \Delta V - \mu\epsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (\text{I.34})$$

I.3.1.2. Jauge de Coulomb

Un autre choix de jauge apparaît possible ; il s'agit de la jauge de Coulomb :

$$\text{div } \vec{A} = 0 \quad (\text{I.35})$$

qui mène directement à l'équation de Poisson

I.4. Rayonnement du doublet électrique

I.4.1. Champ électromagnétique en zone lointaine

Le champ électromagnétique rayonné en zone lointaine (à grande distance r , dans la direction \vec{u}) par l'antenne doublet électrique est donné par les expressions suivantes:

$$\begin{aligned} \vec{E}(r, \theta, \varphi) &= jz_0 \frac{k}{4\pi r} I_0 l \sin\theta \cdot e^{j(\omega t - kr)} \vec{u}_\theta \\ &= j \frac{60\pi}{\lambda r} I_0 l \sin\theta \cdot e^{j(\omega t - kr)} \vec{u}_\theta \end{aligned} \quad (\text{I.36})$$

$$\begin{aligned} \vec{H}(r, \theta, \varphi) &= j \frac{k}{4\pi r} I_0 l \sin\theta \cdot e^{j(\omega t - kr)} \vec{u}_\varphi \\ &= j \frac{I_0 l}{2\lambda r} \sin\theta \cdot e^{j(\omega t - kr)} \vec{u}_\varphi \end{aligned} \quad (\text{I.37})$$

Avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le vecteur d'onde (le nombre d'onde), et $z_0 = 120\pi$ est l'impédance du milieu considéré.

Les trois vecteurs : champ électrique, champ magnétique, et puissance qui correspond au vecteur direction de propagation sont perpendiculaires entre eux.

I.4.2. La densité de puissance

La densité de puissance rayonnée est obtenue par la valeur moyenne du vecteur de Poynting:

$$\langle \vec{\pi} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}[\vec{E} \wedge \vec{H}^*] = \frac{1}{2} \text{Re}[E_\theta H_\varphi^* (\vec{u}_\theta \wedge \vec{u}_\varphi)] = \frac{1}{2} \text{Re}[E_\theta H_\varphi^* \vec{u}_r] \quad (\text{I.38})$$

d'où:

$$\langle \vec{\pi}(r, \theta, \varphi) \rangle = \frac{z_0}{8} \left(\frac{I_0}{\lambda r} \sin\theta \right)^2 \vec{u}_r \quad (\text{I.39})$$

I.4.3. L'intensité de rayonnement

Elle est de la forme:

$$U(\theta, \varphi) = U(\theta) = r^2 \langle \vec{\pi} \rangle \vec{u}_r = \frac{z_0}{8} \left(\frac{l I_0}{\lambda} \sin \theta \right)^2 \quad (\text{I. 40})$$

et sa valeur maximale est :

$$U_{max} = U\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right) = \frac{z_0}{8} \left(\frac{l I_0}{\lambda} \right)^2 \quad (\text{I. 41})$$

I.4.4. La fonction caractéristique et le diagramme de rayonnement

La fonction caractéristique normalisée est:

$$F(\theta) = \frac{U(\theta)}{U_{max}} = \sin^2(\theta) \quad (\text{I. 42})$$

La représentation graphique de la fonction caractéristique permet d'obtenir le diagramme de rayonnement.

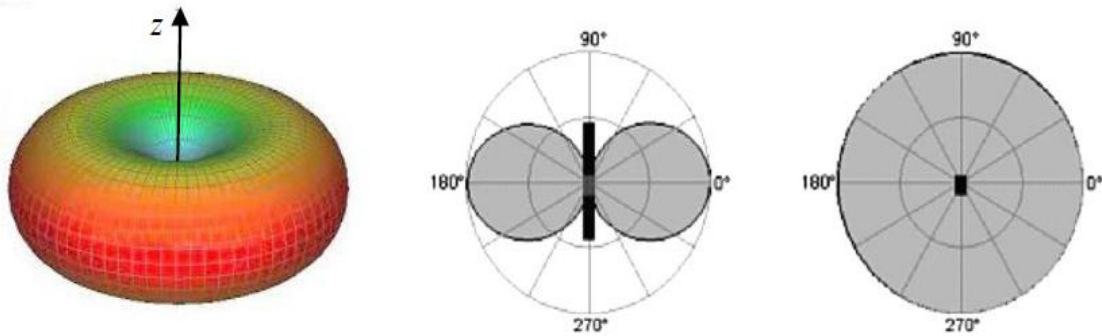


Figure I.7: Diagrammes de rayonnement de l'antenne doublet électrique

I.4.5. La puissance totale rayonnée

En champ lointain, l'antenne doublet électrique rayonne une puissance élémentaire dP qui traverse un petit élément de surface dS tel que:

$$dP = \frac{E^2}{2z_0} dS = \frac{z_0 I_0^2 l^2 \sin^3 \theta}{8\lambda^2} d\theta d\varphi \quad (\text{I. 43})$$

La puissance totale rayonnée est alors obtenue par l'intégration sur toute la sphère:

$$P_{ray} = \int_S dP = \frac{z_0 I_0^2 l^2}{8\lambda^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta \quad (\text{I. 44})$$

avec $\int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi$ et $\int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta = \frac{4}{3}$

donc:

$$P_{ray} = \frac{\pi}{3} z_0 \left(\frac{I_0 l}{\lambda} \right)^2 \quad (\text{I. 45})$$

I.4.6. La résistance de rayonnement

La résistance de rayonnement du doublet de Hertz s'exprime par:

$$R_r = \frac{2P_{ray}}{I_0^2} = \frac{2\pi}{3} z_0 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 = 80 \left(\pi \frac{l}{\lambda} \right)^2 \quad (\text{I. 46})$$

I.4.7. La directivité

La directivité du doublet électrique est:

$$D(\theta) = 4\pi \frac{U(\theta)}{P_{ray}} = \frac{3}{2} \sin^2(\theta) \quad (I.47)$$

et sa valeur maximale, $D_{max} = 1.5$

Chapitre II :

ANTENNES FILAIRES

La catégorie des antennes filaires, qui sont appelées aussi les filiformes, représente la catégorie la plus importante car elle regroupe un ensemble important de types d'antennes vus pratiquement partout sur les automobiles, les bâtiments, les navires, les avions, les vaisseaux spatiaux, ... etc. Les filiformes sont des antennes constituées par des fils conducteurs ou des tiges métalliques. La forme, la taille et la fréquence d'emploi font la distinction entre les types de ces antennes.

II.1. Antenne rectiligne isolée dans l'espace

Une antenne rectiligne peut être modélisée par un conducteur filiforme de longueur l , disposée symétriquement par rapport à l'origine de l'axe des z et parcourue par un courant électrique variable exprimé comme suit:

$$I(z) = I_0 \sin \left(k \left(\frac{l}{2} - |z| \right) \right) \quad (\text{II.1})$$

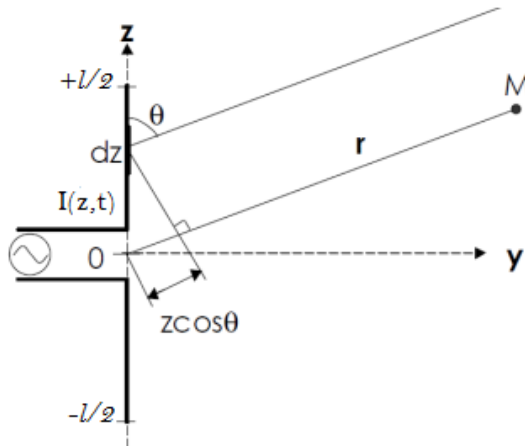


Figure II.1: Antenne rectiligne

II.1.1. Champ rayonné par antenne rectiligne isolée dans l'espace

En utilisant le champ rayonné par un dipôle électrique, on écrit le champ \vec{dE} émis par un élément de longueur dz , situé à l'abscisse z et parcouru par le courant $I(z)$. Le point O étant considéré comme l'origine des phases:

$$\vec{dE} = \frac{z_0 I(z) dz \sin \theta}{2\lambda r} e^{j \frac{2\pi z \cos \theta}{\lambda}} e^{j(\omega t - kr)} \vec{u}_\theta \quad (\text{II.2})$$

Le champ rayonné par l'antenne de longueur l allant de $z = -l/2$ à $z = +l/2$ est alors obtenu par intégration:

$$\vec{E} = \int d\vec{E} = \frac{z_0 \sin \theta}{2\lambda r} e^{j(\omega t - kr)} \int_{-l/2}^{+l/2} I(z) e^{j\frac{2\pi z \cos \theta}{\lambda}} dz \vec{u}_\theta \quad (\text{II.3})$$

Il est impossible de poursuivre le calcul du champ rayonné qui est basé sur intégration sans connaître la répartition du courant dans l'antenne.

Il existe cependant des cas particuliers où l'on connaît très bien cette répartition du courant.

