

#### 1. Introduction

Les antennes peuvent être classées selon :

- leur **largeur de bande**, on distingue les antennes à bande étroite et celles à bande large ;
- leur **polarisation**, on distingue celles à polarisation linéaire et celles à polarisation circulaire ;
- leur **résonance**, on peut les grouper dans les antennes résonantes ou à onde progressive ;
- le **nombre de leurs éléments**, on distingue les antennes élémentaires et les réseaux d'antennes.

Les antennes filaire ou filiformes sont faites à partir de brins conducteurs et sont généralement facile à fabriquer **et à coût réduit**. On cite comme exemples le **dipôle**, le **monopole**, l'antenne **boucle**, l'antenne à **hélice**, l'antenne **Yagi–Uda** et l'antenne **log-périodique**.

#### 2. Dipôle

Les dipôles rayonnants sont constitués de 2 tiges cylindriques de diamètre  $d = 2a$ , ayant chacune une longueur  $l$  (Figure 2.1). Ils sont reliés à leur ligne de liaison avec l'émetteur ou le récepteur par les points  $A$  et  $B$  entre lesquels est définie leur impédance d'entrée.

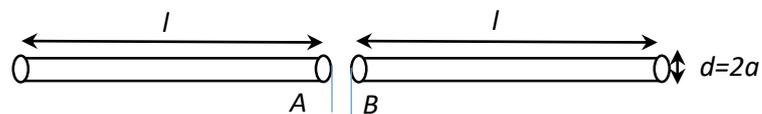


Figure 2.1 : Dipôle de longueur  $2l$ .

On distingue les dipôles  $\lambda/2$ ,  $\lambda$ ,  $3\lambda/2$ ,... On parle de dipôle infinitésimal (appelé aussi dipôle de Hertz ou doublet) lorsque  $2l < \lambda/10$  (ondes décimétriques et supérieures).

En fonction de  $d$ , on distingue les dipôles fins  $d < \lambda/1000$  et les dipôles épais  $d > \lambda/100$  (ondes métriques et inférieures).

Ce sont les éléments constitutifs des antennes utilisées en VHF et en UHF.

**Applications** : Radiodiffusion FM, radiocommunication, radionavigation tels que dans les systèmes d'atterrissage des instruments (ILS Instrument Landing System) ou encore pour l'antenne Yagi de réception TV.

### 2.1. Dipôle élémentaire ou doublet (dipôle de Hertz)

C'est un élément de courant de longueur  $h$ , qui n'existe pas mais facilite grandement le calcul des antennes filiformes qui peuvent être vue comme une infinité de dipôles élémentaires mis bout à bout.

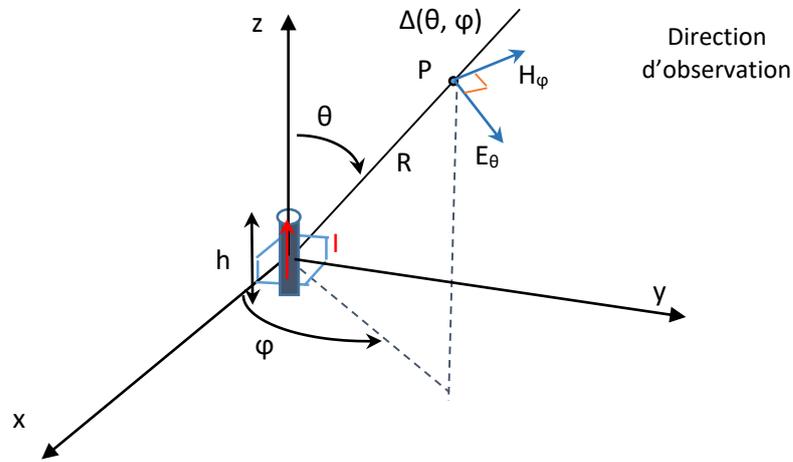


Figure 2.2 : Elément de courant dans le système de coordonnées sphériques avec composantes de champs rayonnés à une distance  $r \gg \lambda/2\pi$ .

