

MESURES D'ANTENNES FILAIRES

1. Approche théorique

1.1. Généralités

Une antenne filaire est constituée à partir de fils rigides (tiges métalliques très conductrices) de diamètre petit devant la longueur l du fil. D'une manière très générale, une antenne peut être caractérisée par différents paramètres :

- direction de polarisation
- résistance de rayonnement
- impédance d'entrée
- bande passante
- longueur effective
- diagramme de rayonnement
- largeur de faisceau
- gain en directivité et en puissance
- hauteur effective

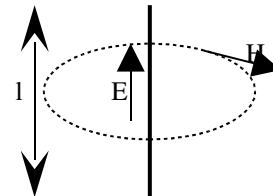
Dans cette manipulation on s'intéressera essentiellement aux cinq premiers paramètres.

1.1.1. Polarisation

La plus simple des antennes filaires est constituée d'une simple tige conductrice de longueur l . On suppose toujours dans la théorie de base des antennes filaires que le diamètre d du fil est négligeable vis à vis de sa longueur l . Dans ces conditions, le conducteur parcouru par un courant $I(t)$ supporte une densité de courant

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}$$

σ est la conductivité de la tige,
 $E(t)$ est le champ électrique interne parallèle à la tige.



C'est ce champ électrique $E(t)$ qui déplace les charges (électrons) d'une extrémité à l'autre du fil. Sous l'effet du courant $I(t)$, on voit apparaître autour du fil un champ magnétique $H(t)$ donné par la loi de BIOT et SAVART. Ce champ est tangent aux cercles concentriques à la tige. Les champs $E(t)$ et $H(t)$ sont ainsi orthogonaux.

En vertu des lois de l'électromagnétisme (lois de Maxwell), on sait associer au champ $H(t)$ en tout point de l'espace un champ $E(t)$. On s'aperçoit que pour un fil très long, on obtient un champ $E(t)$ rayonné sensiblement parallèle au champ dans le fil.

On appelle **direction de polarisation**, la direction de ce champ électrique.

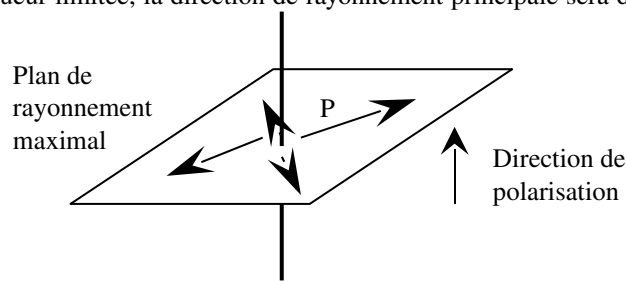
Une antenne filaire a donc une **polarisation rectiligne** parallèle à la direction du fil.

L'ensemble du champ électromagnétique $E(t)$, $H(t)$ en chaque point autour du fil crée un vecteur densité de puissance rayonnée (vecteur de Poynting):

$$\vec{P} = \vec{E} \wedge \vec{H}$$

On voit donc que la tige va rayonner radialement une puissance électromagnétique.

Si le fil a une longueur limitée, la direction de rayonnement principale sera donc perpendiculaire au fil et dans un plan médian.



1.1.2. Résistance de rayonnement

Une antenne rayonne de l'énergie associée aux champs E et H qu'elle émet, ainsi qu'on vient de le voir.

Si W_R est la puissance rayonnée, cette puissance résulte de l'intégration, sur une sphère entourant l'antenne, de chaque densité de puissance locale P . Il s'agit d'une puissance réelle (puissance active). L'antenne se comporte vis à vis du générateur qui l'alimente, comme une résistance pure R_R .

Cette résistance de rayonnement est une résistance fictive qui dissiperait la puissance W_R si l'on se plaçait, soit au point d'alimentation, soit en un ventre de courant :

$$W_R = R_R \cdot i_{eff}^2 = \frac{1}{2} R_R \cdot i_M^2$$

i_M : courant maximum en écriture réelle.

On verra plus loin comment on peut calculer la résistance de rayonnement d'un dipôle demi-onde.

Dans la pratique, un fil n'est jamais parfaitement conducteur. Une partie de la puissance électrique fournie à l'antenne sera donc perdue en échauffement, résultant de la résistance ohmique de l'antenne. Le reste sera traduit en rayonnement électromagnétique. On pourra donc considérer la résistance totale de l'antenne comme étant composée de deux résistances en série :

$$R_t = r + R_R$$

1.1.3. Coefficient d'efficacité

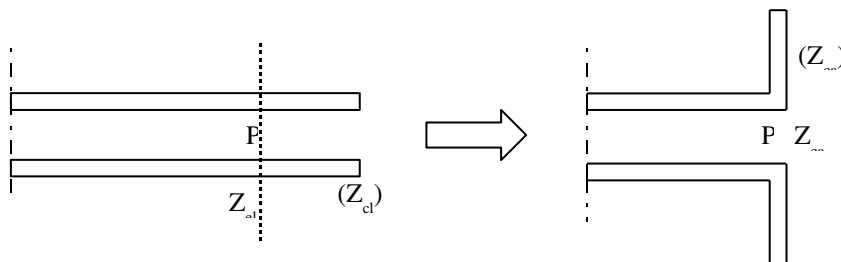
Le coefficient d'efficacité est le rapport :

$$\eta = \frac{R_R}{r + R_R}$$

Qu'on cherche à rendre aussi proche de 1 que possible (on arrive à des efficacité de l'ordre de 75 à 95 %).