Donc, le champ électrique devient:

$$\vec{E} = \frac{z_0 I_0 \sin \theta}{2\lambda r} e^{j(\omega t - kr)} \vec{u}_\theta \times A = \frac{z_0 I_0 \sin \theta}{2\lambda r} e^{j(\omega t - kr)} \times \frac{\lambda \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\pi \sin^2 \theta}$$

$$\vec{E} = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \times e^{j(\omega t - kr)} \vec{u}_\theta \quad (\text{II.9})$$

Et son module est:

$$|\vec{E}| = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad [\text{V/m}] \quad (\text{II.10})$$

II.1.2. Fonction caractéristique et diagramme de rayonnement de l'antenne dipôle $\lambda/2$

En utilisant les résultats du calcul de champ rayonné par l'antenne dipôle demi-onde, on détermine sa fonction caractéristique qui est:

$$f(\theta) = \frac{E}{E_{\max}} = \frac{|\vec{E}|}{|\vec{E}|_{\max}} = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad (\text{II.11})$$

Le diagramme de rayonnement de cette antenne est représenté par la figure suivante:

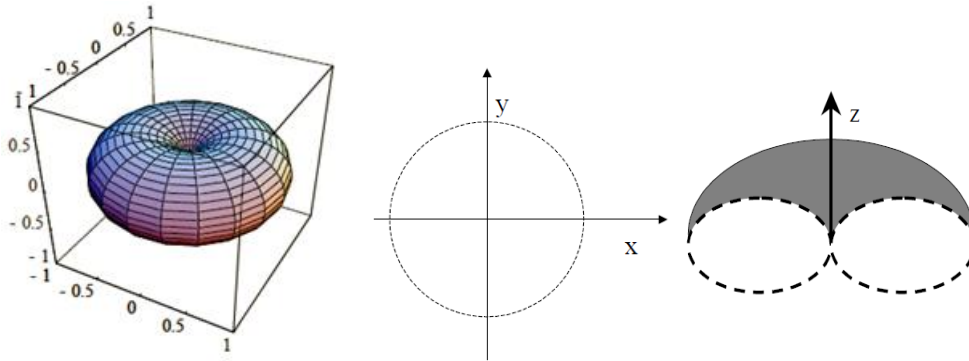


Figure II.2: Diagrammes de rayonnement de dipôle demi-onde en 3D et en 2D

II.1.3. Fonctions caractéristiques de dipôles multiples de demi-onde

Il s'agit là uniquement d'une généralisation de la démonstration précédente aux antennes résonnantes accordées de longueur $\frac{\lambda}{2}$. Des calculs analogues conduisent aux fonctions caractéristiques suivantes pour ces antennes:

$$f_1(\theta) = \frac{\cos\left(m \frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}, \quad \text{si } m \text{ est impair} \quad (\text{II.12})$$

$$f_2(\theta) = \frac{\sin\left(m \frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}, \quad \text{si } m \text{ est pair} \quad (\text{II.13})$$

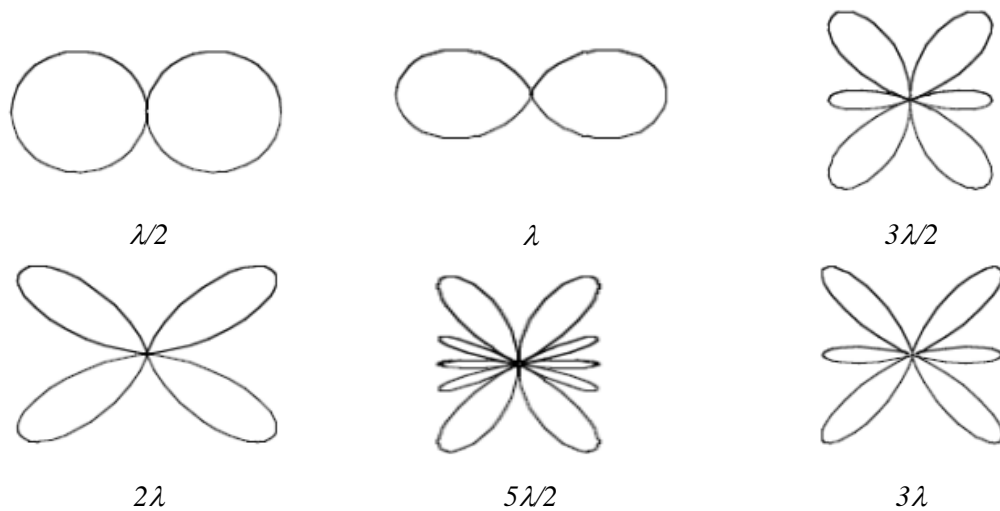


Figure II.3: Diagrammes de rayonnement de dipôles de différentes longueurs

II.2. Distribution du courant sur une antenne filaire

La distribution de courant dépend essentiellement des dimensions de l'antenne qui permettent de distinguer les trois cas suivant:

- Un courant constant circule dans le dipôle élémentaire qui est constitué d'un fil conducteur de longueur dl très petite devant la longueur d'onde λ .
- Un courant de courbe triangulaire circule dans une antenne dipolaire courte qui est formée par deux conducteurs de longueur totale l petite comparée à la longueur d'onde λ .
- Un courant de courbe sinusoïdale circule dans les antennes dipolaires dont la longueur est supérieure ou égale à la demi-longueur d'onde.

II.3. Antenne alimentée en son milieu

La distribution du courant dans les antennes doublets à alimentation centrale n'est pas uniforme. En effet, le courant est toujours nul aux extrémités de l'antenne, et il peut être maximal au centre ou en d'autres points de l'antenne. La forme de la répartition revient donc à la longueur de l'antenne dipôle et la fréquence de travail.

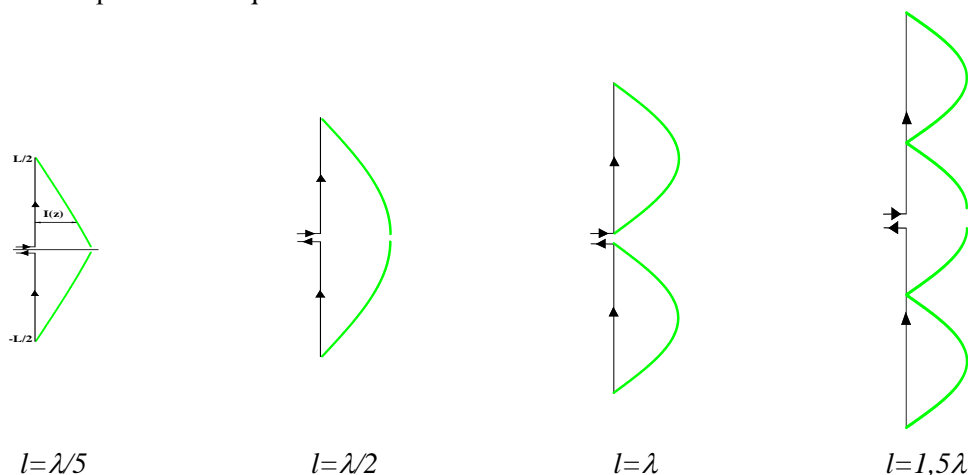


Figure II.4: Représentation de la distribution du courant le long des antennes dipôles de différentes longueurs

Le courant électrique est la somme de deux courants se propageant en sens inverses. Les courants se propageant vers la partie supérieure et vers la partie inférieure de l'antenne sont réfléchis respectivement par les extrémités $l/2$ et $-l/2$ en formant un système d'ondes stationnaires.

II.4. Antenne verticale au-dessus du sol

L'antenne quart d'onde verticale (GP, Ground Plane en anglais) est constituée d'une moitié de dipôle et nécessite un plan de sol (radiants fixés à la base de l'antenne) ou une masse (la terre ou la carrosserie d'un véhicule) afin de reconstituer électriquement le deuxième brin de l'antenne.

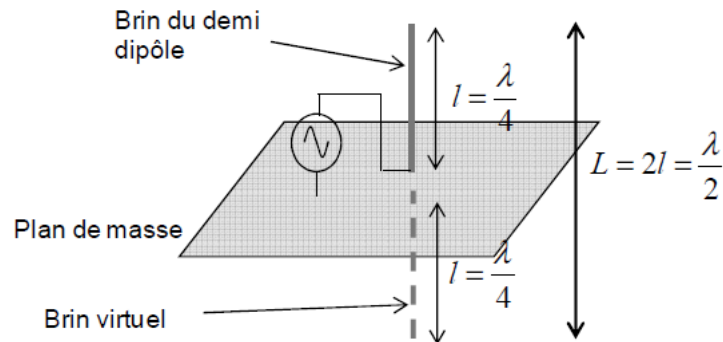


Figure II.5: Antenne monopôle quart d'onde sur un plan conducteur

II.5. Antennes à ondes stationnaires et antennes à ondes progressives

Les antennes filaires peuvent être classées de deux manières qui sont selon la position de leur point d'alimentation, et selon la nature de la charge. La seconde manière conduit à distinguer les antennes à ondes progressives, et les antennes à ondes stationnaires.

- **Les antennes à ondes stationnaires:** dans ce cas où l'antenne est considérée constituée par un ensemble des dipôles élémentaires, tous ces derniers rayonnent en phase, et leur amplitude en chaque point du fil est imposée par le mode qui s'est établi sur le fil.
- **Les antennes à onde progressives:** dans le cas idéal où l'onde se propage sans pertes, tous les dipôles élémentaires ont cette fois la même amplitude, mais c'est leur état de phase qui change en chaque point du fil.

II.6. Antennes à ondes progressives

On trouve deux catégories:

- 1) les antennes terminées par une charge adaptée à l'impédance caractéristique de la ligne pour supprimer toute réflexion d'onde (antennes en V, losange appelée aussi rhombique)
- 2) les antennes en circuit ouvert à leur extrémité mais qui sont soit longues (hélice longue) soit épaisses (dipôle linéaire épais)

II.6.1. Antenne à long fil fonctionnant en ondes progressives

On se base sur la représentation de la figure II.7 afin de calculer le champ rayonné par l'antenne à long fil fonctionnant en ondes progressives.

