



THESE

PRESENTEE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR DE L'ECOLE
NATIONALE SUPERIEURE DES TELECOMMUNICATIONS

Spécialité : Communications et Electronique

Alireza KAZEMIPOUR

Rapport provisoire

Contribution à l'étude du couplage entre antennes,
application à la compatibilité électromagnétique et
à la conception d'antennes et de réseaux d'antennes

Date de soutenance prévue le 12 Décembre 2002

Daniel THOUROUDE
Bernard DEMOULIN
Xavier BEGAUD
Edmond CAMBIAGGIO
Gérard GENEVES
Jean Christophe COUSIN

Rapporteurs
Directeur de thèse

Ecole nationale supérieure des télécommunications

Remerciements

Cette thèse a été préparée au sein du groupe radiofréquence du département communications et électronique de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications. Je remercie Monsieur le Professeur B. Robinet, directeur de l'école doctorale EDITE de Paris, Monsieur J. C. Bic directeur du département et Monsieur le Professeur B. Huyart le responsable du groupe pour m'avoir permis de mener à bien ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur X. Begaud de l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'être mon directeur de thèse. Son enthousiasme et son soutien ont largement contribué à l'aboutissement de cette étude. Je suis heureux d'avoir l'occasion de lui exprimer ma profonde reconnaissance.

J'adresse mes plus sincères remerciements à Monsieur le professeur E. Cambiaggio pour avoir accepté la présidence du jury, et à Messieurs les professeurs D. Thouroude et B. Demoulin d'avoir bien voulu accepter de rapporter ce travail et pour l'attention qu'ils y ont portés.

J'exprime ma reconnaissance à Messieurs G. Genévés et J. C. Cousin pour s'être intéressé à ce travail et avoir accepté d'être de mon jury.

Ce travail de thèse est le fruit d'un travail d'équipe. Je remercie tout particulièrement Monsieur L. Jallet, Madame M. Mekki, Monsieur M. Ebadzadeh, Mademoiselle A. C. Lepage et Monsieur A. Croullebois, avec qui j'ai eu de nombreux échanges de point de vue sur la théorie et les expériences. Leur aide précieuse et l'intérêt porté à ce travail a été pour moi un grand encouragement.

Je tiens à exprimer ma gratitude à mes professeurs, Messieurs H. Kokabi et K. Behnia pour leur aide et leurs encouragements et à mes collègues du Bureau National de Métrologie, en particulier à Monsieur M. Bourghes pour son aide amicale.

Je souhaite faire part à tous mes chers collègues de l'ENST notamment, Maryam, Anahid, Mohammad, Sabine, Cristophe, Stefan, Sébastien, Robson, Elena et Beatriz du plaisir que j'ai eu à passer ces années avec eux.

Que soient chaleureusement remerciés Mesdemoiselles L. Lourdiane, V. Dallot, S. Abouchakra et Monsieur S. Chabbouh pour le travail fastidieux de correction de ce manuscrit. Merci pour votre soutien et votre patience pendant ces durs mois de rédaction.

Contribution à l'étude du couplage entre antennes, application à la compatibilité électromagnétique et à la conception d'antennes et de réseaux d'antennes

| | |
|--|-----------|
| Introduction | 1 |
| Plan détaillé | 5 |
| Référence de l'introduction | 7 |
| | |
| Chapitre 1 : Contribution à l'étude du couplage entre antennes linéaires | 9 |
| 1. Introduction | 9 |
| 2. Antennes linéaires | 9 |
| 3. Caractéristiques de rayonnement des dipôles | 17 |
| 4. Evaluation de l'impédance mutuelle | 25 |
| 5. Conclusion | 31 |
| Formules importantes du chapitre 1 | 32 |
| Références du chapitre 1 | 33 |
| | |
| Chapitre 2 : Application à la compatibilité électromagnétique, calcul du couplage entre dipôles étalons pour la bande de fréquence 30 MHz – 2 GHz | 34 |
| 1. Introduction | 34 |
| 2. Etalonnage et méthode du site de référence | 36 |
| 3. Modélisation numérique du site standard | 38 |
| 4. Modélisation analytique du site standard | 43 |
| 5. Réalisation et mesure des baluns | 48 |
| 6. Mesure dans le site standard du BNM | 64 |
| 7. Conclusions | 70 |
| Formules importantes du chapitre 2 | 71 |
| Références du chapitre 2 | 72 |

| | |
|---|------------|
| Chapitre 3 : Contribution à l'étude du couplage entre antennes planaires | 73 |
| 1. Antennes planaires | 73 |
| 2. Antennes imprimées | 78 |
| 3. Conclusions | 95 |
| Formules importantes du chapitre 3 | 96 |
| Références du chapitre 3 | 97 |
| | |
| Chapitre 4 : Contribution à la conception d'antennes de géométrie complexe | 98 |
| 1. Introduction | 98 |
| 2. Dipôles en cavité | 98 |
| 3. Antenne planaire bipolarisation très large-bande | 107 |
| 4. Conclusion | 122 |
| Références du chapitre 4 | 123 |
| | |
| Chapitre 5 : Prise en compte analytique des effets du couplage dans un réseau d'antennes | 124 |
| 1. Introduction | 124 |
| 2. Rappel sur les méthodes classiques | 124 |
| 3. Facteur de réseau et matrice d'interaction | 126 |
| 4. Rappel des méthodes numériques | 127 |
| 5. Méthode de l'élément actif | 128 |
| 6. Méthode simplifiée de l'élément actif, concept de cellule active | 130 |
| 7. Validation de la méthode analytique | 134 |
| 8. Conclusion | 142 |
| Formules importantes du chapitre 5 | 143 |
| Références du chapitre 5 | 144 |
| | |
| Conclusion générale | 145 |

Introduction

Une antenne en fonctionnement n'est jamais isolée, elle est soumise à son environnement. Cet environnement peut être composé d'autres antennes, mais plus simplement d'objet réfléchissant ou diffractant. C'est le rayonnement produit par une antenne alimentée qui va générer des densités de courant ou de charge à proximité de cette antenne dans les zones où ces densités sont susceptibles d'exister. Ces nouvelles densités de courant et de charge vont modifier les caractéristiques de rayonnement de l'antenne isolée et plus ces éléments sont proches de l'élément alimenté, plus les effets de couplage sont importants. Ce couplage a un rôle essentiel dans la conception d'antenne in-situ, on doit donc le prendre en compte dans les applications suivantes :

- en compatibilité électromagnétique où il faut, par exemple, s'assurer de l'immunité de l'équipement aux rayonnements,
- en télécommunication spatiale où l'antenne est couplée à la plate-forme du satellite,
- et plus généralement dans toute conception de réseaux d'antennes où, pour éviter l'apparition de lobes secondaires, nous devons placer les antennes constituant le réseau, proches les unes des autres,
- enfin, en téléphonie mobile, l'interaction antenne, boîtier, main, tête est aussi un problème de couplage.

Nous voyons que le calcul des caractéristiques de rayonnement d'une antenne réelle nécessite la prise en compte de beaucoup de paramètres. Comme le calcul d'une antenne soumise à un couplage au sein d'un milieu d'éléments perturbateurs est complexe, dans un premier temps il convient d'évaluer le couplage entre deux éléments seulement pour évaluer les forts couplages. Mais pour avoir une connaissance précise de l'antenne dans son environnement, il faut faire le calcul du couplage entre plusieurs éléments dans une configuration générale.

Le coefficient de couplage entre deux antennes peut être exprimé à partir des éléments de la matrice S ou de la matrice Z du système des deux antennes. La forme la plus courante du coefficient de couplage entre deux antennes identiques, à une fréquence fixée est donnée par [11]:

$$C_{dB}(f) = 10 \text{Log}_{10} \left(\frac{|S_{12}(f)|^2}{1 - |S_{11}(f)|^2} \right)$$

Cette expression peut être obtenue aussi bien à partir des paramètres Z ou Y du système des deux antennes. Comme nous le voyons, le facteur du couplage C , dépend non seulement du terme mutuel S_{12} , mais aussi du paramètre S_{11} , qui traduit le niveau d'adaptation de l'antenne. Cela montre que, plus l'antenne est désadaptée, plus le facteur de couplage est important. Ce phénomène est souvent observé dans les réseaux volumineux où plusieurs antennes sont placées dans un espace limité.

En plus du coefficient de couplage qui est très important pour la compréhension de l'interaction entre antennes, les paramètres S_{12} , Z_{12} ou Y_{12} traduisent aussi le couplage mutuel entre les antennes.

L'étude du couplage peut porter sur le calcul de ces derniers paramètres ou sur le coefficient de couplage. Dans ce travail nous calculerons les impédances mutuelles, car c'est le terme qui traduit réellement l'interaction entre antennes.

Depuis plusieurs décennies de nombreux travaux ont été consacrés à l'étude du couplage. Pour tenter de faire un état de l'art du couplage, nous allons décomposer les différentes approches en fonction de la méthode utilisée et du type d'antenne étudiée.

Le calcul du couplage peut être fait par des méthodes analytiques et numériques :

Les méthodes analytiques

Les méthodes analytiques utilisent généralement le principe de réaction [1] et évaluent les impédances mutuelles à l'aide du principe de réciprocité. Ce calcul peut être effectué de deux manières :

- 1- On considère les distributions approchées du courant sur les antennes. La précision et la performance de cette approche dépendent fortement du bon choix de la distribution de courant, celle-ci est plus facile à déterminer pour des géométries simples d'antennes.
- 2- Pour plus de précision, on peut directement résoudre les équations intégrales du problème. Les équations intégrales, peuvent être simplifiées pour les structures linéaires comme les dipôles fins. Dans ce cas et pour des géométries simples, l'impédance mutuelle est déduite donc d'une façon rapide [2]. Cependant le traitement direct des équations intégrales pour les réseaux multi-éléments devient très difficile.

En résumé, la première méthode est considérablement plus rapide mais sa fiabilité est totalement dépendante du choix de la distribution de courant sur les antennes considérées.

Le choix de la méthode analytique avec laquelle nous allons traiter le problème du couplage dans un système multi-élément, se fait en fonction de la structure des éléments et de la géométrie de ce système:

Pour les dipôles linéaires : L'étude analytique du couplage entre deux antennes linéaires, i.e. le cas le plus simple, a été traitée de manière complète par King [3], où il donne l'impédance mutuelle par la résolution des équations intégrales et propose des formes fiables du courant sur les deux dipôles. Les formules proposées par King sur l'impédance mutuelle et sur les courants sont complexes mais donnent des informations précises sur le couplage et peuvent donc être utilisées comme références.

Toutefois, le couplage entre deux dipôles fins peut être plus facilement calculé en supposant un courant sinusoïdal le long de chacun et en utilisant la méthode de réaction, EMF (Electromagnetic Force Method) [1]. Ainsi les impédances propre et mutuelle sont exprimées en terme de S_i (sinus intégral) et C_i (cosinus intégral). Cette méthode donne une procédure purement analytique pour l'impédance mutuelle mais n'est pas assez précise pour les dipôles épais.

Afin d'améliorer les résultats, la méthode EMF peut utiliser une distribution de courant plus réaliste, composée de quelques termes sinusoïdaux, pour prendre en compte les rayons des dipôles [4]. Dans ce cas aussi, l'impédance mutuelle s'exprime en terme de plusieurs S_i et C_i intégrales, mais la complexité est considérablement augmentée par rapport au cas précédent où l'on suppose un seul terme sinusoïdal pour le courant. Les formules obtenues dans les deux méthodes citées sont volumineuses, surtout pour les dipôles en échelon.

Pour les dipôles courts : L'impédance mutuelle entre deux dipôles courts et suffisamment éloignés peut être facilement présentée à l'aide du rayonnement en champ lointain des dipôles [5]. Cette méthode donne des formules très simples et claires pour l'impédance mutuelle mais n'est pas précise pour deux dipôles très proches, i.e. chacun situé dans la région du champ proche de l'autre [6].

Pour les dipôles imprimés : Les caractéristiques de rayonnement de dipôles imprimés ont largement été étudiées dans la littérature [9],[10]. Un dipôle imprimé est un dipôle en présence d'un plan réflecteur et d'un diélectrique séparant le dipôle et le plan de masse.

Une étude complète sur les antennes imprimées doit prendre en compte les perturbations liées aux ondes de surface et aux ondes guidées qui sont piégées entre deux surfaces métalliques [11], mais pour les structures imprimées sur des substrats fins ayant une permittivité relative ϵ_r suffisamment petite, ces effets sont négligeables [12]. La totalité du couplage dans ce cas est liée aux ondes rayonnées.

Les impédances propre et mutuelle de ces dipôles peuvent être déduites soit par la résolution directe des équations intégrales [2], soit en considérant les distributions connues de courant. Pour la plupart des dipôles imprimés où nous pouvons négliger les ondes de surface, le dipôle imprimé est totalement calculable comme pour un dipôle dans un milieu homogène et de permittivité relative effective égale à ϵ_{reff} [1], [12]. Néanmoins pour les substrats épais et surtout pour ceux qui ont un ϵ_r important, la prise en compte des ondes de surface est indispensable [12], [13]. Dans ce cas on est obligé de traiter les équations intégrales dans un milieu inhomogène constitué en grande partie d'air et de quelques couches de diélectrique.

Une méthode simple pour obtenir les caractéristiques de rayonnement d'un dipôle imprimé est l'utilisation du principe des images [2]. Cette méthode très pratique est précise pour les substrats minces qui ont un ϵ_r faible. L'impédance mutuelle entre les dipôles imprimés dans ce cas est calculée à partir des impédances mutuelles entre quatre dipôles dont deux sont les images des dipôles, remplaçant le plan réflecteur.

Pour les antennes planaires : Les impédances propre et mutuelle des dipôles peuvent être utilisées comme les éléments de base pour le calcul de l'impédance mutuelle entre antennes planaires [7], [8].

En ce qui concerne les antennes imprimées planaires i.e. antennes planaires en présence d'un plan réflecteur, les dipôles imprimés peuvent aussi être supposés comme éléments de base du calcul [2], [14]. Comme nous l'avons dit pour les dipôles imprimés, en plus des ondes rayonnées qui participent principalement au couplage, il faut prendre en compte aussi le rôle des ondes de surface et des ondes guidées pour le calcul de l'impédance mutuelle [11].

Une autre méthode classique souvent utilisée pour déduire les caractéristiques de rayonnement des antennes imprimées, est la méthode de la cavité [1]. Celle-ci modélise un patch rayonnant à l'aide de quatre ouvertures fines rayonnantes. Cette méthode est très pratique pour déduire l'impédance propre des patches rectangulaires mais en revanche elle n'est pas facile à utiliser pour évaluer les impédances propre et mutuelle des patches de géométrie complexe. Pour des patches de géométrie simple, la méthode des lignes de transmission [15] présente un intérêt pour le traitement rapide des impédances mutuelles. D'après ce traitement, chaque antenne imprimée est modélisée comme une ligne de transmission en mode fondamental.

Malgré tous les essais effectués pendant ces dernières années, il n'y a pas vraiment de formule simple décrivant l'impédance mutuelle entre les antennes patches.

Pour les antennes de géométrie arbitraire ou tridimensionnelles : L'étude du couplage entre les antennes de géométrie complexe est un sujet assez nouveau sur lequel nous n'avons pas trouvé de références suffisantes dans la littérature.

Les méthodes numériques

En ce qui concerne maintenant les méthodes numériques, la plupart sont basées sur la « Méthode des Moments MoM ». Pour les géométries plus complexes, on peut utiliser une combinaison de la « Méthode des éléments finis de surface » et de la « Méthode des Moments » [16].

La MoM permet de résoudre les problèmes électromagnétiques en décomposant les structures rayonnantes en un grand nombre limité de segments sur lesquels nous pouvons introduire une forme de courant très simple. La précision de cette méthode dépend du choix du nombre de segments surtout aux endroits où le courant varie beaucoup.

D'autre part, la convergence de cette méthode numérique dépend fortement de la longueur relative des segments par rapport à la longueur d'onde exploitée.

La méthode FDTD (Finite Difference in Time Domain) peut être aussi utilisée pour le traitement numérique des antennes planaires dans le domaine temporel [11], [17]. L'étude du couplage, dans ce cas, est faite généralement en alimentant l'une des antennes sous test avec une impulsion et en évaluant les tensions et les courants induits sur les autres antennes dans un intervalle temporel.

Pour les structures linéaires : La MoM donne de bons résultats sur l'estimation de l'impédance mutuelle des dipôles linéaires [1], [5] et ces résultats sont généralement utilisés comme valeurs théoriques de référence.

Le simulateur NEC2 [18] notamment est un outil performant pour le traitement des antennes filaires avec la méthode des moments. Ce logiciel est suffisamment rapide et précis pour des structures complexes et les réseaux d'antennes filaires.

Pour les structures planaires et de géométrie complexe : La méthode des moments et la FDTD sont adaptées à ce type de géométrie.

Par contre, l'utilisation de la MoM et de la FDTD n'est pas envisageable pour les réseaux d'antennes où un grand nombre d'éléments rayonnants se trouvent, car cela nécessite un ordinateur très puissant et une mémoire importante. Pour ces cas il est strictement nécessaire de diminuer cet énorme volume de calcul par certaines hypothèses théoriques sur la distribution du courant [19], [20]. Le problème est encore plus compliqué quand les éléments du réseau sont eux-même des structures complexes comme les spirales et les antennes log-périodiques [16], [21].

Pour les antennes à fentes : L'impédance mutuelle entre les antennes à fentes ou les ouvertures rayonnantes peut être également calculée par la résolution directe des équations intégrales [22], [23].

Une autre méthode qui est souvent appliquée pour ces antennes est basée sur l'utilisation du principe de Babinet [24]. Cette méthode donne les impédances propre et mutuelle des ouvertures rayonnantes à partir de celles des structures métalliques complémentaires. Comme de nombreuses recherches théoriques ont été menées sur les impédances des antennes métalliques, nous pouvons utiliser ces résultats dans le cas des ouvertures rayonnantes en utilisant le principe de Babinet [25].

Les effets du couplage sur les caractéristiques de rayonnement d'une antenne, d'un réseau sont multiples. Pour un réseau, le couplage peut affecter les caractéristiques de rayonnement de deux manières [26] : changer l'impédance d'entrée des éléments du réseau et déformer le diagramme de rayonnement de chaque élément.

Les impédances d'entrée des éléments du réseau peuvent être calculées à partir de la matrice impédance du réseau [26], [27] et le diagramme de rayonnement est déduit en utilisant le principe de l'« élément actif » [26], [28].

Le principe de l'élément actif peut être utilisé de façon réduite et facile en négligeant les effets du couplage entre les éléments très éloignés du réseau [16].

Le calcul de la matrice impédance du réseau peut aussi être effectué d'une manière approximative à partir de l'impédance propre d'un élément isolé et du couplage entre deux éléments considérés hors du réseau [29], [30]. Cette approximation donne de bons résultats pour de larges réseaux uniformes et homogènes.

L'étude sur le couplage et ses effets sur le diagramme de rayonnement est aussi nécessaire pour les réseaux d'antennes utilisés pour l'estimation de la direction d'arrivée [31], [32], car dans ce cas la forme exacte du diagramme est toujours demandée.

Dans toutes les parties précédentes, nous avons parlé des effets perturbateurs du couplage. Pourtant le couplage peut aussi nous aider à améliorer les caractéristiques de rayonnement des antennes à condition que nous le connaissions bien et que nous puissions l'utiliser de manière constructive et positive. Le réseau linéaire de Yagi-Yuda [1] est un très bon exemple dans lequel le couplage interne augmente considérablement la bande passante du réseau et son gain.

L'objectif de ce travail est de présenter une méthode permettant d'obtenir une estimation précise du couplage dans différentes configurations pour les antennes les plus utilisées.

Une partie importante de ce travail est de proposer notamment une formulation analytique simple pour que l'ingénieur, le concepteur puisse rapidement dimensionner les effets de couplage dans une application donnée.

Plan détaillé

La mémoire se compose de cinq chapitres:

Chapitre 1 : Contribution à l'étude du couplage entre antennes linéaires.

L'objet de cette première partie est de présenter l'impédance mutuelle entre les dipôles à l'aide d'expressions analytiques simples. Ces expressions donnent l'impédance mutuelle entre deux dipôles dans une configuration quelconque.

Chapitre 2 : Application à la compatibilité électromagnétique, calcul du couplage entre dipôles étalons pour la bande de fréquence 30 MHz – 2 GHz.

Une étude complète du facteur d'antenne des dipôles étalons illustrera les expressions analytiques du chapitre 1. Cette étude présente le calcul théorique du facteur d'antenne et la réalisation des prototypes afin de pouvoir mesurer les grandeurs calculées. Cette étude expérimentale valide nos formulations analytiques développées pour les antennes linéaires.

Chapitre 3 : Contribution à l'étude du couplage entre antennes planaires.

Nous allons développer au cours de ce deuxième chapitre, une méthode analytique utilisant une décomposition des structures planaires en éléments linéaires. Ainsi le calcul du couplage entre les antennes planaires se rapporte au traitement des interactions mutuelles entre deux ensembles d'éléments linéaires.

Les antennes planaires imprimées seront aussi étudiées comme un ensemble des dipôles imprimés. Les dipôles imprimés eux-même sont étudiés analytiquement afin de trouver des expressions simples pour leurs caractéristiques de rayonnement. Les résultats expérimentaux seront également présentés pour des antennes imprimées rectangulaires.

Chapitre 4 : Contribution à la conception d'antennes de géométrie complexe.

Dans cette partie nous allons montrer les effets positifs du couplage pour améliorer les caractéristiques de rayonnement d'une antenne. Dans un premier temps, 4 dipôles sont présentés dans un réseau tridimensionnel et à l'aide du couplage inter-élément nous allons augmenter la largeur de bande. Cette structure simple est en fait un modèle linéaire d'un dipôle en cavité.

Enfin, toujours en utilisant des modèles filaires pour les antennes planaires, nous allons présenter des antennes « étoiles » bi-bandes et large-bandes.

Chapitre 5 : Prise en compte analytique des effets du couplage dans un réseau d'antennes.

Cette dernière partie présente une méthode de « cellule active », basée sur le concept de l'élément actif, pour le calcul du diagramme de rayonnement d'un réseau d'antennes. La méthode est validée sur un réseau de dipôles, puis sur un réseau d'antennes large-bandes et bipolarisation.

Chacun de ces chapitres se termine par un petit formulaire à utiliser simplement pour dimensionner son antenne, le couplage ou le diagramme d'un réseau.

Références de l'introduction

- [1] C. Balanis, Antenna theory, analysis and design, John Wiley, 1982, Chpts. 7 et 11
- [2] A. Gera, Simple expressions for mutual impedances, IEE Proceedings, Vol. 135, Pt. H, Dec. 1988, pp. 395 – 399.
- [3] R. W. King, The theory of linear antennas, Harvard University Press. Cambridge, Massachusetts, 1956.
- [4] V. W. Chang & R. W. King, On two arbitrary located identical parallel antennas, IEEE AP-16, May 1968, pp. 309 – 317.
- [5] J. Kraus, Antennas, McGraw-hill 1988, Chpt. 10.
- [6] A. Kazemipour, X. Begaud, " A simple closed-form formula for mutual impedance of dipoles", Microwave and Optical Technology Letters, Sep. 5, 2002, pp. 371 – 374.
- [7] A. Koksai, Mutual impedance of parallel and perpendicular coplanar surface monopoles, IEEE Trans. AP-39, Aug. 1991, pp. 1251 – 1256.
- [8] R. Janaswamy, A simplified expression of the self/mutual impedance between coplanar and parallel surface monopoles, IEEE Trans. AP-35, Oct. 1987, pp. 1174 – 1176.
- [9] I. Rana, Current distribution and input impedance of printed dipoles, IEEE Trans. AP-29, Jan. 1981, pp. 99 – 105.
- [10] N. Uzunoglu, Radiation properties of microstrip dipoles, IEEE Trans. AP-27, Nov. 1979, pp. 853 – 858.
- [11] L. Page, « Conception d'un logiciel d'analyse de couplage entre antennes imprimées d'un radiomètre », Thèse de Doctorat de l'université de Limoges, 1996
- [12] D. Chang, Analytical theory on an unloaded rectangular microstrip patch, IEEE Trans. AP-29, Jan. 1981, pp. 54 – 62.
- [13] N. Alexopoulos, Mutual impedance computation between printed dipoles, IEEE Trans. AP-29, Jan. 1981, pp. 106 – 111.
- [14] P. Permuter, Calculation of mutual coupling between microstrip antennas using an electric surface current model, Int. rapport, Weizeman institute, Israel 1984.
- [15] B. Belentepe, Modeling and design of electromagnetically coupled microstrip-patch antennas and antenna arrays, IEEE AP Magazine, Vol. 37, No. 1, Feb. 1995 pp. 31 – 39
- [16] X. Begaud, "Analyse d'antennes et de réseaux d'antennes large bande et bipolarisation par une méthode d'éléments finis de surface", Thèse de Doctorat de l'université de Rennes 1 – France, 1996.
- [17] R. Besançons, « Contribution à l'étude de réseau d'antennes imprimées à pointage électrique », Thèse de Doctorat de l'université de Limoges, 1997
- [18] G. J. Burke et A. J. Poggio : " Numerical Electromagnetics Code NEC", 1985
- [19] J. Heinstadt, New approximation technique for current distribution in microstrip array antennas, Electronics Letters, Vol. 29, No. 21, Oct. 1993, pp. 1809 – 1810.
- [20] G. Vandenbosch, Optimal choice of basis function to analyse microstrip antennas with the Method of Moments.
- [18] G. J. Burke et A. J. Poggio : " Numerical Electromagnetics Code NEC", 1985
- [21] Y. Bao, X. Begaud, G. Dubost, Mutual coupling analysis between two broadband dual polarized plate antennas, ANN. TELECOM., 50, n° 11-12, 1995, pp. 928 – 941.
- [22] B. Nauwelaers, Mutual coupling calculation and multipole expansion, IEEE AP conference, 1990, pp. 1091 – 1094.

- [23] I. Jan, Aperture admittance of a rectangular aperture and its use, IEEE Trans. AP-39, March 1991, pp. 423 – 425.
- [24] R. S. Elliot, Antenna theory and design, Printice-Hall 1981.
- [25] L. Josefsson, slot coupling and scattering, AP-S 1990, pp. 942 – 945.
- [26] D. Kelly, Array antenna pattern modelling methods that include mutual coupling effects, IEEE Trans. AP-41, Dec. 1993, pp. 1625 – 1632.
- [27] T. Su, On modelling mutual coupling in antenna arrays using the coupling matrix, Microwave and optical tech. Letters, Vol. 28, No. 4, Feb. 2001, pp. 231 – 237.
- [28] D. Pozar, the active element pattern, IEEE Trans. AP-42, Aug. 1994, pp. 1176 – 1178.
- [29] D. Jackson, Series expansion for mutual coupling in a microstrip patch array, IEEE Trans. AP-37, No. 3, 1989, pp. 269 – 274
- [30] C. Chikh, “Etude du couplage dans un réseau fini d’antennes imprimées”, Thèse de Doctorat de l’université de Rennes I – France, 1995
- [31] B. Friedlander, Direction finding in the presence of mutual coupling, IEEE Trans. AP-39, March 1991, pp. 273 – 284.
- [32] Y. Kang, Correction of error in reduced sidelobe synthesis due to mutual coupling, IEEE Trans. AP-33, Sep. 1985, pp. 1025 – 1028.

Chapitre 1 : Contribution à l'étude du couplage entre antennes linéaires

1 Introduction

Les antennes linéaires sont les plus anciens éléments rayonnants, elles ont été pour la première fois utilisées par Hertz en 1888.

De part leur simplicité et leur faible coût, elles sont fréquemment utilisées comme éléments rayonnants principaux dans un système de communication.

Dans le domaine des télécommunications, les antennes linéaires sont largement utilisées en téléphonie mobile, dans les systèmes Radar, en réception TV, en aviation, en radio-navigation et en compatibilité électromagnétique.

Dans ce chapitre, nous essayons tout d'abord de résoudre les équations de Maxwell pour les structures linéaires. Certaines caractéristiques de rayonnement des dipôles comme la distribution de courant, le diagramme de rayonnement et les impédances propre et mutuelle, seront traitées par la suite. Ces caractéristiques déduites pour une antenne isolée sont importantes car nous allons les utiliser pour évaluer le couplage, qui est l'objectif principal de ce chapitre.

Le traitement analytique présenté dans ce chapitre peut être important de ce point de vue car l'étude numérique de l'antenne au sein d'un réseau est complexe et volumineuse même pour les structures linéaires simples. Etant donné la nécessité d'avoir des modèles rapides et compacts de traitement des réseaux volumineux d'antennes, la présentation de ce genre de formulation analytique est un véritable besoin.

Comme le calcul d'une antenne soumise à un couplage au sein d'un milieu d'éléments perturbateurs est complexe, dans un premier temps il convient d'évaluer le couplage entre deux éléments seulement. Dans un second temps, cela peut nous diriger vers le calcul du couplage entre plusieurs éléments dans une configuration générale. Le couplage entre deux dipôles filaires sera étudié ici dans une configuration générale, après avoir calculé les caractéristiques de rayonnement d'un élément isolé.

2 Antennes linéaires

Considérons une antenne linéaire dans un repère cartésien dont la géométrie est décrite par le diamètre D et la longueur l (Figure 1).

Pour alimenter l'antenne à l'émission ou la charger à la réception, elle est coupée en son milieu par un gap (Figure 1). Il doit être petit par rapport à la longueur d'onde pour que son influence soit faible [1], [2].

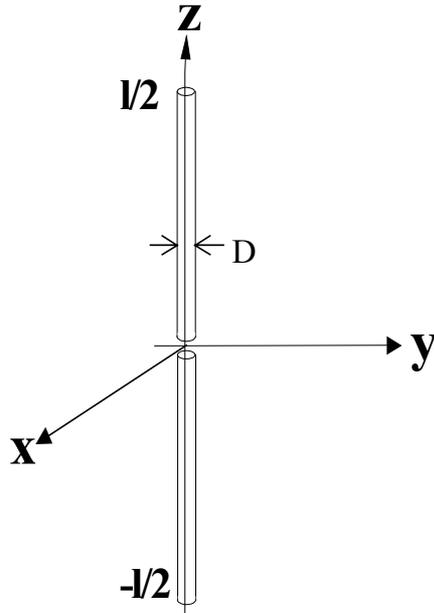


Figure 1 : antenne linéaire

2.1 Equations intégrales

Pour résoudre les équations de Maxwell :

$$\nabla \times \mathbf{E} = (\mu \frac{d\mathbf{H}}{dt}) - \mathbf{M} \qquad \epsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho \qquad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = (\epsilon \frac{d\mathbf{E}}{dt}) + \mathbf{J} \qquad \mu \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \qquad (2)$$

On utilise les potentiels vecteurs électrique (\mathbf{F}) et magnétique (\mathbf{A}). Leur formes intégrales sont :

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_V \mathbf{J} \frac{\exp(-jkr)}{R} dv' \qquad (3)$$

$$\mathbf{F} = \frac{\epsilon}{4\pi} \iiint_V \mathbf{M} \frac{\exp(-jkr)}{R} dv' \qquad (4)$$

Où \mathbf{J} et \mathbf{M} représentent successivement la densité vectorielle des courants électrique et magnétique existant dans le volume V .

Ils sont liés aux champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} par les expressions suivantes :

$$\mu \mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A} \qquad \varepsilon \mathbf{E} = -\nabla \times \mathbf{F} \qquad (5)$$

Pour une antenne linéaire, l'intégrale de volume (3) devient [1] :

$$A = \frac{\mu}{4\pi} \int_{-l/2}^{l/2} I \frac{\exp(-jkr)}{R} dl' \qquad (6)$$

Où I est le flux de la densité de courant à travers la section du conducteur.

La résolution de l'équation intégrale (6) est faite à l'aide d'une méthode numérique ou en utilisant une formulation analytique. Nous allons présenter tout d'abord la méthode et le simulateur numérique modélisant des antennes filaires. Ensuite, pour le traitement analytique des dipôles, nous exploitons la distribution de courant le long du dipôle.

2.2 Méthode numérique pour les antennes filaires

Une des méthodes numériques les plus utilisées pour les problèmes d'antennes filaires est la Méthode des Moments MoM. La MoM permet de résoudre les équations intégrales (3) et (4) en décomposant les structures rayonnantes en un grand nombre mais limité de petits segments sur lesquels nous pouvons introduire la distribution de courant à l'aide de fonctions de base. Ainsi la forme intégrale des relations (3) et (4) s'écrit sous une forme matricielle et cette dernière est convenable pour un traitement numérique. Pour les géométries plus complexes, on peut utiliser une combinaison de la « Méthode des éléments finis de surface » et de la « Méthode des Moments » [3].

La précision de cette méthode dépend du choix du nombre de segments surtout aux endroits où le courant varie beaucoup. D'autre part, la convergence de cette méthode numérique dépend fortement de la longueur relative des segments par rapport à la longueur d'onde à la fréquence appliquée.

2.3 Numerical Electromagnetic Code NEC

Nec2 est un logiciel de référence pour la simulation électromagnétique de structures métalliques en espace libre, éventuellement situées au-dessus d'un plan métallique (plan de masse) [4]. Ce code a été développé au laboratoire « Lawrence Livermore » et « Naval Research Laboratory » des USA dans les années 70. Il met en œuvre la "méthode des moments" pour résoudre les équations intégrales qui caractérisent le problème.

La définition des géométries des antennes, des excitations et ses grandeurs à calculer, sont les données nécessaires à l'exécution du logiciel Nec2. Celles-ci sont placées dans un fichier d'entrée respectant le format imposé par Nec2 et le programme fournit en sortie un fichier de données contenant les résultats.

Pour calculer les caractéristiques de rayonnement d'un dipôle, il faut définir les dimensions de l'antenne, son environnement, ainsi que le nombre de segments (discrétisation numérique) utilisé par Nec2 pour assurer la convergence des solutions.

Un nombre de segments suffisant assure la convergence des solutions. Pour avoir la meilleure convergence, il est conseillé [4] de ne pas dépasser le rapport 2/1 entre la longueur

et le diamètre des segments. Pour évaluer le nombre optimal de segments, nous avons comparé les résultats de calcul à des résultats de mesure publiés [2], [5].

Deux choix sont à considérer: le premier suppose un rapport fixe entre la longueur de chaque segment et le diamètre du dipôle (cas 1). Un rapport proche de 2 donne les meilleurs résultats. Pour ce choix le nombre des segments sera donc dépendant de la fréquence et de la géométrie de l'antenne.

L'autre choix propose un nombre fixe de segments (31 à 37), indépendant de la fréquence (cas 2). Donc en supposant un dipôle demi-onde, on a 70 segments par longueur d'onde.

Les conclusions sont les suivantes:

- 1- La meilleure convergence est obtenue pour un nombre de segments compris entre 33 et 37, où l'écart maximum sur le module de l'impédance est toujours inférieur à 5% par rapport aux résultats expérimentaux [2] et [5], pour un dipôle de longueur : $0.45 < l / \text{Lambda} < 0.55$.
- 2- Pour un dipôle résonnant, la meilleure convergence est obtenue pour un nombre de segments compris entre 33 et 37, où l'écart maximum sur le module de l'impédance est toujours inférieur à 4% par rapport à la mesure.
- 3- Un changement de $\pm 25\%$ sur le nombre de segments ne perturbe que 0.05%, l'impédance du dipôle à la résonance. En revanche ce changement peut entraîner un écart sur les parties réelle et imaginaire de l'impédance des dipôles non résonants de 1% à 5%. Ce qui se traduit par un écart de 2% maximum sur le module de l'impédance.
- 4- La différence entre la longueur résonante calculée (pour un nombre de segments entre 25 – 45) et mesurée est de 3% à 4%.

On présente sur la courbe suivante une comparaison entre les impédances calculées par NEC et les mesures de King [2] et Morita [5].