1.1.4. Impédance d'entrée

On peut assimiler, en première approximation, l'antenne dipôle à une ligne à deux conducteurs dont on écarterait les extrémités.



La ligne est caractérisée par son impédance caractéristique Z_{cl} . Ceci donne lieu à une impédance caractéristique Z_{ca} pour l'antenne.

De même au point P de la ligne on ramène une impédance Z_{el} , compte tenu de la terminaison en circuit ouvert. Au même point P pour l'antenne, on ramène une impédance d'entrée Z_{ea} . On aura bien évidemment dans la réalité :

$$Z_{ca} \neq Z_{cl} \text{ et } Z_{ea} \neq Z_{el}$$

Mais ces grandeurs peuvent être assez proches pour offrir une base de calcul. L'impédance d'entrée de l'antenne va présenter une partie réelle et une partie imaginaire :

$$Z_{ea} = R_e + jX_e$$

La résistance d'entrée s'identifie à la résistance totale de l'antenne $R_t = r + R_R$.

Dans la mesure où l'efficacité est bonne ($r \ll R_R$) on aura sensiblement :

$$R_e \simeq R_R$$

Par suite, l'antenne rayonnera fortement si son impédance d'entrée est élevée.

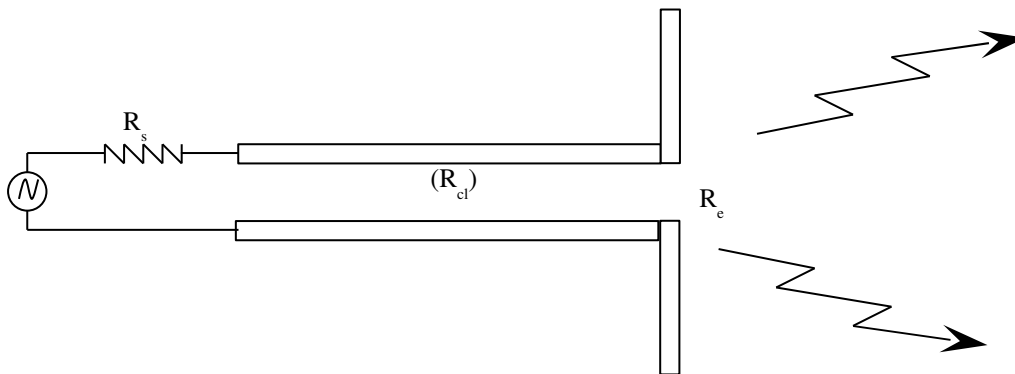
Toutes ces grandeurs sont fonction de la fréquence. Si le terme réactif X_e est non nul, une partie de l'énergie fournie par la source sera stockée sous forme réactive au voisinage de l'antenne. Ceci aura lieu au détriment du rayonnement. Il sera donc souhaitable de trouver des fréquences pour lesquelles l'impédance d'entrée de l'antenne soit purement réelle. A ces fréquences on aura sensiblement :

$$Z_{ea} = R_e \simeq R_R$$

Ce seront les fréquences d'accord de l'antenne.

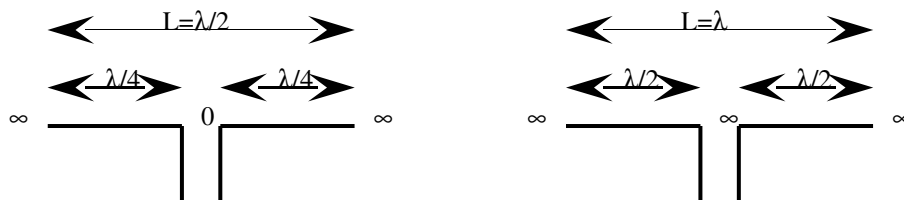
Pour transmettre un maximum de puissance de la source à l'antenne, il conviendra alors d'utiliser une ligne d'alimentation adaptée à la source et adaptée à l'impédance d'entrée de l'antenne. Si la ligne d'alimentation a des pertes négligeables, son impédance caractéristique est une résistance caractéristique R_{cl} . Ainsi, une bonne transmission nécessitera :

$$R_s = R_{cl} = R_e$$



1.1.5. Bande passante et sélectivité

Un tronçon de ligne à deux conducteurs terminés par un circuit ouvert ramène à l'entrée tantôt une impédance nulle, tantôt une impédance infinie quand la fréquence varie. Si on assimile l'antenne dipôle à un tronçon de ligne, on a donc deux cas extrêmes possibles qui ramènent une impédance réelle.