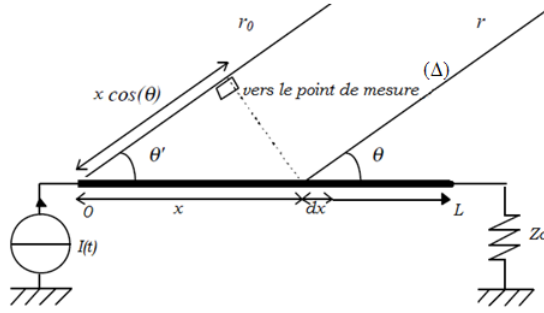


Figure II.7: Antenne filaire horizontale à ondes progressives

La structure se comporte comme un ensemble de doublets électriques. Le champ élémentaire rayonné par celui-ci en x dépend du courant qui le traverse:

$$dE = -j \frac{60\pi I(x)}{\lambda} \sin\theta \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (\text{II. 16})$$

Les deux points A et B de l'antenne, séparés par une distance x , sont distant de r_0 et r du point où l'on mesure le champ. La différence de marche est $x \cos\theta = r_0 - r$.

le rayonnement du fil dans une direction (Δ) :

$$E(\theta) = -j \frac{60I_0}{\lambda \cdot r} \sin\theta e^{-jkr_0} \int_0^L e^{-jkx(1-\cos\theta)} dx \quad (\text{II. 17})$$

Après intégration, on obtient l'expression du champ suivante:

$$\begin{aligned} E(\theta) &= j \frac{60I_0}{\lambda \cdot r} \sin\theta e^{-jkr_0} \times \frac{e^{-jkL(1-\cos\theta)} - 1}{jk(1-\cos\theta)} \\ &= j \frac{60I_0}{\lambda \cdot r} \sin\theta e^{-jkr_0} \times \frac{\sin\left(\frac{k}{2}L(1-\cos\theta)\right)}{j\frac{k}{2}(1-\cos\theta)} e^{-j\frac{k}{2}L(1-\cos\theta)} \end{aligned} \quad (\text{II. 18})$$

Comme on ne s'intéresse qu'au module de $E(\theta)$, nous avons finalement:

$$|E(\theta)| = \frac{60I_0}{r} \frac{\sin\theta}{1-\cos\theta} \sin\frac{\pi L}{\lambda} (1-\cos\theta) \quad (\text{II. 19})$$

Donc la fonction caractéristique est:

$$F(\theta) = \frac{\sin\theta}{1-\cos\theta} \sin\frac{\pi L}{\lambda} (1-\cos\theta) \quad (\text{II. 20})$$

Le diagramme de rayonnement est de révolution autour du fil, et il s'incline d'un certain angle par rapport à l'axe de l'antenne.

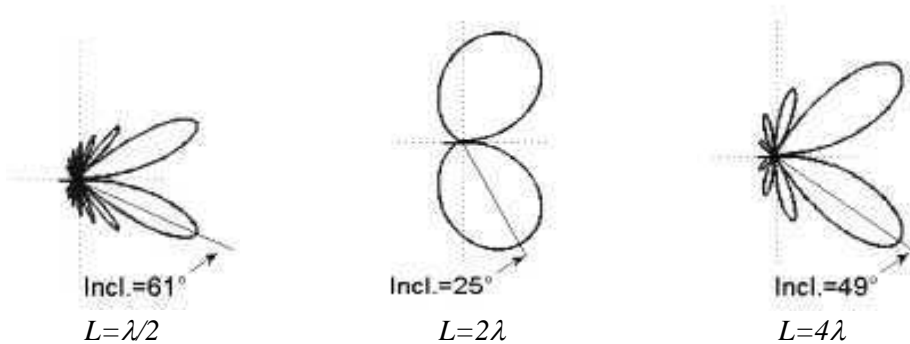


Figure II.8: Diagramme de rayonnement pour différentes longueurs de l'antenne

II.6.2. Antenne en V et antenne losange

Comme il est illustré sur la figure II.10, l'antenne en V est constituée par deux branches, chacune est parcourue par un courant constant afin de rayonner un champ élémentaire correspondant à celui d'un fil long.

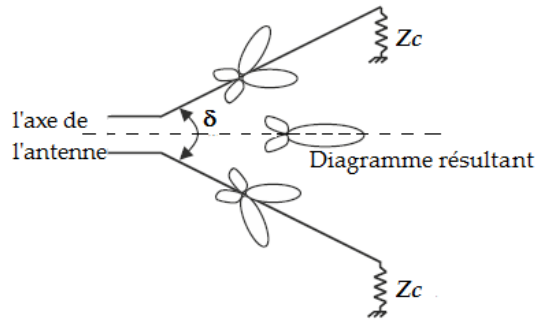


Figure II.10: Géométrie de l'antenne en V et son rayonnement

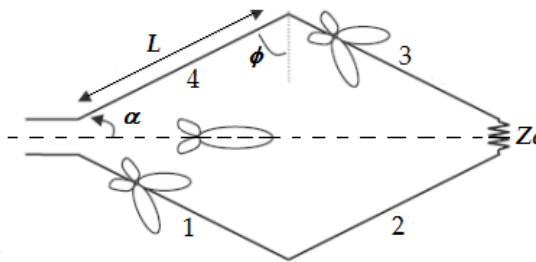


Figure II.11: Géométrie de l'antenne losange

L'antenne losange (appelée aussi antenne rhombique) peut être considérée comme la mise en série de deux antennes en V: l'antenne horizontale est constituée de quatre branches de longueur L et située au-dessus du sol à une hauteur H .

on détermine le champ rayonné dans le plan vertical (en négligeant les impédances mutuelles de couplage):

$$|E_V| = \frac{2\sqrt{1 - \cos^2\alpha \cos^2\phi}}{1 - \cos\alpha \sin\phi} \sin\left(\frac{2\pi H}{\lambda} \sin\alpha\right) \left(\sin^2\left(\frac{\pi L}{\lambda} \sin\alpha (1 - \cos\alpha \sin\phi)\right) \right) \quad (\text{II.22})$$

avec α : angle d'élévation au-dessus du sol, ϕ : demi-angle obtus du losange, H : hauteur au-dessus du sol, L : longueur d'une branche du losange.

Chapitre III :

RESEAUX D'ANTENNES

III.1. Réseaux d'antennes

Habituellement, une antenne à élément rayonnant unique a un diagramme de rayonnement relativement large, c'est-à-dire qu'elle a une directivité (un gain) relativement faible. De plus, les communications à longue distance requièrent des antennes ayant une forte directivité. De telles antennes peuvent être construites en agrandissant les dimensions de l'ouverture rayonnante (taille maximale beaucoup plus grande que la longueur d'onde). Cette façon peut généralement conduire à l'apparition de multiples lobes secondaires issus d'une antenne grande et difficile à fabriquer. Une autre manière d'augmenter la taille électrique d'une antenne est de la construire sous la forme d'un assemblage d'éléments rayonnants dans une configuration électrique et géométrique appropriée. Un tel dispositif à plusieurs éléments rayonnant est défini comme réseau d'antennes. Habituellement, les éléments du réseau sont identiques pour que la conception et la fabrication soient simples et pratiques.

III.2. Réseau uniforme

Un réseau à alignement linéaire uniforme est un ensemble de N antennes identiques, régulièrement espacées et alimentées par des courants dont les amplitudes sont toutes identiques, et de phase nulle ou linéairement décalée.

III.2.1. Réseau uniforme de 2 antennes

Considérons deux antennes telles celles représentées dans la figure III.1. Ces antennes sont séparées par une distance dy et alimentées par des courants de même intensités mais déphasés l'un par rapport à l'autre.

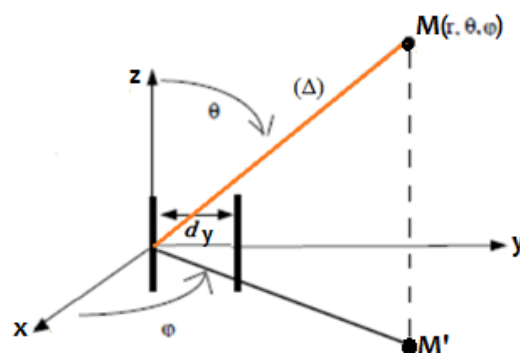


Figure III.1: Réseau uniforme de deux antennes

Supposons que le courant dans la première antenne soit en avance de $\beta_y = 2\pi\xi$ sur celui alimentant la deuxième antenne.

Loin des antennes, dans la direction (Δ) , si l'antenne 1 crée un champ E_1 , l'antenne 2 créera le champ:

$$E_2 = E_1 e^{-j(k\Delta r + 2\pi\xi)} \quad (\text{III.1})$$

avec : $\Delta r = d_y \sin\varphi \sin\theta$; est la différence de marche.

Le champ total s'exprime donc comme:

$$E_T = E_1 + E_2 = E_1 (1 + e^{-jS}) \quad (\text{III.2})$$

avec : $S = kd_y \sin\varphi \sin\theta + 2\pi\xi$; déphasage géométrique + déphasage électrique.

Si E_1 est le champ créé par une antenne isolée, le champ total du réseau s'écrit:

$$E_T = 2E_1 e^{-jS/2} \cos(S/2) \quad (\text{III.3})$$

La fonction caractéristique de ce réseau est alors:

$$f(\theta, \varphi) = 2\cos(S/2) = 2\cos\left(\frac{kd_y}{2} \sin\varphi \sin\theta + \pi\xi\right) \quad (\text{III.4})$$

III.2.2. Réseau uniforme de N antennes

On considère le réseau d'antennes de la figure III.2. Il contient N éléments verticaux parallèlement les uns aux autres et espacés de d_y .