Les formules générales donnant les composantes du champ électromagnétique (EM) rayonné par le doublet sont :

$$\underline{E}_r = j60k^2 \underline{I} h \cos \theta \left[ \frac{-j}{(kr)^2} - \frac{1}{(kr)^3} \right] e^{-jkr} \quad (2.1)$$

$$\underline{E}_\theta = j30k^2 \underline{I} h \sin \theta \left[ \frac{1}{kr} - \frac{j}{(kr)^2} - \frac{1}{(kr)^3} \right] e^{-jkr} \quad (2.2)$$

$$\underline{H}_\varphi = j \frac{k^2}{4\pi} \underline{I} h \sin \theta \left[ \frac{1}{kr} - \frac{j}{(kr)^2} \right] e^{-jkr} \quad (2.3)$$

$$\underline{E}_\varphi = \underline{H}_r = \underline{H}_\theta = 0 \quad (2.4)$$

Le calcul des composantes du vecteur de Poynting fait apparaître :

- Des termes réels correspondant à la puissance active et à la propagation d'une onde progressive pure.
- Des termes imaginaires correspondant à la puissance réactive et à une onde stationnaire pure qui ne se propage pas et emmagasine de l'énergie réactive au voisinage ( $\sim \lambda$ ) du doublet.

Dès que  $kr \gg 1$ , soit  $r \gg \lambda/2\pi$  (en pratique,  $r > 5\lambda$ ) les facteurs en  $[1/(kr)^2]$  et  $[1/(kr)^3]$  peuvent être négligés dans les expressions de champs. Il en résulte que seuls subsistent les termes réels dans les expressions des composantes du vecteur de Poynting et il y a propagation d'une onde progressive pure.

Avec cette condition :

$$\underline{E}_\theta = j \frac{60\pi}{\lambda r} I h \sin \theta e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}r} \quad (2.5)$$

$$\underline{H}_\varphi = j \frac{1}{2\lambda r} I h \sin \theta e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}r} \quad (2.6)$$

- On remarque que :  $\frac{E_\theta}{H_\varphi} = 120\pi$  l'impédance d'onde, et que  $\underline{E}$  et  $\underline{H}$  sont perpendiculaires.
- $E_\theta$  et  $H_\varphi$  varient en  $\sin \theta$ , ce qui implique que :  $r(\theta) = \sin^2 \theta$ . Le volume engendré est un tore de révolution autour de l'axe des  $z$ .
- Le gain  $\mathbf{G=1.5}$ , soit en dB **1.76**.
- La résistance de rayonnement :  $R_r = 80\left(\frac{\pi h}{\lambda}\right)^2 \Omega$  (2.7)
- $\theta_{\text{HPBW}} = 90^\circ$
- Omnidirectionnel dans le plan H

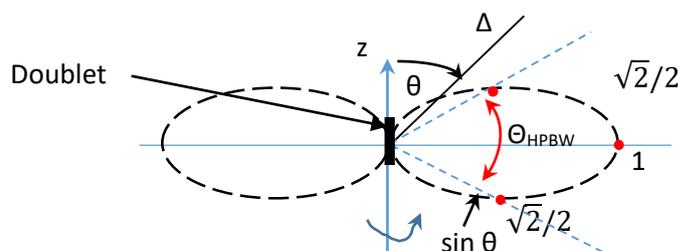


Figure 2.3 : Diagramme de rayonnement en champ du doublet en (2D).

## 2.2. Diagramme de rayonnement des dipôles

Pour calculer le diagramme de rayonnement du dipôle en un point de l'espace, on le décompose en dipôles élémentaires de hauteur  $dz \ll \lambda$ , telle que  $I(z) = cte$  sur chacun de ces doublets.

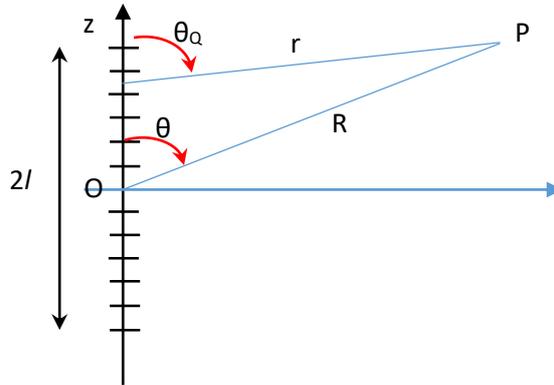


Figure 2.4 : Décomposition d'un dipôle en doublets élémentaires pour calculer le champ rayonné.