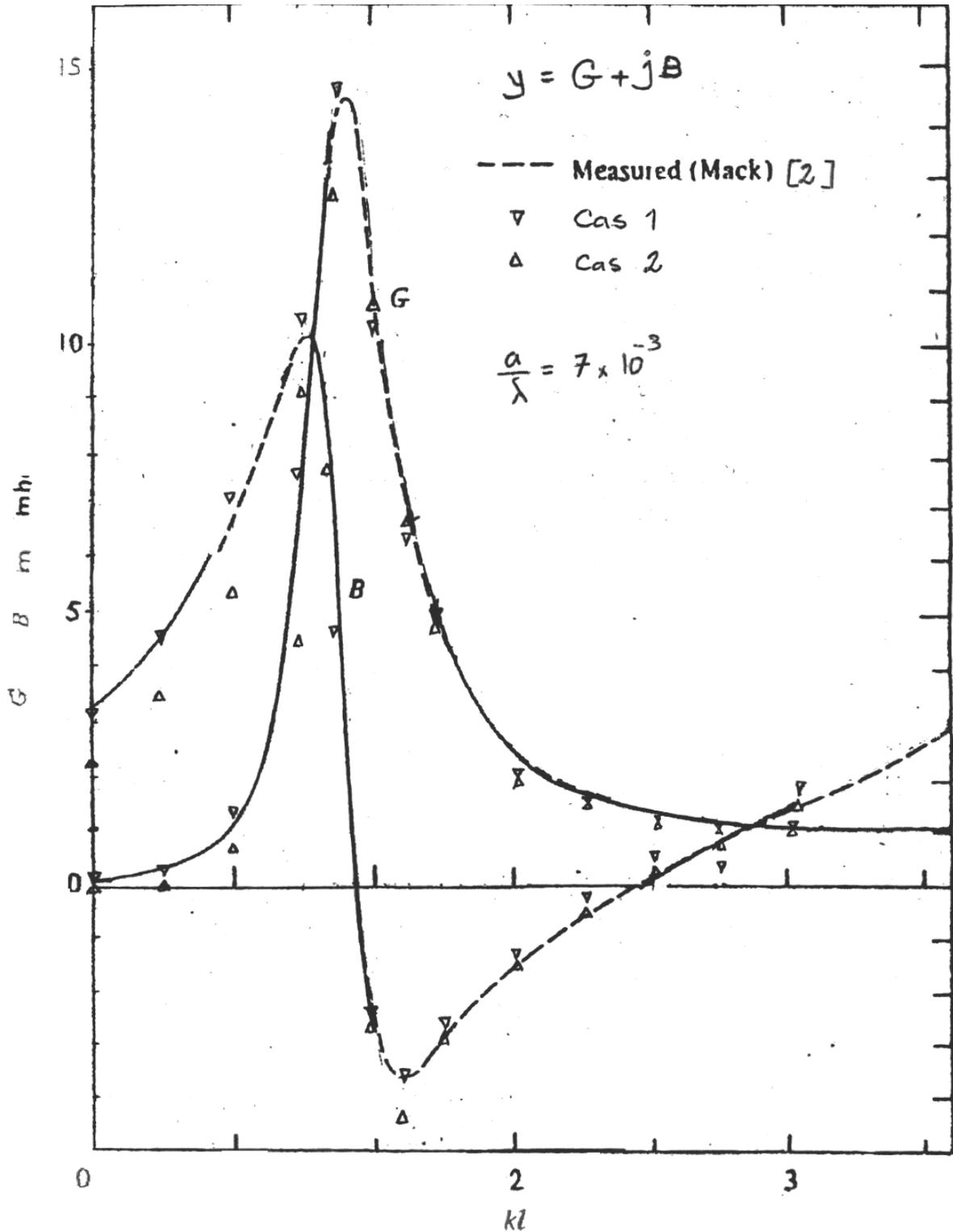


Figure 2: comparaison entre l'admittance calculée par NEC et les mesures et calculs de King [2]

Nous avons calculé l'impédance d'entrée avec une autre version du code NEC appelée Mininec et réputée plus précise sur le calcul de l'impédance [6]. Nous avons remarqué une différence entre les résultats de NEC et de Mininec d'au maximum 2% sur les impédances d'entrée, par rapport à leur valeur moyenne.

Après avoir introduit et validé le code NEC2, nous allons utiliser ce code pour évaluer les caractéristiques de rayonnement des dipôles filaires et ces dernières seront comparées en suite avec les résultats de la formulation analytique.

2.4 Distribution du courant sur un dipôle

Comme nous le voyons dans la relation (3), le potentiel vecteur \mathbf{A} est calculable si l'on connaît la distribution de la densité de courant \mathbf{J} le long de l'antenne. La distribution de courant peut aussi être déduite directement en considérant les quatre équations de Maxwell et les conditions aux limites du champ électrique tangentiel [2].

Les relations suivantes ont été calculées analytiquement par King [7], [8], et représentent la distribution du courant le long des dipôles émetteurs Tr et récepteurs Rr en fonction de leur diamètre et de leur longueur.

$$\text{Rr} : I_z = \frac{K_1}{\Omega} \left\{ \frac{1}{\Omega} \frac{[F(z) \text{Cos}(\beta h) - F(h) \text{Cos}(\beta z) + S(h) \text{Cos}(\beta z) - S(z) \text{Cos}(\beta h)]}{\text{Cos}(\beta h) + \frac{F(h)}{\Omega}} \right\} \quad (7)$$

$$\text{Tr} : I_z = \frac{K_2}{\Omega} \left\{ \frac{[F(z) \text{Sin}(\beta h) - F(h) \text{Sin}(\beta |z|) + G(h) \text{Cos}(\beta z) - G(z) \text{Cos}(\beta h)] \frac{1}{\Omega} + \text{Sin}(\beta h - \beta |z|)}{\text{Cos}(\beta h) + \frac{F(h)}{\Omega}} \right\} \quad (8)$$

Où $\Omega = 2 \ln(2h/a)$ et $F(z)$, $S(z)$ et $G(z)$ sont des fonctions complexes intégrales et K_1 et K_2 sont des grandeurs proportionnelles aux alimentations des dipôles.

La figure 3 représente la distribution de courant le long des dipôles demi-ondes émetteur et récepteur d'après les relations (7, 8) de King. D'après cette présentation la distribution de courant n'est pas similaire pour un même dipôle en cas de l'émission et de la réception.

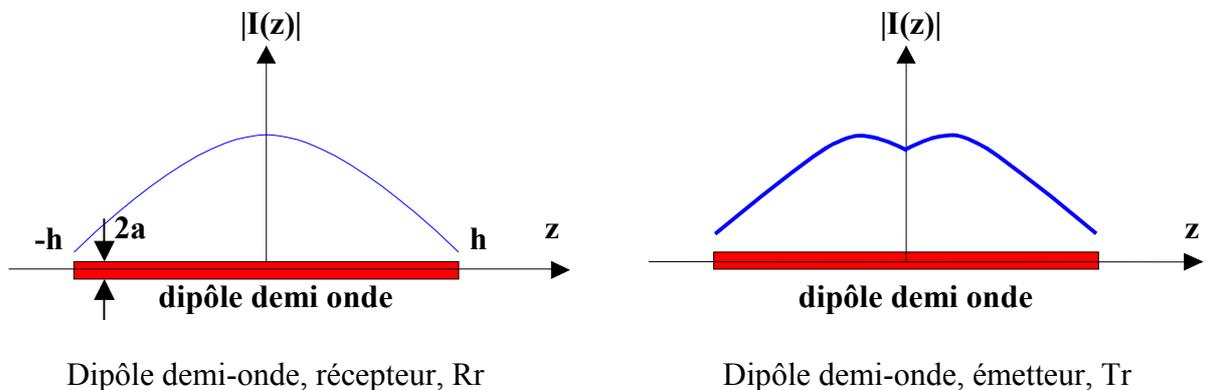


Figure 3 : représentation schématique du courant le long des dipôles émetteurs et récepteurs

Comme nous le voyons, les fonctions (7) et (8) sont complexes et leur utilisation pour le calcul du vecteur **A** est impossible. Pour ces raisons, le calcul du vecteur **A** et des caractéristiques du rayonnement est généralement fait à partir d'une forme approchée du courant le long du dipôle.

2.5 Distribution approchée du courant

Les relations (7, 8) se traduisent à une forme sinusoïdale (Figure 4) si le dipôle devient très fin. La forme sinusoïdale parfaite est en fait la forme approchée la plus utilisée pour les dipôles [1], [9]. Le grand avantage de la forme sinusoïdale est sa simplicité pour le calcul analytique des caractéristiques du rayonnement du dipôle. Un inconvénient réside dans le fait que le diamètre du dipôle n'est pas pris en compte.

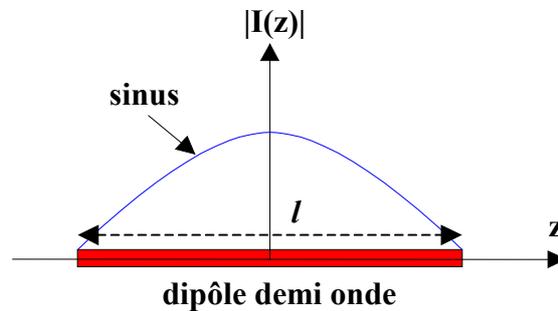


Figure 4 : forme sinusoïdale parfaite du courant

$$\begin{aligned} I(z) &= I_0 \sin(kl/2 - kz) & 0 < z < l/2 \\ I(z) &= I_0 \sin(kl/2 + kz) & -l/2 < z < 0 \end{aligned} \quad (9)$$

Nous proposons par la suite une forme modifiée de la sinusoïde i. e. le sinus-décalé, afin de profiter à la fois de la simplicité d'une sinusoïde parfaite et pour prendre en compte le diamètre du dipôle.

2.6 Le sinus-décalé, une distribution simple et pratique pour le courant

La formulation en sinus-décalé est basée sur deux hypothèses:

- le dipôle est supposé peu épais
- la distribution de courant est quasi sinusoïdale

Pour un dipôle résonant, la distribution est une demi-période de sinusoïde et pour un dipôle demi-onde le courant n'est plus maximum au milieu du dipôle mais légèrement décalé (Fig. 5). Ce décalage augmente avec le diamètre des brins.

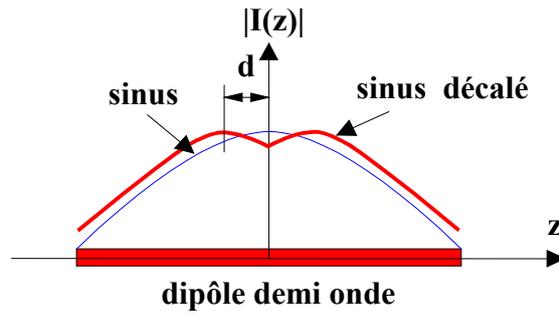


Figure 5 : distribution de courant en sinus-décalé le long du dipôle demi-onde

Le modèle de distribution de courant permettant de simuler un dipôle demi-onde peut être une formulation en sinus décalé. Le facteur de décalage «d» dépend du diamètre des brins. Ce facteur peut être déduit de la différence entre les longueurs des dipôles demi-ondes et les dipôles résonants. On peut calculer cette différence directement en utilisant les formules donnant la longueur résonnante d'un dipôle [1], [10] :

$$2d = (\text{longueur du dipôle demi-onde} = \lambda/2) - (\text{première longueur résonante})$$

$$\text{Première longueur résonante [1, 6]} = 0.48\lambda \frac{\frac{l}{2a}}{1 + \frac{l}{2a}}$$

$$\Rightarrow d = (0.25 - 0.24 \frac{\frac{l}{2a}}{1 + \frac{l}{2a}}) \lambda \quad (10)$$

Où : « l » et « a » sont la longueur et le rayon du dipôle.

Une fois que le facteur de décalage « d » est déduit, nous pouvons modéliser le courant de la manière suivante (Relation 11, Figure 6):

$$\begin{aligned} 0 < z < l/2 & \quad I(z) = I_0 \text{Sin}(kl/2 - kz + kd) \\ -l/2 < z < 0 & \quad I(z) = I_0 \text{Sin}(kl/2 + kz + kd) \end{aligned} \quad (11)$$

La relation (11) prend en compte l'effet du diamètre du dipôle sur la distribution de courant avec le paramètre « d » et toutefois la forme générale de cette présentation reste sinusoïdale.

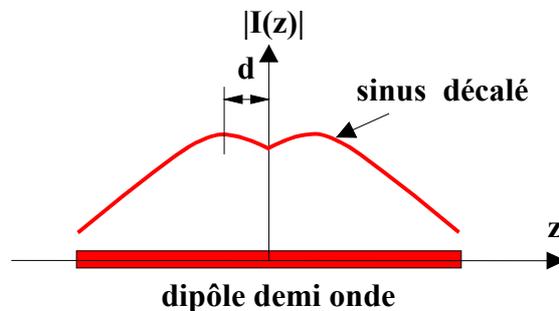


Figure 6 : distribution du courant en sinus-décalé pour le dipôle demi-onde

3 Caractéristiques de rayonnement des dipôles

Toutes les caractéristiques de rayonnement des dipôles sont calculables à partir de la distribution du courant le long du dipôle.

3.1 Diagramme de rayonnement

L'utilisation de la forme complète du courant (7) et (8) implique un traitement analytique très complexe, nous allons donc utiliser les distributions approchées sinusoïdales et le sinus-décalé pour calculer les caractéristiques de rayonnement des dipôles.

Pour déduire le diagramme du rayonnement avec la formulation en sinus décalé, nous suivons les étapes classiques du calcul du champ rayonné [1]. Dans ce cas on peut traiter analytiquement toutes les intégrales suivantes :

$$\begin{aligned}
 E_{\theta} &= j\eta \frac{kI_0 \exp(-jkr)}{4\pi r} \sin\theta \left\{ \int_{-l/2}^0 \sin[k(\frac{l}{2} + d + z)] \exp(jkz \cos\theta) dz + \int_0^{l/2} \sin[k(\frac{l}{2} + d - z)] \exp(jkz \cos\theta) dz \right\} \\
 \Rightarrow E_{\theta} &= j\eta \frac{kI_0 \exp(-jkr)}{4\pi r} \sin\theta \times \\
 &\left(\left\{ \frac{\exp(jkz \cos\theta)}{(k \sin\theta)^2} [jk \cos\theta \sin(kz + \frac{kl}{2} + kd) - k \cos(kz + kd + \frac{kl}{2})] \right\}_{-l/2}^0 + \right. \\
 &\left. \left\{ \frac{\exp(jkz \cos\theta)}{(k \sin\theta)^2} [jk \cos\theta \sin(-kz + \frac{kl}{2} + kd) + k \cos(-kz + kd + \frac{kl}{2})] \right\}_0^{l/2} \right) \\
 \Rightarrow E_{\theta} &= j\eta \frac{I_0 \exp(-jkr)}{2\pi r} \left[\frac{\cos(kd) \cos(\frac{\pi}{2} \cos\theta) + \sin(kd) - \sin(kd) \cos\theta \sin(\frac{\pi}{2} \cos\theta)}{\sin\theta} \right] \quad (12)
 \end{aligned}$$

Le champ rayonné est alors:

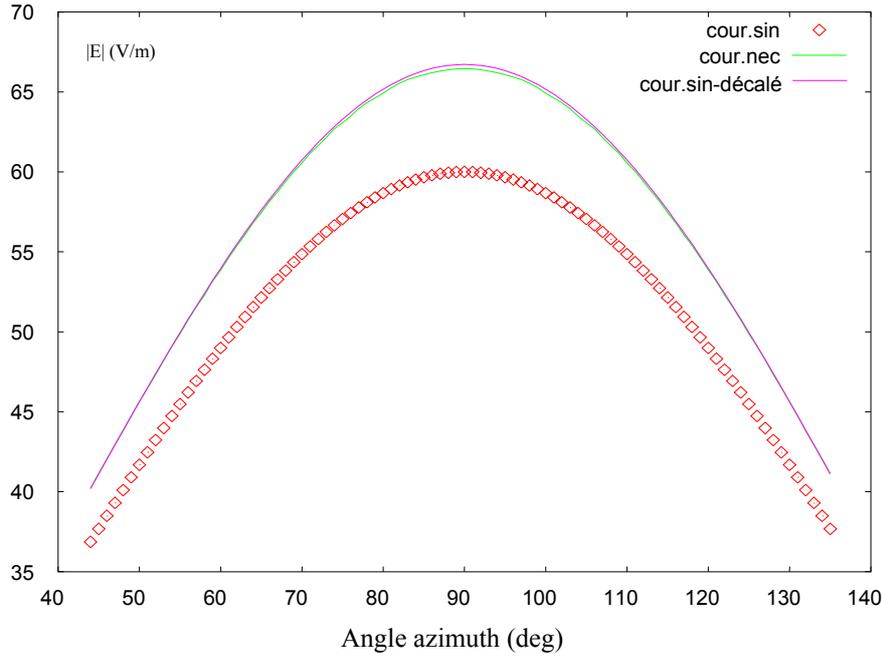


Figure 7: champ rayonné (non normalisé $I_0 = 1A$) par les distributions de courant

On observe un bon accord entre la formulation en sinus-décalé (relation 12) et le calcul de NEC. L'écart important entre le champ rayonné de la distribution sinusoïdale et les autres modèles correspond à la grande différence entre les résistances de rayonnement déduites par ces trois méthode (Tableau 1).

3.2 Le Gain et la résistance de rayonnement

Après avoir calculé le champ rayonné par le dipôle avec le courant en sinus-décalé, on peut évaluer la puissance rayonnée et ensuite faire le calcul de la résistance du rayonnement et la directivité « D » du dipôle. L'objectif de ce calcul est de pouvoir comparer nos résultats à des résultats parus dans la littérature. Les étapes du calcul sont les suivantes:

$$P_{rad} = \eta \frac{I_0^2}{4\pi} \int_0^\pi \frac{[Cos(kd)Cos(\frac{\pi}{2} \cos \theta) + Sin(kd) - Sin(kd)Cos \theta Sin(\frac{\pi}{2} \cos \theta)]^2}{Sin \theta} d\theta$$

$$\Rightarrow P_{rad} = \eta \frac{I_0^2}{4\pi} [1.2175 Cos^2(kd) + 1.0777 Sin^2(kd) + 1.1429 Sin(2kd)]$$

$$R_{rad} = \frac{2P_{rad}}{[I_0 Cos(kd)]^2} = \frac{\eta}{2\pi} [1.2175 + 1.0777 Tan^2(kd) + 1.1429 Tan(2kd)] \quad (13)$$

Pour évaluer la directivité « D » du dipôle, nous avons besoin du diagramme de rayonnement comme une fonction de θ , $F(\theta)$.

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

$$D = \frac{2F(\theta)^2 \max.}{\int_0^\pi F(\theta)^2 \sin\theta d\theta}$$

$$\Rightarrow D = \frac{2[\cos(kd) + \sin(kd)]^2}{1.2175\cos^2(kd) + 1.0777\sin^2(kd) + 1.1429\sin(2kd)} \quad (14)$$

Les chiffres (1,2175), (1,0777) et (1,1429) dans les relations (13, 14) sont déduits d'après la résolution numérique d'une partie des intégrales précédentes avec le logiciel MATLAB.

Dans le tableau suivant, on présente la partie réelle de l'impédance du dipôle demi-onde ayant pour rayon «a » et le gain. Ces résultats sont déduits des quatre méthodes :

| a/λ | Sinus [1] | | Sinus-décalé | | King [2] | NEC2 | |
|-------|-----------|-------|--------------|-------|----------|-------|-------|
| | Rr(Ω) | G(dB) | Rr(Ω) | G(dB) | Rr(Ω) | Rr(Ω) | G(dB) |
| 0.000 | 73 | 2.15 | 73 | 2.15 | 73 | .. | .. |
| 0.001 | 73 | 2.15 | 80 | 2.19 | 82 | 85.7 | 2.18 |
| 0.002 | 73 | 2.15 | 85 | 2.20 | 84 | 89 | 2.19 |
| 0.003 | 73 | 2.15 | 91 | 2.21 | 86 | 92.7 | 2.20 |
| 0.004 | 73 | 2.15 | 93 | 2.21 | 88 | 95.6 | 2.20 |
| 0.006 | 73 | 2.15 | 94 | 2.22 | 90 | 100.5 | 2.21 |
| 0.010 | 73 | 2.15 | 97 | 2.23 | 94 | 108.3 | 2.23 |

Tableau 1 : résistance de rayonnement et le gain du dipôle en utilisant quatre méthodes différentes

Finalement on obtient un bon accord entre la formulation analytique sinus-décalé et la méthode numérique de NEC. On a ainsi validé la distribution du courant en sinus-décalé et cela nous assure le calcul des autres caractéristiques de rayonnement des dipôles comme la longueur effective L_e , qui est un paramètre important pour évaluer l'impédance mutuelle.

3.3 La longueur effective L_e

Par définition, la longueur effective d'un dipôle non-chargé est le rapport entre la tension induite et l'intensité du champ électrique éclairant de cette antenne. Pour déduire cette grandeur nous avons besoin de la distribution du champ éclairant et la distribution du courant induit sur le dipôle.

King en 1944 a prouvé théoriquement [8] que les distributions de courant sur les dipôles émetteurs et récepteurs ne sont pas identiques mais l'on peut malgré tout supposer une impédance identique. La distribution du courant sur un dipôle récepteur est différente de celle

d'un dipôle émetteur, dépend forcément de la charge connectée à ce dipôle [5], [11]. La longueur effective L_e est par définition toujours calculée pour un dipôle non-chargé et par conséquent les effets de la charge se manifesteront dans le circuit équivalent du dipôle à la réception [8], [12]. Ces études montrent aussi que pour les dipôles très fins, la distribution du courant est identique en réception et en transmission. Comme notre but dans cette partie est la déduction de « L_e », grandeur identique pour les dipôles en réception ou en émission selon le principe de réciprocité [12], nous pouvons directement évaluer « L_e » pour le dipôle émetteur dont nous avons déjà proposé une densité de courant précédemment i. e. forme sinus-décalé. Il n'est donc pas nécessaire de chercher une densité de courant à la réception.

En supposant un champ électrique uniforme le long du dipôle et une densité de courant en sinus- décalé, on calcule « L_e » avec la méthode « induced ElectroMagnetic Force method - emf » [1]. Cette méthode utilise le principe de réaction pour évaluer la tension et les courants induits sur les antennes :

$$V = -\frac{1}{I} \int_{-l/2}^{l/2} I(z)E(\text{incident})dz \quad (15)$$

En supposant un champ incident uniforme le long du dipôle, la tension induite s'écrit :

$$V = -\frac{E}{I} \int_{-l/2}^{l/2} I(z)dz \quad (16)$$

Et en appliquant la définition de la longueur effective, celle-ci se représente ainsi :

$$|L_e| = |V| / |E| = \left| -\frac{1}{I} \int_{-l/2}^{l/2} I(z)dz \right| \quad (17)$$

Où « V » et « I » sont la tension et le courant induit au centre du dipôle soumis au champ « E ».

Pour un dipôle demi-onde ayant une densité du courant en forme de Sinus décalé cette dernière intégrale peut être résolue :

$$\begin{aligned} I(z) &= I_0 \cos(kz - kd) & 0 < z < \lambda/4 \\ I(z) &= I_0 \cos(kz + kd) & \lambda/4 < z < \lambda/2 \end{aligned} \quad \Rightarrow I = I(z=0) = I_0 \cos(kd)$$

$$|L_e| = \frac{I_0}{I_0 \cos(kd)} \int_{-l/2}^0 \cos(kz+kd)dz + \frac{I_0}{I_0 \cos(kd)} \int_0^{l/2} \cos(kz-kd)dz \quad (18)$$

Où $l = \lambda/2$; $k = 2\pi/\lambda$ et « d » est le facteur de décalage de la distribution du courant qui est fonction du diamètre (10) du dipôle.

Les intégrales (18) sont résolues et elles donnent L_e de la manière suivante :

$$|L_e| = \lambda/\pi + (\lambda/\pi)*\tan(kd) \quad (19)$$

Où « λ/π » est directement la longueur effective d'un dipôle demi-onde ayant une densité de courant parfaitement sinusoïdal. Le paramètre « d » est déjà calculé (10) et montre l'effet du diamètre du dipôle sur la longueur effective.

Nous voyons que cette intégrale est analytiquement traitée et que « L_e » est une fonction de la fréquence et de l'épaisseur du dipôle. Ceci montre une très intéressante propriété du dipôle : « L_e » ne dépend pas du courant maximal induit sur le dipôle. D'après ces dernières représentations, nous voyons que lorsqu'on diminue sa longueur, $|L_e|$ s'affaiblit.

En première approche et afin de prendre en compte l'influence des variations du champ le long du dipôle sur « L_e », nous avons calculé la valeur moyenne de celui-ci. On trouve que dans le pire cas, cela changera « L_e » de 4%.

Il y a une autre méthode théorique qui décrit cette longueur « L_e » en fonction du gain (G) et la résistance rayonnante (Rr) de une antenne quelconque [12], [13] :

$$L_e = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{GRr}{120}} \quad (20)$$

Nous voyons qu'en connaissant (G) et (Rr), « L_e » se déduit simplement. C'est intéressant car ces deux paramètres sont introduits pour un dipôle soit en émission ou à la réception. Ainsi la longueur effective est calculée d'après le principe de réciprocité pour une antenne émettrice ou réceptrice.

Pour calculer toutes les caractéristiques de rayonnement, jusqu'à ce point, nous avons toujours supposé le dipôle comme un conducteur homogène qui ne consiste pas un gap. Alors que pour les modèles réels, le dipôle est coupé en son milieu par un gap pour l'alimenter ou le charger. Nous essayons ici de mettre en évidence les effets perturbateurs du gap sur les caractéristiques de rayonnement du dipôle.

3.4 Prise en compte du Gap

Il existe deux solutions pour simuler l'alimentation de l'antenne : une impulsion de Dirac de tension envoyée sur un segment ou une tension distribuée. Actuellement on peut trouver des nouvelles approximations théoriques pour mieux modéliser les cas réels [14] qui ne prennent plus en compte les sources idéales de tension ou de courant comme un delta de Dirac. Ces nouveaux essais sont effectivement susceptibles pour traiter le dipôle en deux parties séparées et l'étude de la distribution du champ électromagnétique dans le gap. Ces progrès donnent une meilleure concordance entre les résultats numériques et ceux expérimentaux.

Pour l'antenne réelle il faut se rappeler qu'il existe une discontinuité entre les deux brins, qu'il faut simuler. Cet effet n'est pas pris en compte par NEC, on le considérera donc comme une perturbation qui modifie la distribution de courant et l'impédance d'entrée [15], [16]. Cette perturbation peut être en première approximation modélisée par une capacité ayant la même géométrie que l'intervalle. (Figure 8)

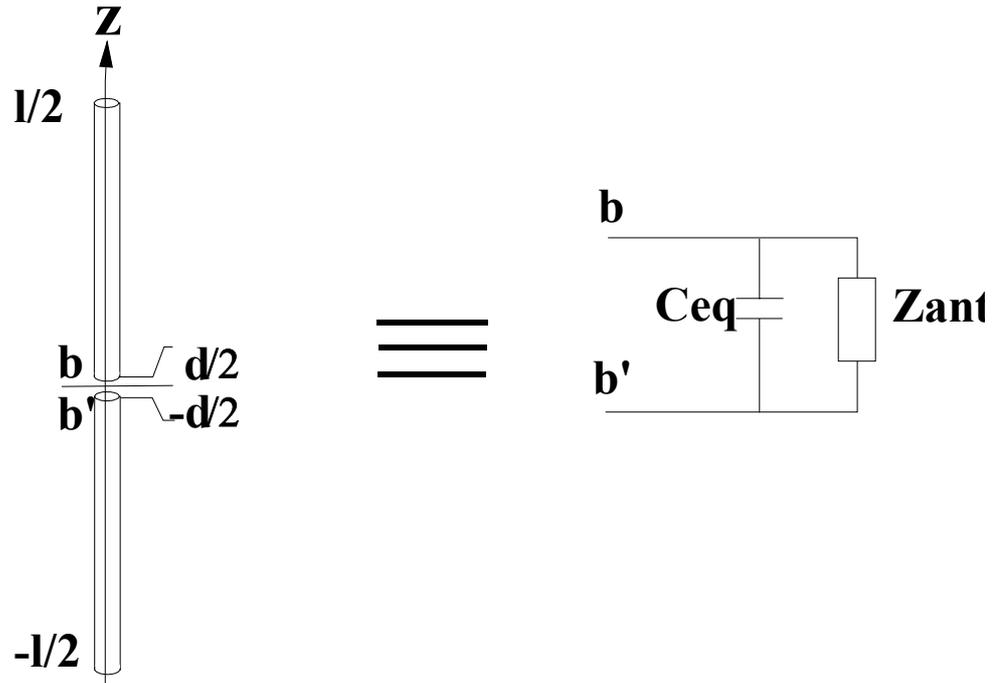


Figure 8 : prise en compte de l'effet capacitif à l'entrée du dipôle

$Q(z)$: densité linéaire de charge (C/m)

$I(z)$: distribution du courant le long des brins (A)

Le principe de continuité de charge donne: $dI/dz + j\omega Q = 0$

En première approche, nous supposons un sinus pour $I(z)$:

$$I(z) = I_0 \cos(kz) \quad (\text{pour un dipôle demi-onde})$$

$$\rightarrow Q(z) = [j/\omega] I_0 (d/dz) \cos(kz) = [-jk/\omega] I_0 \sin(kz)$$

$$\rightarrow Q(d) = -Q(-d) = [-jk/\omega] I_0 \sin(kd)$$

On sait que la capacité est introduite par: $C = \text{charge} / V$

Pour un système ayant deux conducteurs isolés, il faut que la charge totale sur chaque conducteur soit égale et opposée. Dans ce cas V est défini par la différence de potentiels entre ces deux conducteurs, et représente donc la tension à l'entrée du dipôle.

$$\rightarrow V = I_0 Z_{in} \quad \rightarrow C_{eq} = [Q(d) * l] / [I_0 Z_{in}]$$

Où l = longueur équivalente de la discontinuité de la région d'alimentation.

En considérant la forme de la région d'alimentation, on peut assimiler cette valeur à " a ", le rayon du dipôle.

$$\rightarrow C_{eq} = [a k/\omega] \sin(kd) [I_0 / I_0 Z_{in}]$$

Par définition, l'impédance équivalente d'une capacité est: $Z_{eq} = -j / C_{eq} \omega$

$$\rightarrow Z_{eq} = -j Z_{in} / [a k \sin(kd)] \quad \text{où } a ; d \ll \lambda \quad (21)$$

Cette valeur est largement supérieure à l'impédance d'entrée du dipôle, elle ne perturbe donc pas le fonctionnement du dipôle. Cette impédance imaginaire qui se met en parallèle avec l'impédance d'entrée du dipôle, va augmenter la partie réelle de celle-ci ainsi que diminuer la partie imaginaire. Après simulation l'effet de cette capacité équivalente est très faible et toujours inférieure à 1% par rapport à l'impédance d'entrée.

Pour les dipôles épais qui contiennent également des matériaux diélectriques dans cet intervalle, cette capacité change l'impédance d'entrée équivalente. (Tableau 2)

| f MHz | Module (Ω) et la phase (Deg.) de Z_{in} (21) | Module (Ω) et la phase (Deg.) de Z_{in} mesure | Module (Ω) et la phase (Deg.) de Z_{in} NEC |
|----------|--|--|---|
| 700 | 117 < 19° | 119 < 15° | 117 < 20° |
| 900 | 123 < 10° | 120 < 6° | 117 < 20° |
| 1100 | 130 < 8° | 134 < 5° | 125 < 18° |
| 1400 | 128 < 0° | 140 < -6° | 120 < 15° |
| 2100 | 130 < -5° | 125 < -18° | 120 < 15° |

**Tableau 2 : l'effet du gap sur l'impédance d'entrée des dipôles épais ;
 $a = 0.010 - 0.014\lambda$, $d = 3\text{mm}$**

Par exemple nous avons mesuré cette impédance équivalente pour un dipôle épais : ($a = 3\text{mm}$, $d = 2\text{mm}$, $\epsilon_r = 4.8$ et $f = 2\text{GHz}$)

$$Z_{eq}(\Omega) = 130 - j 25$$

Or la valeur théorique de l'impédance de ce dipôle ayant les mêmes caractéristiques physiques et sans tenir en compte l'effet de l'intervalle est :

$$Z_{in}(\Omega) = 120 + j 30$$

On peut conclure, que l'effet du gap est négligeable pour les dipôles fins et ceux qui ne contiennent pas de larges intervalles par rapport à λ . En revanche pour les dipôles épais ayant certains matériaux diélectriques remplissant leurs gaps il faut que l'on prenne en compte les perturbations de la capacité équivalente du gap sur l'impédance d'entrée.

Les parties précédentes ont été tirées à l'évaluation des caractéristiques de rayonnement d'une antenne linéaire isolée. En nous rappelant l'objectif principal de ce chapitre, le couplage entre les antennes linéaires, nous allons calculer les impédances mutuelles entre deux dipôles filaires à l'aide des caractéristiques de chacun en cas isolé comme la distribution de courant et le diagramme de rayonnement. Mais avant tout, nous présentons un rappel des formulations analytiques données dans la littérature

3.5 Impédances mutuelles, formulation analytique

Les impédances mutuelles entre les dipôles sont calculées en utilisant le principe de « réaction ». Si on connaît la distribution de courant le long des dipôles concernés, alors les impédances mutuelles peuvent être déduites analytiquement par la méthode d'« EMF » [1]. Un cas simple de l'étude des impédances mutuelles est le calcul du paramètre Z_{12} entre deux dipôles demi-ondes parallèles et en vis-à-vis dont leur distribution de courant est supposée sinusoïdale.

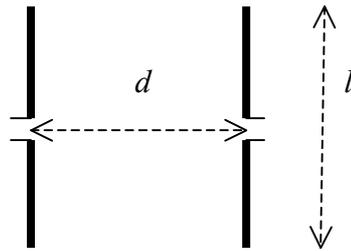


Figure 9 : deux dipôles parallèles et en vis-à-vis

$$\begin{aligned} R_{12} &= 30 [2C_i(u_0) - C_i(u_1) - C_i(u_2)] \\ X_{12} &= -30 [2S_i(u_0) - S_i(u_1) - S_i(u_2)] \end{aligned} \quad (22)$$

Où :

$$u_0 = 2\pi \frac{d}{\lambda}$$

$$u_1 = 2\pi \frac{l}{\lambda} \left(\sqrt{1 + \frac{d^2}{l^2}} + 1 \right) \cong 2\pi \frac{l}{\lambda} \left(2 + \frac{d^2}{2l^2} \right) \text{ pour } d \ll l$$

$$u_2 = 2\pi \frac{l}{\lambda} \left(\sqrt{1 + \frac{d^2}{l^2}} - 1 \right) \cong 2\pi \frac{l}{\lambda} \left(\frac{d^2}{2l^2} \right) \text{ pour } d \ll l$$

$$\text{Sinus intégral [1]} = S_i(x) = \int_0^x \frac{\sin \tau}{\tau} d\tau \cong x \text{ pour } x \ll 1$$

$$\text{Cosinus intégral [1]} = C_i(x) = -\int_x^\infty \frac{\cos \tau}{\tau} d\tau$$

Comme nous le voyons pour ce cas très simple, l'expression analytique de l'impédance mutuelle est complexe et nous pouvons ainsi imaginer qu'elle le sera plus encore pour une configuration quelconque et pour des dipôles non-résonants.

Il est évident que la résolution des équations intégrales est très complexe dans le cas où nous utilisons les distributions de courant proposées par King (7 et 8).

Par exemple si on essaie d'évaluer l'impédance mutuelle entre deux dipôles parallèles en échelon avec des courants sinusoïdaux comme la plus simple approche, il y aura une vingtaine de termes complexes en fonction des intégrales S_i et C_i dans la formulation finale [2], [9].

4 Evaluation de l'impédance mutuelle

4.1 Dipôles courts

En raison de leur longueur très limitée, la densité du courant le long de ces dipôles est quasiment stable et le calcul du vecteur \mathbf{A} dans la relation (3) est simple. Les champs \mathbf{E} et \mathbf{H} rayonnés par cet élément s'écrivent [1]:

$$E_r = \eta \frac{I_0 l \cos \theta}{2\pi R^2} \left[1 + \frac{1}{jkR} \right] \exp(-jkR)$$

$$E_\theta = j\eta \frac{k I_0 l \sin \theta}{4\pi R} \left[1 + \frac{1}{jkR} - \frac{1}{(kR)^2} \right] \exp(-jkR)$$

$$E_\phi = 0$$

$$L_e = l = \text{longueur du dipôle court} \quad (23)$$

Ce type de dipôle est un modèle pratique du « doublet de Hertz » où deux charges identiques et opposées sont placées très proches de chacune.

En utilisant les concepts de la longueur effective « L_e », le gain et le diagramme de rayonnement, nous présentons ici une formulation très simple et pratique pour calculer l'impédance mutuelle entre deux dipôles courts [13].