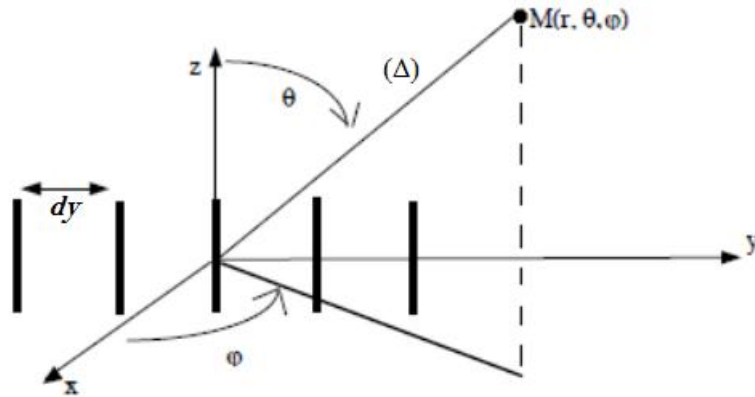


Figure III.2: réseau uniforme d'antennes

En généralisant le calcul fait pour le groupement de 2 antennes, le champ total s'exprime comme suit:

$$E_T = E_1 + E_2 + \dots + E_n \quad (\text{III.5})$$

c'est-à-dire:

$$E_T = E_1 (1 + e^{-jS} + e^{-2jS} + \dots + e^{-(n-1)jS}) \quad (\text{III.6})$$

c'est une somme d'une progression géométrique de raison e^{-jS} avec $S = kd_y \sin\varphi \sin\theta + 2\pi\xi$.

Le champ total pouvant être développé au moyen de la relation mathématique suivante:

$$\sum_{n=0}^{N-1} q^n = \frac{q^N - 1}{q - 1} \quad \text{pour } q \neq 1 \quad (\text{III.7})$$

Nous avons donc:

$$E_T = E_1 \cdot \frac{1 - e^{-NjS}}{1 - e^{-jS}} \quad (\text{III.8})$$

Nous en déduisons la fonction caractéristique de l'alignement (en module):

$$|E_T| = |E_1| \cdot \left| \frac{\sin(NS/2)}{\sin(S/2)} \right| \quad (\text{III.9})$$

L'expression du facteur du réseau (AF: Array Factor) pour un réseau de N éléments équidistant et alimentés par des amplitudes uniformes est la suivante:

$$AF = \frac{\sin\left(\frac{N}{2}S\right)}{\sin\left(\frac{S}{2}\right)} \quad (\text{III.10})$$

En utilisant la formule du facteur du réseau, un diagramme de rayonnement universel d'un réseau contenant de 2 à 10 éléments peut être représenté (figure III.3).

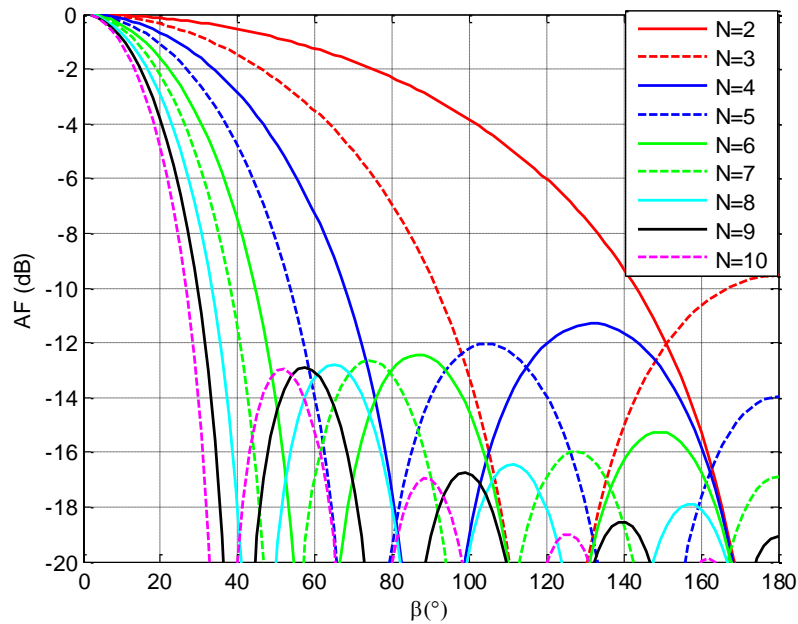


Figure III.3: Diagramme de rayonnement de réseaux linéaires ayant une distribution d'amplitude uniforme

III.2.3. Différentes configurations du réseau linéaire

Le réseau linéaire, de N éléments régulièrement espacés, peut prendre l'une des trois configurations principales comme montre la figure suivante.

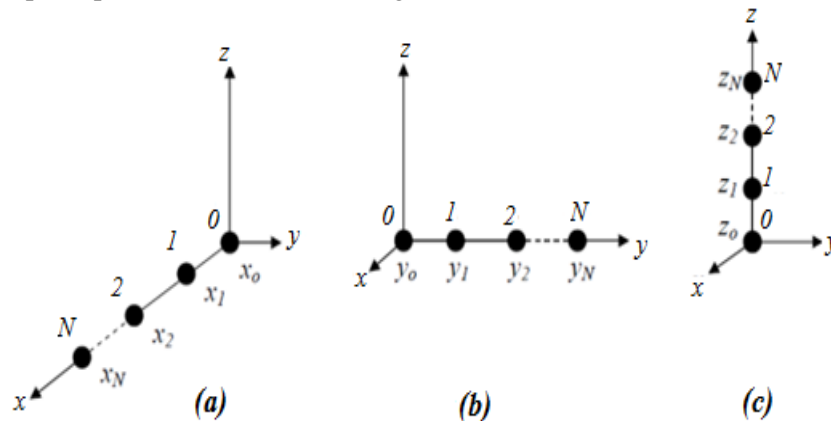


Figure III.4: Les différentes configurations géométriques d'un réseau linéaire

Le champ total rayonné et la forme du facteur du réseau changent selon la configuration de la disposition des éléments du réseau.

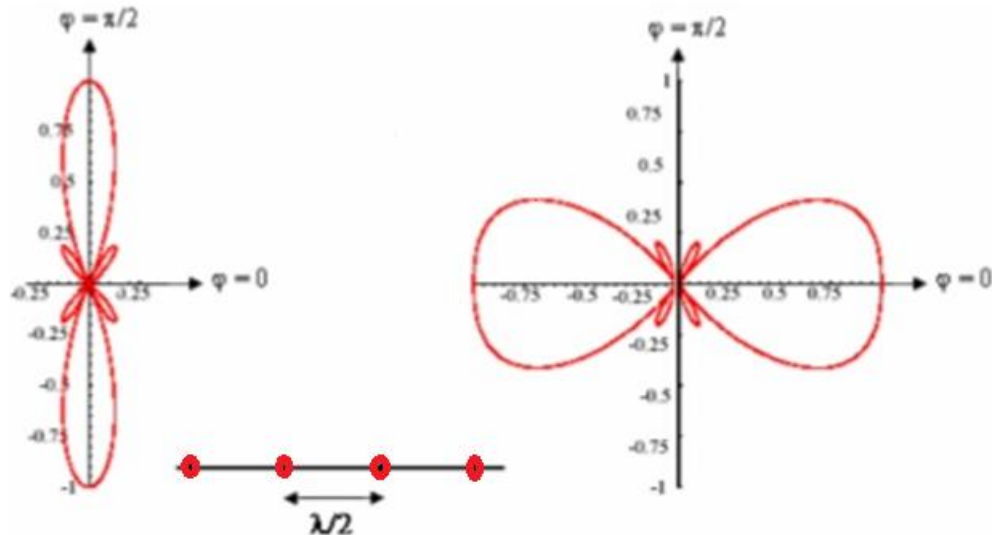
III.2.4. Rayonnement transversal et rayonnement longitudinal

Selon la disposition des antennes l'une par rapport à l'autre et le déphasage entre les courants circulant dans les antennes, on distingue:

- Le réseau linéaire à rayonnement transversal
- Le réseau linéaire à rayonnement longitudinal

Un réseau est dit transversal (broad side array) si le déphasage électrique entre les courants alimentant ses éléments est nul, c'est-à-dire tous ses éléments sont alimentés en phase. Le maximum de rayonnement pour ce réseau est toujours dans la direction perpendiculaire à l'alignement.

Un réseau est dit longitudinal (end fire array) lorsqu'il y a une opposition de phase dans l'alimentation de chaque deux éléments successifs du réseau.



Rayonnement transversal (champ en phase, $\beta = 0$) Rayonnement longitudinal (champ en opposition de phase, $\beta = \pm \pi$)

Figure III.5: Diagramme de rayonnement en champ de 4 sources isotropes distantes de $\lambda/2$

III.3. Réseau non-uniforme

Dans cette section, on va voir que dans un réseau d'antennes non-uniforme la distribution d'amplitude commande le niveau des lobes secondaires. Pour cela, on considère N antennes identiques, équidistantes, disposées linéairement, alimentées avec des amplitudes différentes a_n . La formule (III.11) représente le facteur du réseau associé à ce réseau:

$$\begin{aligned}
 AF &= \sum_{n=1}^N a_n e^{j(n-1)\beta} \cdot e^{j(n-1)k\Delta r} \\
 &= \sum_{n=1}^N a_n e^{j(n-1)(\beta+k\Delta r)} = \sum_{n=1}^N a_n e^{j(n-1)S} \quad (\text{III. 11})
 \end{aligned}$$

III.4. Principe de multiplication des diagrammes de rayonnement

On peut aussi obtenir le diagramme de rayonnement du réseau de manière simple en multipliant les fonctions caractéristiques.