Le champ élémentaire rayonné par le doublet :

$$d\underline{E}(P) = j \frac{60\pi}{\lambda r} dz \underline{I} \sin \theta_Q e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}r}$$

Le champ total rayonné est donné par :

$$\underline{E}(P) = j \frac{60\pi}{\lambda} \int_{-l}^l \sin \theta_Q \underline{I}(z) \frac{e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}r}}{r} dz \quad (2.8)$$

La relation (2.6) peut s'écrire avec les approximations de la zone lointaine ( $r > 2(2l)^2/\lambda$ ) :

$$\underline{E}(P) = j \frac{60\pi}{\lambda} \sin \theta_Q \frac{e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}r}}{r} \int_{-l}^l \underline{I}(z) e^{jkz \cos \theta} dz \quad (2.9)$$

La fonction caractéristique s'obtient en prenant la valeur normalisée de (2.9) dont le calcul de l'intégrale ne peut se faire analytiquement. Un calcul approché consiste à faire l'hypothèse que  $\underline{I}(z)$  est le même que sur une ligne sans pertes en circuit ouvert C.O.

$$\underline{I}(z) = \underline{I}_0 \frac{\sin k(l-z)}{\sin kl} = \underline{I}_M \sin k(l-z) \quad (2.10)$$

Cette hypothèse est assez restrictive puisqu'elle ne s'applique qu'à des dipôles fins.

$$f(\theta) = \frac{E(\theta)}{E(\theta=\frac{\pi}{2})} = \frac{\cos(2\pi\frac{l}{\lambda}\cos\theta) - \cos(2\pi\frac{l}{\lambda})}{\sin\theta} \cdot \frac{1}{1 - \cos(2\pi\frac{l}{\lambda})} \quad (2.11)$$

Deux cas particuliers sont intéressants :

$$\triangleright l = \lambda/4 \rightarrow f(\theta) = \left| \frac{\cos(\frac{\pi}{2}\cos\theta)}{\sin\theta} \right| \quad (2.12)$$

$$\triangleright l = \lambda/2 \rightarrow f(\theta) = \frac{1}{2} \cdot \left| \frac{\cos(\pi\cos\theta) + 1}{\sin\theta} \right| = \left| \frac{\cos^2(\frac{\pi}{2}\cos\theta)}{\sin\theta} \right| \quad (2.13)$$

Dans (2.12) et (2.13),  $f(\theta)$  ne dépend que de  $\theta \rightarrow$  le diagramme de rayonnement est de révolution autour de l'axe géométrique du dipôle.

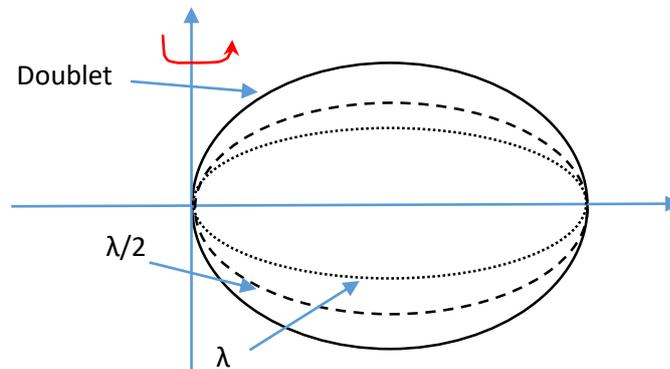


Figure 2.5 : Diagramme de rayonnement d'un dipôle de différentes longueurs ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ).

- ❖  $G_{\text{doublet}} = 1.5$  (1.76 dB),  $\theta_{\text{HPBW}} = 90^\circ$ .
- ❖  $G_{\lambda/2} = 1.63$  (2.135 dB),  $\theta_{\text{HPBW}} = 78^\circ$ .
- ❖  $G_{\lambda} = 2.48$  (3.94 dB),  $\theta_{\text{HPBW}} = 48^\circ$ .

### 2.3. Répartition des courants sur un dipôle

C'est la même que sur les conducteurs d'une ligne bifilaire à longueur  $l$  en C.O., or on sait que :

- Aux extrémités en C.O.  $I=0$  ;
- La périodicité de la variation est  $\lambda$  ;
- Les courants sont en opposition de phase en deux points homologues sur chacun des fils de la ligne.