On commence par la définition de l'impédance mutuelle dans un système ayant deux antennes, celle qui est notée 1 est alimentée par le courant I_1 et l'antenne 2 n'est pas alimentée donc $I_2 = 0$: (Fig. 10)

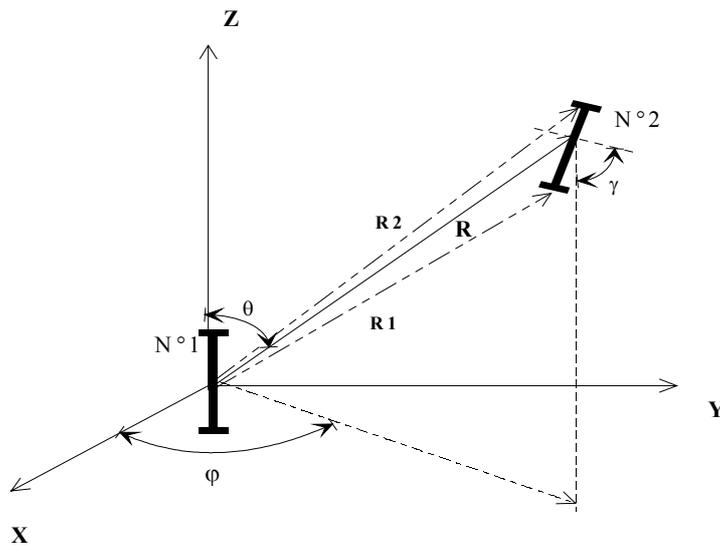


Figure 10: configuration générale pour l'étude du couplage entre deux dipôles

$$\begin{aligned} V_1 &= Z_{11} \cdot I_1 + Z_{12} \cdot I_2 \\ V_2 &= Z_{21} \cdot I_1 + Z_{22} \cdot I_2 \quad \Rightarrow \quad V_2 / I_1 = Z_{12} = Z_{21} \end{aligned} \quad (24)$$

L'antenne 1 alimentée produit un champ électrique E_1 auprès de l'antenne 2. Ce champ peut être calculé en fonction de θ , R (la distance entre deux antennes) et du courant I_1 pour un dipôle court [1] :

$$E_\theta = j\eta \frac{k I_1 h \sin \theta}{4\pi R} \exp(-jkR)$$

Où : $k = 2\pi / \lambda$ et $\eta = 120\pi = 377\Omega$ en espace libre.

Par raison de symétrie, le champ rayonné est indépendant de φ .

D'autre part, le rapport V_2 / I_1 s'écrit en fonction de « L_e » :

$$V_{2oc}(h_1, h_2, R, \theta, \varphi, \gamma) = E(h_1, R, \theta, \varphi) \cdot L_e(h_2, \gamma)$$

La formule présentée par Kraus [13] ne concerne que la valeur maximale de l'impédance mutuelle en considérant la maximum tension induite:

$$\begin{aligned} |V_{2oc}(h_1, h_2, R, \theta, \varphi, \gamma) \max. &= |E(h_1, R, \theta = 90) \cdot L_e(h_2, \gamma = 0)| = \eta \frac{k I_1 h h_2}{4\pi R} \\ \Rightarrow |Z_{21}(R, h_1, h_2) \max. &= [E(h_1, R) \cdot L_e(h_2)] \max. / I_1 = \frac{60\pi h h_2}{\lambda R} \end{aligned} \quad (25)$$

L'avantage de cette formulation est sa simplicité. Mais son domaine de validité est très limité pour les dipôles courts situés en champ lointain. La partie suivante présente l'impédance mutuelle entre deux dipôles longs dans une configuration générale en développant la méthode proposée pour les dipôles courts [17].

4.2 Impédance mutuelle entre dipôles longs

Similaire aux dipôles courts, nous commençons par la définition de l'impédance mutuelle des dipôles longs : (Fig. 10)

$$\begin{aligned} V_1 &= Z_{11} \cdot I_1 + Z_{12} \cdot I_2 \\ V_2 &= Z_{21} \cdot I_1 + Z_{22} \cdot I_2 \quad \Rightarrow \quad V_2 / I_1 = Z_{12} = Z_{21} \end{aligned} \quad (24)$$

L'antenne 1 alimentée, produit un champ électrique E_1 auprès de l'antenne 2. Ce champ peut être calculé en fonction de R et de courant I_1 pour un dipôle demi-onde ayant une distribution de courant sinusoïdale [1] :

$$E_{1\theta}(h_1, R, \theta, \varphi) = jI_1 \frac{\eta \exp(-jkR)}{2\pi R \text{Sin}\left(\frac{kh_1}{2}\right)} \left[\frac{\text{Cos}\left(\frac{kh_1}{2} \cos\theta\right) - \text{Cos}\left(\frac{kh_1}{2}\right)}{\text{Sin}\theta} \right] \quad (26)$$

Où : $k = 2\pi / \lambda$ et $\eta = 120\pi = 377\Omega$ en espace libre.

D'autre part, le rapport V_2 / I_1 s'écrit en fonction de « L_e » :

$$V_{2oc}(h_1, h_2, R, \theta, \varphi, \gamma) = E(h_1, R, \theta, \varphi) \cdot L_e(h_2, \gamma)$$

$$L_e(h_2, \gamma) = L_e(h_2, \gamma=0) \text{Cos}\gamma \quad (27)$$

$$\text{Avec (16) et (18); } Z_{21}(R, \theta, \varphi, \gamma, h_1, h_2) = [E(h_1, R, \theta, \varphi) \cdot L_e(\gamma, h_2, a)] / I_1 \quad (28)$$

La longueur effective L_e est une grandeur complexe et donc représentable par son module et sa phase:

$$L_e(\gamma, h_2, a) = |L_e| \exp(j\phi) \quad (29)$$

Z_{12} s'écrit donc:

$$Z_{21}(R, \theta, \varphi, \gamma, h_1, h_2) = j|L_e| \frac{\eta \exp[-j(kR-\phi)]}{2\pi R \text{Sin}\left(\frac{kh_1}{2}\right)} \left[\frac{\text{Cos}\left(\frac{kh_1}{2} \cos\theta\right) - \text{Cos}\left(\frac{kh_1}{2}\right)}{\text{Sin}\theta} \right] \quad (30)$$

La relation (30) est une expression générale de Z_{12} pour deux dipôles quelconque et elle est théoriquement valable dans la mesure où l'antenne 2 est située en champ lointain. Une petite étude numérique prouve sa validité pour les dipôles demi-ondes pour $R \geq 0.3\lambda$. Cette relation sera ensuite développée pour le cas du champ proche. La relation (30) peut s'écrire d'une manière très compacte et simple si les deux dipôles sont demi-onde, fins et placés en vis-à-vis:

$$h_1 = h_2 = \lambda / 2, |L_e| = (\lambda / \pi) \text{Cos}\gamma ; \phi = 0^\circ, \text{Sin}\theta = \text{Cos}\gamma = 1.$$

$$R_{12} = \frac{\eta}{k\pi R} \text{Sin}(kR)$$

$$X_{12} = \frac{\eta}{k\pi R} \text{Cos}(kR) \quad (31)$$

Dans la littérature [18] cette formulation (31) contenant deux hypothèses est souvent décrite : le courant est sinusoïdal sur un dipôle demi-onde et on néglige la phase de « L_e ».

Ces deux conditions introduisent jusqu'à 100% d'erreur sur l'impédance mutuelle. Nous avons corrigé cette méthode en proposant un facteur de correction sur la phase et en utilisant la distribution modifiée de la densité de courant au lieu de celle purement sinusoïdale.

$$\begin{aligned} R_{12} &= a \left[\frac{\eta}{k\pi R} \right] \text{Cos}(kR - b) \\ X_{12} &= -a \left[\frac{\eta}{k\pi R} \right] \text{Sin}(kR - b) \end{aligned} \quad (32)$$

Les facteurs « a » et « b » dépendent de l'épaisseur du dipôle. Pour les dipôles ayant un rayon « r » compris dans l'intervalle $[0.001\lambda ; 0.01\lambda]$, "a" et "b" peuvent prendre les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned} a &= 1.05 \rightarrow 1.15 \\ b &= 35 \rightarrow 50 \text{ deg.} \end{aligned}$$

Les variations de "a" et "b" dans les intervalles cités peuvent être considérées comme linéaires.

4.3 Impédances mutuelles entre dipôles longs dans le champ proche

Pour l'extension de cette méthode aux cas des dipôles très proches, il nous suffit de remplacer le champ lointain rayonné du dipôle 1 dans la relation (26) par la relation relative au champ proche [1] :

$$E_z(R, 90^\circ, 90^\circ) = -jI_1 \frac{\eta}{2\pi R \text{Sin}\left(\frac{kh_1}{2}\right)} \left\{ \frac{\exp(-jk\sqrt{R^2 + \frac{h_1^2}{4}}) - \text{Cos}\left(\frac{kh_1}{2}\right)\exp(-jkR)}{\sqrt{1 + \frac{h_1^2}{4R^2}}} \right\} \quad (33)$$

Les parties réelle et imaginaire de l'impédance mutuelle sont donc déduites pour les dipôles demi-ondes séparés d'une distance inférieure à $0,25\lambda$:

$$\begin{aligned} R_{12} &= \alpha \frac{60\lambda}{\pi R} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{h_1^2}{4R^2}}} \right) \text{Cos}(kR - \phi) \\ X_{12} &= -\alpha \frac{60\lambda}{\pi R} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{h_1^2}{4R^2}}} \right) \text{Sin}(kR - \phi) \end{aligned} \quad (34)$$

Enfin nous avons comparé les résultats de cette nouvelle méthode avec ceux de NEC, d'Elliot [10] et les relations asymptotiques (31). (Tableau 3)

| R/λ | $Z_{12} \Omega$ (31) | $Z_{12} \Omega$ NEC2 | $Z_{12} \Omega$ (32,34) | $Z_{12} \Omega$ Elliot [10] |
|-------------|-------------------------|-------------------------|----------------------------|--------------------------------|
| 0.05 | --- | 106 + j 8 | 90 + j 35 | 70 - j 27 |
| 0.10 | --- | 91 - j 15 | 80 + j 5 | 65 - j 7 |
| 0.15 | --- | 76 - j 34 | 70 - j 19 | 55 - j 20 |
| 0.2 | 91 + j 30 | 59 - j 46 | 54 - j 35 | 50 - j 30 |
| 0.3 | 60 - j 20 | 23 - j 58 | 25 - j 61 | 30 - j 42 |
| 0.4 | 28 - j 39 | -10 - j 51 | -12 - j 49 | 4 - j 40 |
| 0.5 | 0 - j 38 | -30 - j 32 | -31 - j 26 | -13 - j 28 |
| 0.6 | -19 - j 26 | -37 - j 9 | -34 - j 3 | -23 - j 10 |
| 0.7 | -26 - j 8 | -32 + j 11 | -24 + j 15 | -24 + j 5 |
| 0.8 | -23 + j 7 | -18 + j 24 | -10 + j 23 | -18 + j 16 |
| 0.9 | -12 + j 17 | -1 + j 27 | 5 + j 22 | -7 + j 20 |
| 1.0 | 0 + j 19 | 13 + j 20 | 15 + j 13 | 17 + j 4 |

Tableau 3 : résultats comparatifs sur l'impédance mutuelle du dipôle demi-onde

Ces résultats montrent qu'une meilleure concordance est observée entre les relations (32, 34) et ceux de NEC, alors que les autres formulations analytiques pour l'impédance mutuelle, comme celle de la formule (31) ou celle du diagramme d'Elliot [10] présentent des écarts plus importants.

La relation (30) est aussi intéressante pour les dipôles ayant des longueurs différentes de $\lambda/2$. Pourtant la plupart des expressions analytiques existant dans la littérature ne présente que l'impédance mutuelle entre les dipôles demi-ondes. Les figures 11 et 12 sont des courbes de simulation de l'impédance mutuelle entre les dipôles $0,4\lambda$ et $0,6\lambda$ dans une configuration parallèle et en vis-à-vis. Ces courbes sont également comparées avec les résultats numériques de NEC, où nous voyons une bonne corrélation entre les deux méthodes. Seule une erreur maximale de 15% peut être observée.

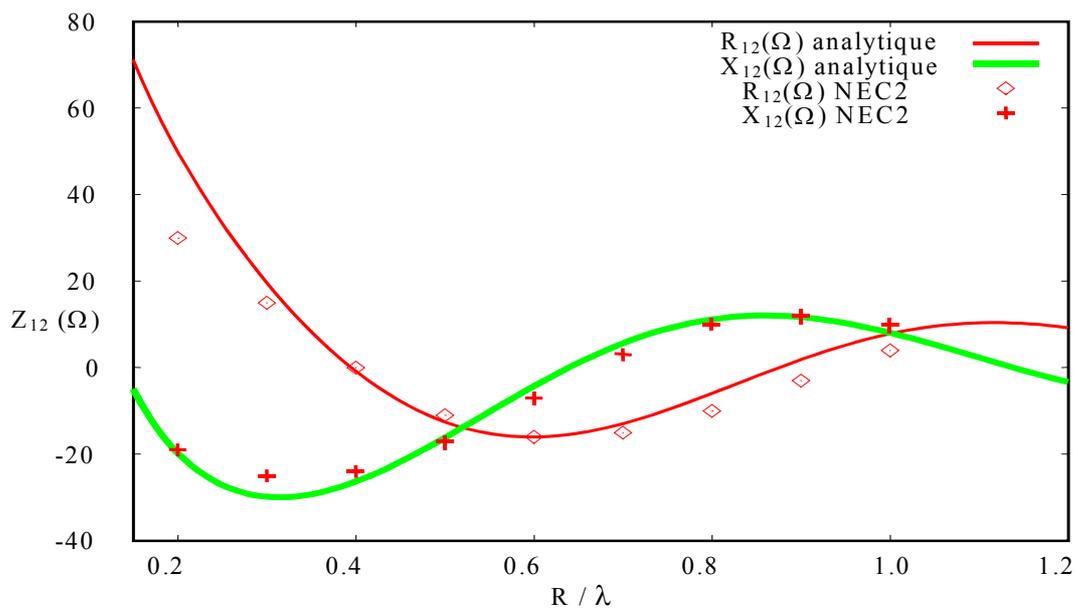


Figure 11 : impédance mutuelle entre deux dipôles de longueur $0,4\lambda$

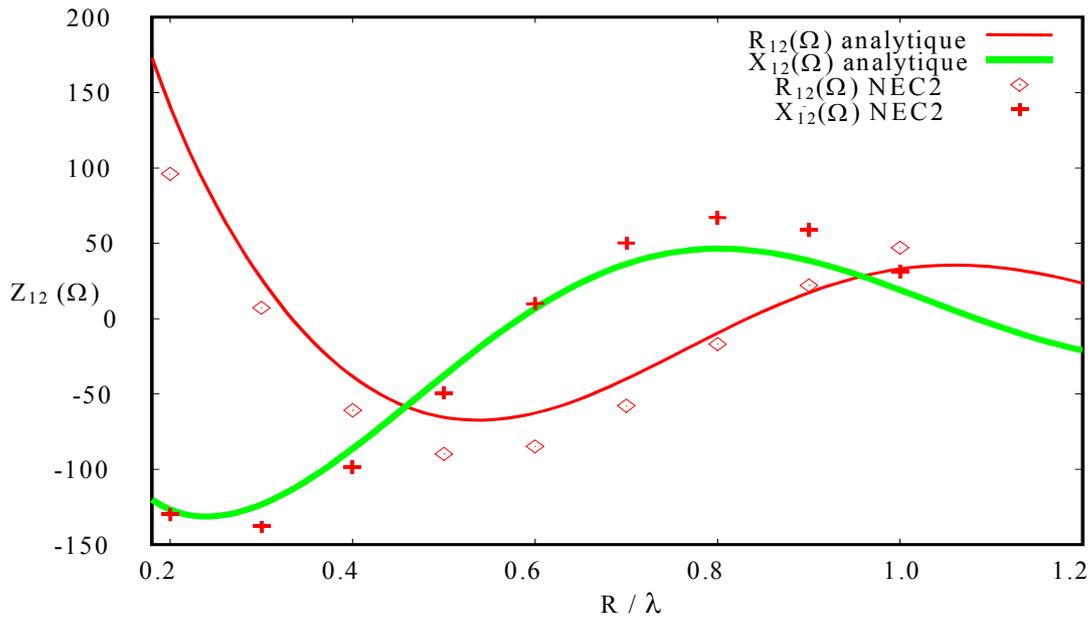


Figure 12 : impédance mutuelle entre deux dipôles de longueur $0,6\lambda$

4.4 Dipôles en échelon

Nous allons appliquer la relation (30) pour des dipôles en échelon. Dans ce cas il faut modifier légèrement l'expression de L_e (19). Précédemment nous supposons toujours que la distribution du champ électrique rayonné par le dipôle 1 était uniforme le long du dipôle 2. Cette hypothèse est valable pour les dipôles parallèles et en vis-à-vis et nous pouvons l'appliquer dans ce cas pour la déduction de Z_{12} à partir de L_e . A cause de la dis-symétrie du dipôle 2 par rapport au dipôle 1, pour le cas des dipôles en échelon, le champ électrique le long du dipôle 2 ne peut plus être considéré comme uniforme stable et nous avons besoin donc de certains facteurs de correction afin de compenser ces effets dissymétriques.

Nous proposons ici de considérer la valeur moyenne du champ électrique existant le long du dipôle 2 comme le champ uniforme tout au long de ce dipôle. Ainsi le facteur de correction pour deux dipôles en échelon s'écrit :

$$Z_{12}(\text{modifiée}) = \beta \exp(j\tau) Z_{21}(30) \quad (35)$$

La grandeur complexe Z_{21} dans la relation (30) est modifiée par le facteur « β » pour son module et par le facteur « τ » pour sa phase (Fig. 10) :

$$\tau = \arctan [2\delta \tan(k\delta) / R]$$

$$\beta = 1 / [1 - (\delta/R)^2]$$

$$\delta = |R_2 - R_1| \quad (36)$$

En appliquant ce facteur de correction (35), nous avons calculer l'impédance mutuelle pour les dipôles demi-ondes en échelon. Les résultats sont présentés et comparés avec ceux de NEC et quelques résultats expérimentaux accessibles dans la littérature. (Tableau 4)

| R / λ | $Z_{12} \Omega$ Elliot [10] | $Z_{12} \Omega$ Mesure | $Z_{12} \Omega$ (35) |
|---------------|--------------------------------|---------------------------|-------------------------|
| 0.25 | 40 - j 38 | 38 - j 50 | 52 - j 61 |
| 0.50 | -13 - j 28 | -31 - j 27 | -31 - j 26 |
| 0.75 | -20 + j 10 | -25 + j 19 | -18 + j 21 |
| 1.0 | 17 + j 4 | 13 + j 21 | 15 + j 13 |

Tableau 4 : l'impédance mutuelle entre deux dipôles demi-ondes parallèles en échelon (45°) ($\sin\theta = \cos\gamma = 0.707$); $a = 0.006\lambda$, déduite par 3 méthodes. $A = R \cos\theta$

Comme le montre le tableau 4, les parties réelle et imaginaire calculées de l'impédance mutuelle sont proches de celles mesurées sauf pour une distance de $0,25\lambda$, qui présente dans ce cas un écart de l'ordre de 25% par rapport à la mesure. Le domaine de validité dans le cas où l'angle d'échelon est grand, est donc limité.

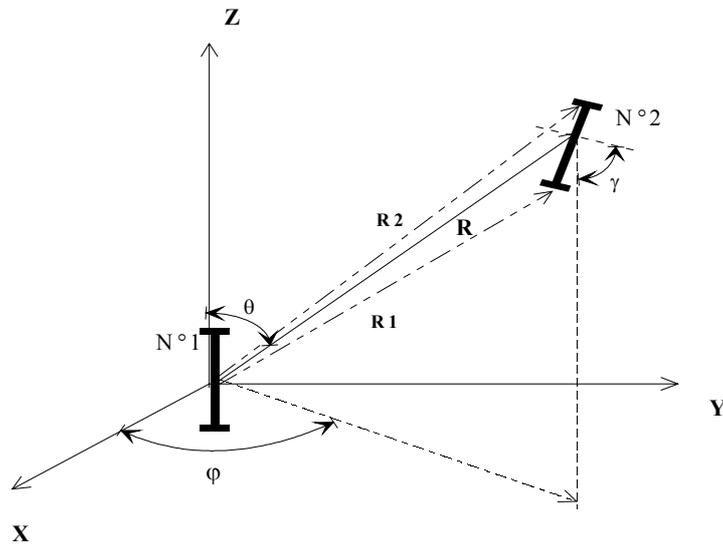
5 Conclusion

Toutes les caractéristiques de rayonnement d'un dipôle réel ont été analytiquement traitées à l'aide d'une nouvelle distribution de courant le long du dipôle. Les résultats montrent la validité de cette approche.

Les impédances mutuelles ont été également calculées par une méthode basée sur le concept de la longueur effective L_e du dipôle. Cette formulation nous a permis de présenter l'impédance mutuelle entre deux dipôles quelconques dans une situation très générale i. e. parallèle ou en échelon.

L'étude complète des caractéristiques de rayonnement des antennes linéaires va nous aider pour le traitement des structures plus complexes planaires ou tridimensionnelles.

Formules importantes du chapitre 1



configuration générale pour l'étude du couplage entre deux dipôles

$$Z_{21}(R, \theta, \varphi, \gamma, h_1, h_2) = j|L_e(\gamma, h_2)| \frac{\eta \exp[-j(kR - \phi)]}{2\pi R \sin\left(\frac{kh_1}{2}\right)} \left[\frac{\cos\left(\frac{kh_1}{2} \cos\theta\right) - \cos\left(\frac{kh_1}{2}\right)}{\sin\theta} \right]$$

Où h_1 et h_2 représentent les longueurs des dipôles et L_e est la longueur effective du dipôle 2.

Références du chapitre 1

- [1] C. A. Balanis, "Antenna theory, analysis and design » John Wiley & Sons, 1982, Chaps. 4, 7
- [2] R. W. King, "The linear antenna ", Proceeding IEEE, Jan. 1967
- [3] X. Begaud, "Analyse d'antennes et de réseaux d'antennes large bande et bipolarisation par une méthode d'éléments finis de surface ". Thèse de Doctorat -Université de Rennes 1, 19 décembre 1996
- [4] G. J. Burke et A. J. Poggio : " Numerical Electromagnetics Code ", 1985
- [5] T. Morita, « Current distribution on transmitting and receiving antennas », Proc. of IRE, Aug. 1950, pp. 898-904
- [6] M.J. Alexander, M.J. Salter, "EMC antenna calibration and the design of an open-field site", J. Phys. E, Meas. Sci. Technol., 1991, 2,pp.510-519
- [7] R. King, « The distribution of current along a symmetrical center-driven antenna », Proc. of IRE, Oct. 1943, pp. 548-567
- [8] R. King, « The receiving antenna », Proc. of IRE, Jan. 1944, pp. 18-49
- [9] V. H. Chang, « On two arbitrary located identical parallel antennas », IEEE Trans. on AP, Vol. AP-16, No. 3, May 1968, pp. 309-317
- [10] R. S. Elliot, « Antenna theory and design », Printice-Hall 1981, Chap. 7
- [11] G. Dubost, « Calcul en mode TEM du courant d'une antenne filaire chargée, éclairée par une onde plane », Ann. Télécommun., Vol. 44, N° 7-8, 1989, pp. 374-380
- [12] A.A. Smith, "Calculation of site attenuation from antenna factors", IEEE Trans. EMC, vol EMC-24,N°3, August 1982, pp 301-316
- [13] J. D. Kraus, " Antennas", McGraw-Hill Book Company 1988, Chap. 10
- [14] T. J. Cui, « Accurate model of arbitrary wire antenna », IEEE Trans. On AP, Vol. 48, No. 4, Apr. 2000, pp. 482-493
- [15] T. Do-nhat, "A modele for feed gap field of a dipole ", pp. 1273-1280 IEEE AP-35, Nov. 1987.
- [16] T. Do-nhat, "On the effect of gap width on the admittance", pp. 1545-1553 IEEE AP-37, Déc. 1989
- [17] A. Kazemipour, X. Begaud, " A simple closed-form formula for mutual impedance of dipoles", Microwave and Optical Technology Letters, Sep. 5, 2002
- [18] R. A. McConnell, « The effect of dipole coupled impedances on calibration », IEEE international conference on EMC, Session 2B, 1989, pp. 16-18

Chapitre 2 : Application à la compatibilité électromagnétique, calcul du couplage entre dipôles étalons pour la bande de fréquence 30 MHz – 2 GHz

1 Introduction

Cette partie a pour objet l'étude théorique et expérimentale des antennes étalons. Elle a pour but d'illustrer l'intérêt des formulations analytiques proposées au chapitre 1 pour les antennes linéaires. Ce travail a été effectué dans le cadre de l'étude BNM/LCIE – ENST (n° 99 4 002), abouti en juillet 2001.

La mesure des champs rayonnés par tout appareil électronique au sens large du terme est aujourd'hui une activité importante en compatibilité électromagnétique. Pour connaître le champ électrique éclairant l'antenne de réception, nous définissons une grandeur appelée Facteur d'Antenne (FA). Le FA est une grandeur complexe qui se définit comme le rapport entre le champ électrique présent devant l'antenne et la tension mesurée à l'entrée de l'antenne:

$$E = FA \cdot V \quad (1)$$

L'unité du FA dans le système standard des unités est le dB/m. Cette grandeur est un paramètre très important dans le domaine des antennes étalons car en connaissant le FA, on peut déduire simplement le champ électrique par la mesure de la tension détectée. (Figure 1)

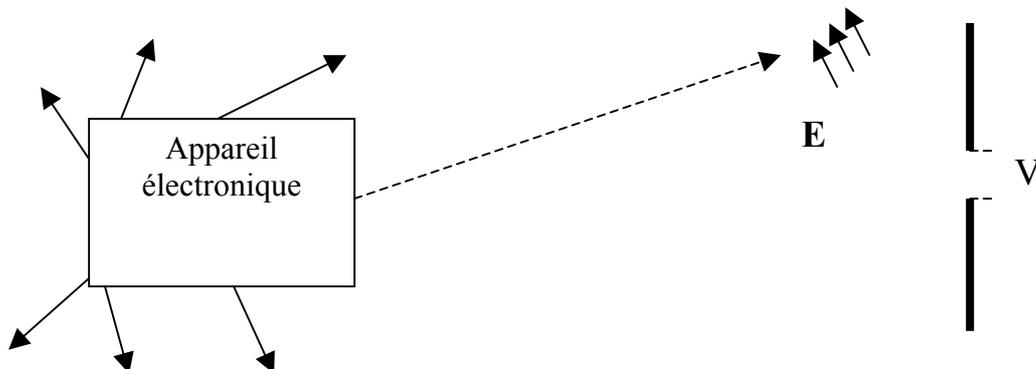


Figure 1 : mesure du champ rayonné par un appareil électrique

L'évaluation précise et fiable du champ rayonné nécessite évidemment un capteur étalon du champ qui soit à la fois calculable et précis. Pour les mesures de compatibilité électromagnétique en très basses fréquences ($f < 30\text{MHz}$) les antennes boucles sont généralement utilisées. Pour la bande $30\text{MHz} - 1\text{GHz}$, les dipôles fins sont les plus utilisés et à côté des réseaux large-bandes de dipôles log-périodiques qui peuvent fonctionner jusqu'à 2GHz . Les antennes "cornet" sont le choix habituel pour le reste de la gamme microonde dans le domaine des antennes étalons.

Le cahier des charges de l'étude BNM/LCIE – ENST demande la simulation et la réalisation des dipôles étalons pour toute la gamme $30\text{MHz} - 2\text{GHz}$. Dans la gamme $30\text{MHz} - 1\text{GHz}$, les dipôles sont les plus utilisés en raison de leur structure simple à réaliser et du calcul de leur caractéristique de rayonnement plus simple par rapport aux autres structures rayonnantes. Pour cette dernière gamme il existe dans le marché plusieurs prototypes du dipôle étalon. Or à partir de 1GHz les dipôles ne sont pas encore opérationnels comme étalons commerciaux.

Dans ce chapitre le FA des dipôles étalons est étudié pour des fréquences jusqu'à 2GHz . Toutes les étapes de la simulation théorique et la mesure des dipôles ont été effectuées dans le cadre de la norme ANSI 63,5 [1].

La norme ANSI 63,5 (American National Standard Institute) est une charte internationale pour harmoniser toutes les méthodes d'étalonnage d'antennes. Le respect de cette norme est demandée dans l'étude.

1.1 FA des dipôles étalons

Considérant la relation générale (1) pour la définition du FA, nous allons essayer d'appliquer cette relation pour déduire le FA d'un dipôle demi-onde demandé dans l'étude BNM/LCIE – ENST. Pour notre cas, l'antenne est toujours chargée par un système d'adaptation à un appareil de mesure et la tension est alors accessible à la sortie de celui-ci. (Figure 2)

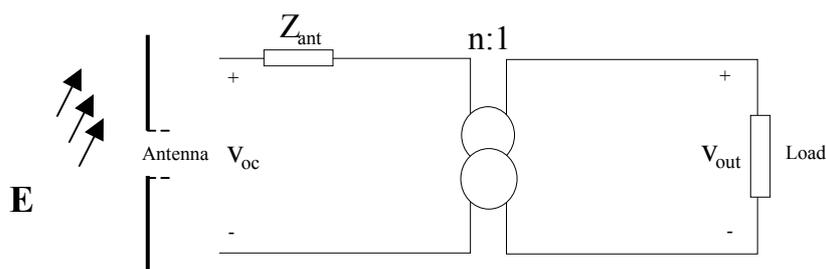


Figure 2 : l'antenne réceptrice connectée à un système d'adaptation

Le FA peut s'écrire donc :

$$\text{FA} = E / V_{\text{out}} = (E / V_{\text{oc}}) \cdot (V_{\text{oc}} / V_{\text{out}}) \quad (2)$$

Nous rappelons le concept de la longueur effective L_e comme le rapport de (V_{oc} / E) et la relation (2) se présente donc sous la forme suivante :

$$FA = (1 / L_e) \cdot (V_{oc} / V_{out}) \quad (3)$$

Cette dernière relation est importante car elle permet la décomposition du FA en deux termes indépendants : $(1 / L_e)$ qui est une caractéristique du rayonnement du dipôle et (V_{oc} / V_{out}) qui ne dépend que du comportement du système d'adaptation et ne participe pas au rayonnement.

Ainsi la simulation du FA se divise en deux parties : l'évaluation de la longueur effective L_e à partir de la géométrie du dipôle et de la distribution du courant et la déduction du rapport de transformation (V_{oc} / V_{out}) du système d'adaptation qui dépend aussi de l'impédance d'entrée du dipôle Z_{ant} .

Nous utilisons les résultats de l'étude sur la longueur effective L_e du dipôle étudié au chapitre 1 pour évaluer le FA.

1.2 Système d'adaptation du dipôle

Lors d'une transmission, il est capital de transférer le maximum de puissance entre le générateur et l'antenne ou entre l'antenne et le récepteur. Ceci nécessite l'adaptation d'impédance entre ces différentes parties. Comme nous le savons le maximum de transfert de puissance s'effectue si les impédances d'entrée de deux parties à connecter sont complexes conjuguées.

Un autre critère qui doit être strictement respecté pour les dipôles est la transformation du bifilaire vers une ligne coaxiale. Cette transformation est nécessaire car l'entrée du dipôle est bifilaire tandis que presque tous les connecteurs des appareils hautes fréquences sont coaxiaux. Ce système d'adaptation s'appelle « balun » (balance to unbalance transformer) [2].

Dans la figure 2, le balun est représenté d'une manière simple comme un transformateur idéal. Le rapport de transformation $1:n$ et l'impédance d'entrée du dipôle Z_{ant} sont donc des paramètres importants pour calculer (V_{oc} / V_{out}) et par la suite, pour la déduction du FA. Les pertes d'insertion et les effets non-linéaires dans le balun peuvent également affecter le FA.

2 Etalonnage et méthode du site de référence

2.1 Procédure d'étalonnage

Les antennes étalons sont utilisées pour les mesures fiables du champ électrique et pour étalonner les autres capteurs de champ, nous avons donc besoin de méthodes originales pour l'étalonnage de ces antennes [3]. Les mesures du FA des dipôles étalons pour la gamme 300 MHz – 2 GHz sont généralement effectuées dans des sites ouverts. Un site ouvert idéal est constitué d'un plan réflecteur parfait et grand par rapport à la longueur d'onde de mesure [3]. Dans un cas idéal il n'y a aucune réflexion issu d'un autre objet réflecteur ou réfraction des objets entourant le site et cet environnement est alors supposé comme l'espace libre.

En utilisant la définition du FA (relation 1), les procédures suivantes peuvent être proposées pour étalonner des antennes [4] :

a. On émet un champ électrique connu, la tension est mesurée à la sortie du dipôle et le FA est alors déduit comme : $FA = E(\text{connu}) / V(\text{mesuré})$. Lorsqu'une partie du champ électrique n'est pas connue, cette méthode n'est plus utilisée pour l'étalonnage.

b. Etant donné un champ électrique non-variable E_0 mais pas nécessairement connu, le FA_X inconnu de l'antenne X est évalué par comparaison avec le FA_e connu d'une antenne étalon :

$$\begin{aligned} FA_e &= E_0 / V_e \\ FA_X = E_0 / V_X &\Rightarrow FA_X = FA_e (V_e / V_X) \end{aligned} \quad (4)$$

Comme nous le voyons, le FA inconnu est proportionnel au rapport entre les tensions mesurées aux bornes de deux antennes. Il est évident que la précision de cette méthode est fortement dépendante de la fiabilité du FA connu.

c. Les FA de trois antennes différentes sont déduits par une procédure de permutation des antennes. Cette méthode nécessite une très bonne qualité du plan réflecteur du site ouvert. Comme dans ce cas le site est supposé idéal, cette procédure d'étalonnage est nommée la méthode du site de référence, « Standard Site Method SSM », dans la littérature [4].

En suivant toujours la norme ANSI 63,5 [1], nous utilisons la méthode SSM pour toutes les simulations numériques et analytiques des dipôles étalons dans ce chapitre.

2.2 Méthode du site de référence, SSM

Pour chaque mesure, on sépare les antennes émettrice et réceptrice d'une distance fixe D. l'altitude de l'antenne émettrice est fixée et on utilise une antenne mobile à la réception (Fig. 3). La hauteur h_1 est égale à 2m, h_2 est déterminé par la tension maximale ($V_{R_{\max}}$) détectée à l'entrée de l'antenne réceptrice et varie entre 1m et 4m et D est égale à 3m ou 10m. Dans un cas peu utilisé, l'altitude de l'antenne émettrice est fixée à 1m et la distance D entre les deux antennes peut atteindre 30m [1].

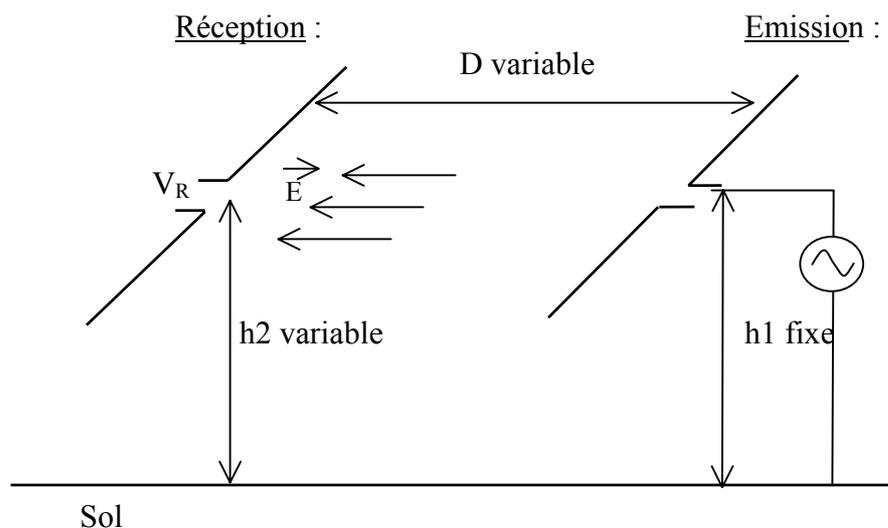


Figure 3: configuration du site

La configuration du site standard de mesure contenant deux antennes (une émettrice, l'autre réceptrice) est en fait équivalente, d'après le principe d'images, à un réseau contenant quatre antennes (Fig. 4), si l'on suppose le plan de réflecteur parfait. L'objectif donc est de calculer le FA en prenant en compte les effets de couplage de ce réseau [5].

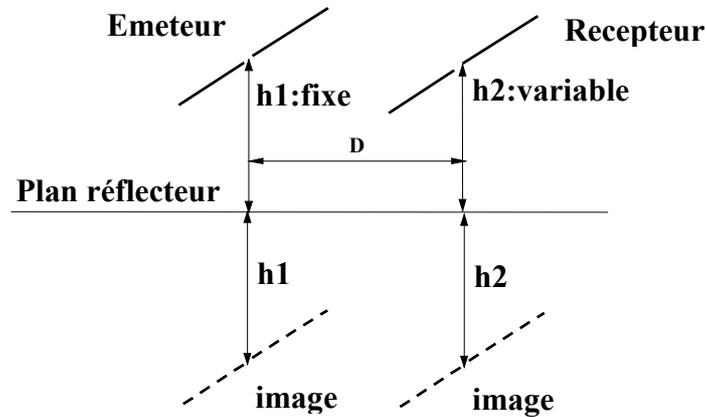


Figure 4 : modèle équivalent du site de référence de mesure

Nous essayons par la suite de simuler cette configuration, afin de déduire le FA du dipôle récepteur.

3 Modélisation numérique du site standard

3.1 Choix du simulateur et modèle utilisé

Nous avons utilisé le code NEC-2 [6] qui est un simulateur pratique et rapide pour toutes les modélisations d'antennes filaires. Le sol est supposé un réflecteur parfait mais il y a la possibilité d'introduire des caractéristiques plus réelles pour le sol. Dans certaines conditions l'antenne réceptrice sera en champ proche par rapport à l'antenne émettrice et vice versa, nous utiliserons donc toujours le calcul en champ proche fourni par NEC.