La loi fondamentale des réseaux est la suivante: « Le diagramme de rayonnement d'un réseau est le produit du diagramme de rayonnement d'un élément isolé par le facteur du réseau ». Ce principe est nommé le principe de multiplication de diagrammes.

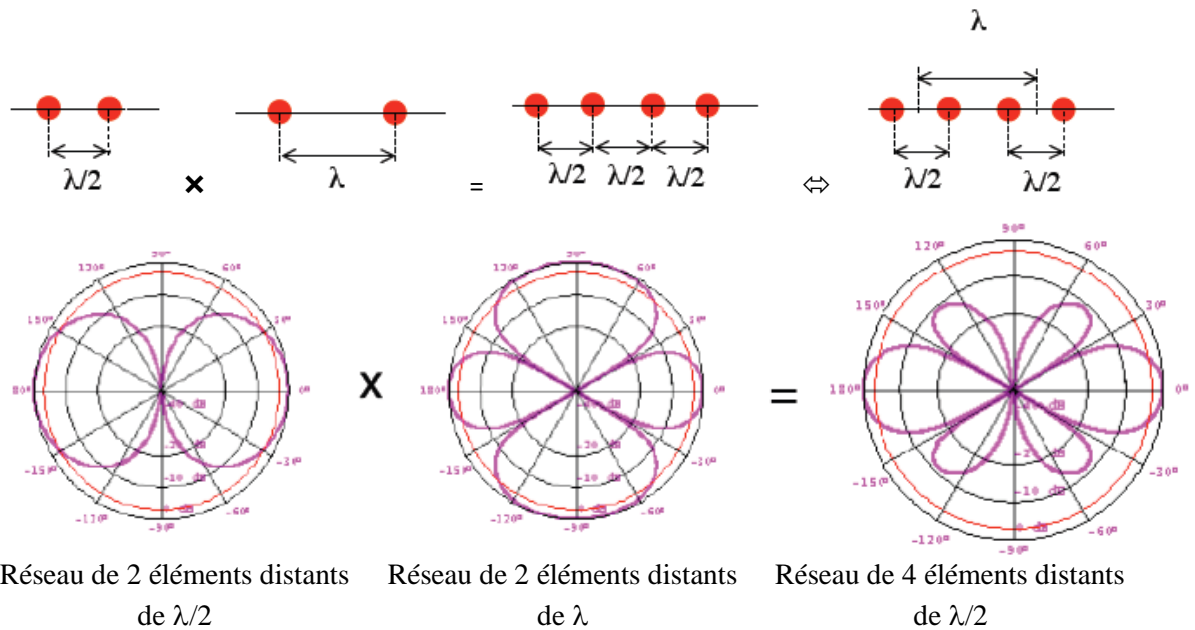


Figure III.8: diagramme de rayonnement par la méthode de la multiplication des fonctions caractéristiques

La fonction caractéristique de deux sources distantes de $\lambda/2$ multipliée par la fonction caractéristique de deux sources distantes de λ donne la fonction caractéristique de quatre sources distantes de $\lambda/2$.

Chapitre IV :

RAYONNEMENT DES OUVERTURES PLANES

Pour la plupart des antennes micro-ondes, la source de rayonnement peut être considérée comme une antenne à ouverture rayonnante tel que des guides d'ondes, des antennes cornets et des antennes constituées d'une ou de plusieurs sources primaires qui illuminent une surface réfléchissante. L'étude de telles antennes se ramène à celle de la diffraction des ondes électromagnétiques à travers une ouverture rayonnante de forme et de dimensions pareilles à celle de l'antenne à étudier.

IV.1. Principe de Huygens – Fresnel

Le principe de Huygens-Fresnel est à la base de la théorie de la diffraction des ondes électromagnétiques. Il est une conséquence des équations de Maxwell et peut s'exprimer sous une forme mathématique rigoureuse.

Considérons une ouverture plane (Σ), située dans le plan xoy . Soit $Oxyz$ le système d'axes de référence. Illuminons cette ouverture par un faisceau d'ondes provenant de la région des z négatifs. Il existe en chaque point P de l'ouverture (Σ) un champ électrique \vec{E} et un champ magnétique \vec{H} . Nous supposons la polarisation uniforme, tous les vecteurs \vec{E} sont parallèles. Nous supposons aussi que les conditions de l'espace libre existent sur toute l'ouverture, c'est-à-dire \vec{E} est perpendiculaire à \vec{H} .

Les perturbations éventuelles sur les bords ne sont pas tenues en compte. Cela implique que les dimensions de l'ouverture soient grandes par rapport à λ (de l'ordre de 10λ).

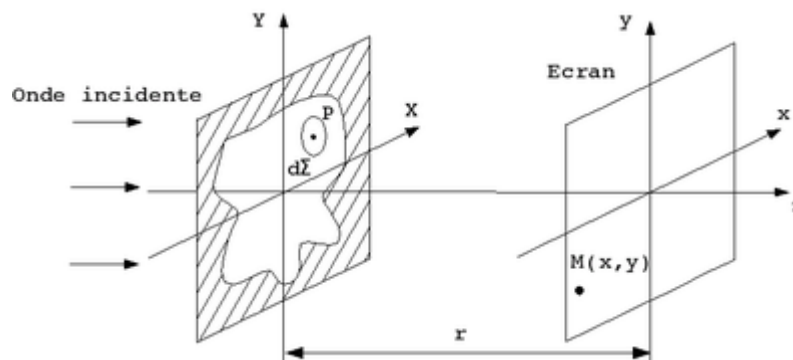


Figure IV.1: Diffraction par une ouverture rayonnante

IV.2. Relation de Kottler

Les antennes à ouvertures permettent de transmettre un signal hyperfréquence dans l'atmosphère. La formule de Kottler permet de calculer le champ électrique rayonné par une antenne de surface S .

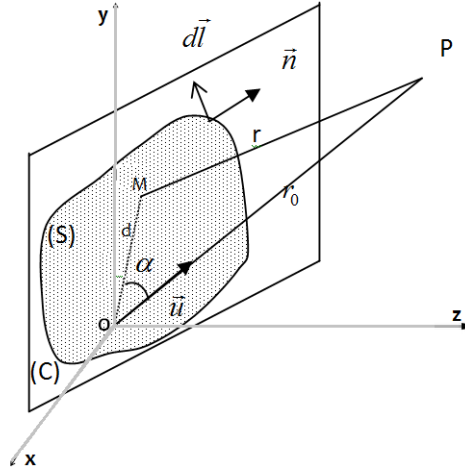


Figure IV.2: Rayonnement d'une ouverture plane

$$E(P) = \frac{1}{4j\pi\omega\epsilon} \iint_{\Sigma} [k^2(\vec{n} \wedge \vec{H}) + (\vec{n} \wedge \vec{H})\vec{\nabla}\Gamma + j\omega(\vec{n} \wedge \vec{E}) \wedge \vec{\nabla}\Gamma] dS \quad (IV.3)$$

Avec : $\Gamma = \frac{e^{jkr}}{r}$ et $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

A grande distance de l'antenne la formule de Kottler se simplifie en:

$$E(P) = j \frac{1 + \cos(\theta)}{2\lambda r_0} \iint_S E(M) e^{-jkr} dS \quad (IV.4)$$

et devient sur l'axe des z :

$$E(P) = j \frac{e^{-jkz}}{\lambda r_0} \iint_S E(M) dS \quad (IV.5)$$

Application au calcul du gain d'une surface rayonnante éclairée par un champ uniforme ($E(M) = E_0$):

$$E(P) = j \frac{e^{-jkz}}{\lambda r_0} E_0 S \quad (IV.6)$$

La puissance recueillie dP dans un élément de surface dS sur l'axe z se calcule par:

$$dP = \frac{1}{2} \frac{|E|^2}{Z_0} dS = \frac{1}{2} \frac{E_0^2 S^2}{\lambda^2 r_0^2 Z_0} dS \quad (IV.7)$$

IV.3. Rayonnement d'une ouverture rectangulaire

Pour une ouverture rectangulaire plane centrée à l'origine, de longueur A (suivant l'axe x) et de largeur B (suivant l'axe y), le champ est uniforme et constant.