- Si chaque brin de l'antenne dipôle est un tronçon quart d'onde, on ramène une impédance très basse.
- Si chaque brin est un tronçon demi onde, on ramène une impédance très élevée.

Or les impédances de lignes d'alimentation que l'on sait réaliser sont de faible valeur (50Ω , 75Ω , 300Ω pour les lignes standards). Par suite, seules les impédances ramenées de faible valeur permettront une adaptation aisée entre ligne d'alimentation d'antenne, ce qui assurera une bonne puissance rayonnée.

L'accord de base d'une antenne dipôle aura donc lieu pour :

$$L = \frac{\lambda}{2}$$

Ce qui correspond à une fréquence de résonance :

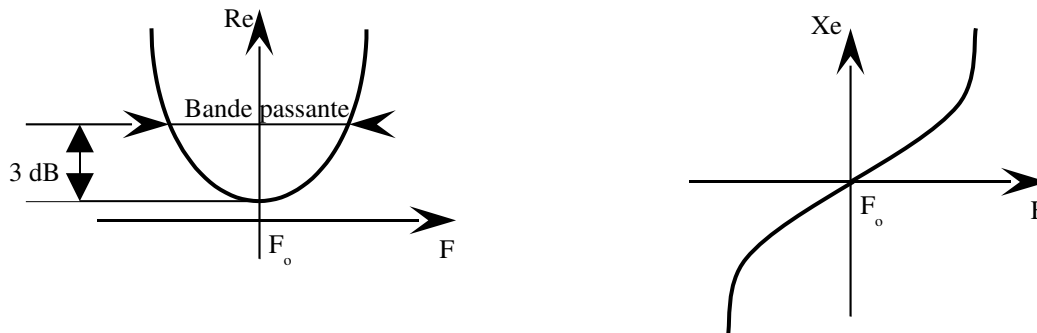
$$F_0 = \frac{c}{2L}$$

c étant la vitesse de la lumière.

Autour de cette fréquence de résonance, l'antenne dipôle se comporte sensiblement comme un circuit R, L, C résonant série, d'impédance

$$R_s + j \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right)$$

L'allure des courbes est la suivante :



L'antenne a un comportement capacitif en dessous de la résonance et selfique en dessus.

Le rayonnement étant directement lié à R_r , donc à Re , on peut définir une bande passante à 3 dB sur ces courbes d'accord. Cette bande passante définit la sélectivité de l'antenne. On peut la déterminer en mesurant l'intensité du champ électromagnétique rayonné quand on fait varier la fréquence.

L'autre accord possible correspond à une anti-résonance, avec un comportement analogue à celui d'un circuit

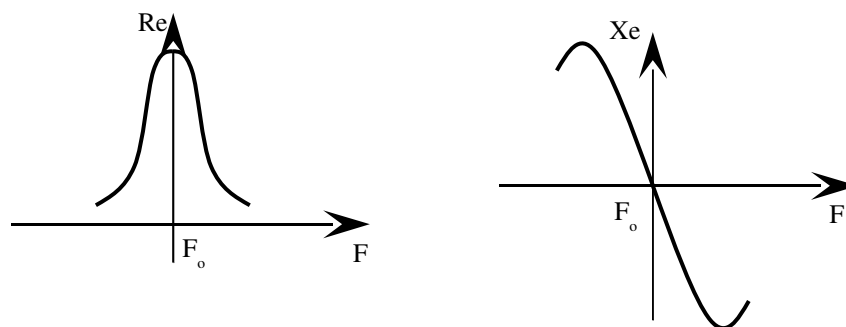
$$L = \lambda_0 \text{ et } F_0 = c/L$$

bouchon :

Autour de cette fréquence d'anti-résonance, l'antenne dipôle se comporte sensiblement comme un circuit R_p, L, C résonant parallèle, d'admittance

$$G_p + j \left(C\omega - \frac{1}{L\omega} \right)$$

L'allure des courbes est alors la suivante :



L'antenne a un comportement selfique en dessous de F_0 et capacitif au dessus.

1.1.6. Longueur effective

En pratique une antenne se conduit différemment de sa longueur physique. Sa longueur apparente est légèrement plus grande que sa longueur physique et ceci pour deux raisons :

- D'une part, la conductivité finie de la ligne impose une longueur d'onde plus courte que dans le vide ;
- D'autre part, l'épaisseur non négligeable du conducteur d'une antenne dipôle met en défaut la théorie du dipôle infiniment mince et introduit un correctif qui va dans le même sens que le précédent.