La partie rayonnante des antennes émettrice et réceptrice i. e. les brins métalliques, sont facilement introduites dans NEC par leur longueur et diamètre.

Pour simuler les circuits connectés à l'antenne, NEC propose deux solutions :

- On charge les brins d'antennes avec une impédance connue. Commande (LD=loading) de NEC.
- On utilise un modèle circuit défini par une matrice d'admittance. Commande (NT=networks) de NEC.

Dans ce travail on prend en compte l'appareil de mesure sur l'antenne réceptrice à l'aide d'une charge 50Ω . Nous pouvons donc simuler cet appareil de mesure accompagné du

circuit d'adaptation (balun) en utilisant la formulation NT. Dans une première approche, on modélise le balun par un transformateur idéal, on peut alors utiliser la formulation LD.

Pour simuler la source d'alimentation sur l'antenne émettrice, NEC ne propose pas de formulation particulière. Pour traiter ce problème on introduit un segment isolé en dehors du site (figure 4), sur lequel on peut placer une source de tension définie par le formulaire EX (=excitation). Dans ce cas il y a la possibilité d'ajouter un circuit d'adaptation entre cette source et l'antenne émettrice en utilisant le formulaire NT. Ce que l'on doit respecter est le fait que l'impédance de sortie de cette source, déjà simulée, soit toujours égale à 50Ω (Figure 5). Autrement dit, elle doit être indépendante de la fréquence et de la géométrie des antennes dans le site. Pour cela nous utilisons une configuration particulière pour laquelle il est possible d'annuler l'impédance de ce segment isolé puis d'ajouter une impédance de 50Ω en utilisant NT.

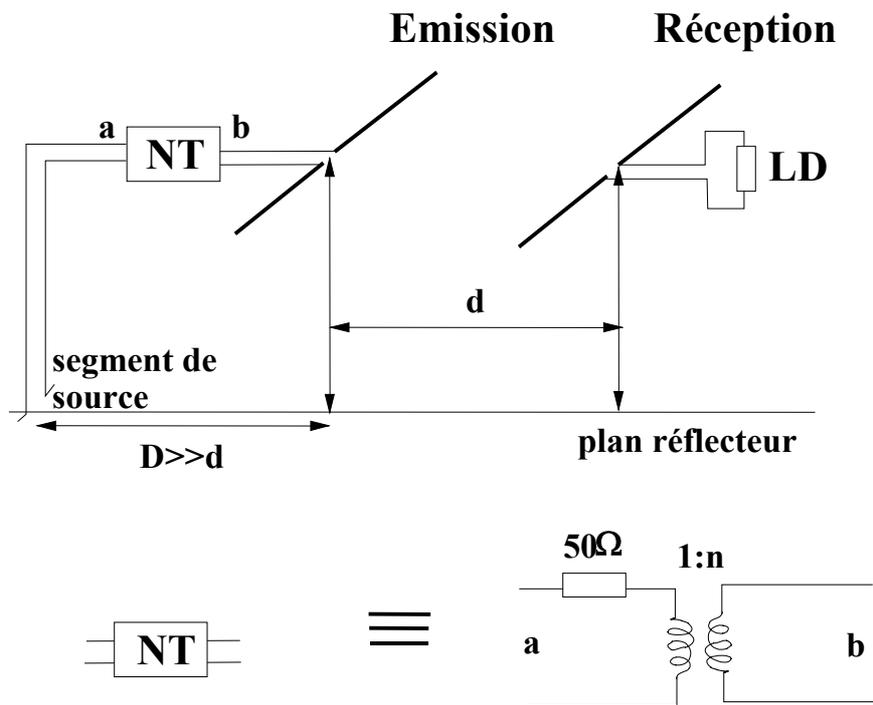


Figure 5: modélisation du site avec générateur et récepteur

La matrice d'admittance correspondant à NT est définie par:

$$\begin{aligned} Y_{aa} &= 0.02 & Y_{ab} &= -0.02/n \\ Y_{ba} &= -0.02/n & Y_{bb} &= (0.02)n^2 \end{aligned} \quad (5)$$

3.2 Optimisation numérique du balun

Le balun est généralement un dispositif à trois accès. Dans une première approche nous le modéliserons par un dispositif à deux accès caractérisé par une matrice admittance 2×2 (Fig. 5).

Ce modèle simple est équivalent à un transformateur idéal sans aucune perte, donc caractérisé par un simple rapport de transformation d'impédance.

En utilisant ce modèle, nous avons fait le calcul du Facteur d'Antenne dans la configuration SSM (Standard Site Method) pour 3 rapports d'impédance : 150 :50 ; 100 :50 ; 75 :50 (Tableau 1).

| F (MHz) | FA (dB/m) d'un dipôle demi-onde ayant un balun idéal avec les rapports d'impédances suivants : | | |
|------------|--|---------|----------|
| | 100 : 50 | 75 : 50 | 150 : 50 |
| 30 | -0,9 | -0,6 | -0,6 |
| 60 | 3,6 | 3,6 | 3,8 |
| 100 | 8,1 | 8,2 | 8,3 |
| 200 | 13,8 | 13,9 | 14,0 |
| 300 | 17,4 | 17,5 | 17,5 |
| 500 | 22,2 | 22,3 | 22,3 |
| 700 | 25,1 | 25,3 | 25,2 |
| 1000 | 28,1 | 28,3 | 28,2 |
| 1500 | 31,6 | 31,8 | 31,6 |
| 2000 | 34,1 | 34,3 | 34,1 |

Tableau 1 : Facteur d'Antenne calculé avec NEC pour différentes valeurs de transformateur d'impédances. D=10 m et h1=2m., h2 est choisi pour un maximum de tension reçue

On constate que pour chaque fréquence, les résultats ne diffèrent entre eux que de 0.35 dB/m au maximum. Ce qui montre que le rapport d'impédance du balun ne va pas modifier considérablement le Facteur d'Antenne.

Pour chaque fréquence, le plus faible Facteur d'Antenne est obtenu avec le rapport 100 : 50. Cela indique que les pertes de désadaptation associées à ce rapport sont minimales et que ce balun est le meilleur pour effectuer des mesures du Facteur d'Antenne pour des dipôles étalons. Nous choisirons donc ce type de balun pour la réalisation des dipôles.

Après avoir évalué le rapport optimal de transformation du balun, nous modélisons le site standard avec pour chaque dipôle un balun idéal de rapport 100:50.

Les résultats obtenus avec les dipôles commercialisés par EMCO [7] donnés dans le tableau 2 sont extraits des spécifications techniques du dipôle modèle 3121C où il est spécifié une perte d'insertion du balun de l'ordre de 0.5 dB maximum, pour chaque fréquence. Nous disposons aussi de mesures effectuées par le BNM (Bureau National de Métrologie) qui ont été effectuées avec des dipôles Rhodes & Schwartz (réf: 92 066 et 92 067) et ayant des pertes d'insertions égales à 10 dB.

Nous avons donc fait apparaître ces pertes d'insertions dans le tableau pour pouvoir comparer les différents résultats.

| FA (dB/m) NEC avec le Balun 100 :50 | | FA (dB/m) – 10 dB Mesure BNM 1999 sur dipôle R&S | FA (dB/m) – 0.5 dB Spécification dipôle EMCO |
|---|------|--|--|
| 30 MHz | -0,9 | -1,7 | -1,5 |
| 60 MHz | 3,6 | 4,4 | 4,2 |
| 100 MHz | 8,1 | 7,4 | 7,6 |
| 200 MHz | 13,8 | 13,9 | 13,6 |
| 300 MHz | 17,4 | 17,4 | 18,0 |
| 500 MHz | 22,2 | 22,2 | 23,0 |
| 700 MHz | 25,1 | 25,4 | 26,0 |
| 1000 MHz | 28,1 | 30,0 | 29,0 |
| 1500 MHz | 31,6 | ----- | ----- |
| 2000 MHz | 34,1 | ----- | ----- |

Tableau 2 : comparaison entre le Facteur d'Antenne calculé avec NEC (D=10 m et h1=2m., h2 est choisi pour un maximum de tension reçue) et les résultats EMCO et BNM.

La comparaison entre les résultats de simulation et les données BNM et EMCO est satisfaisante. On remarque cependant un écart un peu plus important à la fréquence 1000 MHz (1000 MHz est la fréquence extrême pour les modèles commerciaux).

3.2 Distinction entre dipôle demi-onde et dipôle résonant

Dans la littérature on parle souvent indifféremment de dipôle demi-onde ou dipôle résonant. Pour les différencier clairement, nous avons donc simulé ces deux cas. Le premier tableau (Tableau 3) montre la différence entre un facteur d'antenne calculé avec un dipôle demi-onde (balun 50:100) et avec un dipôle résonant (balun 50:100)

| F (MHz) | Impédance (Ω) Dipôle résonant | FA (dB/m) Dipôle résonant | Impédance (Ω) Dipôle 1/2onde | FA (dB/m) Dipôle 1/2onde |
|------------|----------------------------------|------------------------------|---------------------------------|-----------------------------|
| 60 | 83 | 4.35 | 105+j47 | 4.46 |
| 100 | 75 | 8.50 | 91+j58 | 8.62 |
| 200 | 64 | 14.50 | 98+j59 | 14.62 |
| 300 | 64 | 18.0 | 88+j60 | 18.11 |
| 500 | 75 | 22.35 | 97+j51 | 22.45 |
| 1000 | 76 | 28.15 | 92+j50 | 28.21 |

Tableau 3 : comparaison entre le Facteur d'Antenne calculé avec NEC pour un dipôle résonant et un dipôle demi-onde pour un balun 100:50 (D=10 m et h1=2m., h2 est choisi pour un maximum de tension reçue et les résultats

Les résultats obtenus montrent que le Facteur d'Antenne d'un dipôle résonant est toujours inférieur au dipôle demi-onde.

Ceci est tout à fait logique car un dipôle résonant a une impédance d'entrée purement réelle et donc bien adaptée au balun.

Pour mieux illustrer le rôle de l'adaptation d'impédance sur le FA des dipôles résonants ou demi-ondes, nous avons comparé (tableau 4) le FA pour trois sortes d'adaptation: dipôle demi-onde avec balun 100:50 (cas 1), dipôle résonant avec balun de rapport R:50, où R est la résistance d'entrée du dipôle (cas 2) et dipôle demi-onde avec une adaptation parfaite (par la compensation de la partie imaginaire et un balun de rapport R':50, où R' est la partie réelle de l'impédance d'entrée du dipôle) (cas 3).

| F (MHz) | FA (dB/m) cas 1 | FA (dB/m) cas 2 | FA (dB/m) cas 3 |
|---------|------------------|------------------|------------------|
| 60 | 4.46 | 4.0 | * |
| 100 | 8.62 | 8.10 | 7.40 |
| 200 | 14.62 | 14.15 | 13.55 |
| 300 | 18.11 | * | 17.22 |
| 500 | 22.45 | 22.0 | 21.7 |
| 600 | 24.05 | 23.8 | 23.4 |
| 800 | 26.54 | 26.35 | 25.9 |
| 1000 | 28.21 | 27.95 | 27.6 |

Tableau 4: comparaison entre Facteurs d'Antenne calculé avec NEC pour les cas 1, 2 et 3 (D=10 m et h1=2m., h2 est choisi pour un maximum de tension reçue et les résultats)

En comparant les résultats (cas 2 et cas 3) on observe que le facteur d'antenne est bien sur plus faible lorsque le balun est parfaitement adapté à l'antenne. Ce résultat est très intéressant puisqu'il reflète bien l'effet de la diminution de longueur du dipôle résonant par rapport de celle d'un dipôle demi-onde sur le FA. Il faut préciser ici que la plupart des dipôles commerciaux ne prennent pas en compte cette diminution et cela augmentera le FA d' 1dB/m. Dans la partie analytique nous reviendrons sur ce sujet afin d'exprimer cette différence.

Pour notre étude, les dipôles sont des dipôles demi-onde, l'impédance d'entrée des dipôles possédera donc toujours une partie imaginaire. Les baluns ne peuvent pas compenser cette partie imaginaire sur toute la bande d'utilisation. Il faut donc s'attendre à des facteurs d'antennes plus élevés que dans le cas d'une parfaite adaptation.

Tous les modèles utilisés pour simuler le balun, sont basés sur le transformateur idéal qui peut être constitué d'éléments simples. On peut ainsi introduire des compensations à chaque port de ce transformateur ou bien affecter des pertes d'insertions aux facteurs de transmission (S_{12} , S_{21}).

Comme on l'a déjà dit, lorsqu'on utilise le formulaire NT pour simuler un balun dans NEC, il y a possibilité d'introduire une matrice d'admittance avec la limitation suivante, cette matrice doit être 2*2. Ceci est tout à fait possible si le balun possède deux sorties équilibrées. Nous introduirons donc tous ces paramètres issus de l'étude des baluns avec la formulation NT.

3.3 Evaluation de la hauteur de l'antenne de réception (h2)

Il faut avoir E et V pour calculer le Facteur d'Antenne : $|FA| = |E| / |V|$.
 Pour le calcul du champ E, on utilisera la formulation en champ proche (valable en champ lointain). La méthode est la suivante, on fixe la position de l'antenne émettrice et on va chercher, à la distance D fixée, la valeur de h2 qui donne |E|max. On conserve cette valeur. Ensuite, on ajoute l'antenne réceptrice située à une distance D et à une hauteur h2 [8]. La présence de l'antenne réceptrice perturbe un peu la valeur du champ E_{max}. (de 0.1 dB à 0.2 dB au maximum). On cherche alors de nouveau la position h2, où le courant induit (donc la tension) est maximal. Les variations de h2 autour de la valeur précédente déduite du calcul de E_{max} peuvent atteindre 0.2 à 0.3 m (Tableau 5). Ces résultats sont comparés à ceux mesurés par le BNM en 1999 avec des dipôles Rhodes & Schwartz.

| F (MHz) | h2 (m) calculé par NEC afin de détecter : 1- E maximal. 2. V maximal, ainsi que la différence entre les FA « Delta ». | | | h2 (m) BNM |
|------------|---|------------|----------------|-------------------|
| | E maximum | V maximum | « Delta » dB/m | |
| 60 | 4.00 | 4.00 | 0.0 | 4.00 |
| 100 | 3.86 | 3.26 | <0.5 | 3.20 |
| 150 | 2.57 | 2.23 | <0.2 | 2.20 |
| 200 | 1.92 | 1.71 | <0.4 | 1.70 |
| 300 | 1.27 | 1.13 | <0.5 | 3.70 et 1.11 |
| 400 | 1.00 | 3.02 | <0.5 | 2.92 |
| 500 | 2.34 | 2.34 | 0.0 | 2.25 |
| 600 | 1.94 | 1.94 | 0.0 | 1.80 |
| 800 | 1.45 | 1.45 | 0.0 | 1.40 |
| 1000 | 1.15 | 1.15 | 0.0 | 1.10 |

Tableau 5: hauteur optimale de l'antenne en réception «h2 ». Comparaison les résultats obtenus par NEC et les valeurs données par le BNM. h1=2m, D=10m

On observe dans l'ensemble de la bande, un bon accord entre la valeur de h2 détectée à partir de V et les mesures du BNM.

4 Modélisation analytique du site standard

Le but de cette partie est tout d'abord de mettre en œuvre une formulation simple et pratique pour calculer le FA en fonction de la fréquence et des autres paramètres physiques du dipôle. On essaye aussi d'exprimer la sensibilité du FA au travers cette formulation pour montrer le rôle de chaque variable.

Comme toutes les méthodes classiques donnant le FA [3], [9], nous utilisons ici le concept de « Longueur Effective, L_e » pour cette présentation. « L_e » introduit une relation

simple et directe entre le champ électrique éclairant une antenne réceptrice et la tension induite à l'entrée de celle-ci (chapitre 1). Nous voyons d'après la relation (2), que ce concept est déjà assez proche de la définition du FA.

Nous avons analytiquement étudié la longueur effective au chapitre 1, nous nous concentrons donc ici, au calcul analytique du rapport (V_{oc} / V_{out}) pour déduire ensuite le FA.

4.1 Calcul du rapport optimal « V_{co} / V_{out} »

L'antenne réceptrice éclairée par un champ électrique peut être considérée comme une source de tension ayant une impédance interne égale à l'impédance propre de l'antenne. Afin de modéliser ce système il faut donc tout d'abord donner les expressions de cette tension et de l'impédance du dipôle. Dans la littérature [3], [10] la tension V_{co} est toujours décrite comme le produit « $L_e \cdot E$ » d'une manière totalement indépendante des dispositifs connectés à l'antenne. Cette tension est toujours calculée en considérant uniquement les éléments rayonnants, i.e. une antenne non-chargée. En ce qui concerne l'impédance équivalente de cette source de tension, il suffit de mettre en place l'impédance d'entrée de la même antenne dans le cas à l'émission [11].

Le but de cette étude est de calculer un dispositif d'adaptation, ici un balun, entre une antenne et un appareil de mesure 50Ω (analyseur de réseaux) ou une source d'alimentation 50Ω dans la bande de fréquence " 30MHz - 2GHz ". La simulation numérique présentée précédemment a prouvé que le choix d'un rapport de transformation d'impédance du balun de 100 :50, donne les meilleurs FA. Ici nous présentons tout d'abord une validation analytique pour cela. Ensuite, avec un rapport de 100 :50 pour le balun, on va proposer deux types de balun pour couvrir toute la gamme de fréquence.

Comme pour la méthode numérique, où l'on utilise le modèle du transformateur idéal, nous allons déduire le rapport optimal de transformation. La méthode analytique est basée sur le fait que le FA sera optimal si l'on maximise le rapport de « V_{out} / V_{co} » dans le modèle du transformateur idéal .

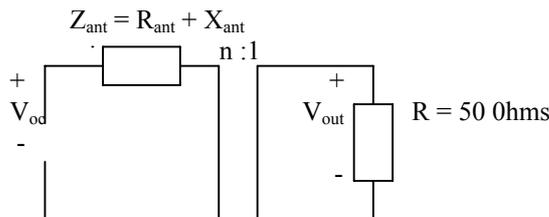


Figure 5 : Modèle du Balun idéal

$$(V_{out} / V_{co})^2 = 2500n / ((50n + R_a)^2 + X_a^2) \quad (6)$$

Une petite étude analytique montre que « V_{out} / V_{co} » donne son maximum pour :

$$n = |Z_a| / 50 \quad (7)$$

$$(V_{out} / V_{co})^2 |_{\text{max.}} = 50 |Z_{ant}| / ((|Z_{ant}| + R_{ant})^2 + X_{ant}^2) \quad (8)$$

Pour la gamme de fréquence 30 MHz – 2 GHz, l'impédance des dipôles placés dans un site standard varie :

$$\begin{aligned} 60\Omega < R_{\text{ant}} < 110\Omega \\ 30\Omega < X_{\text{ant}} < 60\Omega \end{aligned} \quad (9)$$

L'une des valeurs les plus proches de $|Z_a|$ dans cette configuration est 100 Ohms, on peut donc dire que le rapport « 100 : 50 » peut être le meilleur choix afin d'optimiser le fonctionnement du balun.

D'une manière plus générale, le système équivalent à l'antenne réceptrice connecté à un circuit d'adaptation est décrit par une matrice admittance. La déduction du rapport « $V_{\text{co}} / V_{\text{out}}$ » dépend donc forcément de la validité de l'impédance d'antenne ainsi que des éléments de la matrice Y.

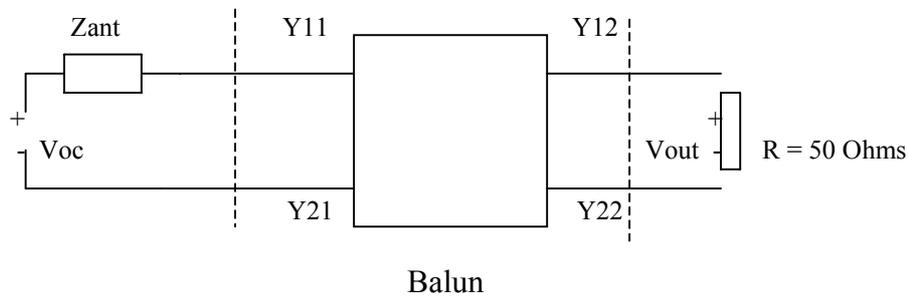


Figure 6 : Le modèle du Balun représenté en matrice Y

Ce modèle équivalent nous conduit à calculer le rapport « $V_{\text{co}} / V_{\text{out}}$ » comme :

$$\begin{aligned} I_1 &= Y_{11} \cdot V_1 + Y_{12} \cdot V_2 \\ I_2 &= Y_{21} \cdot V_1 + Y_{22} \cdot V_2 \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} V_2 &= V_{\text{out}} = -I_2 \cdot 50 \\ V_{\text{oc}} &= I_1 \cdot Z_{\text{ant}} + V_1 \end{aligned} \quad (11)$$

$$\Rightarrow V_{\text{out}} / V_{\text{co}} = \frac{50Y_{12}}{50Z_{\text{ant}}(Y_{21}Y_{12} - Y_{11}Y_{22}) - (1 + 50Y_{22} + Z_{\text{ant}}Y_{11})} \quad (12)$$

Pour un balun idéal optimisé i.e. un transformateur ayant le rapport 100 :50, « $V_{\text{out}} / V_{\text{oc}}$ » peut être présenté par :

$$V_{\text{out}} / V_{\text{co}} = \frac{50\sqrt{2}}{\sqrt{(100+R_{\text{ant}})^2 + (X_{\text{ant}})^2}} \quad \text{où } Z_{\text{ant}} = R_{\text{ant}} + j X_{\text{ant}} \quad (13)$$

Pour évaluer ce rapport, on a donc besoin de calculer l'impédance d'antenne (Z_{ant}).

Un paramètre important que l'on veut déterminer à l'aide de méthodes analytiques et numériques est l'impédance d'entrée de l'antenne (Z_{ant}) dans un environnement réel. Celle-ci

dépend des caractéristiques physiques de l'antenne et de son environnement. En fait, lorsque l'on connaît cette densité de courant, l'impédance peut être déduite par une équation intégrale. Mais le problème est que cette équation n'a pas une solution en forme simple sauf pour certaines fonctions particulières notamment sinusoïdales. En utilisant la forme quasi-sinusoïdale du courant du chapitre 1, nous obtenons un calcul de R_r purement analytique qui prend en compte également le diamètre du dipôle. Concernant la partie imaginaire de l'impédance X_r , on trouve qu'un changement conséquent du diamètre (1000%), ne change X_r que de 20% maximum [2], [12]. On peut supposer $X_r = 35$ à 46Ω , pour tous les dipôles demi-onde réels. Nous verrons que ce petit changement de X_r ne perturbera pas le FA.

En considérant les remarques précédentes, on présente l'impédance d'un dipôle demi-onde sous la forme suivante : $Z_r = R_r + jX_r$

Où :

$$R_r (\Omega) = 60[1.2175 + 1.0777 \tan^2(kd) + 2.2858 \tan(kd)] \quad (14)$$

$$35\Omega < X_r < 46\Omega$$

Dans un site standard où il y a deux antennes en vis-à-vis ayant la même polarisation, l'impédance d'entrée de chaque antenne sera calculée en prenant en compte les effets de couplage dans un réseau de 4 antennes. Il résulte de cette présentation [3], [13] :

$$Z_{in} = Z_{22} - Z_{24} - \frac{(Z_{12} - Z_{14})^2}{Z_{11} + Z_l - Z_{13}} \quad (15)$$

Où « Z_{in} » est l'impédance d'entrée de l'antenne que l'on mesure et « Z_l » représente la charge connectée à la deuxième antenne.

D'après cette formulation, l'impédance d'entrée s'écrit en termes d'impédances propres, d'impédances mutuelles et d'impédance de charge connectée à chaque antenne. En ce qui concerne l'impédance propre, nous pouvons choisir l'impédance d'une antenne isolée avec une bonne approximation. Une résistance de 100Ω est toujours supposée comme la charge pour chaque antenne i.e. Z_l . Il nous reste donc à appliquer la relation simple pour les impédances mutuelles du chapitre 1.

Généralement dans un site standard modélisé comme un réseau de quatre antennes, il faut exploiter la relation (15) pour le calcul de Z_{24} , Z_{23} et Z_{21} afin de prendre en compte l'effet de tous les éléments du réseau sur l'antenne considérée. La connaissance des trois impédances mutuelles, de Z_{22} (qui a été déjà évaluée) et Z_l (qui est fixée à 100Ω) nous permet d'obtenir une formulation analytique pour l'impédance d'entrée de chaque antenne dans le site. Pour simplifier cette représentation, on peut négliger le troisième terme de la formule (15) qui introduit les effets de couplage entre deux antennes. Ce terme est très petit par rapport à l'impédance mutuelle entre l'antenne et son image, Z_{24} . Ainsi on considère simplement l'effet du plan de masse sur l'impédance d'entrée :

$$Z_{in} = R_{in} + j X_{in}$$

$$\Rightarrow$$

$$R_{in} \cong R_r - R_{24} = 60[1.2175 + 1.0777 \tan^2(kd) + 2.2858 \tan(kd)] - 10(\lambda/h) \cos(\pi h/\lambda - b)$$

$$X_{in} \cong X_r - X_{24} = 40 + 10(\lambda/h) \sin(\pi h/\lambda - b) \quad (16)$$

Où « h » représente la hauteur de l'antenne par rapport au plan de masse et « d » est le facteur de déplacement du courant le long du dipôle, calculé au chapitre 1.

4.2 Calcul du FA

Après avoir évalué tous les paramètres nécessaires pour le calcul du FA, la formulation finale est déduite, une représentation totalement analytique :

$$|FA| = |E| / |V_{out}| = |1 / L_e| \cdot |V_{co} / V_{out}|$$

$$(14), (15) \Rightarrow |FA| = \frac{50Z_{ant}(Y_{21}Y_{12}-Y_{11}Y_{22})-(1+50Y_{22}+Z_{ant}Y_{11})}{50\frac{\lambda}{\pi}(\tan\frac{2\pi d}{\lambda})Y_{12}} \quad (17)$$

Où les paramètres Y représentent le balun, Z_{ant} est l'impédance d'entrée du dipôle dans le site calculée par la relation (16) et « d » est un paramètre qui traduit le diamètre du dipôle. Le tableau suivant résume les résultats du FA déduit analytiquement en comparaison avec les résultats numériques.

| f(MHz) | FA(dB/m), méthode numérique | | FA(dB/m), méthode analytique | |
|--------|-----------------------------|------------|------------------------------|------------|
| | Balun idéal | Balun réel | Balun idéal | Balun réel |
| 30 | - 0,9 | - 0,6 | - 1,9 | - 1,7 |
| 60 | 3,6 | 3,9 | 3,8 | 4,0 |
| 100 | 8,1 | 8,5 | 8,0 | 8,4 |
| 200 | 13,8 | 14,4 | 14,1 | 14,6 |
| 300 | 17,4 | 18,2 | 17,6 | 18,5 |
| 500 | 22,2 | 22,5 | 22,2 | 22,5 |
| 700 | 25,1 | 25,9 | 25,2 | 25,9 |
| 1000 | 28,1 | 29,1 | 28,2 | 29,2 |
| 1500 | 31,6 | 33,0 | 31,8 | 33,2 |
| 2000 | 34,1 | 35,8 | 34,3 | 36,1 |

Tableau 6 : Le FA calculé pour les dipôles ayant le Balun idéal ou réel

Comme nous voyons, l'écart entre les résultats numériques et analytiques est toujours inférieur à 0,3 dB/m pour toutes les fréquences supérieures à 50MHz où la distribution du champ électrique n'est plus constante le long des dipôles.

4.3 Analyse d'erreur de la formulation analytique

La forme simple de la formule (17) nous donne la possibilité de faire une analyse d'erreur sur le FA. Dans cette analyse, nous présenterons la sensibilité du FA sur la longueur effective L_e , l'impédance d'entrée de l'antenne Z_{ant} et les paramètres Y du Balun.

$$\delta|FA| = |1 / L_e| * |V_{oc} / V_{out}| * (\delta|L_e| / |L_e|) = (|FA| / |L_e|) * \delta|L_e| \cong (\pi|FA| / \lambda) * \delta|L_e| \quad (18)$$

La relation (18) montre que l'incertitude du FA par rapport aux variations de L_e est directement proportionnelle au FA et inversement proportionnelle à la longueur d'onde. Dans ce cas il est clair que pour les hautes fréquences où le FA est grand, la sensibilité de cette valeur est assez visible par rapport à L_e .

$$\delta|FA| = |1 / L_e| * |Y_{12} - \frac{Y_{11}(1+50Y_{22})}{50Y_{12}}| * |\delta Z_{ant}| \cong (\pi / \lambda) * |Y_{12} - \frac{Y_{11}(1+50Y_{22})}{50Y_{12}}| * |\delta Z_{ant}| \quad (19)$$

Dans la formule (19), on constate que plus la fréquence augmente, plus la sensibilité du FA est importante par rapport de l'incertitude de la Z_{ant} .

Le terme « $\frac{1+50Y_{22}}{50Y_{12}}$ » dans les relations (17) et (19) peut être supposé constant (c'est observé pour les baluns) pour toute la gamme de fréquence et cela nous permet de déduire assez facilement la dépendance de la sensibilité du FA aux paramètres Y.

$$\delta|FA| = |1 / L_e| * |Z_{ant}| * |\delta Y_{12}| \cong (\pi / \lambda) * |Z_{ant}| * |\delta Y_{12}| \quad (20)$$

$$\delta|FA| = |1 / L_e| * |Z_{ant}| * |\frac{1+50Y_{22}}{50Y_{12}}| * |\delta Y_{11}| \cong (\pi / \lambda) * |Z_{ant}| * |\frac{1+50Y_{22}}{50Y_{12}}| * |\delta Y_{11}| \quad (21)$$

Dans ces dernières formules i.e. (20) et (21), il y a une dépendance directe entre la sensibilité du FA et la fréquence.

5 Réalisation et mesure des baluns

Comme nous l'avons vu, l'une des valeurs les plus proches de $|Z_{ant}|$ dans notre configuration SSM est 100Ω , on peut donc dire que le rapport « 100 : 50 » peut être le meilleur choix afin d'optimiser le fonctionnement du balun.

Les conditions que doit satisfaire le balun sont:

- Entrée coaxiale / sortie bifilaire.
- Impédance d'entrée = 50Ω .
- Impédance de sortie = 100Ω .

- Un écart d'amplitude et de phase ($180^\circ + \Delta\phi$) avec $\Delta\phi$ faible entre les deux sorties pour assurer une alimentation correcte des dipôles.
- Une bonne adaptation (module de S_{11} inférieur à -20dB).
- Etre conforme à la norme ANSI-C63.5 [1]: pertes d'insertions inférieures à -0.5dB .
- Dispositif à faible dimension pour pouvoir l'associer aux éléments rayonnants sans perturber le fonctionnement de l'antenne.

Pour couvrir toute la gamme de 30MHz à 2GHz, nous allons utiliser une solution basses fréquences et une solution hautes fréquences.

La solution basses fréquences sera choisie parmi les composants dans le marché et devra satisfaire le cahier des charges de 30 MHz à 350 MHz.

La solution hautes fréquences, qui est à développer, devra elle fonctionner entre 350 MHz et 2 GHz.

5.1 Balun basses fréquences

Pour les basses fréquences, différents composants sont utilisables:

- Transformateur d'impédance (1:2) pour le passage de 50Ω à 100Ω plus un coupleur hybride 180° pour effectuer le déphasage.
- Transformateur d'impédance (1:2) à point milieu dont la configuration est donnée sur la figure 7.

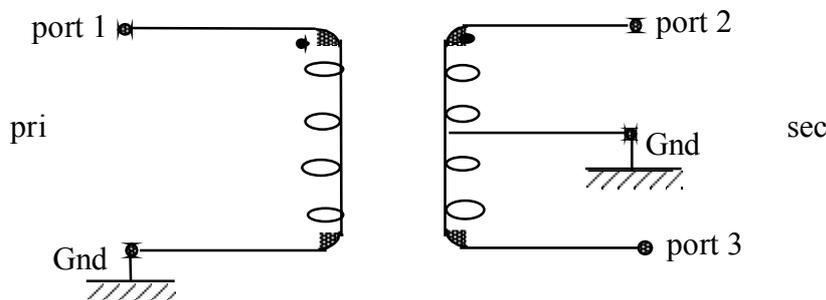


Figure 7 : transformateur d'impédance de rapport 1:2

Lorsqu'on relie une entrée du primaire et la sortie contrat du secondaire à la masse, ce type de transformateur permet d'obtenir en sortie:

- Une impédance égale à deux fois celle de l'entrée.
- Un déphasage de 180° entre les deux secondaires.

D'après les conditions imposées et l'étude de ce qui existe sur le marché, nous avons choisi un transformateur (Figure 7) dont les performances sont données dans le tableau suivant: TC2-1T de Mini-circuits [14].

| Transformateur | Fréquence (MHz) | Pertes d'insertions | Ecart d'amplitude max | Ecart de phase max | Dimension (mm) |
|----------------|-----------------|---------------------|-----------------------|--------------------|----------------|
| TC2-1T | 3 ----> 300 | 0.7 dB | 0.5 dB | 5° | 3.81/3.81/3.8 |

Tableau 7 : caractéristiques du circuit TC2-1T

Comme nous le voyons, les deux sorties du balun ne sont pas parfaitement équilibrées. Afin de prendre en compte l'influence de ces effets inévitables sur le fonctionnement de l'antenne, nous avons donc fait une étude analytique pour évaluer les caractéristiques de rayonnement d'un dipôle symétrique alimenté par une source non-équilibrée de courant, cette source produit des courants inégaux sur les brins équilibrés du dipôle (Figure 8). Cette source imaginaire est un bon modèle pour les baluns réels qui ne peuvent pas délivrer un courant identique sur les brins symétriques du dipôle. Etant donné le courant sinusoïdal le long du dipôle, le champ rayonné sera calculable.

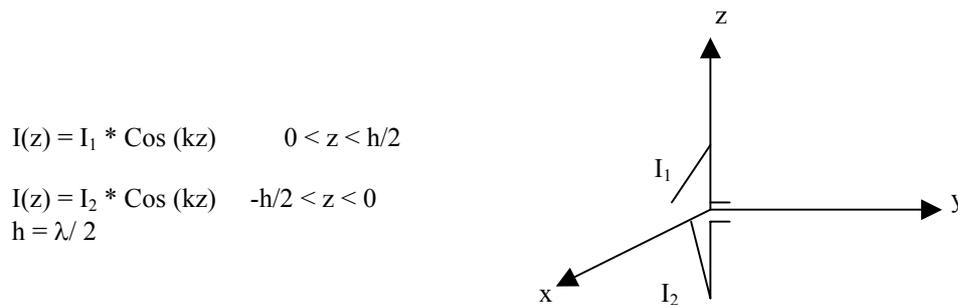


Figure 8 : Courant non-équilibré sur le dipôle

Cette forme simple du courant donne la relation suivante pour le diagramme de rayonnement :

$$E_{\theta} = \frac{j\eta I_0 \exp(-jkR)}{2\pi R} \left\{ \underbrace{\frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos\theta)}{\sin\theta}}_{\text{le terme symétrique}} + \underbrace{\frac{1-\alpha \exp(j\delta\phi) \sin(\frac{\pi}{2} \cos\theta) + j \cos\theta}{3-\alpha \exp(j\delta\phi) \sin\theta}}_{\text{le terme perturbateur}} \right\} \quad (22)$$

Où $I_0 = (I_1 + I_2) / 2$; $\alpha = |I_1 / I_2|$

Pour notre cas où $0.95 < I_1 / I_2 < 1.05$ et l'écart de phase $\delta\phi$ est compris dans l'intervalle: $-6^\circ < \delta\phi < 6^\circ$, les données expérimentales- on trouve que les effets perturbateurs imposés par ce balun sont visiblement négligeables sur le diagramme de rayonnement et sur l'impédance du dipôle.

Dans le cas général, notre balun basse-fréquence est un dispositif à trois ports et par conséquent sa matrice S sera de dimension 3 * 3. Etant donné le cas particulier étudié ici où on peut supposer une sortie symétrique bifilaire, i.e. $|V_2| = |V_3|$ et $\angle V_2 - \angle V_3 = 180^\circ$, nous pouvons présenter une matrice équivalente 2 * 2, décrivant les paramètres S de ce système [3].