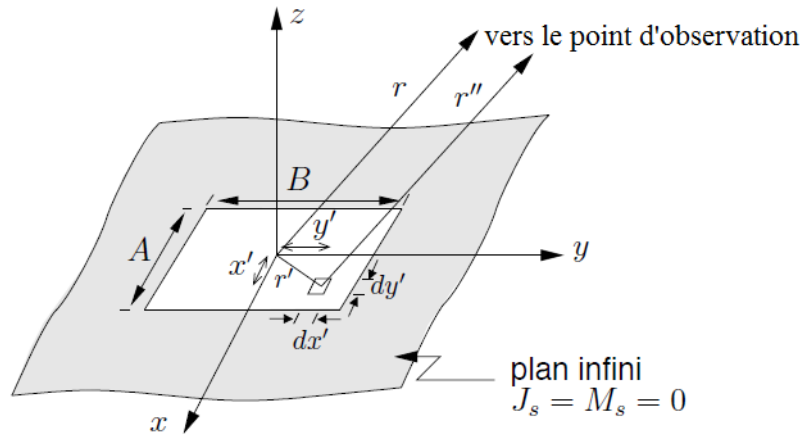


Figure IV.3: Ouverture rayonnante rectangulaire

Ce champ $E_a a_x$ peut s'exprimer comme suit :

$$\begin{aligned}
 E_x(x, y, z) &= jE_a \frac{e^{-jkr}}{\lambda r} \int_{-A/2}^{A/2} e^{jkxx'/r} dx' \int_{-B/2}^{B/2} e^{jky y'/r} dy' \\
 &= jE_a (AB) \frac{e^{-jkr}}{\lambda r} \text{sinc}\left(\frac{kAx}{2r}\right) \text{sinc}\left(\frac{kBy}{2r}\right)
 \end{aligned} \quad (\text{IV.8})$$

Afin de représenter le diagramme de rayonnement de l'ouverture rectangulaire on emploie les coordonnées sphériques :

$$x = r \cos\phi \sin\theta \quad (\text{IV.9})$$

$$y = r \sin\phi \sin\theta \quad (\text{IV.10})$$

IV.4. Rayonnement d'une ouverture circulaire

Dans de nombreux projecteurs d'ondes, l'ouverture rayonnante possède une forme circulaire. C'est le cas de réflecteurs paraboliques, de lentilles circulaires ou de cornets coniques.

On considère une ouverture rayonnante circulaire de rayon a et centrée en O dans le plan (xOy) . La loi d'illumination est uniforme $(x, y) = F(r, \phi) \cdot e^{j\phi(r, \phi)} = E_0$.

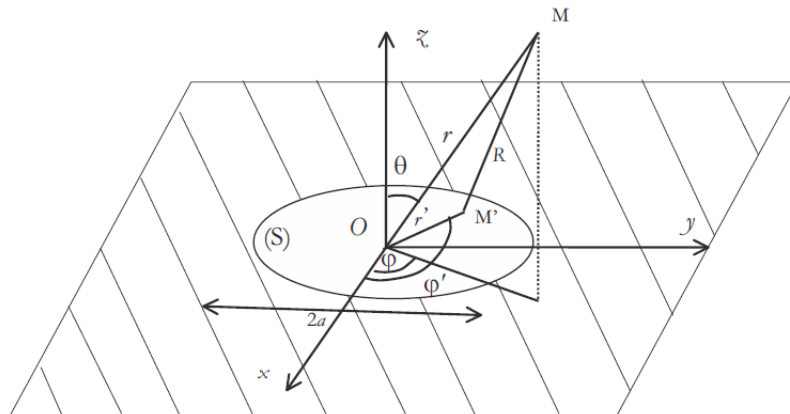


Figure IV.5: Ouverture rayonnante circulaire

En raison de la forme de l'ouverture, un point M' de l'ouverture est repéré par r' et son azimut ϕ' . Le champ rayonné en un point M et en coordonnées polaires est donné par:

$$\vec{E}(M) = j \frac{e^{-jkr}}{2\lambda r} \iint_S F(r', \varphi') \cdot e^{j\phi(r', \varphi')} (1 + \cos\theta \cos\varphi) \times e^{jkr'(\cos\varphi' \sin\theta + \sin\varphi' \sin\varphi \cos\theta)} r' dr' d\varphi' \quad (\text{IV. 16})$$

En posant :

$$x = r \cos\varphi \sin\theta \quad (\text{IV. 17})$$

$$y = r \sin\varphi \sin\theta \quad (\text{IV. 18})$$

L'expression du champ rayonné devient dans le plan H ($\theta, \varphi = 0$) par exemple:

$$\begin{aligned} \vec{E}(M) &= j \frac{e^{-jkr}}{2\lambda r} \iint_S E_0(1 + \cos\theta) e^{jkr' \cos\varphi' \sin\theta} r' dr' d\varphi' \\ \vec{E}(M) &= j \frac{e^{-jkr}}{2\lambda r} E_0(1 + \cos\theta) \int_0^a \int_0^{2\pi} e^{jkr' \sin\theta \cos\varphi'} d\varphi' r' dr' \end{aligned} \quad (\text{IV. 19})$$

L'intégrale sur l'ouverture est :

$$I = \int_0^a \int_0^{2\pi} e^{jkr' \sin\theta \cos\varphi'} d\varphi' \cdot r' dr' \quad (\text{IV. 20})$$

On rappelle la propriété de la fonction de Bessel d'ordre 0 :

$$\int_0^{2\pi} e^{ju \cos\varphi'} d\varphi' = 2\pi J_0(u) \quad (\text{IV. 21})$$

On en déduit :

$$I = 2\pi \int_0^a J_0(kr' \sin\theta) r' dr' \quad (\text{IV. 22})$$

Si on applique la propriété qui relie la fonction de Bessel d'ordre 0 avec la fonction de Bessel d'ordre 1:

$$\int_0^a r' J_0(r') dr' = a J_1(a) \quad (\text{IV. 23})$$

Le calcul de l'intégrale I , donne:

$$I = 2\pi a^2 \frac{J_1(k a \sin\theta)}{k a \sin\theta} \quad (\text{IV. 24})$$

L'expression du champ devient, alors:

$$\begin{aligned} \vec{E}(M) &= j \frac{e^{-jkr}}{2\lambda r} E_0(1 + \cos\theta) \cdot 2\pi a^2 \frac{J_1(k a \sin\theta)}{k a \sin\theta} \\ \vec{E}(M) &= j \frac{e^{-jkr}}{\lambda r} \pi a^2 (1 + \cos\theta) E_0 \cdot \frac{J_1(k a \sin\theta)}{k a \sin\theta} \end{aligned} \quad (\text{IV. 25})$$

Pour des ouvertures de rayon " a " bien supérieur à la longueur d'onde λ , le faisceau est concentré autour de l'axe Oz et l'angle θ faible:

$$\vec{E}(M) = j \frac{e^{-jkr}}{\lambda r} 2\pi a^2 E_0 \cdot \frac{J_1(ka\theta)}{ka\theta} \quad (\text{IV. 26})$$

Et, en module:

$$|\vec{E}(M)| = \frac{2\pi a^2 E_0}{\lambda r} \cdot \left| \frac{J_1(ka\theta)}{ka\theta} \right| \quad (\text{IV. 27})$$

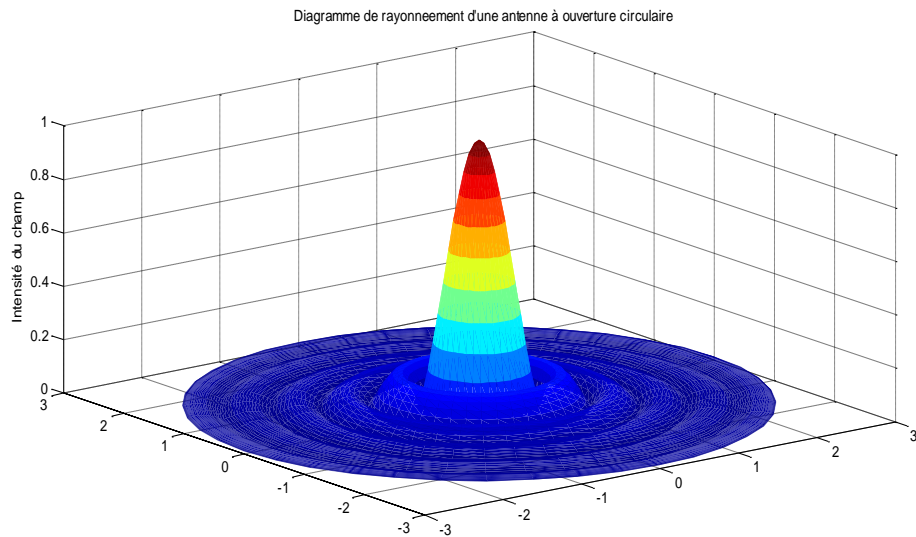


Figure IV.6: Diagramme de rayonnement en 3D d'une antenne à ouverture circulaire de rayon $a = 3\lambda$

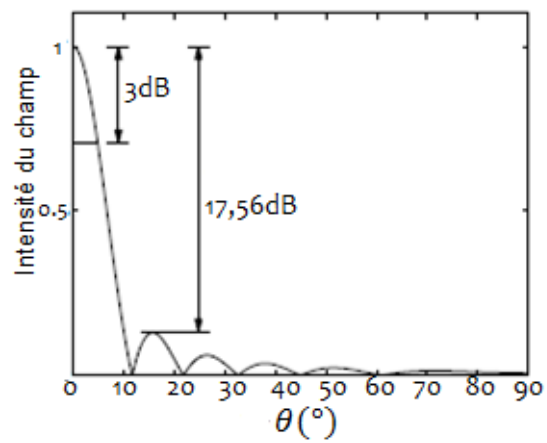


Figure IV.7: Diagramme de rayonnement en 2D d'une antenne à ouverture circulaire de rayon $a = 3\lambda$

Chapitre V :

LES ANTENNES PLANAIRES

Aujourd'hui, les antennes imprimées sont largement utilisées puisqu'elles permettent de répondre à nombreuses contraintes commandées par les systèmes. Les domaines d'utilisation privilégiés de ces antennes, sont trouvés dans divers systèmes de communication tels que :

- La téléphonie mobile, et les systèmes multimédia sans fil (WIFI, Bluetooth),
- Les communications spatiales,
- Les systèmes radar, le guidage des missiles, et la télédétection,
- La commande et le contrôle.