Le tableau 2.1 résume les caractéristiques des dipôles de différentes longueurs :

Dipole length $2l$	$\lambda/10$	$\lambda/2$	$\lambda$	$1.5\lambda$
Current distribution				
Radiation pattern				
Directivity	1.5 or 1.76 dBi	1.64 or 2.15 dBi	2.4 or 3.8 dBi	About 2.3
HPBW	$90^\circ$	$78^\circ$	$47^\circ$	NA
Input impedance	$R$ : very small ( $\sim 2 \Omega$ ) $jX$ : capacitive	$R$ : $\sim 73 \Omega$ $jX$ : $\sim 0 \Omega$	$R$ : very large $jX$ : $\sim 0 \Omega$ for thin dipole	$R$ : $\sim 100 \Omega$ $jX$ : $\sim 0 \Omega$ for thin dipole
Note	$jX$ sensitive to the radius	$R+jX$ not sensitive to the radius	$R+jX$ sensitive to the radius	$R+jX$ sensitive to the radius

Tableau 2.1 : Tableau récapitulatif des propriétés du dipôle pour différentes longueurs.

#### 2.4. Impédance d'entrée d'un dipôle épais

Les équations de Maxwell sont appliquées pour le calcul du courant et de l'impédance d'entrée. On se contente ici de donner des expressions relativement simples à calculer à l'aide de méthodes approchées.

##### 2.4.1. Approximation des lignes à pertes

$$Z_e = Z_c \coth(\alpha + j\beta)l \quad (2.14)$$

$$Z_c = R_c \left(1 - j \frac{\alpha}{\beta}\right) \quad (2.15)$$

En développant (2.13), on obtient :

$$R_e = R_c \frac{\text{sh } 2\alpha l - \frac{\alpha}{\beta} \sin 2\beta l}{\text{ch } 2\alpha l - \cos 2\beta l} \quad (2.16)$$

$$X_e = -R_c \frac{\frac{\alpha}{\beta} \text{sh } 2\alpha l + \sin 2\beta l}{\text{ch } 2\alpha l - \cos 2\beta l} \quad (2.17)$$

Dubost a démontré que :

$$\alpha = \frac{(\beta l)^2}{2lH} \text{ avec } \beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.18)$$

$$R_c = 60 H \quad (2.19)$$

$$H = 2 \left[ \ln \left( \frac{2l}{\alpha} \right) - 1 \right] \quad (2.20)$$

Dans le cas où  $l/\lambda \ll H/\pi$ , l'expression de  $Z_e$  donne simplement :

$$R_e = 60 (\beta l)^2 \frac{1 - \frac{\sin 2\beta l}{2\beta l}}{1 - \cos 2\beta l} \quad (2.21)$$

$$X_e = -60 H \cot g \beta l \quad (2.22)$$

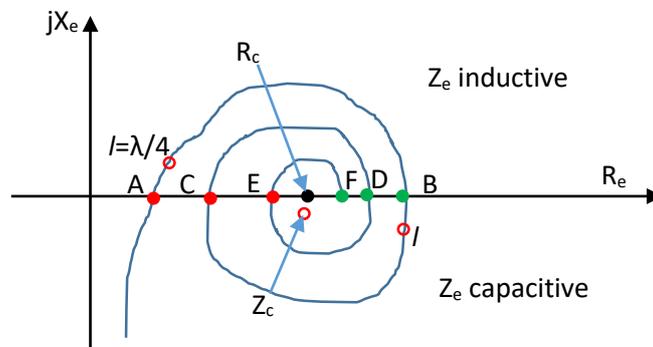


Figure 2.6 : Variations de l'impédance d'entrée d'un dipôle épais en fonction de sa longueur  $2l$  dans le plan complexe.

Les points A, C et E correspondent à des valeurs de longueurs légèrement  $< \lambda/4$ ,  $3 \lambda/4$ ,  $5 \lambda/4$ , etc., elles correspondent à des valeurs croissantes de  $R_e$ . De même, Les points B, D et F correspondent à des valeurs de longueurs légèrement  $< \lambda/2$ ,  $3 \lambda/2$ ,  $5 \lambda/2$ , etc. elles correspondent à des valeurs décroissantes de  $R_e$ . La valeur limite est  $R_c$ .

## 2.4.2. Formules de R. A. Smith

Ces formules s'appliquent à des dipôles  $\lambda/2$  isolés dans l'espace.

- L'impédance d'entrée d'un dipôle  $\lambda/2$  est complexe :

$$Z_e = \left(73.2 - \frac{5400}{R_c}\right) + j\left(42.5 - \frac{9700}{R_c}\right) \quad (2.23)$$

$$R_c = 120 \left[ \ln\left(\frac{\lambda}{d}\right) - 1 \right] \quad (2.24)$$

- L'impédance d'entrée devient réelle pour une longueur un peu plus petite que  $\lambda/2$ . La longueur de résonance des tiges est :

$$l = \frac{\lambda}{4} \left(1 - \frac{27}{R_c} + \frac{2300}{R_c^2}\right) \quad (2.25)$$

La partie réelle de l'impédance d'entrée varie très peu au voisinage de la résonance, nous pouvons calculer l'impédance d'entrée à la résonance d'après l'équation (2.23).