Pour faire résonner un dipôle en demi-onde à la fréquence F_0 , on pourrait croire nécessaire de prendre théoriquement pour longueur :

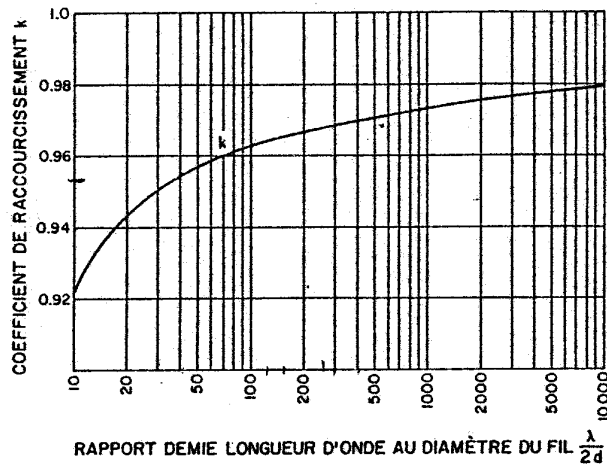
$$L_{th} = \frac{c}{2F_0}$$

Ceci conduit à une résonance inférieure à F_0 et il faut construire l'antenne avec une longueur effective :

$$L_e = \frac{c}{2F_0} K$$

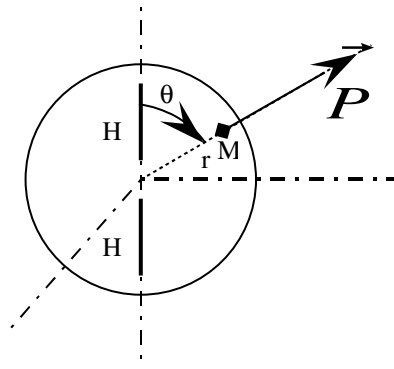
K est le coefficient de raccourcissement.

Le coefficient K est donné en fonction du rapport λ/d (d étant le diamètre du conducteur) par l'abaque qui suit :



1.2. Résistance de rayonnement du dipôle demi-onde

Un point M de l'espace entourant une antenne dipôle est généralement repéré sur la sphère de rayon r entourant l'antenne par la colatitude θ .



Pour une antenne filaire symétrique (dipôle) excitée en multiples impairs de $\lambda/2$, ($2H=(2n+1)\lambda/2$), on obtient en M un champ rayonné de la forme :

$$E(\theta) = \frac{60 I_M}{r} F(\theta)$$

I_M courant maximum sur l'antenne.

$F(\theta)$ est la fonction caractéristique, qui, pour l'excitation fondamentale $L=2H=\lambda/2$, prend la valeur :

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}$$

La puissance instantanée qui traverse l'unité de surface de la sphère de rayon r est égale à la valeur instantanée du vecteur de POYNTING (densité de puissance) :

$$\vec{P}(t) = \vec{E}(t) \wedge \vec{H}(t)$$

Connaissant $E(\theta)$, on calcule le vecteur de Poynting en tenant compte du retard de transmission, puis sa valeur moyenne. On intègre ensuite sur toute la surface de la sphère pour avoir l'énergie W_R rayonnée par l'antenne en fonction du courant I_{eff} au point d'alimentation, d'où la résistance de rayonnement :

$$R_R = \frac{W_R}{I_{eff}^2}$$

A grande distance, les vecteurs E et H sont orthogonaux et situés dans le plan d'onde. On observe des ondes sphériques qui se confondent localement avec des ondes planes et par suite :

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{0}{\epsilon_0}} = 120 \Pi \text{ et } P = EH = \frac{E^2}{120 \Pi} \text{ donc}$$

$$W_R = \int_{sphère} \vec{P} d\theta = \frac{1}{120 \Pi} \int_{sphère} E_{eff}^2(\theta) d\theta$$

En intégrant, il vient :

$$W_R = 60 I_{eff}^2 \int_0^\pi F^2(\theta) \sin \theta d\theta \text{ d'où}$$

$$R_R = 60 \int_0^\pi F^2(\theta) \sin \theta d\theta$$

Et pour une excitation sur le mode fondamental demi-onde :

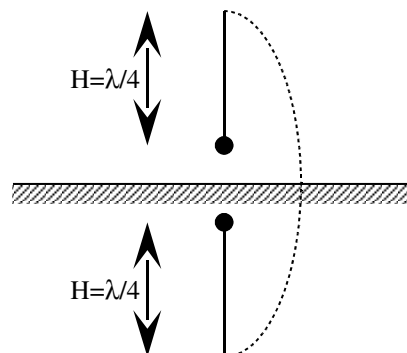
$$R_R = 60 \int_0^\pi \frac{\cos^2\left(\frac{\Pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} d\theta = 60 \times 2 \times 0,609 = 73,08 \Omega$$

Résistance de rayonnement d'une antenne dipôle demi-onde :

$$R_R \approx 73,08 \Omega$$

1.3. Résistance de rayonnement d'une antenne verticale avec base au sol

Un sol théorique se comporte comme un conducteur parfait, donc un miroir. L'antenne verticale avec son image à travers le sol est donc l'équivalent de l'antenne dipôle. Sa résonance fondamentale a donc lieu pour $H = \lambda/4$.