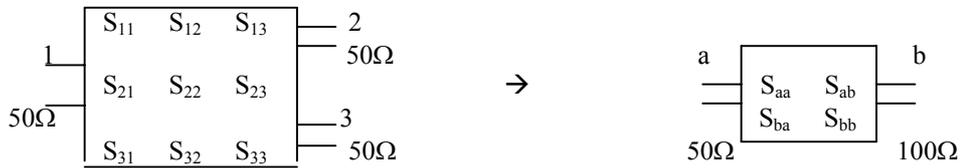


Figure 9 : Paramètres S du Balun.

$$\begin{aligned}
 S_{aa} &= S_{11} \\
 S_{ab} &= (S_{12} - S_{13}) / 2 \\
 S_{ba} &= S_{21} - S_{13} \\
 S_{bb} &= (S_{22} + S_{33} - S_{23} - S_{32}) / 2
 \end{aligned} \tag{23}$$

A partir de cela et en utilisant une matrice S [2 * 2], la matrice d'admittance Y sera prise en compte par NEC et dans notre formulation analytique afin de calculer le FA. En bref, la matrice S [3*3] est d'abord réduite à une matrice S [2*2] et cette dernière sera ensuite transformée à une matrice Y [2*2] qui est compatible pour NEC.

5.2 Mesures du transformateur TC2-1T pour les basses fréquences

Pour mesurer ce transformateur, nous avons réalisé un support en technologie micro-ruban permettant d'accéder à chaque port à l'aide de connecteurs SMA. Le port 1 est l'entrée et les ports 2 et 3 sont les sorties. Les mesures des paramètres "S" du transformateur d'impédance présenté sur la figure 7 sont données dans les figures 10 à 16 ($20\text{-}30 \text{ MHz} < f < 500 \text{ MHz}$) :

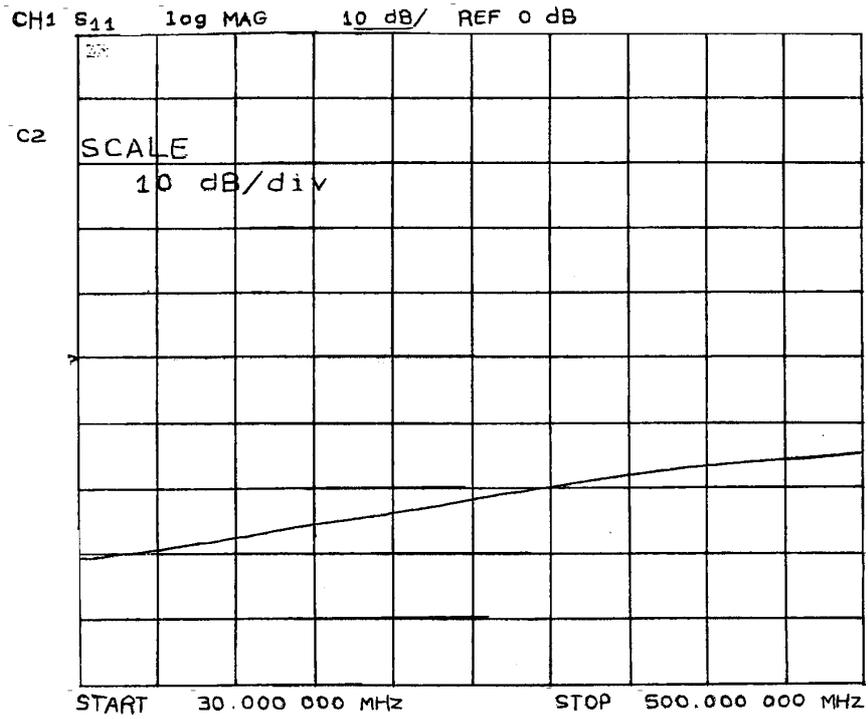


Figure 10: module de coefficient de réflexion sur le port 1.

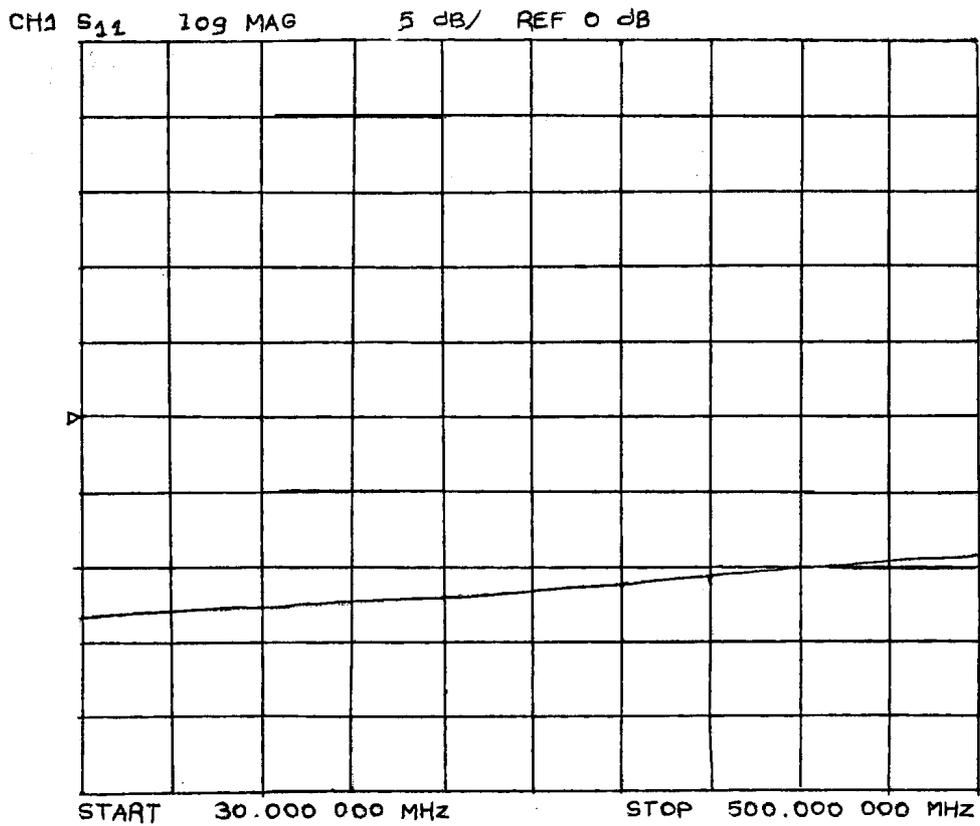


Figure 11: module de coefficient de réflexion sur le port 2

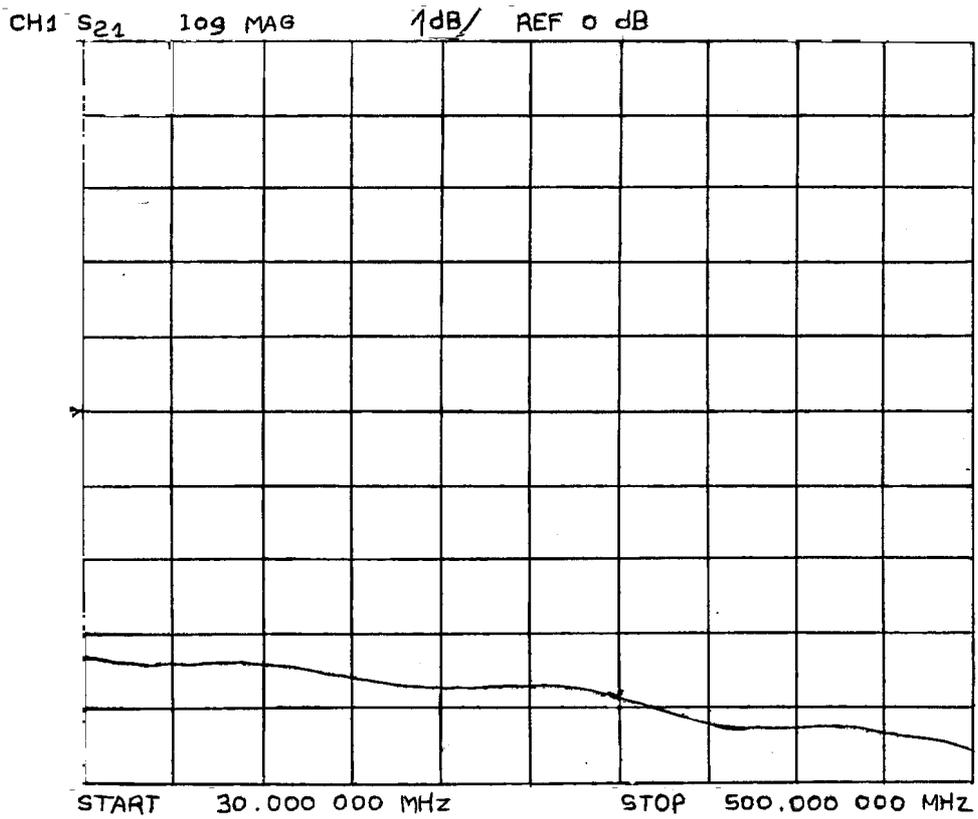


Figure 12 : module du coefficient de transmission du port 1 vers le port 2

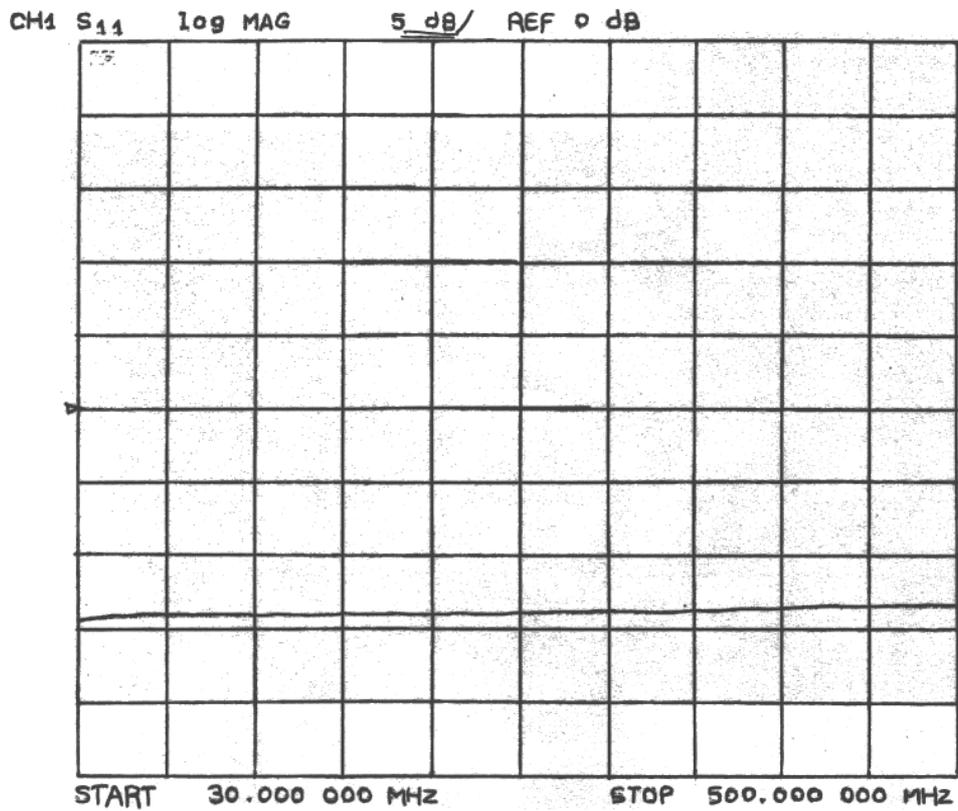


Figure 13 : module de coefficient de réflexion sur le port 3

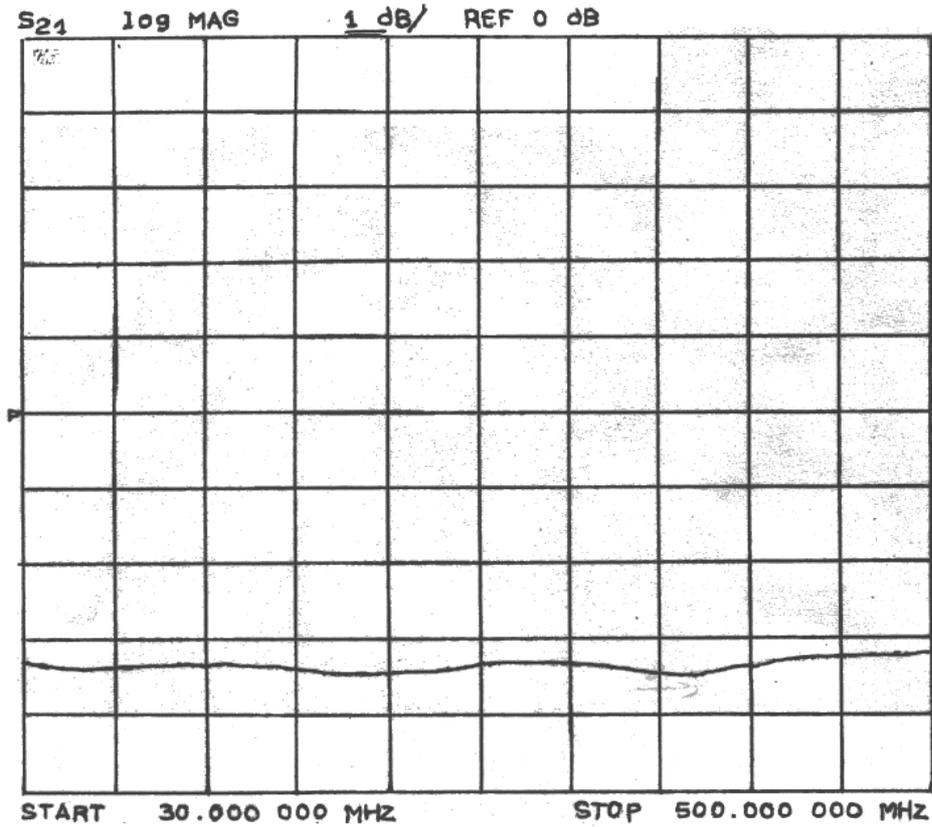


Figure 14 : module du coefficient de transmission du port 1 vers le port 3

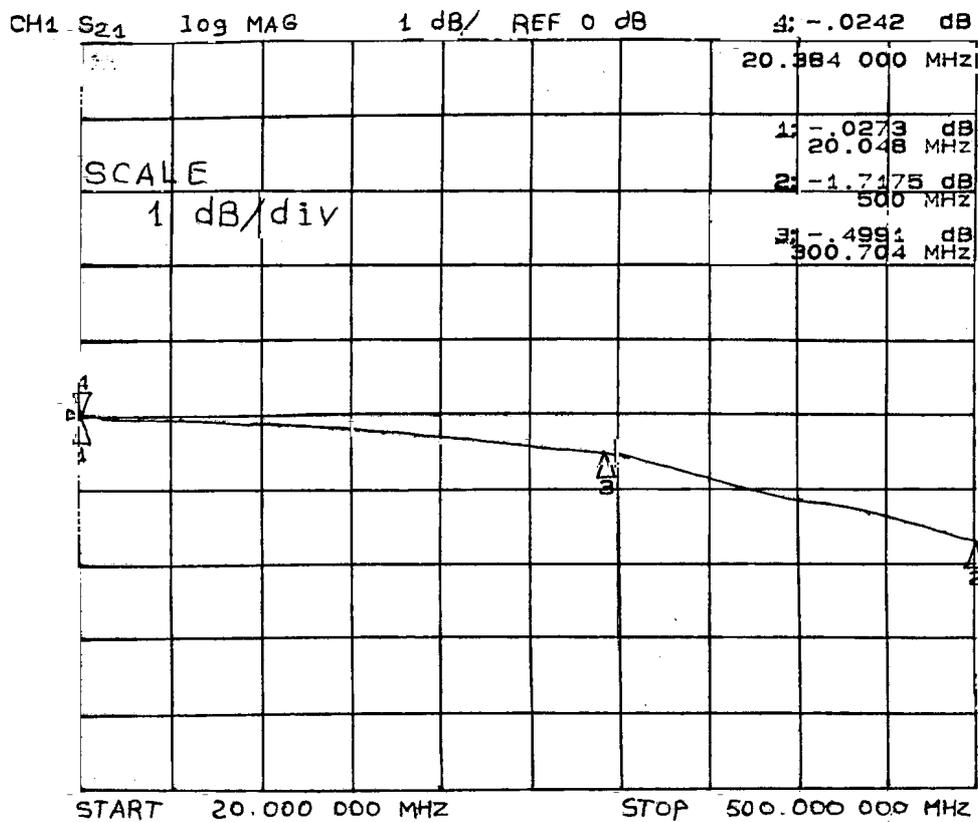


Figure 15 : écart d'amplitude entre les deux ports de sorties (ports 2 et 3).

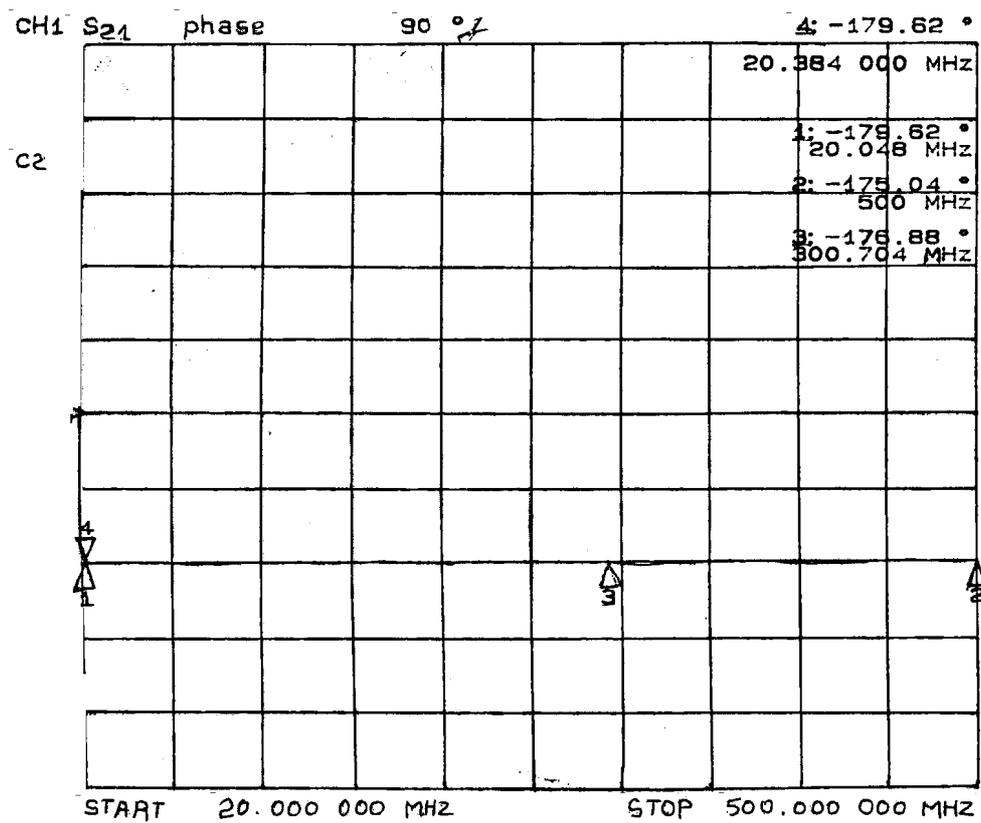


Figure 16 : déphasage entre les ports de sorties - 180°.

D'après ces mesures, le coefficient S_{11} est inférieur de -20dB pour des fréquences inférieures à 350MHz.

Les pertes de -3dB observées dans les transmissions du port 1 vers les ports 2 et 3 (S_{21} et S_{23}) représentent le partage de la puissance d'entrée entre les deux ports de sorties (cas du transformateur (1:2) avec une entrée, deux sorties). L'écart en amplitude est inférieur à 0.5 dB sur toute la bande.

Les pertes d'insertion sont inférieures à 0.7 dB dans toute la bande. Pour des fréquences inférieures à 300MHz, on retrouve une symétrie entre les deux ports de sorties avec un déphasage de 180°.

Par conséquent, pour des fréquences inférieures à 300MHz, les mesures obtenues vérifient les spécifications demandées par l'étude .

5.3 Balun haute fréquence

Le balun haute fréquence est présenté sur la figure 17. Ce balun a déjà été utilisé pour une autre bande de fréquence plus élevée [15]. Les résultats présentés ci dessous, concernent la transposition de ce circuit vers les basses fréquences.

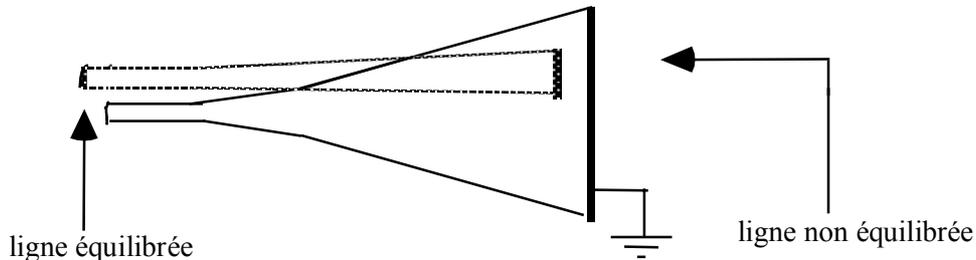


Figure 17 : schéma d'un balun large bande

Le côté non équilibré du balun est similaire à une ligne micro-ruban, d'épaisseur "d". D'après les formules d'une ligne micro-ruban concernant l'impédance caractéristique [16], la largeur d'une ligne 50Ω est:

$$W = 2.89 \text{ mm pour } d = 1.59 \text{ mm et : } \epsilon_r = 4.7 \quad (24)$$

Pour rendre similaire le côté équilibré du balun à une ligne micro-ruban, on fait appel au principe des images présenté dans la figure 18:

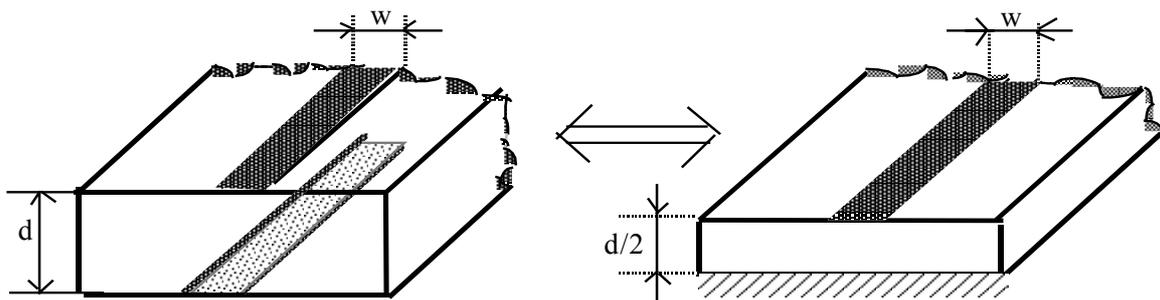


Figure 18 : équivalence entre une lignes bifilaire et une ligne micro-ruban

En appliquant les formules de caractérisation d'une ligne micro-ruban d'épaisseur $d/2$ [16], on obtient pour une impédance de 100Ω une largeur de ligne $W = 1.44 \text{ mm}$.

D'après ces calculs, le balun, dont la largeur de ligne à l'entrée est de "2.89 mm" et à

la sortie est de "1.44 mm", est réalisé à partir de plusieurs lignes de transmissions formant ainsi un profil quasi exponentiel comme indiqué sur la figure 19:

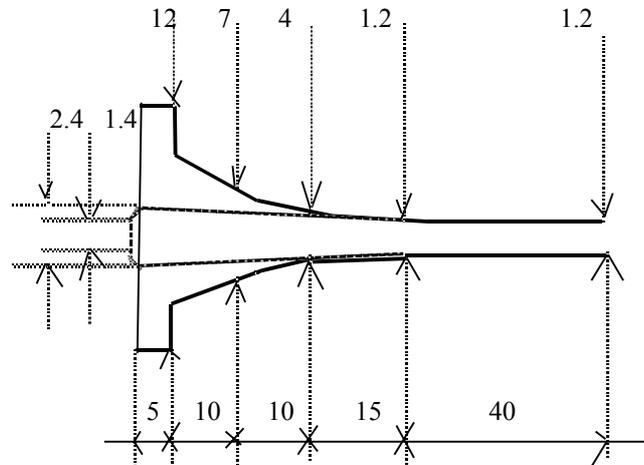


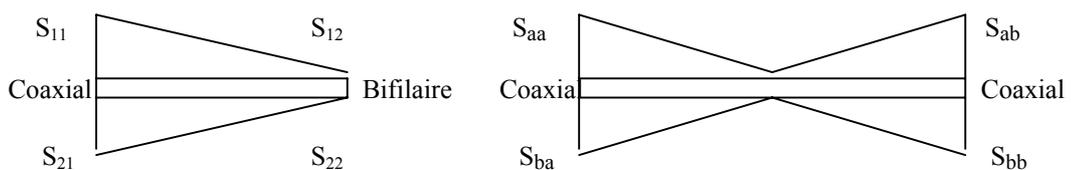
Figure 19: description du balun large bande (grandeurs en mm)

5.4 Mesures du Balun haute fréquence

La sortie du balun imprimé large bande est une ligne ruban bifilaire et cela ne permettra donc pas la mesure des paramètres S de ce balun comme pour les systèmes 2-portes coaxiales. Les méthodes classiques de mesure d'une transition coaxial-bifilaire nécessitent généralement l'utilisation d'une ligne de référence [17] et d'une procédure particulière. Nous avons utilisé une méthode simple et pratique qui n'utilise pas de lignes de référence. Trois mesures sont faites :

- 1- mesure indirecte sur S_{12} et S_{21} en utilisant un circuit constitué de deux baluns identiques, montés tête-bêche pour donner un système coaxial-coaxial symétrique.
- 2- mesure directe de S_{11} sur l'entrée coaxial.
- 3- mesure directe de S_{22} sur l'entrée bifilaire en appliquant une calibration particulière.

Mesure 1- La matrice S d'un système constitué de deux baluns identiques peut être décrite en fonction des paramètres S de chaque balun comme la suivante [16] (Figure 20):



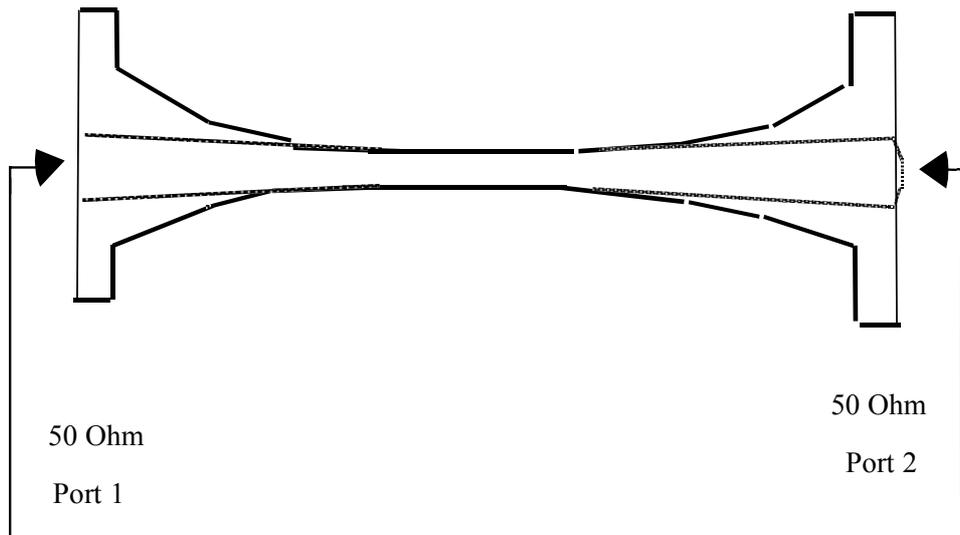


Figure 20: Schéma de deux baluns imprimé identiques montés tête bêche.

$$\begin{aligned} S_{aa} &= S_{bb} = S_{11} + S_{ab} * S_{22} \\ S_{ab} &= S_{12} * S_{21} / (1 - (S_{22})^2) \end{aligned} \quad (25)$$

Où S_{aa} et S_{bb} sont connus par la mesure.

Les mesures sont présentées dans les figures 21 et 22. ($30 \text{ MHz} < f < 2 - 2,5 \text{ GHz}$)

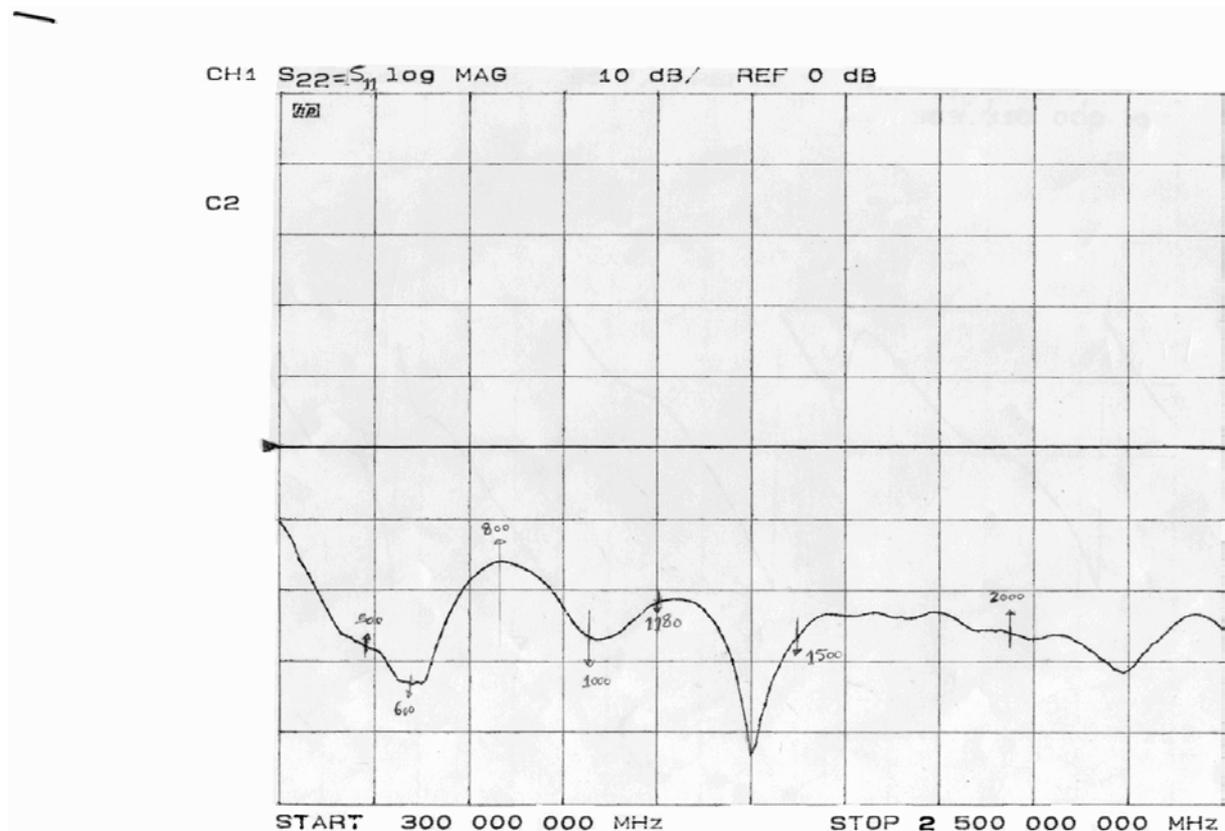


Figure 21 : Réflexion du port " S_{aa} "

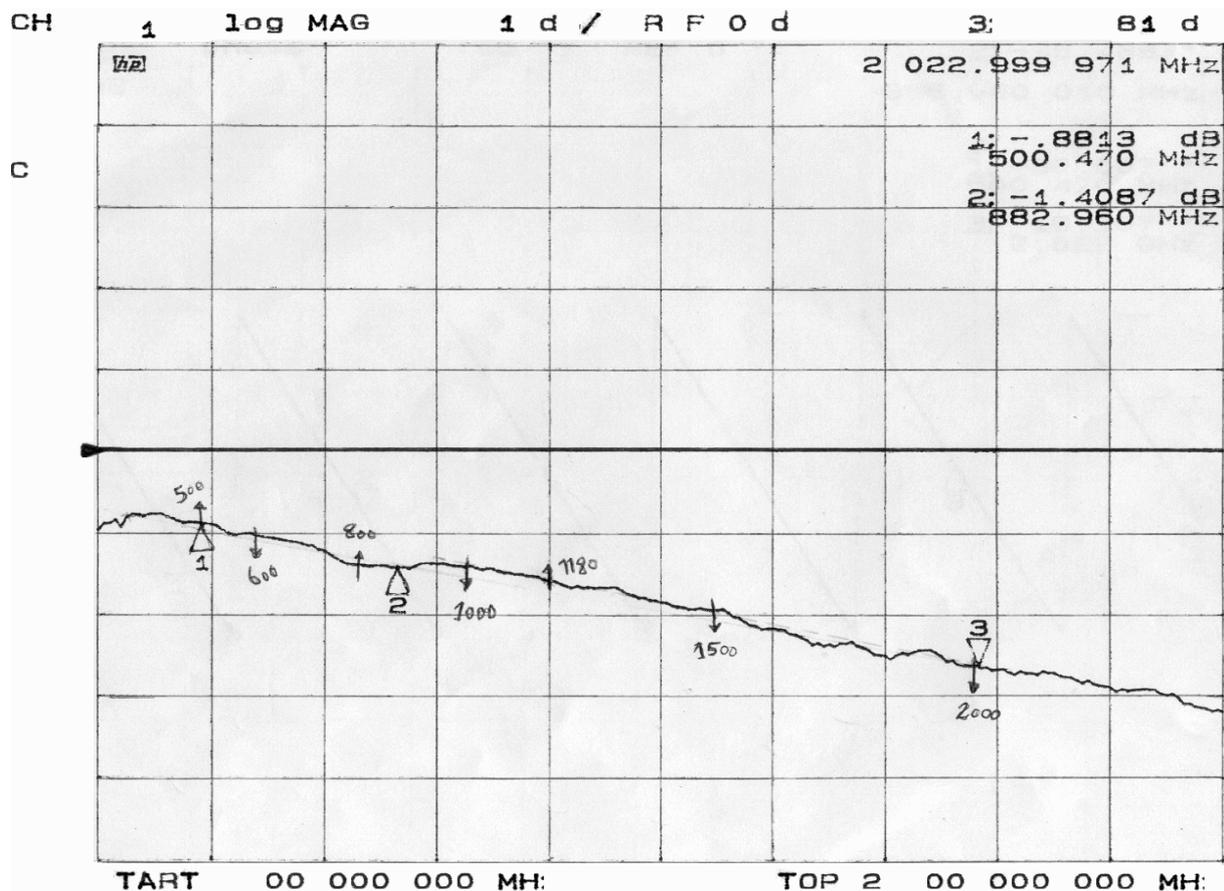


Figure 22 : Transmission du port 1 vers le port 2 "S_{ba}".

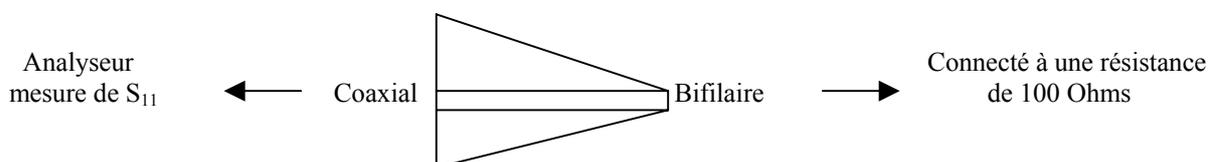
Lorsque S₁₁, S₁₂ sont normalisés sur 50Ω, et S₂₂, S₂₁ sont normalisés sur 100Ω, nous pouvons écrire [16]:

$$S_{21} = 2 S_{12} \quad (26)$$

Ici nous voyons qu'il y a trois inconnues, S₁₁, S₁₂ et S₂₂. Il y a deux équations, on a donc besoin d'au moins une autre équation pour déduire ces trois paramètres. Pour avoir plus de certitude nous avons fait deux autres mesures indépendantes sur S₁₁ et S₂₂. A la fin nous montrons que ces quatre équations contenant les trois inconnues ne sont pas contradictoires:

S₁₁ (normalisé à 50Ω) = S₂₂ (normalisé à 100Ω) pour la plus-part de la gamme de fréquence (400 – 1500 ; 1700 – 2000 MHz). S₂₂ est quasiment négligeable par rapport à S₁₁ pour les fréquences 1500 – 1700 MHz. Cette hypothèse nous permet de calculer les paramètres Y du balun très facilement.

Mesure 2- La mesure directe de S₁₁ peut être effectuée avec une simple mesure du facteur de réflexion (Γ) sur l'entrée d'un balun terminé par une résistance 100Ω soudée sur sa sortie bifilaire (Figure 23).