- En dehors de la résonance, il y a apparition d'une réactance  $X_e$  telle que :

$$X_e = R_c \left(1 - \frac{100}{R_c}\right) 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda} \text{ si } l \text{ varie de } \Delta l \quad (2.26)$$

$$X_e = -R_c \left(1 - \frac{100}{R_c}\right) \frac{\pi \Delta \lambda}{2 \lambda} \text{ si } \lambda \text{ varie de } \Delta \lambda \quad (2.27)$$

## 2.5. Impédance d'entrée d'un dipôle fin

### 2.5.1. Impédance d'entrée

Les formules de l'impédance d'entrée données ci-dessous ont été calculées à partir de la méthode dite de force électromotrice induite.

$$R_e = \frac{60}{\sin^2 x} \left\{ \sin 2x \left[ Si(2x) - \frac{1}{2} Si(4x) \right] (1 + \cos 2x) [\ln(2\gamma x) - Ci(2x)] - \frac{\cos 2x}{2} [\ln(4\gamma x)] - Ci(4x) \right\} \quad (2.28)$$

$$X_e = \frac{30}{\sin^2 x} \left\{ 2Si(2x) + [2Si(2x) - Si(4x)] \cos 2x - \left[ \ln\left(\frac{\lambda_0 l}{a^2}\right) - 2,414 - Ci(4x) + 2Ci(2x) \right] \sin 2x \right\} \quad (2.29)$$

Dans ces formules : Si(u) est le sinus intégral et Ci est le cosinus intégral

$$Si(u) = \int_0^u \frac{\sin y}{y} dy \text{ et } Ci(u) = \int_0^u \frac{\cos y}{y} dy$$

$$x = \frac{2\pi l}{\lambda} \text{ et } \ln \gamma = 0.5772$$

Des courbes donnant les variations de la résistance et de la réactance d'entrée d'un dipôle fin en fonction de ses paramètres géométriques ont été calculées et tracées par King.

### 2.5.2. Cas du dipôle demi-onde

Notons d'abord que l'impédance d'entrée d'un dipôle dont la longueur  $2l$  est exactement  $\lambda/2$  n'est pas réelle. 
$$: Z_e = 73.2 + j42.5 \Omega \quad (2.30)$$

Pour tenir compte du diamètre fini des tiges et de la réactance supplémentaire qu'elles ramènent aux bornes d'entrée, Thourel a proposé d'ajouter à cette valeur l'impédance d'entrée de chacune des tiges considérée comme une ligne de longueur  $l$ , en circuit ouvert, d'impédance caractéristique donnée par : 
$$Z_0 = 120 \left[ \ln \left( \frac{\lambda}{d} \right) - 1 \right]$$

Dans ces conditions,  $Z_e$  devient :

$$Z_e = 73.2 + j42.5 \Omega - jZ_0 \cot g \frac{2\pi l}{\lambda} \quad (2.31)$$

Nous voyons que l'impédance est réelle et égale à 73.2 pour une longueur  $l_0$  :

$$l_0 = \frac{\lambda}{2\pi} \arctg \frac{Z_0}{42.5} \leq \lambda/4 \quad (2.32)$$

Bien que ce modèle permette d'expliquer pourquoi la résonance n'a pas lieu pour le dipôle  $\lambda/2$  et de calculer la longueur correspondant à la résonance, néanmoins, ses calculs de l'impédance d'entrée ne sont pas fiables étant donné qu'il a considéré que la ligne est sans pertes !

### 2.6. Courbes d'impédance en fonction de la géométrie du dipôle

Les courbes de la figure 2.8 montrent bien que la résonance a lieu à une valeur inférieure à  $0.5 \lambda$  exactement. On remarque aussi le comportement capacitif du dipôle avant la résonance et inductif après cette dernière à condition que sa longueur soit supérieure à 20 fois son diamètre. Dans le cas contraire, le dipôle se comporte pratiquement comme un condensateur pour toutes les fréquences. La résistance d'entrée est d'autant plus grande que la longueur du dipôle est de plus en plus grande par rapport à son diamètre, elle passe par un pic à une fréquence qui s'écarte de plus en plus de la résonance avec l'accroissement de la longueur par rapport au diamètre.