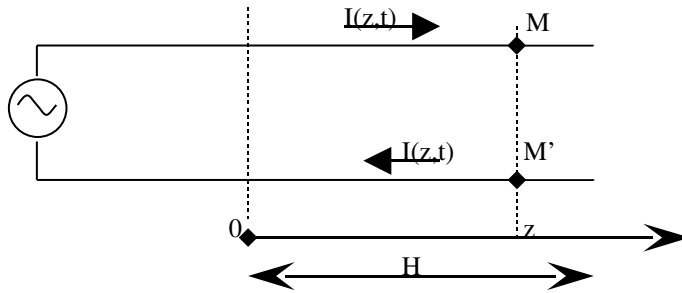


A dimensions géométriques égales, l'antenne à plan de sol se comporte donc comme une antenne dipôle, mais l'énergie est rayonnée par un demi-plan et non par deux. La résistance de rayonnement est alors divisée par deux :

$$R_R \approx 36,5 \Omega$$

1.4. Répartition du courant sur une antenne filaire

1.4.1.1. Modèle de la ligne de transmission sans pertes



On sait que le courant dans une ligne est la superposition d'une onde progressive et d'une onde régressive :

$$I(z, t) = I^+ + I^- = Ae^{j(\omega t - \beta z)} + Be^{j(\omega t + \beta z)}$$

Pour $z=H$, $I=0$. On obtient alors :

$$\begin{aligned} Ae^{-j\beta H} + Be^{+j\beta H} &= 0 \\ \Rightarrow B &= -Ae^{-2j\beta H} \end{aligned}$$

Il vient alors :

$$\begin{aligned} I(z) &= A \left[e^{-j\beta z} - e^{j\beta(z-2H)} \right] \\ &= Ae^{-j\beta H} \left[e^{-j\beta(z-H)} - e^{+j\beta(z-H)} \right] \\ &= -Ae^{-j\beta H} \left[e^{+j\beta(z-H)} - e^{-j\beta(z-H)} \right] \\ &= -2jAe^{-j\beta H} \sin \beta(z-H) \end{aligned}$$

Si on introduit le courant I_0 à l'origine :

$$\begin{aligned} I_0 &= 2jAe^{-j\beta H} \sin \beta H \\ \Rightarrow I(z) &= -I_0 \frac{\sin \beta(z-H)}{\sin \beta H} \end{aligned}$$

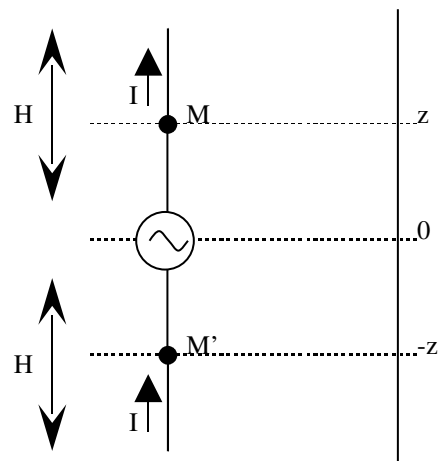
$$I(z) = I_0 \frac{\sin \beta(H-z)}{\sin \beta H}$$

1.4.1.2. Transposition à l'antenne filaire symétrique (dipôle)

Le courant I_M en un ventre est obtenu pour $\sin \beta(h-z)=1$ et donc :

$$I_M = \frac{I_0}{\sin \beta H}$$

$$I(z) = I_M \sin \beta(H - |z|)$$



Les phases sont les mêmes pour deux points symétriques.

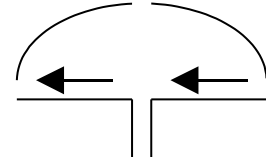
1.4.1.3. Exemples de répartition de courant

$$I(z) = I_M \sin(\beta H - \beta |z|)$$

$$\beta = 2\pi/\lambda \Rightarrow \beta H = 2\pi H/\lambda$$

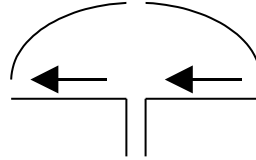
•

$$\frac{H}{\lambda} = \frac{1}{8} \Rightarrow \beta H = \frac{\pi}{4} \Rightarrow \sin \beta H = \frac{\sqrt{2}}{2} \Rightarrow I_0 = \frac{\sqrt{2}}{2} I_M$$



•

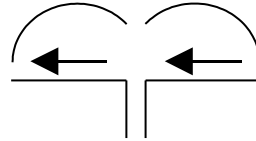
$$\frac{H}{\lambda} = \frac{1}{4} \Rightarrow I_0 = I_M$$



Tous les brins rayonnent dans le même sens.