Elles sont utilisées généralement dans des bandes de fréquences allant de 1GHz jusqu'aux bandes millimétriques.

V.1. Structure de l'antenne micro-ruban

Les antennes microbandes, construites par la technique des circuits imprimés. Une antenne imprimée dans sa structure de base est composée (figure V.1) :

- d'un élément rayonnant de forme géométrique variable (circulaire, triangulaire, rectangulaire, etc...). Cet élément rayonnant est aussi appelé patch conducteur. Dans la pratique, les formes de l'élément rayonnant souvent utilisées sont le rectangle et le disque,
- d'un substrat diélectrique sur lequel se dépose l'élément rayonnant, pour une grande efficacité, la hauteur est choisie dans l'intervalle $0.003\lambda_0 \leq h \leq 0.05\lambda_0$,
- d'un plan de masse.

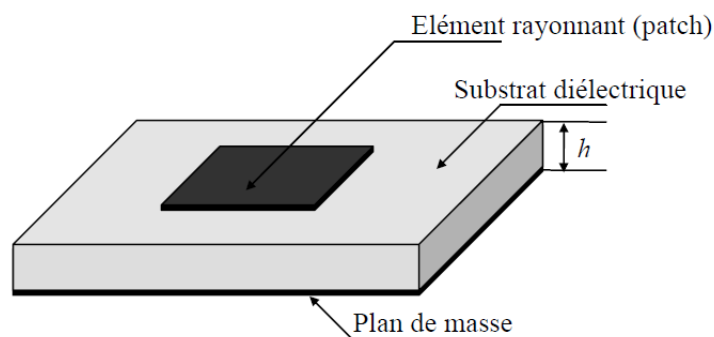


Figure V.1: Structure de base d'une antenne microruban

V.2. Avantages et inconvénients des antennes imprimées

Les principaux avantages de l'antenne imprimée sont :

- taille réduite, faible poids, et faible coût de fabrication,
- simplicité de sa structure, et rigidité mécanique,

- facilité de fabrication en grandes quantités,
- possibilité d'intégrer facilement des composants électroniques (actifs),
- possibilité de mise en réseaux,
- polarisation linéaire ou circulaire en ajustant la géométrie et l'excitation de l'élément rayonnant.

Cependant, l'antenne imprimée présente les inconvénients suivant:

- faible rendement,
- bande passante relativement étroite (de 1 à 5%),
- faible gain (de l'ordre de 5 dB),
- impureté de la polarisation.

V.3. Application des relations de Wheeler

Selon Wheeler, une antenne est dite électriquement petite si elle peut être entièrement contenue dans une sphère de rayon $a = 1/k$, où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde dans le milieu de propagation. Cette sphère est souvent appelée la sphère radian de Wheeler (radianlength) ou la sphère de Chu. Une définition équivalente revient à dire qu'une antenne miniature est une antenne qui satisfait la condition :

$$k \times a \leq 1 \quad (\text{V.1})$$

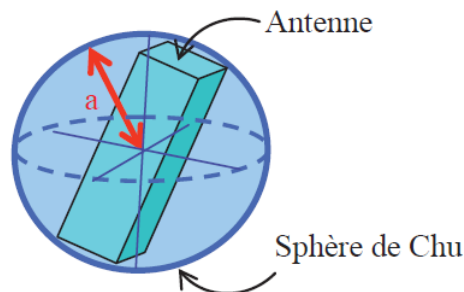


Figure V.2: Représentation d'une antenne électriquement petite

Une antenne électriquement petite peut être approximée de deux façons :

- Par un dipôle électrique sous la forme d'un circuit parallèle (capacité C + conductance de rayonnement G_e dépendant de la fréquence). Ce qui modélise l'antenne capacité de Wheeler.
- Par un dipôle magnétique sous la forme d'un circuit série (inductance L + résistance de rayonnement R_m dépendant de la fréquence). Ce qui modélise l'antenne inductance de Wheeler.

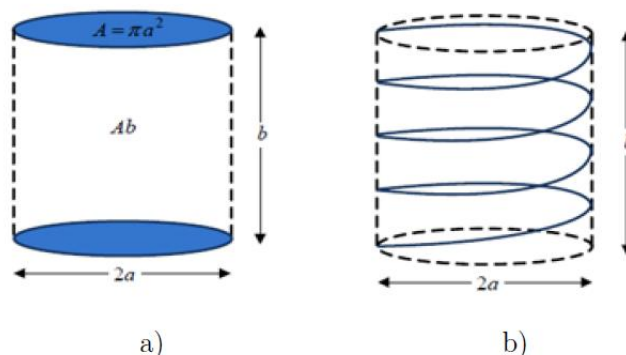


Figure V.3: Représentation par Wheeler d'une antenne électriquement petite; a) Capacité ; b) Inductance

Wheeler calcule la capacité C et l'inductance L avec les formules suivantes :

$$C = \varepsilon_0 \frac{k_a A}{b} \quad (V.2)$$

$$L = \mu_0 n^2 \frac{A}{k_b b} \quad (V.3)$$

De plus, la conductance G_e et la résistance R_m de rayonnement des antennes sont données par les formules suivantes:

$$G_e = \frac{1}{6\pi Z_0} \left(\frac{k_a A}{(\lambda/2\pi)^2} \right)^2 \quad (V.4)$$

$$R_m = \frac{1}{6\pi Z_0} \left(\frac{n A}{(\lambda/2\pi)^2} \right)^2 \quad (V.5)$$

Où k_a et k_b sont les facteurs de forme de la capacité et de l'inductance respectivement, n le nombre de boucles dans le solénoïde et ε_0 et μ_0 représentent respectivement la permittivité et la perméabilité du vide, et $Z_0 = 120\pi [\Omega]$ est l'impédance du vide.

Wheeler introduit ainsi le terme de Facteur de Puissance de Rayonnement (FPR) qu'il utilise pour estimer le rapport de la puissance rayonnée sur la puissance réactive d'une petite antenne.

Pour une antenne électrique, le FPR_e est :

$$FPR_e = \frac{G_e}{\omega C} = \frac{1}{6\pi} \frac{k_a A b}{(\lambda/2\pi)^3} = \frac{k_a A b k^3}{6\pi} \quad (V.6)$$

Pour une antenne magnétique, le FPR_m est:

$$FPR_m = \frac{R_m}{\omega L} = \frac{1}{6\pi} \frac{k_b A b}{(\lambda/2\pi)^3} = \frac{k_b A b k^3}{6\pi} \quad (V.7)$$

V.4. Techniques de miniaturisation d'une antenne planaire

Il existe diverses techniques pour résoudre le problème de l'encombrement de l'antenne et aboutir à des antennes de petites dimensions. Parmi les techniques de miniaturisation les plus courantes, nous citons à titre d'exemple:

- l'utilisation d'un substrat à forte permittivité
- l'utilisation des métamatériaux
- l'ajout de court-circuit entre l'élément rayonnant et le plan de masse
- le repliement de l'élément rayonnant
- l'ajout d'encoches ou de fentes dans les éléments rayonnants
- l'utilisation de structures fractales

V.5. Réseaux d'antennes patch

Les antennes imprimées de faible taille sont le plus souvent utilisées en réseaux compacts afin d'améliorer leurs performances et de permettre la réalisation de fonctions spécifiques, telles que: le pointage et le balayage électronique, la réjection de brouilleurs, la détection adaptative, l'auto-adaptativité, la formation des diagrammes de rayonnement variés ou désirés, le contrôle du diagramme de directivité, le contrôle de la polarisation, etc ...

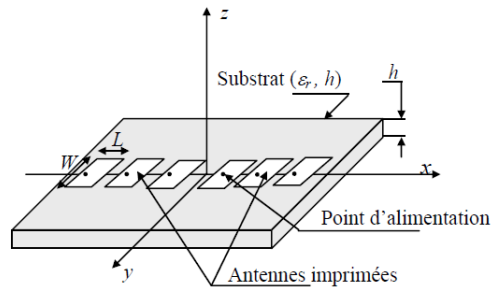


Figure V.4: Réseau rectiligne d'antennes imprimées

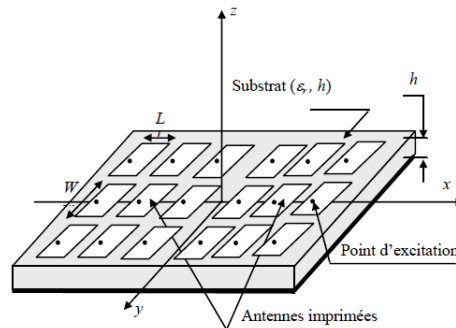


Figure V.5: Réseau plan d'antennes imprimées

Le réseau de patch peut avoir également de bonnes caractéristiques directionnelles de rayonnement, une bonne adaptation entre les éléments rayonnant et leur circuit d'alimentation, une bonne stabilité sur toute la bande de fréquence convoitée et cela au niveau des deux plans principaux E et H .

V.6. Adaptation des antennes planaires

Pour chaque système qui transforme l'énergie sur une ligne de transmission a besoin souvent d'adaptation car la ligne transforme l'impédance de charge en une autre valeur d'impédance au droit de la source. Il existe différentes techniques pour adapter la ligne d'alimentation à l'entrée des antennes planaires:

V.6.1. Adaptation par quart d'onde

Une manière simple d'adapter l'antenne au port d'entrée est d'utiliser une ligne quart d'onde. Afin de dimensionner cette ligne micro-ruban quart d'onde, il convient de connaître son impédance caractéristique. Dans le domaine des moyennes fréquences c'est 75Ω , et en hautes fréquences (HF) c'est 50Ω .