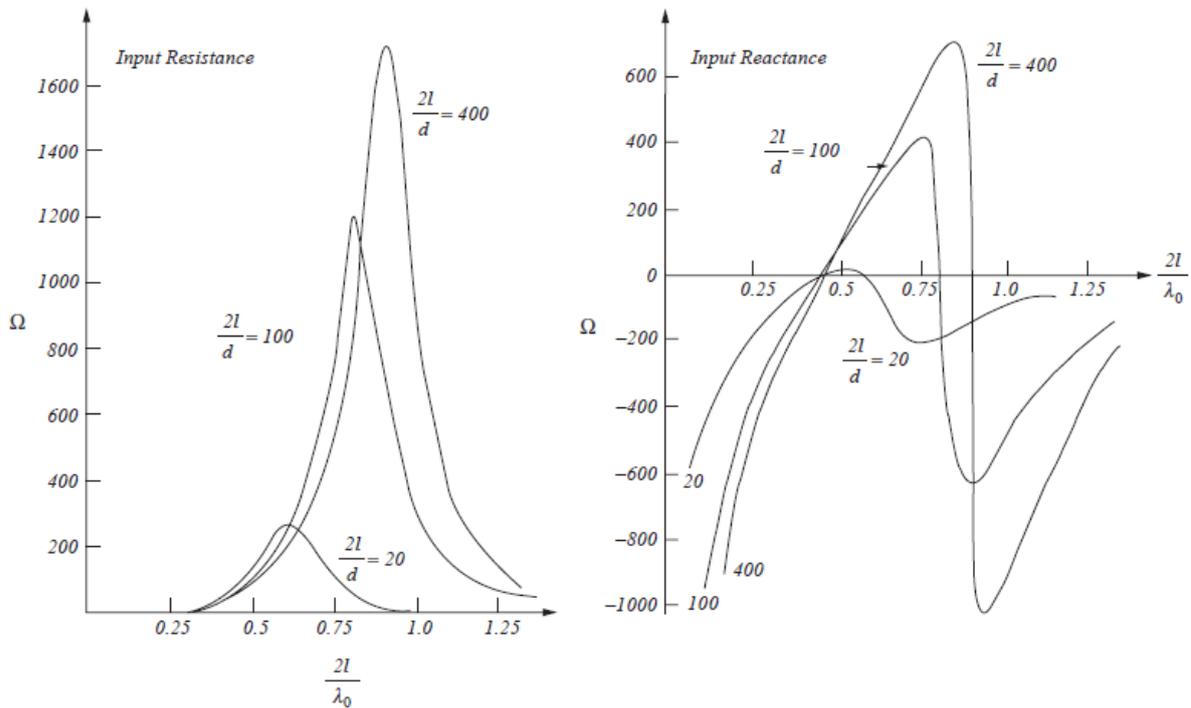


Figure 2.7 : Impédance d'entrée d'un dipôle à longueur normalisée.

## 2.7. Largeur de bande

Pour déterminer la largeur de bande que peut transmettre un dipôle, nous définissons le coefficient de qualité :

$$\frac{1}{Q} = \frac{f_2 - f_1}{f_0} \quad (2.33)$$

Où :  $f_0$  est la fréquence de résonance,  $f_1$  et  $f_2$  sont les fréquences de coupure pour lesquelles on a un affaiblissement de 3 dB.

En pratique : 
$$Q = 1.3 \ln\left(\frac{\lambda}{2a}\right) - 1 \quad (2.34)$$

Pour améliorer la bande passante, il y a deux procédés :

- Augmenter les dimensions transversales du dipôle ;
- Utiliser des dipôles repliés.

Un dipôle replié se caractérise par le fait que son impédance d'entrée est égale au quadruple de celle du dipôle simple.

Dans la figure 2.8 nous donnons quelques types de dipôles qui ne sont pas forcément filaires :

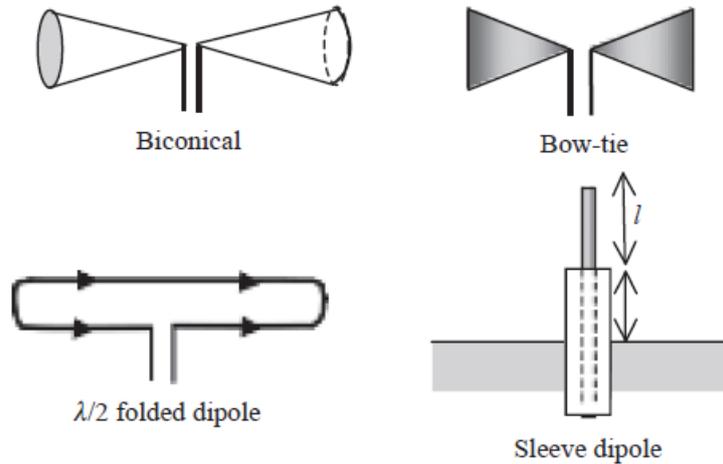


Figure 2.8 : Quelques formes populaires du dipôle pour améliorer ses caractéristiques.