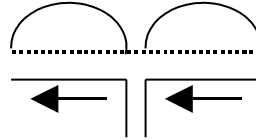
•

$$\frac{H}{\lambda} = \frac{3}{8} \Rightarrow \beta H = \frac{3\pi}{4}$$



•

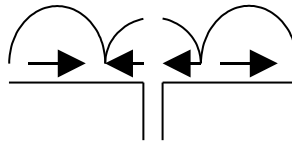
$$\frac{H}{\lambda} = \frac{1}{2} \Rightarrow \beta H = \pi$$



Le centre et les brins extrêmes rayonnent un champ opposé.

•

$$\frac{H}{\lambda} = \frac{3}{4} \Rightarrow \beta H = \frac{3\pi}{2}$$



Les brins extrêmes rayonnent en phase, idem au centre.

Le champ rayonné est réparti de la même manière que le courant.

1.5. Impédance d'entrée d'une antenne filaire – Assimilation à une ligne équivalente avec pertes

Une antenne rayonne de la puissance, alors que les pertes rayonnées par une ligne sont négligeables (les champs rayonnés par deux points en regard des deux conducteurs sont en opposition).

Les paramètres L , C , Z_c d'une ligne de transmission sont des constantes, alors que, pour la ligne non uniforme représentant l'antenne, ces paramètres varient le long de la ligne.

SIEGEL et *LABUS* assimilent la puissance rayonnée par l'antenne à la puissance dissipée par effet Joule dans la ligne équivalente. Ceci nécessite le calcul de l'affaiblissement linéique α . Ils remplacent l'impédance caractéristique variable de l'antenne par une valeur moyenne Z_c . La longueur l de ligne équivalente est prise identique à la longueur H de chaque brin de l'antenne dipôle et on doit calculer α , β et Z_c .

1.5.1.1. Nombre d'onde β

En première approximation, on a :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$$

1.5.1.2. Affaiblissement linéique α

Au point d'alimentation, l'antenne dissipe

$$W_R = R_R \cdot i_{eff}^2 = \frac{1}{2} R_R \cdot i_M^2$$

(courant maximum i_M en écriture réelle)

On a vu que la loi de courant dans la ligne est :

$$I(z) = I_M \sin \beta (H - z)$$

$$W_D = \int_0^l \frac{1}{2} (R_L dz) \cdot i_M^2 \sin^2 \beta (H - z)$$

$$= \frac{R_L i_M^2}{4} \left(l - \frac{\sin 2\beta l}{2\beta} \right)$$

La puissance moyenne dissipée dans la ligne amortie équivalente de résistance linéique R_L s'écrit :

Soit pour une ligne de longueur $l = n\lambda/4$ (avec $n=1,2,3,4,\dots$) :

$$W_D = \frac{R_L i_M^2 l}{4}$$

En écrivant $W_D = W_R$, on trouve :

$$R_L = \frac{2R_R}{l}$$

La valeur trouvée correspond à celle d'une ligne avec faibles pertes pour laquelle :

$$\alpha \approx \frac{R_L}{2R_C}$$

R_C étant la résistance caractéristique d'une ligne sans pertes ($L \neq 0$, $C \neq 0$, $R_L = 0$).

On arrive alors au coefficient :

$$\alpha \approx \frac{R_R}{l R_C}$$

1.5.1.3. Détermination de Z_C

Les formules approchées des lignes à faibles pertes donnent la valeur de l'impédance caractéristique, au premier ordre près

$$Z_C \approx R_C \left(1 - j \frac{\alpha}{\beta} \right)$$

Pour une antenne symétrique de diamètre de fil $2a$ et de hauteur de brin H , R_C est donnée par :

$$R_C = 120 \left(\ln \frac{H}{a} - 1 - \frac{1}{2} \ln \frac{2H}{\lambda} \right)$$

1.5.1.4. Impédance d'entrée et abaque de Smith

Le coefficient de réflexion ramené à l'entrée d'une ligne à pertes vaut :

$$\Gamma_0 = \Gamma_L e^{-2(\alpha + j\beta)l} = \left[\Gamma_L e^{-2\alpha l} \right] \cdot e^{-2j\beta l}$$