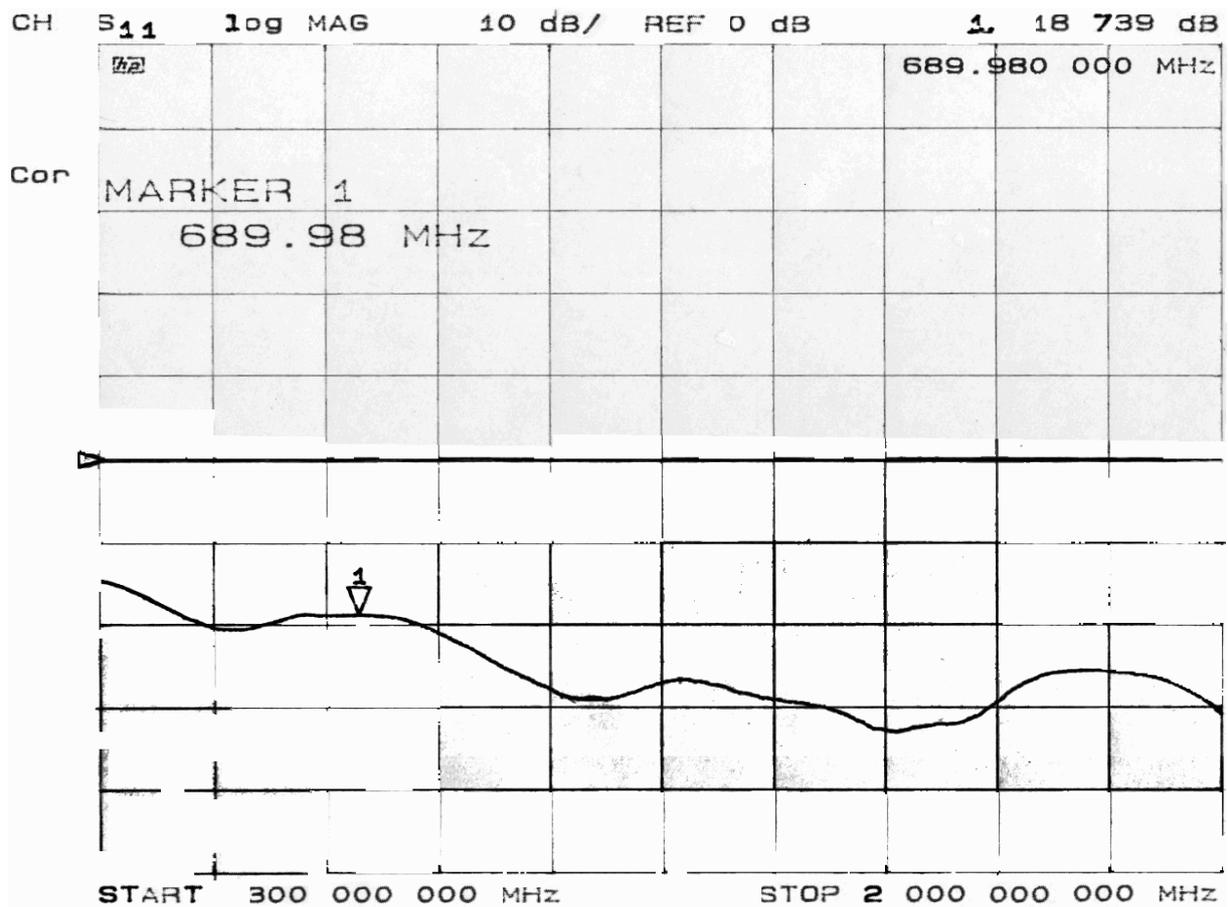
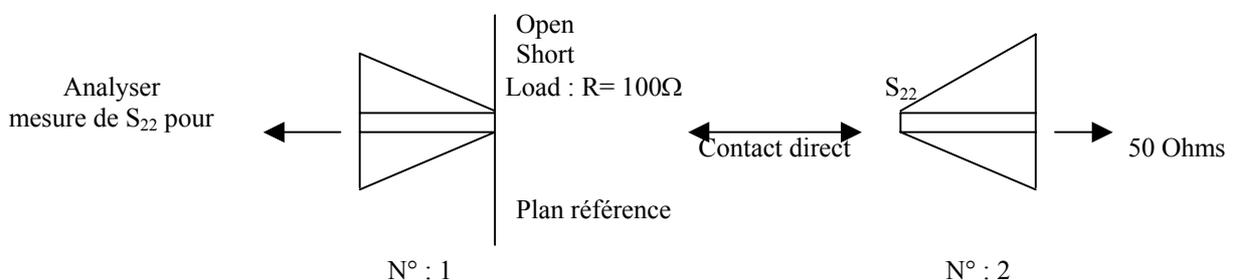


Figure 23 : mesure direct de S_{11} , configuration et la mesure concernant

Mesure 3- la mesure directe de S_{22} sur l'entrée bifilaire est disponible en déplaçant le plan de calibration vers la sortie bifilaire d'un autre balun identique. Ce deuxième balun nous aide à adapter un port bifilaire normalisé sur 100Ω sur l'analyseur de réseaux. On effectue une calibration (open - short - match = 100Ω) sur ce port et ensuite il serait prêt pour la mesure de S_{22} sur l'entrée bifilaire du balun. Dans ce cas nous plaçons une charge adaptée de 50Ω en sortie coaxial du balun mis en mesure (Figure 24).



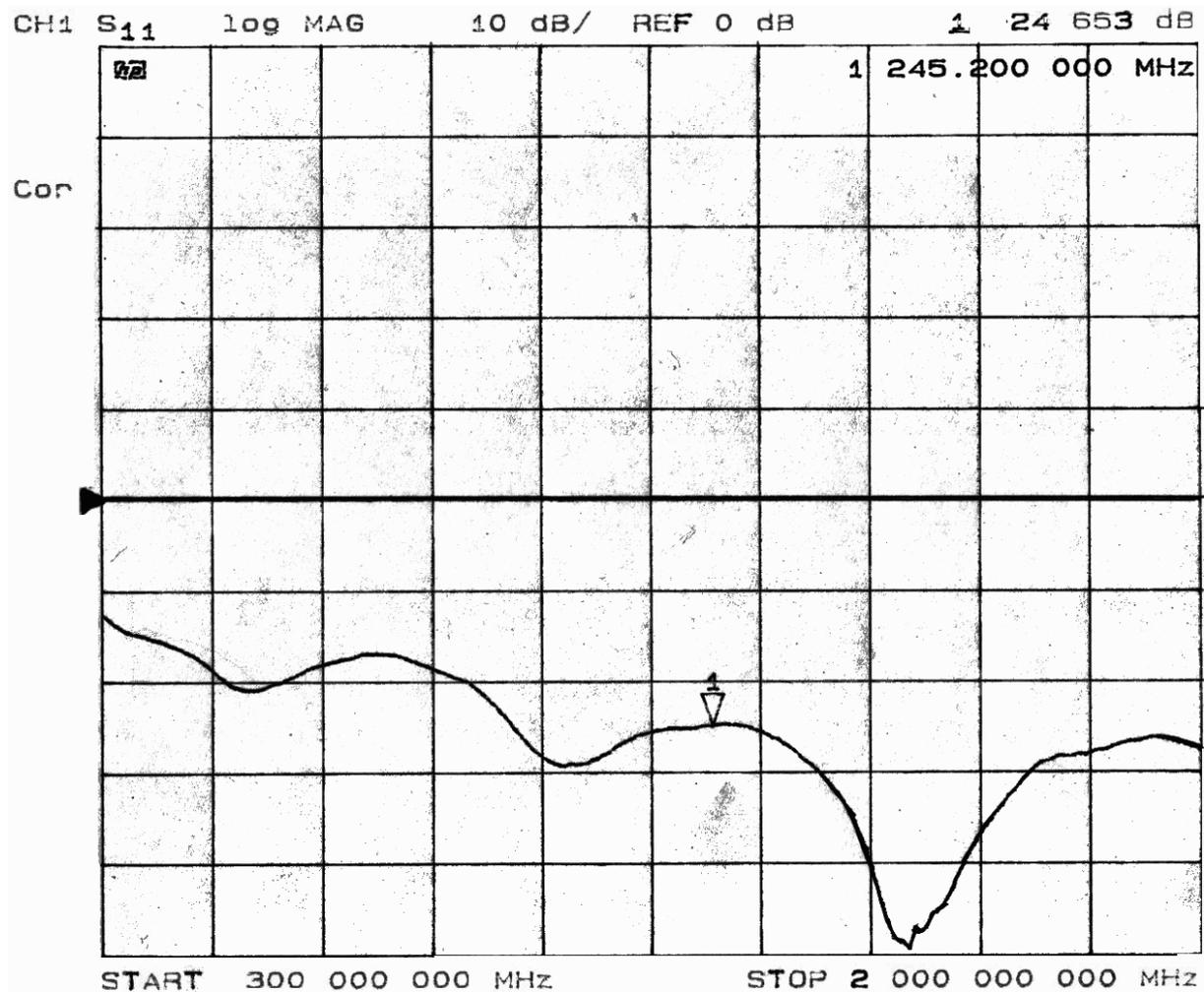


Figure 24 : Mesure directe sur S_{22} , configuration et la mesure concernant

Etant donné les paramètres S du balun nous pouvons calculer ses paramètres Y afin de les introduire dans NEC. Voici les équations décrivant les paramètres Y en fonction des paramètres S [16] :

$$Y_{11} = \frac{1}{50} \frac{(1-S_{11})(1+S_{22})+(S_{12}S_{21})}{(1+S_{11})(1+S_{22})-(S_{12}S_{21})}$$

$$Y_{22} = \frac{1}{100} \frac{(1+S_{11})(1-S_{22})+(S_{12}S_{21})}{(1+S_{11})(1+S_{22})-(S_{12}S_{21})}$$

$$Y_{12} = \frac{-2}{50} \frac{S_{12}}{(1+S_{11})(1+S_{22})-(S_{12}S_{21})}$$

$$Y_{21} = \frac{-2}{100} \frac{S_{21}}{(1+S_{11})(1+S_{22})-(S_{12}S_{21})} \quad (27)$$

Vu les courbes de S_{11} et S_{22} , nous utilisons l'hypothèse : $S_{11} = S_{22}$. Ceci implique des relations simples sur la transformation entre les paramètres S et Y :

$$Y_{11} = 2Y_{22} = \frac{1}{50} \frac{(1-S_{11})^2 + (S_{12}S_{21})}{(1+S_{11})^2 - (S_{12}S_{21})}$$

$$Y_{12} = Y_{21} = \frac{-2}{50} \frac{S_{12}}{(1+S_{11})^2 - (S_{12}S_{21})} \quad (28)$$

Afin de modéliser le balun réel d'une manière qui soit acceptable par NEC, nous avons tout d'abord déterminé les fonctions correspondantes aux courbes de S_{11} et S_{12} obtenues précédemment avec l'analyseur de réseaux. Ces fonctions sont composées de polynômes pour S_{11} et S_{12} en fonction de la fréquence. En conséquence les paramètres Y du balun sont calculés en utilisant les relations (28). Ces derniers vont être appliqués directement dans le fichier d'entrée de NEC pour chaque fréquence. Une petite analyse sur les relations (28), montre que le paramètre critique dans ce calcul est S_{12} , alors que le rôle de S_{11} et celui de S_{22} est quasiment négligeable sur les paramètres Y . Cela vient du fait que pour toute la gamme de fréquence couverte par ce balun, i.e. 350 – 2000 MHz, S_{11} et S_{22} sont inférieurs à 0,1 et cette valeur en puissance deux sera donc quasiment nulle par rapport de 1.

Afin de valider le calcul des paramètres Y à partir des paramètres S , nous avons fait une petite étude expérimentale sur le balun imprimé. Pour cela, nous avons tout d'abord évalué les paramètres Y pour chaque fréquence à partir des courbes des paramètres S qui ont déjà été mesurés en fonction de la fréquence et après on a supposé deux hypothèses: $S_{11} = S_{22}$; $S_{11}^2 = S_{22}^2 = 0$, ceci donne les formules simples pour les paramètres Y du balun :

$$S_{ab} = S_{ba} = S_{12} S_{21}$$

$$Y_{11} = 2Y_{22} = \frac{1}{50} \frac{1 + S_{12}S_{21}}{1 - S_{12}S_{21}}$$

$$Y_{12} = Y_{21} = \frac{-2}{50} \frac{S_{12}}{1 - S_{12}S_{21}} \quad (29)$$

Pour la validation expérimentale, on place une résistance de 50Ω sur la sortie bifilaire du balun et on étudie l'impédance d'entrée (Z_{in}) de ce système suivant deux méthodes (Fig. 25) :

- 1- Une mesure directe du coefficient de réflexion à l'entrée coaxiale du balun par un analyseur de réseaux.
- 2- Le calcul analytique de Z_{in} à l'aide des paramètres Y du balun.

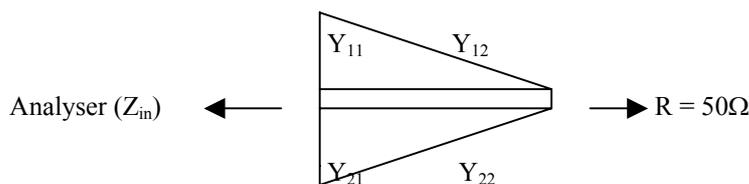


Figure 25 : vérifications des hypothèses indiquées dans (29).

$$Z_{in} = \frac{1 + (Y_{22} \times R)}{Y_{11} + R \times (Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21})} \quad (30)$$

Voici les résultats obtenus sur Z_{in} à partir du calcul analytique et de la mesure :

| f (MHz) | Z_{in} (mesurée) $\Omega < \text{Deg.}$ | Z_{in} (calculée); (38) $\Omega < \text{Deg.}$ |
|---------|---|--|
| 700 | 48 < -40 | 47 < -34 |
| 900 | 48 < 32 | 53 < 32 |
| 1100 | 49 < -29 | 46 < -28 |
| 1200 | 29 < 03 | 32 < 02 |
| 1300 | 53 < 27 | 57 < 28 |
| 1400 | 77 < -05 | 82 < -09 |
| 1600 | 34 < 14 | 32 < 12 |
| 2000 | 32 < 14 | 33 < 13 |

Tableau 8 : Impédance d'entrée Z_{in} mesurée et calculée (figure 25)

Cette expérience a prouvé que l'impédance détectée à l'entrée du balun dépend aussi de la qualité de soudure pour connecter une charge à la sortie bifilaire du balun. Ces effets peuvent causer un changement de 2% à 3% sur l'impédance d'entrée. L'écart total entre les résultats expérimentaux et ceux du calcul est de l'ordre de 3% à 9%. Cela montre le bon fonctionnement du modèle mathématique proposé pour le balun, bien qu'on impose des hypothèses fortes (29).

D'autre part pour vérifier le principe d'alimentation du dipôle par ce balun, nous avons mesuré le facteur de réflexion (Γ) de l'ensemble « balun + dipôle » pour les fréquences supérieures à 700 MHz. Dans toute la gamme, nous avons observé des coefficients de réflexion inférieurs à 0.15, cela confirme bien la bonne adaptation effectuée par ce type de balun.

5.5 Simulation du balun hautes fréquences avec ADS (Agilent Tech.)

Pour accélérer la conception et éviter la réalisation de trop nombreuses maquettes, nous avons la possibilité d'utiliser le progiciel ADS, qui permet depuis peu (version 1.1 1999) de simuler ce type de dispositif. Les résultats obtenus par simulation avec le logiciel "ADS" du circuit à deux baluns tête-bêche de la figure 20 (de longueur totale de 160 mm) sont données par la figure 26.

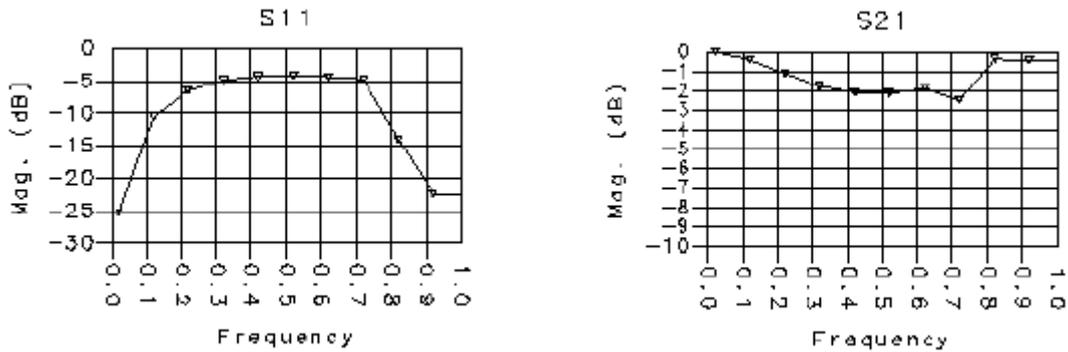


Figure 26 : réflexion et transmission (module) simulées dans les baluns montés tête-bêche (longueur 160mm)

On remarque, pour des fréquences inférieures à 1GHz, que les résultats obtenus par simulation sont proches de ceux trouvés par la mesure.

Cependant, nous avons délibérément occulté les résultats obtenus pour une fréquence supérieure à 1 GHz pour la raison suivante: le simulateur fournit des résultats non physiques ($|S_{21}| > 0\text{dB}$). Après avoir consulté l'assistance d'Agilent tech., on nous a affirmé que le problème serait corrigé à partir de la version 1.5 ce qui ne s'est toujours pas vérifié à ce jour (problème identique dans ADS 2002). Heureusement, ce qui nous importe ici est le comportement pour les fréquences comprises entre 300 MHz et 1 GHz et comme le montre la seconde simulation, le module de S_{11} se réduit considérablement avec ce nouveau balun.

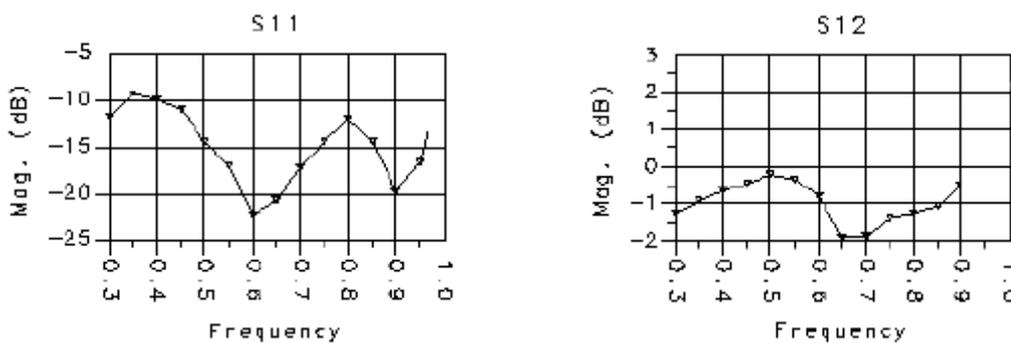


Figure 27 : réflexion et transmission (module) simulées dans les baluns montés tête-bêche (longueur 320mm)

6 Mesure dans le site standard du BNM

Après avoir réalisé les dipôles étalons i. e. leurs brins télescopiques et les baluns large-bandes (Figs. 28, 29 et 30), les jeux de dipôles ont été mesurés sur le site standard du BNM/LCIE pendant les mois Mars – Avril 2001. (Fig. 31)



Figure 28 : dipôle basse-fréquence avec des brins télescopiques



Figure 29 : dipôle haute-fréquence avec des brins à visser



Figure 30 : balun basse-fréquence (à gauche) et balun haute-fréquence (à droite)

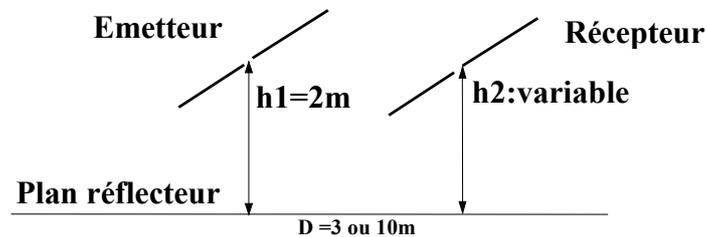


Figure 31 : configuration schématique du site de référence de mesure

Le site a été utilisé pour la première fois comme un site de référence pour des fréquences supérieures à 1GHz.

La mesure a été effectuée pour toute la gamme de 30MHz – 2GHz et pour deux distances horizontales 3m et 10m entre les antennes. Cette étude expérimentale est basée sur la méthode de « trois antennes » [3] dans le site de référence qui suppose un plan réflecteur parfait pour toute la gamme de fréquence.

Dans cette partie nous présentons tout d'abord les résultats de mesure en discutant les résultats théoriques et expérimentaux obtenus.

| F (MHz) | FA (dB/m) d'un dipôle demi-onde avec un balun réel ; D = 10m: | | |
|------------|---|--------|--------|
| | théorique | mesure | écart |
| 30 | - 0,7 | - 1,05 | - 0,35 |
| 60 | 4,0 | 4,65 | 0,65 |
| 100 | 8,5 | 8,85 | 0,35 |
| 200 | 14,4 | 15,60 | 1,20 |
| 300 | 18,3 | 18,75 | 0,45 |
| 350 | 19,6 | 19,85 | 0,25 |
| 400 | 20,5 | 21,05 | 0,55 |
| 500 | 22,5 | 22,60 | 0,10 |
| 600 | 24,3 | 24,70 | 0,40 |
| 700 | 25,9 | 25,65 | - 0,25 |
| 800 | 26,9 | 27,65 | 0,75 |
| 900 | 28,2 | 27,90 | - 0,30 |
| 1000 | 29,2 | 29,15 | - 0,05 |
| 1500 | 33,1 | 32,40 | - 0,70 |
| 1800 | 34,8 | 35,40 | 0,60 |
| 2000 | 35,9 | 35,63 | - 0,27 |

Tableau 9 : Résultats de mesure dans le site du BNM ; D = 10m.

| F (MHz) | FA (dB/m) d'un dipôle demi-onde avec un balun réel ; D= 3m: | | |
|------------|---|--------|--------|
| | théorique | mesure | écart |
| 30 | 0,7 | - 0,45 | - 1,15 |
| 60 | 2,2 | 4,25 | 2,05 |
| 100 | 8,3 | 8,40 | 0,10 |
| 200 | 14,8 | 14,55 | - 0,25 |
| 300 | 18,5 | 18,65 | 0,15 |
| 350 | 19,8 | 19,25 | - 0,25 |
| 400 | 20,6 | 20,50 | - 0,10 |
| 500 | 22,5 | 22,30 | - 0,20 |
| 600 | 24,5 | 24,20 | - 0,30 |
| 700 | 26,0 | 25,40 | - 0,60 |
| 800 | 27,1 | 26,70 | - 0,40 |
| 900 | 28,3 | 27,25 | - 1,05 |
| 1000 | 29,1 | 28,50 | - 0,60 |
| 1500 | 32,9 | 30,53 | - 2,37 |
| 1800 | 34,7 | 33,03 | - 1,67 |
| 2000 | 35,9 | 34,33 | - 1,57 |

Tableau 10 : Résultats de mesure dans le site du BNM ; D = 3m.

Comme nous le voyons, pour les fréquences au centre de la bande il y a une bonne concordance entre théorie et mesure avec un écart moyen de l'ordre de 0,4 dB/m. Mais pour les fréquences extrêmes de la bande cet écart est important.

La méthode utilisée pour le calcul théorique du FA simule le site standard de mesure comme un site idéal demi-ouvert i.e. contenant un plan réflecteur parfait et infini ainsi que les parois s'ouvrant en espace libre. Cela signifie que la méthode théorique ne prend pas en compte les effets du plan réflecteur réel sur le FA, les réflexions et réfractions des objets autour du site. Ces perturbations se manifestent plutôt pour les fréquences hautes.

On peut résumer les incertitudes et les imprécisions de mesure dans le site standard en deux catégories :

1 – Les imprécisions posées par les appareils de mesure comme le voltmètre ou la mesure de l'altitude des antennes.

2 – Les erreurs liées à la méthode de « trois antennes » pour déduire le FA dans la gamme de fréquence citée.

1 – Le niveau de la tension détectée sur l'antenne réceptrice placée à sa hauteur optimale est quasiment constant en basses fréquences et ainsi on peut déterminer cette tension jusqu'à deux décimales. Pour les fréquences supérieures à 700-800MHz, la tension détectée varie tellement, qu'il est difficile d'enregistrer une valeur stable. Pour les très hautes fréquences, les variations de tension peuvent entraîner des incertitudes de l'ordre du dB sur le FA. Le champ électrique rayonné par l'antenne émettrice devant l'antenne réceptrice à la hauteur optimale, est calculé par une formule théorique proposée dans la méthode du site référence. La valeur calculée du champ dépend nécessairement de la hauteur des antennes, de la distance entre antennes ainsi que du coefficient de réflexion du plan réflecteur. La mauvaise qualité du plan réflecteur entraîne des variations sur la valeur du champ rayonné, au maximum 0,9dB.

Lorsque la fréquence augmente, la sensibilité du champ électrique à la hauteur optimale augmente aussi. Au delà de 1GHz, 1cm d'incertitude implique 0,5dB d'incertitude sur la valeur du champ électrique rayonné. Ces incertitudes se manifestent notamment pour la distance de 3m entre les antennes. Toutes ces incertitudes vont évidemment intervenir sur le FA. Les écarts enregistrés pour les fréquences au delà de 1GHz dans le tableau 14 peuvent être expliqués dans ce contexte.

2 – La méthode de «trois antennes » propose l'installation de trois antennes dont on veut faire la mesure du FA en position d'émission et de réception. Cela se fait par le choix de trois paires différentes pour faire trois mesures consécutives à chaque fréquence. Ce choix de paires d'antennes nécessite l'utilisation d'au moins une antenne dans deux positions différentes émission et réception, dans une série de mesure. Cela signifie que le FA d'une antenne va être mesuré à deux hauteurs différentes au moins, alors qu'on suppose un FA identique pour cette antenne pour toute la série de mesures d'après la méthode de « trois antennes ». Les tableaux suivants montrent la variation du FA de l'antenne émettrice à sa propre hauteur $h_1 = 2m$ en comparaison avec le FA de la même antenne à la réception à la hauteur optimale.

| F (MHz) | FA (dB/m) d'un dipôle demi-onde avec un Balun réel ; D = 3m: | | |
|------------|---|--------------|-------|
| | h1 = 2m | h2 = optimal | écart |
| 30 | - 0,14 | 0,78 | 0,92 |
| 60 | 4,59 | 2,10 | 2,49 |
| 100 | 8,19 | 8,27 | 0,08 |
| 200 | 15,06 | 14,71 | 0,35 |
| 300 | 18,73 | 18,45 | 0,28 |
| 350 | 20,11 | 19,79 | 0,32 |
| 400 | 20,42 | 20,59 | 0,17 |
| 500 | 22,72 | 22,47 | 0,25 |
| 600 | 24,30 | 24,47 | 0,17 |

Tableau 11 : Le FA pour les hauteurs différentes des antennes ; D = 3m.

| F (MHz) | FA (dB/m) d'un dipôle demi-onde avec un Balun réel ; D = 10m | | |
|------------|---|--------------|-------|
| | h1 = 2m | h2 = optimal | écart |
| 30 | - 0,79 | - 0,63 | 0,16 |
| 60 | 5,12 | 3,96 | 1,16 |
| 100 | 8,29 | 8,50 | 0,21 |
| 200 | 15,15 | 14,39 | 0,76 |
| 300 | 18,59 | 18,26 | 0,33 |
| 350 | 20,02 | 19,56 | 0,46 |
| 400 | 20,64 | 20,50 | 0,14 |
| 500 | 22,69 | 22,47 | 0,22 |
| 600 | 24,26 | 24,26 | 0,00 |

Tableau 12 : Le FA pour les hauteurs différentes des antennes ; D = 10m.

Comme nous voyons, pour les fréquences 30, 60 et 200MHz, il y a des écarts importants entre les FAs en émission et ceux à la réception. Cela peut expliquer pour quoi les valeurs mesurées du FA (tableaux 9 et 10) pour ces trois fréquences précisées, sont visiblement écartés des valeurs théoriques [18].

7 Conclusions

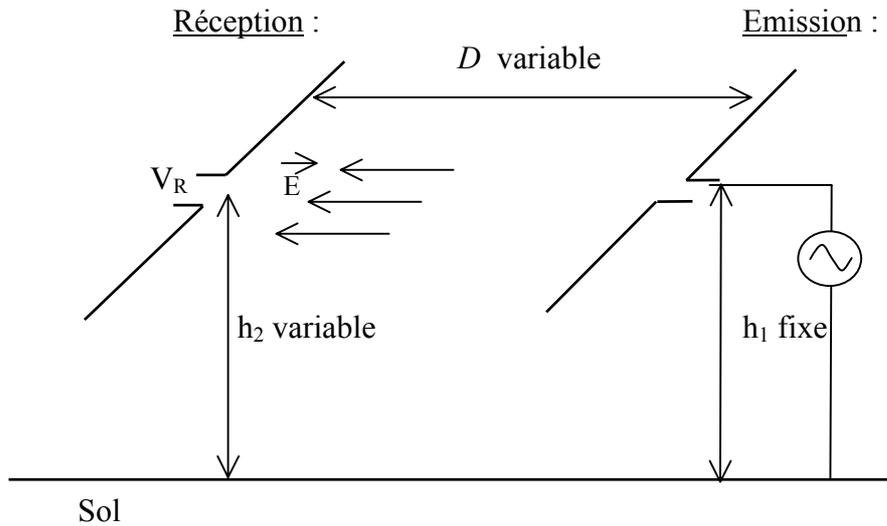
Le chapitre 2 est consacré à l'étude théorique et expérimentale du Facteur d'Antenne (FA) des dipôles étalons. Cette étude vérifie les formulations analytiques des caractéristiques de rayonnement des antennes filaires proposées au chapitre 1.

Concernant la partie simulateur numérique NEC2, le calcul du facteur d'antenne avec Nec2 a été comparé aux résultats de mesures du BNM. Un bon accord est observé en considérant un balun sans pertes.

Pour la formulation analytique, le calcul du champ rayonné est effectué à partir d'une distribution approchée de courant (chapitre 1). Le FA est évalué à partir de cette nouvelle distribution de courant. Ceci est validé par les résultats de la méthode numérique (NEC2) et par la mesure.

En ce qui concerne la mesure, les dipôles ont été réalisés pour les basses et hautes fréquences y compris les baluns concernés. Les mesures correspondantes ont été effectuées au cours des mois Mars – Avril 2001, dans le site de référence du BNM/LCIE, avec la méthode de trois antennes. Les résultats obtenus sont probants et valident l'étude numérique et analytique. Toutefois, pour quelques fréquences l'écart entre la théorie et la mesure est important, nous avons donc cité les causes principales et les éventuelles méthodes d'amélioration.

Formules importantes du chapitre 2



configuration du site standard de mesure pour évaluer le FA

$$|FA|(h_2) = \left| \frac{50Z_{ant}(Y_{21}Y_{12} - Y_{11}Y_{22}) - (1 + 50Y_{22} + Z_{ant}Y_{11})}{50\frac{\lambda}{\pi}(\tan\frac{2\pi d}{\lambda})Y_{12}} \right|$$

Où :

$$d/\lambda \cong 0,05$$

$$Z_{ant} = R_{in} + j X_{in}$$

$$R_{in} \cong R_r - R_{21} = 60[1.2175 + 1.0777\tan^2(kd) + 2.2858\tan(kd)] - 10(\lambda/h_2) \cos(\pi h_2/\lambda - \pi/4)$$

$$X_{in} \cong X_r - X_{21} = 40 + 10(\lambda/h_2) \sin(\pi h_2/\lambda - \pi/4)$$

Références du chapitre 2

- [1] ANSI C63.5 – 1988, “American National Standard Institute”, 1988
- [2] C. A. Balanis : "Antenna theory, analysis and design " John Wiley & Sons, 1982, Chaps. 4, 7.
- [3] M.J. Alexander and M.J. Salter : "EMC antenna calibration and the design of an open-field site", J. Phys. E, Meas. Sci. Technol., 1991, 2, pp.510-519.
- [4] A.A. Smith: "Standard Site Method for determining antenna factor", IEEE Trans. EMC, vol EMC-24,N°3, August 1982, pp 316-325.
- [5] A. Kazemipour & X. Begaud, “Numerical and analytical model of standard antennas from 30MHz to 2GHz”, 2001 IEEE EMC Symposium, August 2001, pp. 620 – 625
- [6] G. J. Burke et A. J. Poggio : " Numerical Electromagnetics Code ", 1985.
- [7] EMCO, « Antenna catalog », 1998
- [8] A. Sugiura, T. Morikawa, “An improvement in the Standard Site Method for accurate EMI antenna calibration”, IEICE Trans. Commun., Vol. E78-B, No. 8, August 1995, pp. 1229-1237
- [9] W. S. Bennett, « Properly Applied Antenna Factors », IEEE Trans. EMC, Vol. EMC-28, No. 1, Feb. 1986, pp. 2-6.
- [10] K. Kim, « Antenna Factor of half-wavelength dipole antenna with Roberts Balun », Electr. And Commun. In Japan, Part 1, Vol. 79, No. 9, 1996, pp. 104-112
- [11] R. King, « The receiving antenna », Proc. of IRE, Jan. 1944, pp. 18-49
- [12] R. S. Elliot « Antenna theory and design », Printice-Hall 1981, Chap. 7.
- [13] A.A. Smith: "Calculation of site attenuation from antenna factors", IEEE Trans. EMC, vol EMC-24,N°3, August 1982, pp 301-316.
- [14] Transformer TC2-1t, Mini circuits.
- [15] X. Begaud: "Analyse d’antennes et de réseaux d’antennes large bande et bipolarisation par une méthode d’éléments finis de surface ". Thèse de Doctorat -Université de Rennes 1, 19 décembre 1996.
- [16] D. M. Pozar, “Microwave Engineering”, John Wiley & Sons 1998, Chaps. 3, 4.
- [17] H. Hosoyama, T. Iwasaki, "Evaluation of the complex antenna factor by measuring the S-parameters of the Balun", *Electrical Engineering in Japan.*, Vol. 123, No. 2, pp. 16 –22, 1998.
- [18] A. Kazemipour, X. Begaud, " Modified three antennas method for determining the Antenna Factor FA", à paraître, 2003 IEEE International Symposium on EMC, 11 – 16 mai 2003, Istanbul – Turquie.

Chapitre 3 : Contribution à l'étude du couplage entre antennes planaires

1 Antennes planaires

1.1 Introduction

Les antennes planaires se définissent comme des structures rayonnantes pouvant être représentées en deux dimensions dans un repère cartésien (Figure 1). Ces antennes sont largement utilisées en technologie imprimée, sous forme de structures microrubans pour des applications à faible bande passante. Mais les antennes imprimées sont aussi utilisées pour des applications large-bandes si on éloigne le plan réflecteur de la partie rayonnante, si l'on diminue ou supprime la permittivité du milieu et si on utilise des formes spirales ou log-périodiques.

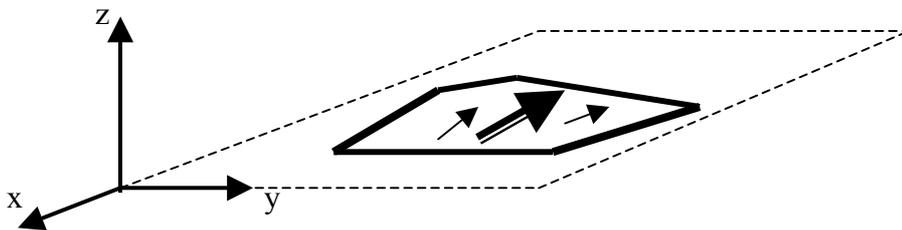


Figure 1 : antenne planaire et les courants schématisés

Les antennes planaires et spécialement les antennes imprimées ont été beaucoup développées et utilisées ces dernières années pour leur faible coût, faible poids et faible encombrement par rapport aux modèles classiques tels que les cornets ou les paraboles. D'autre part, la conformation facile et leur compatibilité avec l'intégration de circuit actifs, font qu'elles sont particulièrement adaptées pour réaliser des systèmes compacts de réception-émission ou de larges réseaux d'antennes.

Les antennes imprimées ont été inventées dans les années 40 pour répondre aux besoins en antennes compactes. Initialement ces antennes étaient constituées d'une couche métallique séparée d'un plan réflecteur par une couche mince d'un diélectrique à faible perte. Aujourd'hui les antennes imprimées sont fabriquées et utilisées sous forme de multicouches avec plusieurs parties rayonnantes et diélectriques séparateurs.

Le calcul analytique de l'antenne imprimée est généralement réalisé avec la méthode de cavité ou la méthode de lignes de transmission. Ces méthodes ne sont pas assez pratiques pour le traitement analytique d'un réseau d'antennes imprimées, car les formules deviennent très complexes. De jours l'intérêt principal des antennes imprimées est leur utilisation dans les

réseaux à grandes dimensions, nous avons développé une méthode analytique plus adaptée aux utilisations actuelles.

Ce chapitre a pour objet le traitement analytique des impédances propre et mutuelle entre les antennes planaires ou imprimées. Une étude des dipôles imprimés est présentée en premier lieu. Nous utilisons la connaissance à priori des distributions de courant sur les antennes planaires pour en déduire un modèle associant des antennes linéaires, permettant ainsi l'accès à des calculs simplifiés. Les résultats analytiques seront comparés à la mesure et aux résultats obtenus avec le simulateur ENSEMBLE.