## 2.8. Rayonnement d'un dipôle en présence d'un plan métallique

Cette section est étudiée en TD et en TP.

## 2.9. Résistance e rayonnement d'un dipôle

Le tableau ci-dessous donne des formules simples pour approximer le calcul de la résistance de rayonnement du dipôle pour différentes valeurs de sa longueur.

Longueur du dipôle	Résistance de rayonnement $R_r$ ( $\Omega$ )
$0 < 2l < \lambda/4$	$20\pi^2 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2$
$\lambda/4 < 2l < \lambda/2$	$24.7 \left(\frac{\pi h}{\lambda}\right)^{2.4}$
$\lambda/2 < 2l < 0.637 \lambda$	$11.14 \left(\frac{\pi h}{\lambda}\right)^{4.17}$

Tableau 2.2: Formules approximées de la résistance de rayonnement du dipôle

## 2.10. Monopôle

Le monopôle est obtenu en enlevant un des brins du dipôle et en plaçant l'autre brin verticalement à proximité d'un plan de masse comme illustré sur la figure :

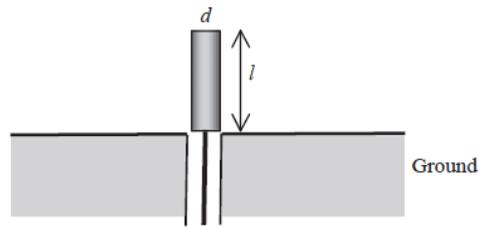


Figure 2.9 : Antenne monopôle alimentée par un câble coaxial.

Les courants sont déduits à partir de ceux obtenus dans le dipôle en utilisant la méthode image.

Le tableau 2.3 résume les caractéristiques du monopôle :

Monopole length $l$	$\lambda/20$	$\lambda/4$	$\lambda/2$	$3/4$
Current distribution				
Radiation pattern				
Directivity	3.0 or 4.76 dBi	3.28 or 5.15 dBi	4.8 or 6.8 dBi	About 4.6
HPBW	$45^\circ$	$39^\circ$	$23.5^\circ$	NA
Input impedance	$R$ : very small ( $\sim 1\Omega$ ) $jX$ : capacitive	$R$ : $\sim 37\ \Omega$ $jX$ : $\sim 0\ \Omega$	$R$ : very large $jX$ : $\sim 0\ \Omega$ for thin dipole	$R$ : $\sim 50\ \Omega$ $jX$ : $\sim 0\ \Omega$ for thin dipole
Note	$jX$ sensitive to the radius	$R+jX$ not sensitive to the radius	$R+jX$ sensitive to the radius	$R+jX$ sensitive to the radius

Tableau 2.3 : Tableau récapitulatif des propriétés du monopôle pour différentes longueurs.

La figure 2.10 illustre quelques formes du monopôle, proposées dans la littérature, dans le but d'améliorer ses caractéristiques

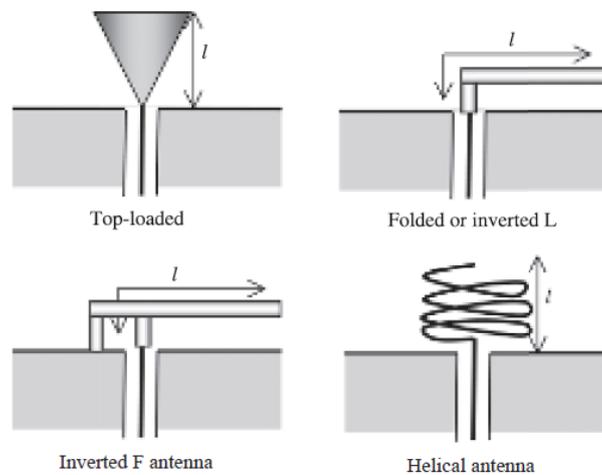


Figure 2.10 : Quelques formes populaires du monopôle pour améliorer ses caractéristiques.