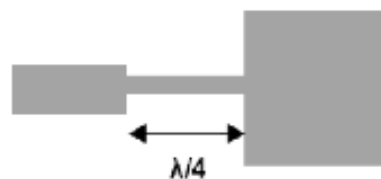


Figure V.6: Adaptation par quart d'onde

V.6.2. Adaptation par simple Stub

Une autre façon de procéder pour arriver à l'adaptation d'une antenne micro-ruban consiste à utiliser un stub. Ce dernier est un tronçon de ligne de longueur s que l'on branche en dérivation sur la ligne principale à une distance d de la charge.

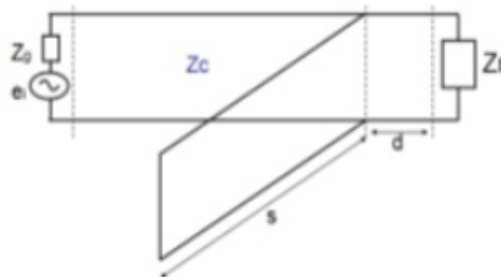


Figure V.7: Modélisation de l'adaptation avec simple stub

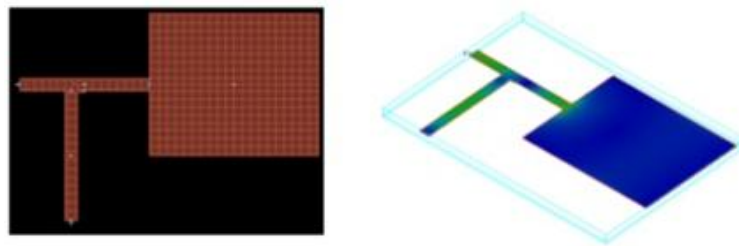


Figure V.8: Adaptation d'antenne avec simple stub

V.6.3. Adaptation par double Stub

Cette technique d'adaptation a le même principe que l'adaptation par simple stub, mais cette fois on dispose de deux stubs en parallèle séparés d'une distance $d2$.

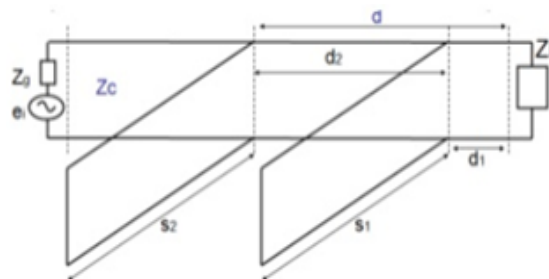


Figure V.9: Modélisation de l'adaptation avec double stub

On peut utiliser l'abaque de Smith pour déterminer la longueur des stubs ($s1$ et $s2$), et leurs positions sur la ligne qui sont désignées par les distances $d1$ et $d2$.

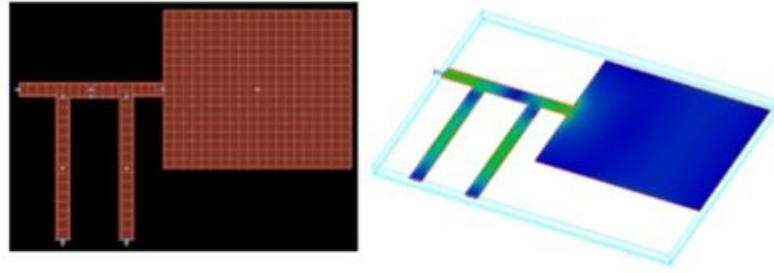


Figure V.10: Adaptation d'antenne avec double stub

V.6.4. Adaptation avec encoches

Pour adapter l'antenne patch, on utilise des encoches, il suffit de modifier la géométrie du patch. Il s'agit d'exciter l'élément rayonnant de l'antenne par une ligne de 50Ω avec une encoche. Ceci consiste à alimenter à l'intérieur du patch.

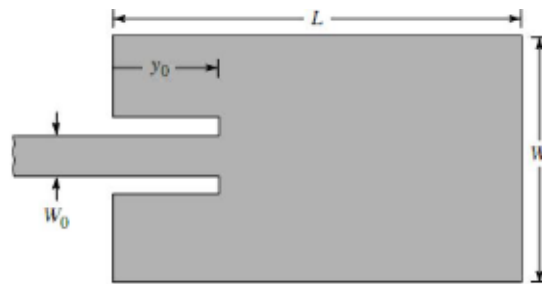


Figure V.11: Adaptation d'antenne avec encoches

En effet, la position sur le patch (y_0) est donnée par l'expression suivante:

$$y_0 = \frac{L}{2\pi} \cdot \arcsin(1 - 2 \cdot Z_{in} \cdot G) \quad (V.12)$$

Avec : $G = \frac{W}{90\lambda_0} \left(\frac{W}{\lambda_0}\right)^2$ et $Z_{in} = 50 \Omega$

Où : L : longueur du patch ; W : largeur du patch ; Z_{in} : impédance d'entrée de l'antenne ; λ_0 : longueur d'onde dans le vide ;

$$G = \begin{cases} \frac{1}{90} \left(\frac{W}{\lambda_0}\right)^2 & \text{si } W \leq \lambda_0 \\ \frac{1}{120} \left(\frac{W}{\lambda_0}\right)^2 & \text{si } W \geq \lambda_0 \end{cases} : \text{conductance de rayonnement}$$

V.7. Rayonnement des antennes planaires

Afin d'étudier le rayonnement des antennes planaires, on se limite ici à l'exemple d'une antenne patch rectangulaire. Un modèle simple permet d'approximer de manière analytique le rayonnement en champ lointain dans les plans E et H . En faisant l'hypothèse que l'épaisseur du substrat est très inférieure à la longueur d'onde et que le champ électrique ne varie pas suivant la largeur de la structure microruban, alors on peut dire que le rayonnement est essentiellement attribué aux débordements du champ électrique au niveau des discontinuités en quasi-circuit ouvert aux extrémités du patch.

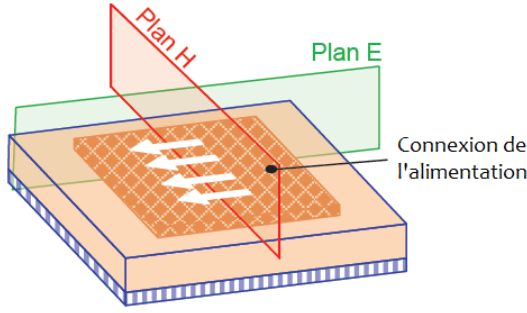


Figure V.12: Plans E et H d'une antenne microruban

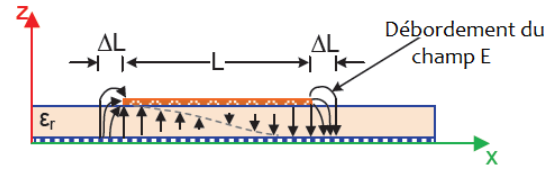


Figure V.13: Configuration du champ dans une antenne microruban

Le champ normalisé, rayonné dans le plan E par le patch, s'écrit:

$$|E_E(\theta)| = \frac{(1 + \cos(\theta))}{2} \cos\left(k_0 \frac{L}{2} \sin(\theta)\right) \frac{\sin\left(\frac{2\pi h}{\lambda_0} \sin(\theta)\right) \sin\left(\frac{2\pi h}{\lambda_0} \cos(\theta)\right)}{\frac{\pi h}{\lambda_0} \sin(\theta) \sin\left(\frac{2\pi h}{\lambda_0}\right)} \quad (\text{V. 13})$$

Le champ normalisé, rayonné dans le plan H par le patch, s'écrit:

$$|E_H(\theta)| = \frac{(1 + \cos(\theta))}{2} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi W}{\lambda_0} \sin(\theta)\right) \sin\left(\frac{2\pi h}{\lambda_0} \cos(\theta)\right)}{\frac{\pi W}{\lambda_0} \sin(\theta) \sin\left(\frac{2\pi h}{\lambda_0}\right)} \quad (\text{V. 14})$$

Avec : W : largeur du patch ; h : hauteur du substrat ; L : longueur du patch ; $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$: constante de propagation dans le vide ; λ_0 : longueur d'onde dans le vide.

On peut utiliser les deux expressions précédentes pour tracer le diagramme de rayonnement de l'antenne (plan E et plan H), et visualiser les lobes de rayonnement en coordonnées cartésiennes et/ou polaires.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] F. Gardiol, "Electromagnétisme: Traité d'électricité", Edition Lausanne.

- [2] P. Combes, "Micro-ondes, circuits passifs, propagation, antennes, Cours et exercices", Dunod, 1997.
- [3] R.-C. Houzé, "Les antennes, Fondamentaux", Dunod, 2006.
- [4] A. Ducros, "Les antennes: Théorie et pratique", Emission et réception, Elektor, 2008.
- [5] W.L. Stutzman, G.A. Thiele, "Antenna Theory and Design", 3rd Edition John Wiley, 2012.
- [6] C. Balanis, "Antenna Theory: Analysis and Design", 3rd Edition, John Wiley & Sons Inc, 2005.
- [7] R. Aksas, "Télécommunications: Antennes Théorie et Applications", Ellipses Marketing, 2013.
- [8] O. Picon et al, "Les Antennes: Théorie, conception et applications", Dunod, 2009.
- [9] S.A.M. Zerrouk, "Antennes filaires et antennes a surfaces rayonnantes", OPU, édition : 2.07.4672, 2008.