1.2 Formulation du problème - Equations intégrales

Les courants appliqués ou induits sur l'antenne planaire sont des courants surfaciques. L'étude des caractéristiques de rayonnement de cette structure doit être alors à la base du traitement des équations intégrales des vecteurs potentiels électrique et magnétique (Relations 1 et 2), qui deviennent bidimensionnelle dans le cas planaire (Relation 3). L'épaisseur de la couche métallique est très petite par rapport à la longueur d'onde (inférieur à $0,01\lambda$). Les équations intégrales se transforment en équations surfaciques. La relation (2) peut s'écrire aussi sous forme d'équation surfacique si nous voulons utiliser des courants magnétiques \mathbf{M} bidimensionnelles pour le traitement analytique.

$$A = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_V J \frac{\exp(-jkr)}{R} dv' \quad (1)$$

$$F = \frac{\varepsilon}{4\pi} \iiint_V M \frac{\exp(-jkr)}{R} dv' \quad (2)$$

$$A = \frac{\mu}{4\pi} \iint_S J \frac{\exp(-jkr)}{R} ds' \quad (3)$$

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, cette dernière intégrale est résolue si la distribution bidimensionnelle du courant \mathbf{J} est connue.

Dans ce chapitre nous présentons en premier lieu des distributions approchées de courant pour des géométries simples telles que les rectangles [1]. Un modèle simple à base d'éléments différentiels linéaires sera introduit par la suite. L'intérêt de ce dernier modèle est l'utilisation des caractéristiques connues des antennes linéaires pour évaluer celles des antennes planaires.

1.3 Utilisation des dipôles linéaires comme éléments de base des structures planaires

L'intégrale de surface (3) peut être considérée comme la somme de plusieurs intégrales linéaires dans lesquelles le courant n'aura qu'une seule dimension. Autrement dit, les potentiels vecteurs \mathbf{A} et \mathbf{F} pour les structures planaires sont représentés par plusieurs potentiels vecteurs de dipôles linéaires (Relation 4).

$$A = \frac{\mu}{4\pi} \sum_1^N \int_0^l I_n \frac{\exp(-jkr)}{R} dl' \quad (4)$$

Où N est le nombre des dipôles modélisant l'antenne planaire, I_n est le courant sur une section étroite "n" calculable en connaissant la distribution transversale de courant et l représente la longueur des sections (Figure 2).

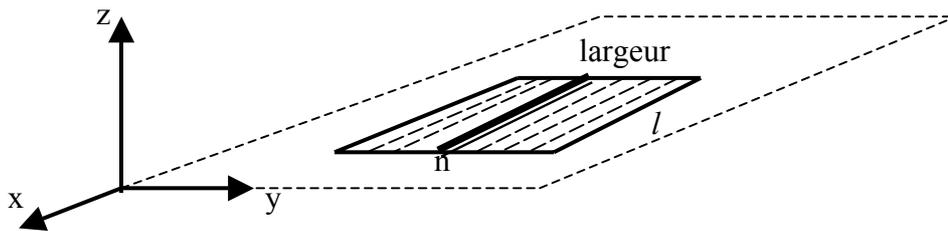


Figure 2 : l'antenne planaire considérée comme une somme d'éléments linéaires

Lorsque les vecteurs **A** et **F** sont présentés sous forme d'éléments linéaires, toutes les caractéristiques de rayonnement des antennes planaires peuvent être déduites par cette modélisation. L'objectif principal de ce chapitre est l'évaluation analytique des impédances propre et mutuelle par cette modélisation.

On trouve dans la littérature [1], [2], l'utilisation de cette méthode pour les plaque-monopoles et dipôles où les impédances mutuelles entre les structures planaires sont exprimées en termes des sections linéaires. Dans un cas général où nous ne connaissons pas la distribution transversale du courant, cette méthode peut présenter les mêmes difficultés que le calcul direct des potentiel vecteurs. Cela est dû aux coefficients inconnus I_n dans la relation (4).

Nous allons introduire par la suite certaines distributions transversale proposées dans la littérature. Le terme transversal indique ici la direction perpendiculaire à la direction dominante du courant appliqué ou induit sur les antennes planaires. (Figure 2)

1.4 La distribution de courant sur les antennes planaires

La distribution la plus utilisée dans la littérature et peut-être la plus facile pour les antennes rectangulaires en mode fondamental i. e. première résonance, est une forme sinusoïdale suivant l'axe Ox et une distribution uniforme suivant l'axe Oy [2], [3]. (Figure 3)

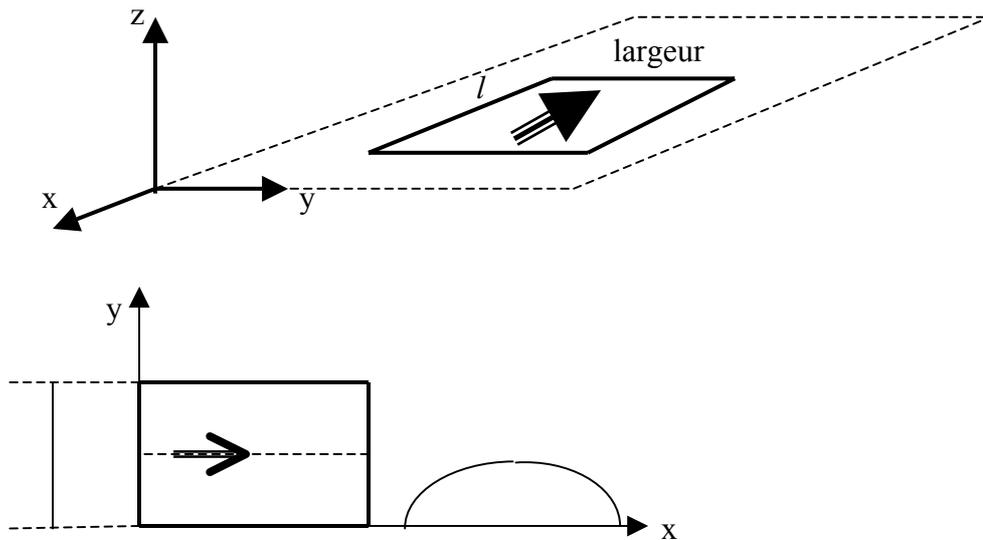


Figure 3 : distribution de courant en deux dimensions ; constante suivant x et sinusoïdale suivant y

En supposant cette distribution simple, l'antenne rectangulaire peut être décomposée en plusieurs dipôles linéaires identiques. Tous les dipôles modélisant la structure 2D ont ainsi la même distribution et la même quantité de courant. L'impédance mutuelle peut être représentée comme suit [2] (Figure 4):

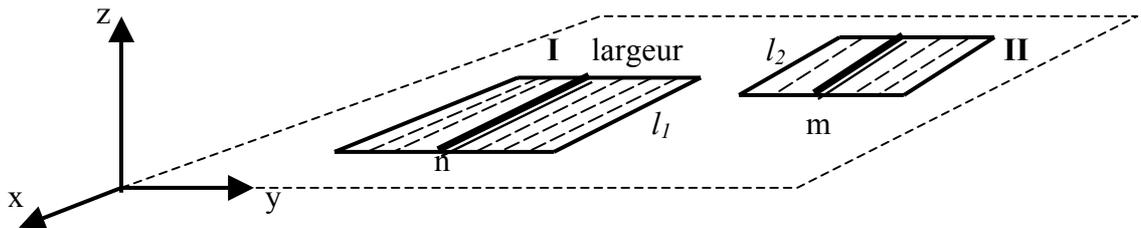


Figure 4 : Configuration simple pour le calcul de l'impédance mutuelle

$$Z_{I II} \propto \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M Z_{nm}(x_n, y_n, x_m, y_m) \quad (5)$$

Comme le montre la relation (5), lorsque le courant transversal est supposé constant il n'est pas nécessaire d'avoir des coefficients différents pour les impédances mutuelles Z_{nm} dans le terme double somme. Cela facilite le calcul de l'impédance mutuelle car ces termes ne dépendent que de la position des antennes les unes par rapport aux autres.

La distribution constante de courant suivant l'axe Oy des patchs rayonnants ne reflète pas le comportement réel des antennes planaires surtout dans le cas où leur largeur n'est pas suffisamment petite par rapport à la longueur d'onde. Dans ce cas la densité de courant est beaucoup plus importante sur les bords de l'antenne en comparaison de la partie interne. En effet, plus la largeur de l'antenne est grande, plus le courant est important sur les bords, parallèles à la composante principale de courant [4], [5], [6]. A la place d'une distribution constante, la densité de courant serait généralement sous une forme $(1/x^2)$, ou plus communément appelée: forme générale en U. La distribution de courant suivant l'axe Ox, de l'antenne peut toujours être supposée sinusoïdale et quasiment indépendante de la distribution transversale. (Figure 5)

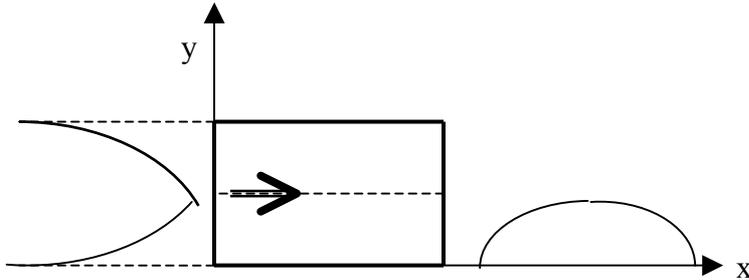


Figure 5 : distribution de courant réaliste pour les antennes rectangulaires

En considérant cette dernière distribution de courant et en décomposant la structure 2D en dipôles linéaires, nous voyons qu'à part quelques dipôles situés sur les bords de l'antenne planaire, l'intensité de courant sur les dipôles modélisant la structure 2D est quasiment nulle. Comme nous le savons, les objets qui ne supportent pas de courant n'interfèrent pas sur le rayonnement, et les antennes planaires peuvent être modélisées par un nombre très limité de dipôles linéaires situés aux bords de cette structure.

1.5 Calcul de l'impédance mutuelle entre quelques dipôles linéaires

Pour une configuration très simple, deux antennes rectangulaires et parallèles, nous pouvons réduire la relation (5) pour quatre dipôles portant presque la totalité du courant existant sur les plaques. Ainsi nous pouvons décrire l'impédance mutuelle comme la somme de quatre termes linéaires (relation 6) :

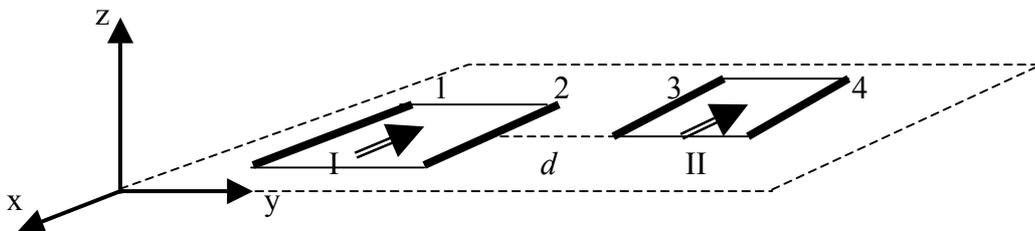


Figure 6 : antennes planaires modélisées par les courants de bords

$$Z_{II} = C (Z_{13} + Z_{14} + Z_{23} + Z_{24}) \quad (6)$$

Le coefficient C dépend de la distribution transversale de courant et sera calculé dans les parties suivantes.

Nous allons utiliser ce modèle pour le traitement des impédances mutuelles entre les antennes patches.

2 Antennes imprimées

2.1 Introduction

L'utilisation des méthodes numériques pour l'obtention des caractéristiques de rayonnement de deux ou plusieurs antennes imprimées implique des temps de calcul importants. Lorsque l'on veut concevoir un réseau constitué de telles antennes, on souhaite dans un premier temps dimensionner précisément ce réseau en terme de couplage et de distance entre antennes.

Nous essayons donc de développer des formulations analytiques simples et précises sur l'impédance et le couplage entre les antennes imprimées. On commence par étudier les dipôles imprimés, éléments principaux pour la conception des antennes imprimées. Les résultats de cette étude analytique sont validés par deux simulateurs numériques : NEC2 pour les structures 1D et ENSEMBLE pour les structures 2D. Quelques mesures effectuées sur les patches 2D seront aussi présentées à la fin de cette section.

2.2 Dipôles imprimés

Un dipôle imprimé est peut être la structure la plus simple et à la fois la plus fondamentale dans le domaine des antennes imprimées. Ces structures sont largement étudiées dans la littérature [7], [8] et plusieurs approches numériques et analytiques sont présentées. Une étude complète sur les antennes imprimées doit prendre en compte les perturbations liées aux ondes de surface, mais pour les structures imprimées sur des substrats fins ayant une permittivité ϵ_r suffisamment petite, ces effets sont négligeables [9] (Relation 7).

$$\mathbf{E}(\text{ondes espace}) = (2\pi h / \lambda_0) [(\epsilon_r - 1) / \epsilon_r] \mathbf{E}(\text{ondes surface}) \quad (7)$$

Où λ_0 est la longueur d'onde en espace libre et ϵ_r et h sont respectivement la permittivité relative et l'épaisseur du diélectrique.

Dans la plupart des cas pratiques, les conditions réunissant la disparition des ondes de surface sont respectées et nous pouvons donc faire l'analyse des antennes imprimées sans leurs effets perturbateurs.

En se basant sur le comportement d'un dipôle en espace libre et en utilisant le principe d'images, nous pouvons calculer l'impédance propre d'un dipôle imprimé ainsi que

les impédances mutuelles dans un réseau de dipôles imprimés tout en négligeant les effets des ondes de surface. (Fig. 7)

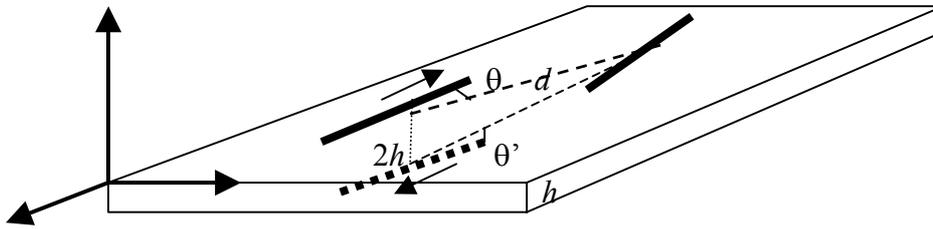


Figure 7 : Configuration générale pour étudier la matrice de l'impédance de deux dipôles imprimés

2.2-a Impédance propre du dipôle imprimé demi-onde

En utilisant le principe des images, le plan de masse d'un dipôle imprimé est remplacé par un deuxième dipôle portant un courant inverse et situé juste au-dessous du dipôle principal. (Fig 7). Lorsque cette distance $2h$ entre les deux dipôles parallèles est très petite par rapport à la longueur d'onde λ , l'étude de l'impédance d'entrée du dipôle principal nécessite la prise en compte du couplage dans la région de champ proche. D'après le principe des images, le courant induit sur l'image du dipôle imprimé a la même amplitude et une phase opposée. L'impédance d'entrée du dipôle imprimé peut donc s'écrire :

$$Z_{in} = Z_{11} - Z_{12} \quad (8)$$

Où Z_{11} est l'impédance propre et Z_{12} représente l'impédance mutuelle entre le dipôle et son image.

Nous utilisons alors la méthode nommée EMF pour le calcul des impédances. Celle-ci est une méthode fiable pour calculer les impédances propre et mutuelle des dipôles fins [10]. Dans un cas général, nous utilisons la relation de Z_{12} donnée par la méthode EMF pour calculer Z_{11} , la distance d entre deux dipôles (figure 8) est alors quasi nulle ($d = \varepsilon \cong 0$) et pour calculer Z_{12} , la distance d est égale à $2h$ ($d = 2h$).

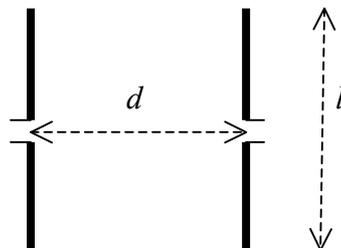


Figure 8 : deux dipôles parallèles en vis-à-vis

L'impédance mutuelle entre deux dipôles demi-ondes (ou pour ceux qui ont une longueur $n\lambda/2$) parallèles et en vis à vis, peut être présentée sous une forme compacte en terme de S_i (sinus intégral) et C_i (cosinus intégral) [10] :

$$\begin{aligned} R_{12} &= 30 [2C_i(u_0) - C_i(u_1) - C_i(u_2)] \\ X_{12} &= -30 [2S_i(u_0) - S_i(u_1) - S_i(u_2)] \end{aligned} \quad (9)$$

Où :

$$u_0 = 2\pi \frac{d}{\lambda}$$

$$u_1 = 2\pi \frac{l}{\lambda} \left(\sqrt{1 + \frac{d^2}{l^2}} + 1 \right) \cong 2\pi \frac{l}{\lambda} \left(2 + \frac{d^2}{2l^2} \right) \text{ pour } d \ll l$$

$$u_2 = 2\pi \frac{l}{\lambda} \left(\sqrt{1 + \frac{d^2}{l^2}} - 1 \right) \cong 2\pi \frac{l}{\lambda} \left(\frac{d^2}{2l^2} \right) \text{ pour } d \ll l$$

$$S_i(u) = \int_0^u \frac{\sin \tau}{\tau} d\tau \cong u \text{ pour } u \ll 1$$

$$C_i(u) = - \int_u^\infty \frac{\cos \tau}{\tau} d\tau$$

La partie réelle de Z_{in} est donc déduite pour un milieu ayant la permittivité relative effective ϵ_{reff} :

$$\begin{aligned} R_{in} &= R_{11} - R_{12} = R_{12}(d=\epsilon) - R_{12}(d=2h) = \frac{30}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \left\{ 2C_i\left(2\pi \frac{\epsilon}{\lambda_g}\right) - 2C_i\left(2\pi \frac{2h}{\lambda_g}\right) - \right. \\ &C_i\left(2\pi \frac{l}{\lambda_g} \left(2 + \frac{\epsilon^2}{2l^2}\right)\right) + C_i\left(2\pi \frac{l}{\lambda_g} \left(2 + \frac{(2h)^2}{2l^2}\right)\right) - C_i\left(2\pi \frac{l}{\lambda_g} \left(\frac{\epsilon^2}{2l^2}\right)\right) + C_i\left(2\pi \frac{l}{\lambda_g} \left(\frac{(2h)^2}{2l^2}\right)\right) \left. \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

Nous appliquons les relations suivantes pour simplifier le calcul de R_{in} ; pour : $2\pi h/l < 0,5$:

$$\begin{aligned} C_i\left(2\pi \frac{\epsilon}{\lambda_g}\right) &= - \int_{2\pi\epsilon/\lambda_g}^\infty \frac{\cos \tau}{\tau} d\tau = - \left\{ \int_{2\pi\epsilon/\lambda_g}^{4\pi h/\lambda_g} \frac{\cos \tau}{\tau} d\tau + \int_{4\pi h/\lambda_g}^\infty \frac{\cos \tau}{\tau} d\tau \right\} \cong \\ &- \int_{2\pi\epsilon/\lambda_g}^{4\pi h/\lambda_g} \frac{1 - \frac{\tau^2}{2}}{\tau} d\tau + C_i\left(2\pi \frac{2h}{\lambda_g}\right) = \ln(\epsilon/2h) + 4(\pi h/\lambda_g)^2 - (\pi\epsilon/\lambda_g)^2 + C_i\left(2\pi \frac{2h}{\lambda_g}\right) \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} C_i\left(2\pi \frac{l}{\lambda_g} \left(\frac{\epsilon^2}{2l^2}\right)\right) &= - \int_{\epsilon\pi\epsilon/l\lambda_g}^\infty \frac{\cos \tau}{\tau} d\tau = - \left\{ \int_{\epsilon\pi\epsilon/l\lambda_g}^{4h\pi h/l\lambda_g} \frac{\cos \tau}{\tau} d\tau + \int_{4h\pi h/l\lambda_g}^\infty \frac{\cos \tau}{\tau} d\tau \right\} \\ &- \int_{\epsilon\pi\epsilon/l\lambda_g}^{4h\pi h/l\lambda_g} \frac{1 - \frac{\tau^2}{2}}{\tau} d\tau + C_i\left(2\pi \frac{l}{\lambda_g} \left(\frac{(2h)^2}{2l^2}\right)\right) = 2\ln(\epsilon/2h) + 4(\pi h^2/l\lambda_g)^2 - (\pi\epsilon^2)^2 + C_i\left(2\pi \frac{l}{\lambda_g} \left(\frac{(2h)^2}{2l^2}\right)\right) \end{aligned} \quad (12)$$

$$C_i\left(2\pi\frac{l}{\lambda_g}\left(2+\frac{\varepsilon^2}{2l^2}\right)\right) \cong C_i\left(2\pi\frac{l}{\lambda_g}\left(2+\frac{(2h)^2}{2l^2}\right)\right) + \left(\frac{h}{l}\right)^2 \quad (13)$$

En utilisant les relations (11), (12) et (13), la relation (10) est remplacée par :

$$R_{in} \cong \frac{30}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \{ 2\ln(\varepsilon/2h) + 8(\pi h/\lambda_g)^2 - 2(\pi\varepsilon/\lambda_g)^2 - 2\ln(\varepsilon/2h) + (h/l)^2 - 4(\pi h^2/l\lambda_g)^2 + (\pi\varepsilon^2)^2 \} \quad (14)$$

En négligeant les termes : $2(\pi\varepsilon/\lambda_g)^2$ et $(\pi\varepsilon^2)^2$ (ε est quasiment nul) et $4(\pi h^2/l\lambda_g)^2$ ($h/l, h/\lambda_g \ll 1$) et en utilisant un dipôle demi-onde i. e. $2l=\lambda_g$, pour ce milieu on obtient une formule compacte pour la partie réelle de l'impédance d'entrée du dipôle demi-onde imprimé :

$$R_{in} \cong \frac{600}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \left(\frac{h}{l}\right)^2 \quad (15)$$

Cette impédance réelle peut être aussi utilisée comme l'impédance pure d'un dipôle imprimé résonant car la partie réelle de l'impédance d'entrée du dipôle change peu autour de sa fréquence de résonance.

Nous pouvons utiliser de nouveau la même procédure pour extraire la partie imaginaire de l'impédance d'entrée du dipôle demi-onde imprimé :

$$X_{in} = X_{11} - X_{12} = X_{12}(d = \varepsilon) - X_{12}(d = 2h) = -\frac{30}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \{ 2S_i\left(2\pi\frac{\varepsilon}{\lambda_g}\right) - 2S_i\left(2\pi\frac{2h}{\lambda_g}\right) - S_i\left(2\pi\frac{l}{\lambda_g}\left(2+\frac{\varepsilon^2}{2l^2}\right)\right) + S_i\left(2\pi\frac{l}{\lambda_g}\left(2+\frac{(2h)^2}{2l^2}\right)\right) - S_i\left(2\pi\frac{l}{\lambda_g}\left(\frac{\varepsilon^2}{2l^2}\right)\right) + S_i\left(2\pi\frac{l}{\lambda_g}\left(\frac{(2h)^2}{2l^2}\right)\right) \} \quad (16)$$

$S_i(x)$ est beaucoup plus facile à traiter pour les petites valeurs de x . D'autre part nous pouvons simplifier $S_i(x)$ pour les grandes valeurs de x , en décomposant les intégrales comme suit (pour : $2\pi h/l < 0,5$) :

$$S_i\left(2\pi\frac{l}{\lambda_g}\left(2+\frac{\varepsilon^2}{2l^2}\right)\right) = \int_0^{4\pi l/\lambda_g} \frac{\sin\tau}{\tau} d\tau + \int_{4\pi l/\lambda_g}^{(4\pi l/\lambda_g)+(\varepsilon\pi\varepsilon/\lambda_g l)} \frac{\sin\tau}{\tau} d\tau \cong S_i\left(2\pi\frac{2l}{\lambda_g}\right) + \left(\frac{\pi\varepsilon^2}{l\lambda_g}\right) \quad (17)$$

$$S_i\left(2\pi\frac{l}{\lambda_g}\left(2+\frac{(2h)^2}{2l^2}\right)\right) = \int_0^{4\pi l/\lambda_g} \frac{\sin\tau}{\tau} d\tau + \int_{4\pi l/\lambda_g}^{(4\pi l/\lambda_g)+(4h\pi h/\lambda_g l)} \frac{\sin\tau}{\tau} d\tau \cong S_i\left(2\pi\frac{2l}{\lambda_g}\right) + \left(\frac{4\pi h^2}{l\lambda_g}\right) \quad (18)$$

En utilisant les relations (17) et (18), la relation (16) se simplifie de la manière suivante :

$$X_{in} \cong -\frac{30}{\sqrt{\epsilon_{reff}}} \left\{ 2\left(2\pi\frac{\epsilon}{\lambda_g}\right) - 2\left(2\pi\frac{2h}{\lambda_g}\right) - \left(\frac{\pi\epsilon^2}{l\lambda_g}\right) + \left(\frac{4\pi h^2}{l\lambda_g}\right) - \left(2\pi\frac{l}{\lambda_g}\left(\frac{\epsilon^2}{2l^2}\right)\right) + \left(2\pi\frac{l}{\lambda_g}\left(\frac{(2h)^2}{2l^2}\right)\right) \right\}$$

De nouveau et en négligeant les termes dépendants de ϵ , nous pouvons présenter la partie imaginaire de l'impédance comme suit :

$$X_{in} \cong -\frac{30}{\sqrt{\epsilon_{reff}}} \left\{ -\frac{8\pi h}{\lambda} + \frac{8\pi h^2}{l\lambda} \right\} = \frac{120}{\sqrt{\epsilon_{reff}}} \pi \frac{h}{l} \left(1 - \frac{h}{l} \right) \quad (19)$$

En résumé l'impédance d'entrée du dipôle demi-onde imprimé s'exprime simplement par:

$$Z = R + jX \cong \frac{600}{\sqrt{\epsilon_{reff}}} \left(\frac{h}{l}\right)^2 + j \frac{120}{\sqrt{\epsilon_{reff}}} \pi \frac{h}{l} \left(1 - \frac{h}{l} \right) \quad (20)$$

Pour $2\pi\frac{h}{l} < 0,5$

Où h représente la distance entre le dipôle et le plan de masse et l la longueur du dipôle.

L'avantage d'utiliser le terme $\left(\frac{h}{l}\right)$ dans la relation (20) est que l'impédance se présente sous une forme indépendante de la longueur d'onde guidée λ_g , et donc nous pouvons extraire directement l'impédance résonante du dipôle imprimé aussi sur un substrat réel ayant la permittivité ϵ_r .

Afin de valider la relation (20), dans un premier temps nous comparons nos résultats avec ceux calculés par NEC2 et ensuite nous utilisons la relation (20) pour des cas plus concrets, pour un dipôle résonant imprimé sur un substrat réel, puis nous comparons ces résultats avec ceux trouvés dans la littérature [7] (Tab. 1).

| h/l | R (Ω) (20) | R (Ω) NEC2 | X (Ω) (20) | X (Ω) NEC2 |
|--------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| 0,0025 | 0,06 | 0,06 | 3,7 | 4,2 |
| 0,005 | 0,24 | 0,24 | 7,4 | 7,8 |
| 0,01 | 0,96 | 0,98 | 14,5 | 16,9 |
| 0,025 | 6,0 | 6,2 | 34,0 | 40,5 |
| 0,035 | 11,8 | 12,2 | 45,4 | 53,6 |
| 0,05 | 24,0 | 24,3 | 60,3 | 69,6 |
| 0,075 | 54,0 | 50,2 | 79,2 | 86,8 |

Tableau 1 : Impédance propre du dipôle imprimé

D'après le tableau 1, les résultats déduits analytiquement et en utilisant le logiciel NEC2 sont relativement similaires puisqu'un écart maximal de 5% (par rapport à la valeur numérique) sur la partie réelle et écart de 10% sur la partie imaginaire sont observés.

Nous avons trouvé quelques résultats d'impédance du dipôle imprimé sur les substrats épais [7]. Malgré l'épaisseur considérable du substrat qui ne convient pas à notre formulation analytique, la concordance entre les résultats reste intéressante (Tab. 2).

| ϵ_r | h/λ_0 | $R_{rés.} (\Omega)$ [7] | $R_{rés.} (\Omega)$ Formule (20) |
|--------------|---------------|----------------------------|-------------------------------------|
| 3,25 | 0,1016 | 34,5 | 39 |
| 3,25 | 0,127 | 60 | 62 |
| 8,5 | 0,15 | 50 | 76 |

Tableau 2 : Résistance de rayonnement du dipôle imprimé

Comme nous pouvons le constater, pour les valeurs ϵ_r de 3,25, la relation (20) donne une très bonne approche pour la résistance de résonance. Pour ϵ_r égal à 8,5, la présence d'ondes de surface implique une mauvaise estimation de la résistance de rayonnement.

2.2-b Impédance propre du dipôle imprimé de longueur quelconque

La méthode de calcul que nous avons présentée précédemment pour les dipôles imprimés demi-ondes peut être développée pour des longueurs quelconques. Dans ce cas les formules concernées avec la méthode EMF sont beaucoup plus volumineuses. Comme nous l'avons vu dans la relation (9) pour un dipôle demi-onde il existe trois termes de S_i et C_i , tandis que le nombre de ces termes monte jusqu'à neuf [11] pour un dipôle quelconque. Nous avons choisi de développer ces formules complexes autour de la longueur $\lambda/2$ pour déduire la longueur résonante des dipôles imprimés.

Pour évaluer la longueur résonante du dipôle, on peut utiliser la forme générale des intégrales de la méthode EMF. Ces intégrales générales sont valables pour un dipôles ayant une longueur quelconque et sont beaucoup plus complexes que les relations (9) [11]. On peut déduire après simplification, la relation suivante entre la longueur résonante, l'épaisseur et la permittivité ϵ_r du substrat concerné :

$$\frac{h^2}{\lambda_g^2} \left(\frac{\delta}{\lambda_g} \right)^3 + \left(0,367 \frac{h^2}{\lambda_g^2} - 0,075 \frac{h}{\lambda_g} \right) \left(\frac{\delta}{\lambda_g} \right)^2 + \left(0,001 \ln \frac{h^2}{r^2} - 0,38 \frac{h^2}{\lambda_g^2} \right) \frac{\delta}{\lambda_g} - \left(0,004 \frac{h}{\lambda_g} \right) = 0 \quad (21)$$

Pour $h > 10r$

Où :

$$\delta = \lambda_g/2 - l_{rés.}$$

r = rayon équivalent du dipôle imprimé

λ_g = longueur d'onde en prenant en compte l' ϵ_{reff} et l'épaisseur h du substrat

Quelques résultats obtenus avec la relation (21) sur la longueur de résonance des dipôles imprimés sont présentés dans le tableau suivant. Comme nous le voyons, la résonance des dipôles imprimés sur un substrat plus mince existe plutôt sur les longueurs très proches de $\lambda/2$ et plus on augmente l'épaisseur du substrat, plus la longueur résonante devient courte par rapport à $\lambda/2$. Ce comportement se manifeste également pour les patches rectangulaires résonant où les substrats plus épais imposent les longueurs plus courtes par rapport à $\lambda_g/2$ pour les patches imprimés. (Tab. 3)

| h/λ | δ/λ dipôle épais | δ/λ dipôle fin |
|-------------|----------------------------------|--------------------------------|
| 0,01 | 0,008 | 0,004 |
| 0,05 | 0,039 | 0,020 |
| 0,1 | 0,086 | 0,041 |

Tableau 3 : Longueur de résonance du dipôle imprimé.

Ces modélisations montrent également que la partie imaginaire de l'impédance du dipôle imprimé est très sensible à sa longueur tandis que la partie réelle de cette impédance ne manifeste pas cette spécificité. D'ailleurs les substrats plus minces manifestent mieux cette sensibilité. Cela peut expliquer pourquoi l'impédance d'entrée des patches rectangulaires, qui sont, d'après notre modèle, une composition de dipôles imprimés, est particulièrement sensible à leur longueur.

2.2-c Impédances mutuelles entre les dipôles imprimés

En utilisant le principe d'images, l'impédance mutuelle entre deux dipôles imprimés peut être déduite à l'aide de celle de deux dipôles normaux en espace libre [12] (Fig. 7).

$$Z_{12}(\text{imprimé} ; d) = Z_{12}(\text{normal} ; d) - Z_{12}(\text{normal} ; \sqrt{d^2 + 4h^2}) \quad (22)$$

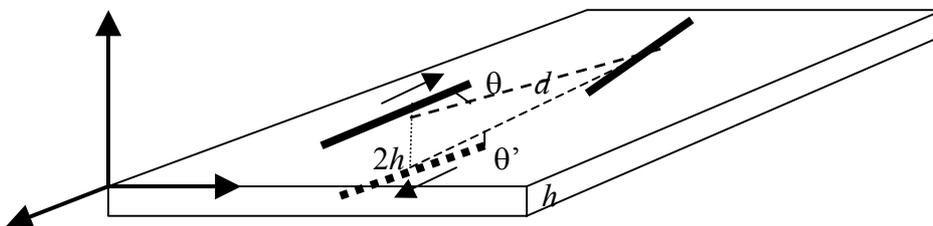


Figure 7 : Configuration générale pour étudier la matrice de l'impédance de deux dipôles imprimés

Une formulation analytique de l'impédance mutuelle entre deux dipôles imprimés séparés par une distance d , peut être déduite à partir de celle des dipôles normaux. Pour cela nous utilisons les formulations analytiques du chapitre 1 de l'impédance mutuelle entre dipôles normaux pour les distances d et $\sqrt{d^2 + 4h^2}$ successivement. Autrement dit, nous calculons l'interaction entre les antennes imprimées 1 et 2, comme la somme des interactions de l'antenne 1 et son image (en cas normal) avec l'antenne 2.

Nous avons déjà déduit au chapitre 1, des formules simples pour l'impédance mutuelle entre les dipôles normaux, nous pouvons donc les utiliser pour présenter une forme simple de l'impédance mutuelle entre les dipôles imprimés.

Pour rendre compatible les formules du chapitre 1 pour les antennes imprimées, il suffit de modifier la longueur d'onde en espace libre par λ_g et d'intégrer ϵ_{reff} :

$$Z_{12}(d) = (60\lambda_g/\pi d \epsilon_{\text{reff}}) \exp[-j(k_g d - \phi)] \quad \text{pour } d > 0,3\lambda_g \quad \theta = \theta' = 90^\circ$$

$$Z_{12}(d) - Z_{12}(\sqrt{d^2 + 4h^2}) = (60\lambda_g/\pi \epsilon_{\text{reff}}) \exp(j\phi) \left\{ \frac{\exp(-jk_g d)}{d} - \frac{\exp(-jk_g \sqrt{d^2 + 4h^2})}{\sqrt{d^2 + 4h^2}} \right\} \quad (23)$$

Le terme $\sqrt{d^2 + 4h^2}$ peut être simplifié, pour les petites valeurs de h , en une forme linéaire :

$$\sqrt{d^2 + 4h^2} \cong d(1 + 2h^2/d^2) \quad \text{pour } 4h^2 < 0,4d^2$$

La relation (23) est donc simplifiée comme:

$$Z_{12}(d) - Z_{12}[d(1 + 2h^2/d^2)] =$$

$$(60\lambda_g/\pi \epsilon_{\text{reff}}) \exp(j\phi) \left\{ \frac{\exp(-jk_g d)}{d} - \frac{\exp(-jk_g d) \exp(-jk_g \frac{2h^2}{d})}{d(1 + \frac{2h^2}{d^2})} \right\}$$

$$Z_{12}(d) - Z_{12}(\sqrt{d^2 + 4h^2}) \cong (60\lambda_g/\pi \epsilon_{\text{reff}}) \frac{\exp(-jk_g d)}{d} \exp(j\phi) \left\{ 1 - \frac{\exp(-jk_g \frac{2h^2}{d})}{(1 + \frac{2h^2}{d^2})} \right\} =$$

$$Z_{12}(d) \left\{ 1 - \frac{\exp(-jk_g \frac{2h^2}{d})}{(1 + \frac{2h^2}{d^2})} \right\} = \mathbf{A} Z_{12}(d, \text{normal}) \quad (24)$$

Ainsi, en utilisant la relation (24), l'impédance mutuelle entre deux dipôles imprimés séparés par une distance d , s'exprime simplement en fonction de celle des dipôles normaux

i.e. $Z_{12}(d)$, multipliée par un coefficient donné \mathbf{A} . Il nous suffit donc ici de évaluer le module et la phase de ce coefficient en fonction de k_g , h et d .

$$\mathbf{A} = \left\{ 1 - \frac{\exp(-jk_g \frac{2h^2}{d})}{(1 + \frac{2h^2}{d^2})} \right\} = \left\{ 1 - \frac{\text{Cos}(k_g \frac{2h^2}{d}) - j \text{Sin}(k_g \frac{2h^2}{d})}{(1 + \frac{2h^2}{d^2})} \right\} \rightarrow$$

$$|\mathbf{A}| \cong \frac{2h^2}{d^2} \sqrt{1 + 36 \frac{d^2}{\lambda_g^2}} \text{ (module)}$$

$$\angle \mathbf{A} \cong \text{Arctan}(2\pi d/\lambda_g) \text{ (phase)} \quad (25)$$

Comme nous voyons le coefficient \mathbf{A} fait aussi intervenir le facteur (h^2/d^2) analogue à (h^2/l^2) de la relation (15) pour l'impédance propre du dipôle imprimé. Nous pouvons donc conclure que plus la distance du dipôle imprimé à son plan de masse (épaisseur du substrat h) est petite, plus les impédances propre et mutuelle sont réduites.