### 2.11. Autres antennes filaires

Il y a une infinité d'antennes de types filaires qu'on ne peut énumérer ici. On se contente dans ce manuscrit de donner l'essentiel et de citer d'autres dans un support supplémentaire qui sera mis en ligne.

Le dipôle et le monopôle ont des gains de l'ordre 2 à 3 dB, Pour améliorer le gain d'autres antennes sont proposées comme l'antenne Yagi-Uda. L'antenne log-périodique et l'antenne spirale permettent de travailler dans des bandes de fréquences très larges.

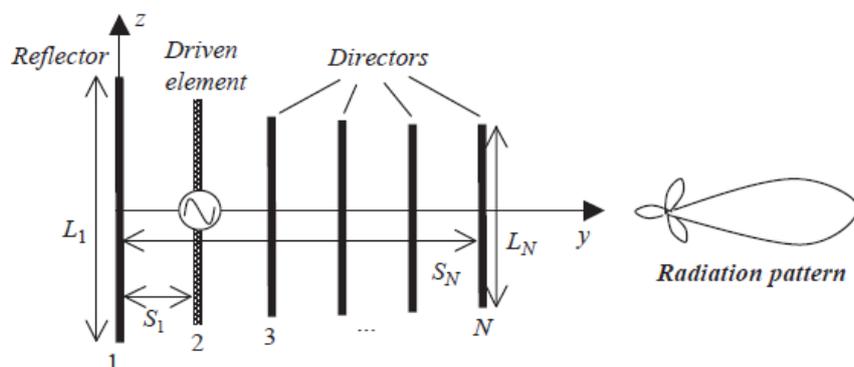


Figure 2.11 : Configuration d'une antenne Yagi-Uda et son diagramme de rayonnement.

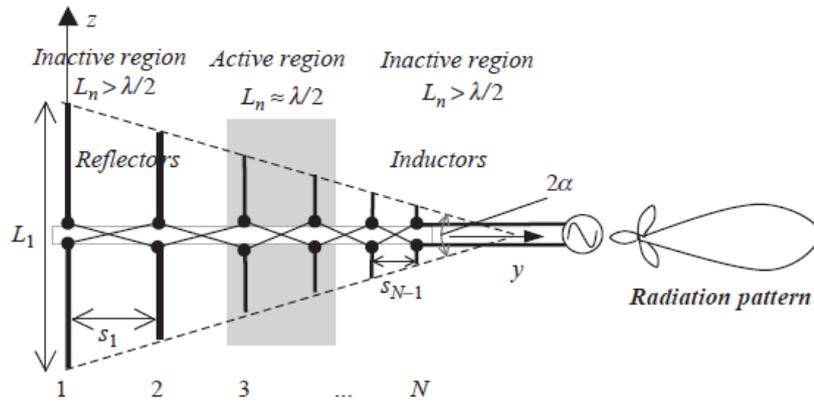


Figure 2.12 : Configuration d'une antenne Log-périodique et son diagramme de rayonnement.

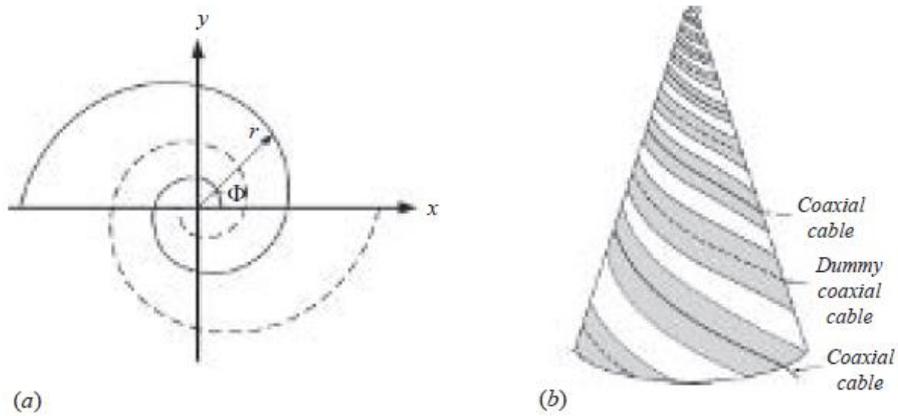


Figure 2.13 : Configuration d'une antenne spirale (a) et spirale montée sur un cône (b).