Par ailleurs, la ligne équivalente est terminée par un circuit ouvert :

$$I(l) = I^+(l) + I^-(l) = 0$$

Le coefficient de réflexion en tension à l'extrémité vaut donc $\Gamma_L = +1$. Par suite :

$$\Gamma_0 = e^{-2\alpha l} \cdot e^{-2j\beta l}$$

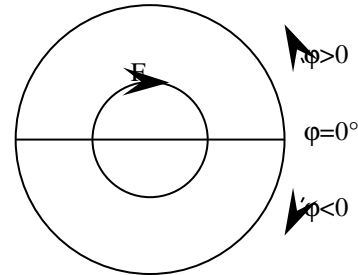
Et :

$$|\Gamma_0| = e^{-2\alpha l}$$

Si α était une grandeur indépendante de la fréquence F , le lieu sur l'abaque de Smith du coefficient de réflexion au point d'alimentation de l'antenne serait le cercle définie par :

$$|\Gamma_0| = e^{-2\alpha l} = Cste$$

Lieu des impédances pour une atténuation indépendante de la fréquence.



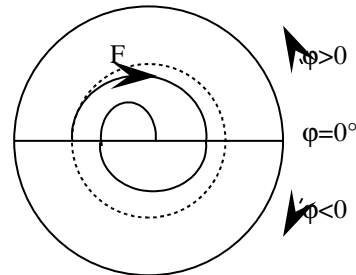
Le lieu de l'impédance d'entrée réduite z_0 décrit donc le même cercle (qui se confond avec le cercle périphérique si $\alpha=0$, c'est-à-dire $R_R=0$).

La rotation a lieu dans le sens anti-trigonométrique quand la fréquence F croît puisque la phase de Γ vaut :

$$\phi = -\frac{4nlF}{c}$$

Dans la pratique α augmente avec la fréquence F et Γ_0 décrit une spirale de rayon décroissant. La valeur de la phase montre qu'on tourne dans le même sens en augmentant l ou F . Donc augmenter F revient à augmenter l , c'est-à-dire à éloigner le point considéré de la charge, c'est-à-dire à tourner vers le générateur et le lieu de Γ_0 et de z_0 devient la spirale indiquée.

Lieu des impédances pour une atténuation dépendant de la fréquence.



Pour interpréter les points du lieu situé sur l'axe réel, on peut faire un raisonnement approché en considérant α comme négligeable.

Un tronçon demi-onde avec $l=p\lambda/2$ ($p=1,2,3,\dots$) ou $\beta l=p\pi$ ramène un circuit ouvert à l'entrée (résistance théoriquement infinie). Ce sont donc les points $r>1$ (avec $z=r+jx$). Ce sont les points dits d'anti-résonance : l'antenne se comporte comme un circuit bouchon accordé, de faible conductance d'entrée.

Un tronçon quart d'onde avec $l=(2q+1)\lambda/4$ ($q=0,1,2,3,\dots$) ou $\beta l=(2q+1)\pi/2$ ramène un court-circuit à l'entrée. Ce sont donc les points de résonance, avec $r<1$.

N.B. L'abaque de Smith est normalisé par rapport à l'impédance Z_C de la ligne équivalente, laquelle vaut sensiblement R_C , résistance caractéristique de l'antenne. Donc l'abaque de Smith est ici approximativement normalisé par R_C , qui peut être très supérieure à 100 Ω , et non par rapport à la valeur standard 50 Ω des lignes de transmission habituelles.

1.5.1.5. Impédance d'entrée et abaque cartésien d'impédance

En repassant aux impédances vraies, on définit l'impédance d'entrée Z_0 par :

$$Z_0 = z_0 Z_C = z_0 R_C (1 - j \alpha / \beta)$$

On utilise pour z_0 l'expression de l'impédance ramenée par une ligne à pertes à partir d'un circuit ouvert, d'où le résultat :

$$\frac{R_0}{R_C} = \frac{\operatorname{sh}(2\alpha l) - \frac{\alpha}{\beta} \sin 2\beta l}{\operatorname{ch}(2\alpha l) - \cos 2\beta l}$$

$$\frac{X_0}{X_C} = - \frac{\frac{\alpha}{\beta} \operatorname{sh}(2\alpha l) + \sin 2\beta l}{\operatorname{ch}(2\alpha l) - \cos 2\beta l}$$

Avec

$$Z_0 = R_0 + jX_0$$

1.5.1.6. Comportement théorique de l'antenne pour la première résonance

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{1}{4} \quad \beta l = \frac{\pi}{2}$$

$$2\beta l = \pi, \quad \sin 2\beta l = 0, \quad \cos 2\beta l = -1$$

$$\frac{R_0}{R_C} = \frac{\operatorname{sh}(2\alpha l)}{\operatorname{ch}(2\alpha l) + 1}$$

$$\frac{X_0}{X_C} = - \frac{\alpha}{\beta} \frac{\operatorname{sh}(2\alpha l)}{\operatorname{ch}(2\alpha l) + 1}$$

Si le fil d'antenne est de diamètre raisonnablement petit devant la longueur H de chaque brin (par exemple $\alpha = 1 \text{ mm}$ et $H = 100 \text{ mm}$) on obtient $R_C \gg R_R$, et par exemple $R_C \approx 120 \ln 100 \approx 552 \Omega$ à comparer à $R_R \approx 73,1 \Omega$. Par suite le produit $\alpha l \approx R_R / R_C$ sera très petit, de l'ordre de $1/10$. Dans ces conditions, on peut faire les approximations :

$$\frac{R_0}{R_C} \approx \alpha l$$

$$\frac{X_0}{X_C} \approx - \frac{\alpha^2 l}{\beta}$$

Pour l'antenne demi-onde suffisamment mince, la résistance d'entrée se confond sensiblement avec la résistance de rayonnement et la partie réactive est négligeable devant la partie résistive.

1.5.1.7. Comportement pratique de l'antenne demi-onde

La théorie précédente est trop simpliste pour rendre compte avec précision des résultats expérimentaux. Des théories plus élaborées montrent que le terme réactif est en réalité selfique. On obtient pour un dipôle $\lambda/2$ isolé et infiniment mince :

$$Z_0 = 73,2 + j 42,5 \Omega$$

Pour un dipôle d'épaisseur non négligeable et de longueur $L = \lambda/2$, son impédance vaut :

$$Z_0 = 73,2 - \frac{5400}{R_C} + j \left(42,5 - \frac{9700}{R_C} \right) \Omega$$

2. Travail théorique

Ces questions servent à remplir les valeurs théoriques des tableaux donnés en fin de texte.

2.1. Antennes dipôles

Quelle est la longueur théorique d'une antenne dipôle ayant pour fréquence de résonance 1,5 GHz ?

Quelles sont les longueurs réelles dans le cas où ces antennes sont réalisées avec un brin métallique de :

- 1,5 mm de diamètre ?
- 0,1 mm de diamètre ?

Quelles sont dans chaque cas les impédances à la résonance ?

Quelle est la fréquence d'antirésonance théorique, donnée par une distribution du courant en λ sur l'antenne ?

2.2. Antennes monopôles sur plan de masse

Quelles sont les fréquences de résonances théoriques d'antennes monopôles sur plan de masse ayant pour longueurs :
40, 50, 59, 69, 87, 105, 125, 145, 168, 194 mm ?

Quelles sont les fréquences réelles dans le cas où ces antennes sont réalisées avec un brin métallique de 2 mm de diamètre ?

Quelles sont les impédances d'entrées à la résonance ?

Quelles sont les premières fréquences d'antirésonances ?

3. Travail expérimental

Les résultats expérimentaux sont à reporter dans les tableaux annexes et à comparer quand cela est possible aux résultats théoriques. Les mesures se font à l'analyseur de réseaux. Il est souhaitable d'utiliser les marqueurs et d'imprimer les résultats que les étudiants jugeront significatifs. Les fréquences de départ et de fin d'étude (100 MHz à 2,1 GHz) ne peuvent être modifiées. La calibration à rappeler en cas de problème est ESINSA 4.

3.1. Antennes dipôles

Relever les fréquences de résonances et d'antirésonances expérimentales du dipôle épais (diamètre 1,5 mm) et du dipôle fin (diamètre 0,1 mm).

Imprimer les abaques de Smith correspondants.

Afficher ensuite sur l'analyseur de réseau le coefficient de transmission entre antennes S21 en dB.

Habiller progressivement la Yagi à brins fins en commençant par le brin arrière (réflecteur) et noter l'évolution du coefficient de transmission. Appelez un enseignant pour le montage.

Relever aussi la valeur de l'impédance d'entrée, du ROS et du coefficient de réflexion à la fréquence de résonance.

Le facteur de transmission pourrait-il encore être amélioré ?

3.2. Antennes monopôles

Connecter les cordons de l'analyseur aux connecteurs sous le grand plan de masse.

Insérer ensuite successivement les brins par paires. Pour les longueurs totales (connecteur compris) suivantes de brins (en mm à l'émission et à la réception) $l = 40, 50, 59, 69, 87, 105, 125, 145, 168, 194$:

- Mesurer les fréquences de résonance. Comparer aux valeurs théoriques F_{Rth} .
- Calculer le coefficient de raccourcissement F_{Rexp}/F_{Rth}
- Mesurer la valeur du maximum du coefficient de transmission, ainsi que la fréquence qui assure ce gain maximum en transmission.
- Mesurer les fréquences d'anti-résonance F_{ARexp} . Comparer aux valeurs théoriques F_{ARth} .
- Mesurer les impédances d'entrée Z_0 de l'antenne d'émission aux fréquences de résonances et d'anti-résonances théoriques.
- Remplir le tableau IV. Tracer la courbe de la valeur du maximum de transmission en dB en fonction de la fréquence. Quelle loi suit cette variation ?

Comparer aux valeurs théoriques et commenter.