Les résultats comparatifs sur l'impédance mutuelle entre deux dipôles demi-ondes imprimés, calculés par NEC et par la relation (24) sont présentés dans le tableau 4. Les impédances mutuelles sont déduites pour certaines valeurs de (d/λ) et (h/λ) .

| d/λ | h/λ | $Z_{12}(\Omega)$ (m < phase°) NEC | $Z_{12}(\Omega)$ (m < phase°) (24) |
|-------------|-------------|--------------------------------------|---------------------------------------|
| 0,3 | 0,02 | 0,7 < 21 | 1,1 < -6 |
| 0,3 | 0,05 | 5,5 < 16 | 7,5 < -6 |
| 0,4 | 0,02 | 0,4 < -4 | 0,6 < -36 |
| 0,4 | 0,05 | 3,4 < -10 | 4,0 < -36 |
| 0,5 | 0,02 | 0,3 < -16 | 0,4 < -68 |
| 0,5 | 0,05 | 2,5 < -44 | 2,5 < -68 |
| 0,6 | 0,05 | 1,8 < -66 | 1,8 < -100 |
| 0,7 | 0,02 | 1,5 < -99 | 1,3 < -135 |
| 0,8 | 0,05 | 0,9 < -142 | 0,9 < -168 |

Tableau 4 : impédance mutuelle entre dipôles imprimés demi-ondes ($\epsilon_r = 1$)

Comme nous le voyons dans le tableau 4, les impédances mutuelles pour les substrats plus minces sont plus petites. Ce comportement a déjà été observé pour l'impédance propre. D'autre part, les résultats analytiques sont très proches des résultats numériques obtenus pour le module de l'impédance mutuelle. En revanche, la phase calculée pour l'impédance mutuelle est éloignée des résultats numériques, cela peut être lié à une imprécision sur la phase du facteur \mathbf{A} calculé dans la relation (25).

2.3 Antennes imprimées rectangulaires

Nous allons, dans ce paragraphe, utiliser le concept énoncé en partie 1.5 de ce chapitre pour calculer analytiquement les impédances propre et mutuelle pour des antennes imprimées rectangulaires.

Cette méthode est basée sur le fait qu'une surface rayonnante peut-être décomposée en un ensemble d'antennes filaires portant chacune une partie de l'intensité du courant existant sur toute la surface rayonnante [2]. Tout comportement en rayonnement de cette surface peut être donc représenté par celui généré par l'ensemble d'antennes linéaires rassemblées dans un même espace.

De manière similaire aux antennes planaires, les antennes imprimées peuvent être modélisées par leurs courants de bord. Ainsi, un patch rectangulaire est modélisé par quelques dipôles situés près de ses bords et un patch circulaire par une boucle.

Dans le modèle le plus simple, qui est adopté dans la suite, un patch rectangulaire est représenté par deux dipôles parallèles au parcours dominant du courant, chacun situé à l'extrémité du patch. (Fig. 9)

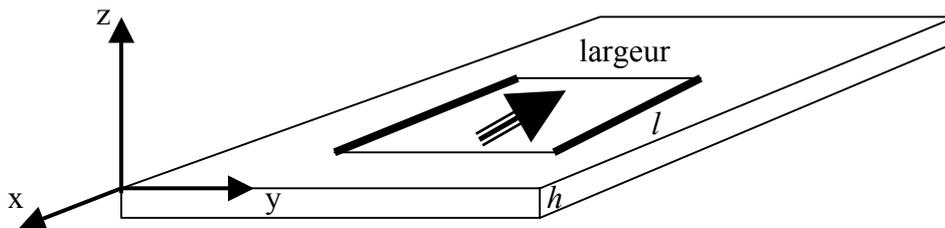


Figure 9 : Le patch modélisé par deux dipôles de bord

Lorsque les patches sont utilisés à la résonance, la forme du courant le long du patch (axe Ox) est sinusoïdale et ainsi les deux dipôles modélisant le patch sont supposés résonants. Ces deux dipôles sont parallèles et séparés par une distance égale à la largeur du patch. A cause de la présence du plan réflecteur ces éléments linéaires sont des dipôles imprimés ayant toutes les caractéristiques des dipôles imprimés classiques. Ainsi le problème d'un patch rectangulaire est ramené au problème de deux dipôles imprimés identiques.

2.3-a Impédance propre de l'antenne imprimée rectangulaire

Dans la littérature il y a une approche classique pour l'analyse des patches rectangulaires à base de fentes rayonnantes et de lignes de transmission [10]. On considère le patch rectangulaire comme deux fentes rayonnantes parallèles séparés par une distance égale à la longueur du patch et chacune perpendiculaire au parcours dominant du courant sur le patch. (Fig. 10)

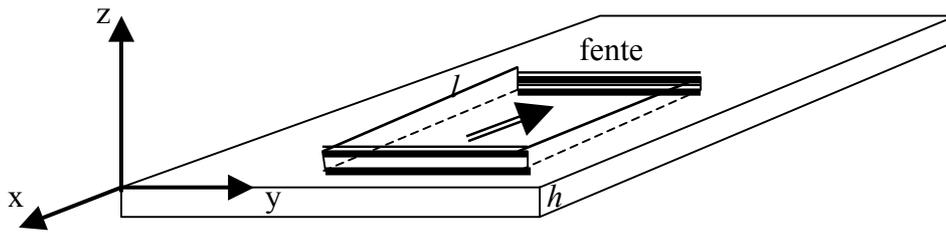


Figure 10 : le patch modélisé par deux fentes rayonnantes.

L'impédance propre du patch, observée au point d'alimentation, peut être calculée par le déplacement (vers le point d'alimentation) des impédances propres des fentes sur la ligne de transmission équivalente au patch. Afin d'avoir plus de précision, le couplage entre deux fentes est également pris en compte.

La méthode des fentes est difficile à utiliser pour les formes complexes d'antennes imprimées, où les formes et les lieux des fentes équivalentes, ne sont pas évidentes.

Nous pouvons utiliser la même procédure pour déduire l'impédance propre de l'antenne imprimée à partir de la transformation des impédances des deux dipôles imprimés toujours en prenant en compte leur couplage. L'avantage de modéliser les antennes imprimées par des dipôles imprimés est que, pour chaque forme compliquée, les bords de l'antenne sont faciles à déduire et les lieux et la géométrie des dipôles imprimés équivalents sont donc précisément connus (Fig. 11).

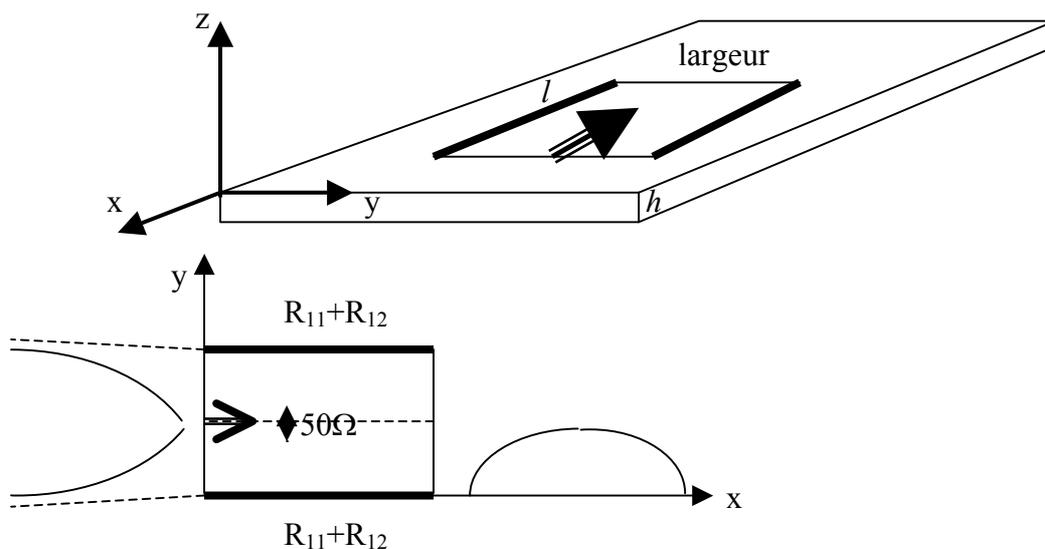


Figure 11 : dipôles équivalents et la distribution approchée du courant sur le patch

Afin d'avoir une polarisation linéaire, les patchs sont généralement alimentés sur un point situé sur un axe de symétrie légèrement décalé du centre du patch pour obtenir l'adaptation à 50Ω . Les impédances des deux dipôles imprimés doivent donc être transformées vers ce point optimal d'adaptation. Cela sera possible si l'on peut analyser l'antenne comme une ligne de transmission au travers du patch. Cette connaissance nécessite d'avoir la forme de la densité de courant dans cette direction. Comme nous le savons la forme du courant dans ce cas n'est plus ni sinusoïdale ni uniforme à cause d'effet de bords [13] et donc la transformation des impédances sur cette ligne de transformation ayant cette forme inhabituelle de courant ne se développe plus en forme classique.

Pour résoudre ce problème, trouver le rapport C entre l'impédance du dipôle de bord et celle observée au point d'alimentation, nous utilisons le fait que l'impédance au point d'alimentation est toujours de 50Ω . La relation suivante décrit les liens entre l'impédance observée au point d'alimentation, 50Ω , l'impédance du dipôle de borne Z_{11} , la résistance mutuelle entre deux dipôles de borne R_{12} et le coefficient C :

$$C | 2(Z_{11} / 4) + 2(R_{12} / 4) | = 50\Omega \quad (26)$$

Pour les patchs résonants nous pouvons supposer que les deux dipôles de bord sont aussi résonants, l'impédance Z_{11} est donc purement réelle ($Z_{11} = R_{11}$). Et c'est pour cette raison que nous ne considérons que la partie réelle de l'impédance mutuelle R_{12} dans la relation (26).

R_{11} et R_{12} peuvent être déduites à partir des relations (15) et (24) et la relation (26) devient donc :

$$C \left\{ \frac{300}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \left(\frac{h}{l} \right)^2 + \frac{h^2}{d^2} \sqrt{1 + 36 \frac{d^2}{\lambda_g^2}} \frac{60 \lambda_g}{\pi d \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \cos[-j (k_g d - \phi - \text{phase de } \mathbf{A})] \right\} = 50\Omega \quad (27)$$

pour $h < l/3$

Où l et d (distance entre deux dipôle de bord) sont respectivement la longueur et la largeur du patch, h et ϵ_{reff} représentent l'épaisseur et le diélectrique du substrat.

Le terme représentant le couplage entre les deux dipôles de bord est généralement petit par rapport au terme représentant leur impédance propre en particulier pour les patchs ayant de grandes largeurs où d est relativement plus grand que l . Pour un patch carré où $d = l \cong \lambda_g / 2$, C peut se déduire comme suit :

$$C = \frac{0,137 \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}}{\left(\frac{h}{l} \right)^2} \quad (28)$$

pour $h < l/3$

L'importance du facteur C est d'une part son utilisation pour le calcul de l'impédance mutuelle entre les patchs en fonction des impédances mutuelles de leurs dipôles équivalents (on abordera ce sujet dans la section suivante) et d'autre part ce facteur donne des informations importantes sur la forme de la densité de courant à travers le patch.

D'après un modèle très simple pour l'estimation de l'impédance d'entrée d'une antenne ayant une forme quelconque de courant induit, le rapport entre les impédances d'entrée observées aux deux points quelconques est proportionnel au carré du rapport entre leur densité locale de courant [10].

En utilisant ce principe pour les patchs rectangulaires, nous pouvons comparer la densité de courant au bord du patch avec celle au centre, où nous observons l'impédance d'entrée du patch. L'impédance observée au bord est évidemment celle d'un dipôle imprimé et celle observée au centre est l'impédance d'entrée du patch complet. Le rapport entre les deux est donc inversement proportionnel à C :

$$|Z(\text{dipôle imprimé})| / |Z(\text{patch})| = 1 / C = \{J(\text{centre}) / J(\text{borne})\}^2 \sim \left(\frac{h}{l}\right)^2 \quad (29)$$

Ainsi ce modèle nous montre que le rapport entre la densité de courant au bord du patch et celle au centre du patch est proportionnel à l'épaisseur du substrat h . Pour un patch ayant un substrat plus mince, la variation de la densité de courant est plus forte au travers du patch. Cela signifie que, plus les distances entre le patch et le plan de masse sont petites, plus le courant est concentré sur les bords.

2.3-b Impédance mutuelle entre les antennes imprimées rectangulaires

Nous avons utilisé le modèle des dipôles de bord et une approche basée sur la forme du courant pour étudier l'impédance propre du patch. Ce modèle analytique est simple et pratique pour déduire l'impédance mutuelle entre patchs car il transforme une structure bidimensionnelle en deux dipôles linéaires. L'impédance mutuelle vue du point d'alimentation s'exprime donc comme la somme des impédances mutuelles entre les dipôles équivalents transférées au point d'alimentation par le coefficient C . Ainsi le calcul de l'impédance mutuelle entre patchs est ramené à celui de quatre dipôles imprimés pour lesquels on dispose de formules simples exprimant leurs impédances.

Ce modèle est réaliste si la quantité totale de courant existant sur les parties intérieures du patch est suffisamment faible par rapport à celle aux bords, ce qui est juste pour la plupart des patchs.

Afin de déduire l'impédance mutuelle entre deux patchs rectangulaires résonants, nous supposons que le courant total sur chaque patch est divisé en deux parties identiques, situées sur les dipôles imprimés équivalents aux bords transverses du patch (Fig. 12). Le courant est sinusoïdal le long de chaque dipôle imprimé car les patchs sont supposés résonants. (Relation 30)

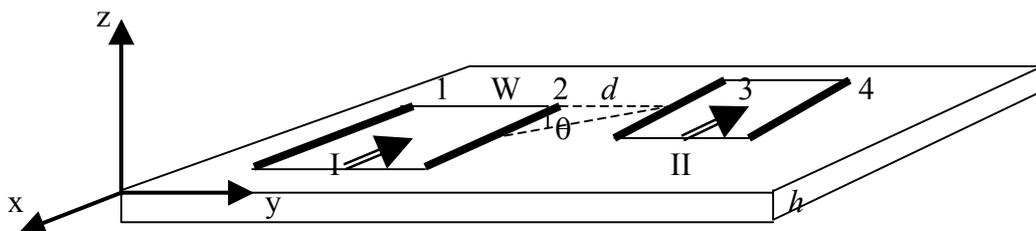


Figure 12 : patchs modélisés par les dipôles imprimés pour calculer le couplage

L'impédance mutuelle $Z_{I II}$ s'écrit alors:

$$\mathbf{Z}_{I II} = \mathbf{C} (\mathbf{Z}_{13}/4 + \mathbf{Z}_{14}/4 + \mathbf{Z}_{23}/4 + \mathbf{Z}_{24}/4) \quad (30)$$

Où les quatre termes Z_{13} , Z_{14} , Z_{23} et Z_{24} , sont les impédances mutuelles entre les dipôles imprimés. Le facteur scalaire \mathbf{C} transfère les impédances mutuelles au point d'alimentation où nous souhaitons calculer l'impédance mutuelle globale $\mathbf{Z}_{I II}$.

Cette transformation de l'impédance nécessite un arrangement de phase qui dépend des caractéristiques du patch analysé. A cause de la forme particulière du courant sur le patch, ce déphasage n'est pas calculable de manière simple.

L'autre problème est que dans le modèle des patches alimentés par sonde, on doit prendre en compte l'effet de la transition coaxial – microruban sur les impédances. Une sonde peut être modélisée par une impédance complexe en série avec l'impédance du patch [14]. Le calcul de la matrice d'impédance est donc fait en prenant en compte cette impédance additionnelle (Fig. 13) :

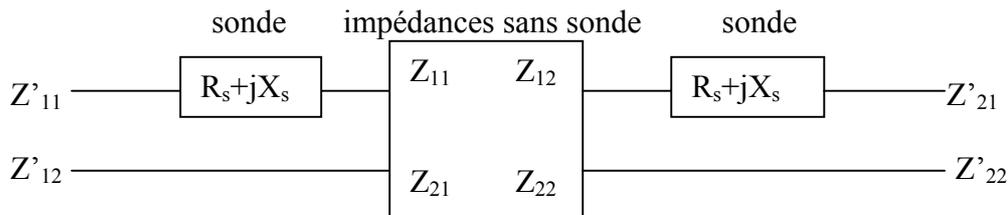


Figure 13 : pris en compte de la sonde dans la matrice de l'impédance

$$Z'_{11} = Z_{11} + (R_s + jX_s)$$

$$Z'_{12} = Z_{12}$$

$$Z'_{21} = Z_{21}$$

$$Z'_{22} = Z_{22} + (R_s + jX_s)$$

$$\text{Où : } R_s = 60\pi^2 (h/\lambda_0)$$

$$X_s = -120\pi (h/\lambda_0)[\ln(ka/2) + 0,5772] ; a = \text{le rayon de la sonde.} \quad (31)$$

Comme nous le voyons, la présence de la sonde d'alimentation change l'impédance propre de chaque patch vue de l'entrée des sondes et les impédances mutuelles restent inchangées. Dans ce modèle il faut adapter la relation (26) car l'impédance d'entrée vue au point d'alimentation n'est plus égale à 50Ω et celle-ci doit être alors rectifiée:

$$R'_{11} = 50\Omega = R_{11} + R_s \rightarrow R_{11} = 50\Omega - R_s \quad (32)$$

Finalemment c'est la valeur de R_{11} qui doit être adapter pour avoir 50Ω dans la relation (26). Le coefficient C sera donc légèrement modifié dans ce cas.

Il convient d'évaluer l'impédance mutuelle par la méthode analytique proposée. La validation des résultats analytiques est faite par une comparaison avec les résultats numériques et quelques mesures expérimentales. Le traitement numérique est effectué à l'aide du simulateur ENSEMBLE, dont le principe est brièvement introduit par la suite. Les résultats comparatifs sont présentés.

2.3-c Résultats comparatifs

Le tableau 5 présente les résultats de l'impédance mutuelle dans le plan H ($\theta = 90^\circ$; Fig. 12) obtenus avec la méthode analytique appliquée pour les patchs carrés résonants à 2GHz. Ceux-ci sont comparés aux résultats expérimentaux et à ceux obtenus avec la simulation numérique effectuée par ENSEMBLE.

Le logiciel ENSEMBLE [15] est un simulateur numérique basé sur le méthode des moments et la méthode des éléments finis, pour résoudre les équations intégrales des antennes patchs 2D. Ce simulateur nous permet de traiter les antennes patchs alimentées par des sondes aussi bien que par des lignes micro-rubans. La distribution du champ électromagnétique aux alentours du patch est évaluée dans l'espace libre et dans le diélectrique.

| d mm | Mesure $ \Omega < \phi^\circ$ | Ensemble $ \Omega < \phi^\circ$ | Analytique $ \Omega < \phi^\circ$ |
|-------------|-----------------------------------|-------------------------------------|---------------------------------------|
| 14 | 23 < 198 | 26 < 186 | 33 < 63 |
| 22 | 14 < 171 | 20 < 165 | 18 < 30 |
| 32 | 9 < 150 | 12 < 138 | 13 < -18 |

Tableau 5 : impédance mutuelle entre patchs carrés en plan H.
 $h = 0,8\text{mm}$; $\epsilon_r = 2,2$; $W = 42\text{mm}$

Comme nous le voyons il y a une bonne concordance entre les modules des impédances mutuelles calculées entre patchs. En revanche la phase calculée par la méthode analytique n'a rien à voir avec celle de la mesure et de la simulation numérique.

En effet, l'impédance mutuelle est toujours calculée au point d'alimentation sur l'axe de symétrie du patch. Nous devons donc aussi transformer la phase de l'impédance mutuelle sur ce point précis. Ainsi les quatre termes représentant des impédances mutuelles dans la relation (30) doivent être multipliés par le facteur : $\exp(-jk_g L)$ où L est la largeur du patch. Pour un patch carré résonant où $L = l \cong \lambda_g/2$, ce facteur devient tout simplement un déphasage de 180° appliqué sur l'impédance mutuelle. Cette correction est faite et les nouveaux résultats sont présentés au tableau 6. Dans ce cas la phase des résultats analytiques montre une meilleure concordance avec la mesure et la simulation numérique.

| d mm | Mesure $ \Omega < \phi^\circ$ | Ensemble $ \Omega < \phi^\circ$ | Analytique $ \Omega < \phi^\circ + 180$ |
|------|-----------------------------------|-------------------------------------|---|
| 14 | 23 < 198 | 26 < 186 | 33 < 243 |
| 18 | --- | 22 < 175 | 21 < 230 |
| 22 | 14 < 171 | 20 < 165 | 18 < 210 |
| 26 | --- | 16 < 155 | 17 < 191 |
| 32 | 9 < 150 | 12 < 138 | 13 < 162 |

Tableau 6 : impédances mutuelles en plan H, méthode analytique avec correction de phase

Pour évaluer l'impédance mutuelle dans la plan E où les patches sont colinéaires, nous avons besoin d'explicitier l'impédance mutuelle entre dipôles imprimés colinéaires ou en échelon. Dans un premier temps, nous allons la calculer pour deux dipôles imprimés colinéaires (Fig. 14).

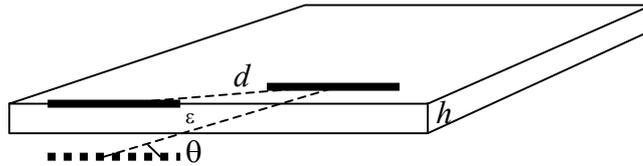


Figure 14 : dipôles imprimés colinéaires

Dans la figure 14, d est la distance entre les centres des dipôles imprimés.

$$\begin{aligned}
 Z_{12}(d; \varepsilon) - Z_{12}(\sqrt{d^2 + 4h^2}; \theta) &= \\
 (60\lambda_g/\varepsilon_{\text{reff}}\pi) \exp(j\phi) &\left\{ \frac{\exp(-jk_g d) \text{Cos}(\frac{\pi}{2} \cos \varepsilon)}{d} - \frac{\exp(-jk_g \sqrt{d^2 + 4h^2}) \text{Cos}(\frac{\pi}{2} \cos \theta)}{\sqrt{d^2 + 4h^2}} \right\} \\
 = (60\lambda_g/\varepsilon_{\text{reff}}\pi) \exp(j\phi) &\frac{\exp(-jk_g d)}{d} \frac{\pi h^2}{R^2} \left\{ \left(\frac{\varepsilon R}{2h}\right)^2 - \frac{\exp(-jk_g \frac{2h^2}{R})}{1 + \frac{2h^2}{R^2}} \right\} \\
 = Z_{12}(d) \frac{\pi h^2}{R^2} &\left\{ \left(\frac{\varepsilon R}{2h}\right)^2 - \frac{\exp(-jk_g \frac{2h^2}{R})}{1 + \frac{2h^2}{R^2}} \right\} \cong Z_{12}(d) \frac{\pi h^2}{R^2} \left\{ 0,1 - \frac{\exp(-jk_g \frac{2h^2}{R})}{1 + \frac{2h^2}{R^2}} \right\} \quad (33)
 \end{aligned}$$

Où $Z_{12}(d)$ est l'impédance mutuelle entre deux dipôles normaux broadside séparés par une distance d .

Pour deux dipôles colinéaires, ε est presque nul, et si de plus θ est très petit (Fig. 14), nous pouvons appliquer les simplifications suivantes :

$$\text{Cos}(\pi/2 \cos\varepsilon) = \text{Cos}(\pi/2 - \pi\varepsilon^2/4) = \text{Sin}(\pi\varepsilon^2/4) = \pi\varepsilon^2/4$$

$$\text{Cos}\theta = R/R' \cong 1 - 2 (h/R)^2$$

$$\text{Cos}(\pi/2 \cos\theta) \cong \text{Cos}[\pi/2 (1 - 2h^2/R^2)] = \text{Cos}(\pi/2 - \pi h^2/R^2) = \text{Sin}(\pi h^2/R^2) \cong \pi h^2/R^2 \quad (34)$$

Afin de déduire les impédances mutuelles entre les patches en échelon (Fig. 12), nous avons tout d'abord besoin de présenter une expression analytique pour l'impédance mutuelle entre deux dipôles imprimés en échelon. Pour cela nous utilisons la relation (23) pour les dipôles normaux en échelon. Les impédances mutuelles entre les dipôles normaux en échelon sont présentées analytiquement [13].

$$Z_{12}(d ; \theta) - Z_{12}(\sqrt{d^2 + 4h^2} ; \theta') = (60\lambda_g/\varepsilon_{\text{reff}}\pi) \exp(j\phi) \left\{ \frac{\exp(-jk_g d) \text{Cos}(\frac{\pi}{2} \cos\theta)}{d} - \frac{\exp(-jk_g \sqrt{d^2 + 4h^2}) \text{Cos}(\frac{\pi}{2} \cos\theta')}{\sqrt{d^2 + 4h^2}} \right\} \quad (34)$$

$$\text{D'après la fig. 14, } \text{Cos}\theta' = \text{Cos}\theta (1 - 2 h^2/d^2) \rightarrow$$

$$\text{Cos}(\pi/2 \cos\theta') = \text{Cos}(\pi/2 \cos\theta) + \pi h/d \text{Sin}\theta \text{Sin}(\pi/2 \cos\theta) \rightarrow$$

$$Z_{12}(d ; \theta) - Z_{12}(\sqrt{d^2 + 4h^2} ; \theta') = \frac{\exp(-jk_g d)}{\frac{d}{\lambda_g}} \text{Cos}(\frac{\pi}{2} \cos\theta) \left\{ 1 - \frac{\exp(-jk_g \frac{2h^2}{d})}{1 + \frac{2h^2}{d}} \left[1 + \text{Cos}\theta \frac{\pi h^2}{d^2} \text{Tan}(\frac{\pi}{2} \cos\theta) \right] \right\} = Z_{12}(d ; \theta) \left\{ 1 - \frac{\exp(-jk_g \frac{2h^2}{d})}{1 + \frac{2h^2}{d}} \left[1 + \text{Cos}\theta \frac{\pi h^2}{d^2} \text{Tan}(\frac{\pi}{2} \cos\theta) \right] \right\} \quad (35)$$

Ainsi l'impédance mutuelle entre les dipôles imprimés en échelon s'exprime en fonction de celle des dipôles normaux ajouté d'un facteur correctif. Cela nous aide à déduire l'impédance mutuelle entre les patches en échelon en utilisant le modèle des dipôles de bord. Le couplage dans le plan E peut être traité également comme un simple cas de patches en échelon.

Dans ce cas aussi nous utilisons la relation (30) pour connaître l'impédance mutuelle $Z_{I II}$ entre les patchs en échelon :

$$Z_{I II} = C (Z_{13}/4 + Z_{14}/4 + Z_{23}/4 + Z_{24}/4)$$

Où les quatre termes dans la parenthèse représentent les impédances mutuelles entre quatre dipôles imprimés situés aux quatre bords des deux patchs considérés. Le coefficient C reste le même que dans la relation (30).

Nous avons utilisé cette dernière formulation analytique pour calculer l'impédance mutuelle dans le plan E ($\theta = 0^\circ$) et dans le cas des deux patchs en échelon (* $\theta = 31^\circ$). Les résultats sont comparés avec ceux de la mesure et de la simulation numérique par ENSEMBLE (Tab. 7).

| d mm | Mesure $ \Omega < \phi^\circ$ | Ensemble $ \Omega < \phi^\circ$ | Analytique $ \Omega < \phi^\circ + 180$ |
|-------------|-----------------------------------|-------------------------------------|---|
| 14 | 6 < 128 | 11 < 128 | 7 < 165 |
| 22 | 5 < 120 | 9 < 108 | 5 < 140 |
| 14* | 8 < 168 | 20 < 170 | 9 < 280 |

Tableau 7 : Impédance mutuelle en plan E ; en échelon

Comme le montre le tableau 7, le module de l'impédance mutuelle calculée est très proche de celui de la mesure. En revanche, il y a toujours d'écarts importants pour les phases. Cela peut être lié au fait que la relation (27) ne donne pas la phase du coefficient C .

3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons traité les antennes planaires à l'aide de quelques antennes linéaires. Ce traitement est important car nous pouvons utiliser les formulations simple du chapitre 1, pour des antennes complexes bidimensionnelles.

Les antennes planaires imprimées ont été analytiquement étudiées à l'aide des dipôles imprimés. Pour ces derniers, nous avons présenté des formules compactes des impédances propre et mutuelle.

Nous avons comparé les résultats obtenus de la formulation analytique de l'impédance mutuelle avec la simulation numérique et la mesure. Ces résultats comparatifs ont été effectués pour les patchs rectangulaire en plan E, en plan H et en échelon.

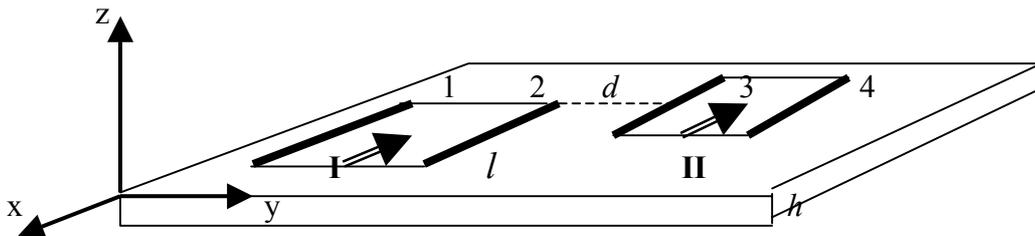
L'une des perspectives de cette modélisation analytique peut être le traitement des formes complexes d'antennes planaires à partir des éléments filaires [16].

Formules importantes du chapitre 3

1) **Impédance propre d'un dipôle imprimé demi-onde de longueur l , sur un substrat d'épaisseur d et de permittivité relative ϵ_r :**

$$Z = R + jX \cong \frac{600}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \left(\frac{h}{l}\right)^2 + j \frac{120}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \pi \frac{h}{l} \left(1 - \frac{h}{l}\right)$$

2) **Impédance mutuelle entre deux patchs rectangulaires :**



patchs modélisés par les dipôles imprimés pour calculer le couplage

$$Z_{I\text{II}} = C (Z_{13}/4 + Z_{14}/4 + Z_{23}/4 + Z_{24}/4)$$

Où :

$$Z_{12}(d) \cong (60\lambda_g/\pi\epsilon_{\text{reff}}) \frac{\exp(-jk_g d)}{d} \exp(j\pi/4) \left\{ 1 - \frac{\exp(-jk_g \frac{2h^2}{d})}{(1 + \frac{2h^2}{d^2})} \right\} =$$

$$C = \frac{0,137 \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}}{\left(\frac{h}{l}\right)^2}$$

Références du chapitre 3

- [1] G. Davis, "An expression for the mutual impedance of coplanar, orthogonal surface patches", IEEE Trans. AP-38, No. 12, Dec. 1990, pp. 1975 – 1978.
- [2] A. Koksai, "Mutual impedance of parallel and perpendicular coplanar surface monopoles", IEEE Trans. AP-39, Aug. 1991, pp. 1251 – 1256.
- [3] R. Janaswamy, "A simplified expression for the self/mutual impedance between coplanar and parallel surface monopoles", IEEE Trans. AP-35, No. 10, Oct. 1987, pp. 1174 – 1176.
- [4] A. Wunsch, "Transverse current on strip dipole antenna", Electronics Letters, Vol. 18, No. 15, July 1982, pp. 664 – 666.
- [5] S. Marchetti, "H-field and J-current singularities at sharp edges in printed circuits", IEEE Trans. AP-39, No. 9, Sep. 1991, pp. 1321 – 1331.
- [6] C. Shiao, "Distribution of current induced on metal-strip gratings by plane wave", IEEE Trans. AP-46, No. 6, Jun. 1998, pp. 883 – 885.
- [7] I. Rana, "Current distribution and input impedance of printed dipoles", IEEE Trans. AP-29, Jan. 1981, pp. 99 – 105.
- [8] N. Uzunoglu, "Radiation properties of microstrip dipoles", IEEE Trans. AP-27, Nov. 1979, pp. 853 – 858
- [9] D. Chang, "Analytical theory on an unloaded rectangular microstrip patch", IEEE Trans. AP-29, Jan. 1981, pp. 54 – 62.
- [10] C. Balanis, Antenna theory, analysis and design, Jonh WILEY, 1982, Chpt. 7
- [11] J. Kraus, Antennas, McGraw-hill 1988, Chpt. 10
- [12] A. Gera, "Simple expressions for mutual impedances", IEE Proceedings, Vol. 135, Pt. H, Dec. 1988, pp. 395 – 399.
- [13] H. Matzner, "A two dimensional solution of a rectangular patch antenna", The 16th conference of EEE in Israel, 1989, pp. 1 – 4
- [14] J. Zheng, "End-correction network of a coaxial probe for microstrip patch antennas", IEEE Trans. AP-39, Jan. 1991, pp. 115 – 118.
- [15] ENSEMBLE SV design problems, Ansoft corporation 2000.
- [16] A. Kazemipour, H. Kokabi, " Modeling of a shifted branches dipole antenna, application to a log periodic antenna", à paraître au journal "Electromagnetics", Mai 2003

Chapitre 4 : Contribution à la conception d'antennes de géométrie complexe

1 Introduction

Dans les parties précédentes, nous avons essayé de mieux comprendre l'interaction entre les antennes linéaires et planaires. Cette connaissance nous aide à quantifier et à minimiser les éventuels effets perturbateurs du couplage.

Le couplage entre les antennes n'est pas toujours un effet perturbateur et dans certains cas, il peut être utilisé pour améliorer les caractéristiques de rayonnement. Un bon exemple est le réseau linéaire de Yagi-Yuda dans lequel la directivité d'un dipôle est augmentée en ajoutant d'autres dipôles couplés à ce premier dipôle.

Nous avons aussi vu au chapitre précédent qu'à partir de la connaissance des distributions de courant sur une antenne planaire ou imprimée, que l'on pouvait sous certaines conditions établir un modèle linéaire de ces distributions. Les caractéristiques de rayonnement, le couplage sont alors plus facile à calculer, car nous pouvons les exprimer analytiquement.

Nous allons maintenant montrer que ce principe peut s'appliquer à des structures plus complexes, tridimensionnelles et que cette connaissance à priori des courants peut aussi conduire à la conception d'antenne filaire large-bande. Nous allons dans un premier temps étudier un dipôle en cavité et une antenne planaire large-bande dite « étoile » sera ensuite modélisée à l'aide de fils rayonnants.

2 Dipôle en cavité

2.1 Modélisation du dipôle en cavité

Pour illustrer notre propos, nous allons regarder le cas d'un dipôle placé au-dessus d'une cavité (Fig. 1), il s'agit bien ici d'une antenne fortement couplée à son environnement.

Le modèle d'un dipôle en cavité peut être en première approche considéré comme un dipôle en présence d'un plan réflecteur mais ensuite il faut prendre en compte les effets de parois de la cavité.

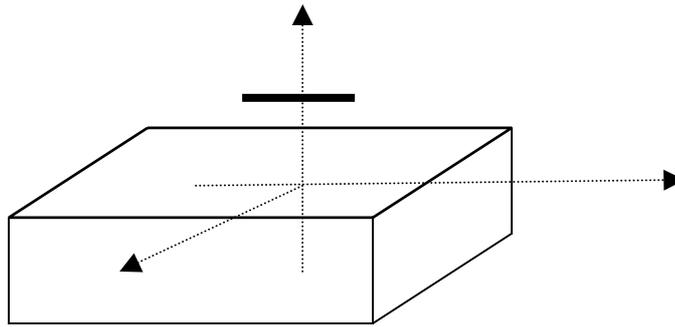


Figure 1 : configuration générale du dipôle en cavité

Les résultats que nous présentons ci-dessous sont extraits d'un travail en cours à l'ENST [1]. La configuration est la suivante: l'ensemble est constitué d'un dipôle de longueur 5cm pour fonctionner autour de 3GHz. La cavité a pour longueur 10,5cm, pour largeur 6,1cm et pour hauteur 3,7cm. La meilleure bande passante de cette configuration a été obtenue pour la distance égale à 4,8cm entre le dipôle et le fond de la cavité. La courbe d'adaptation de cette configuration est présentée dans la figure 2, où nous pouvons comparer la largeur de bande du dipôle en cavité avec un dipôle seul.

L'ensemble des résultats de simulation présentés dans ce chapitre ont été obtenus avec le logiciel NEC2.

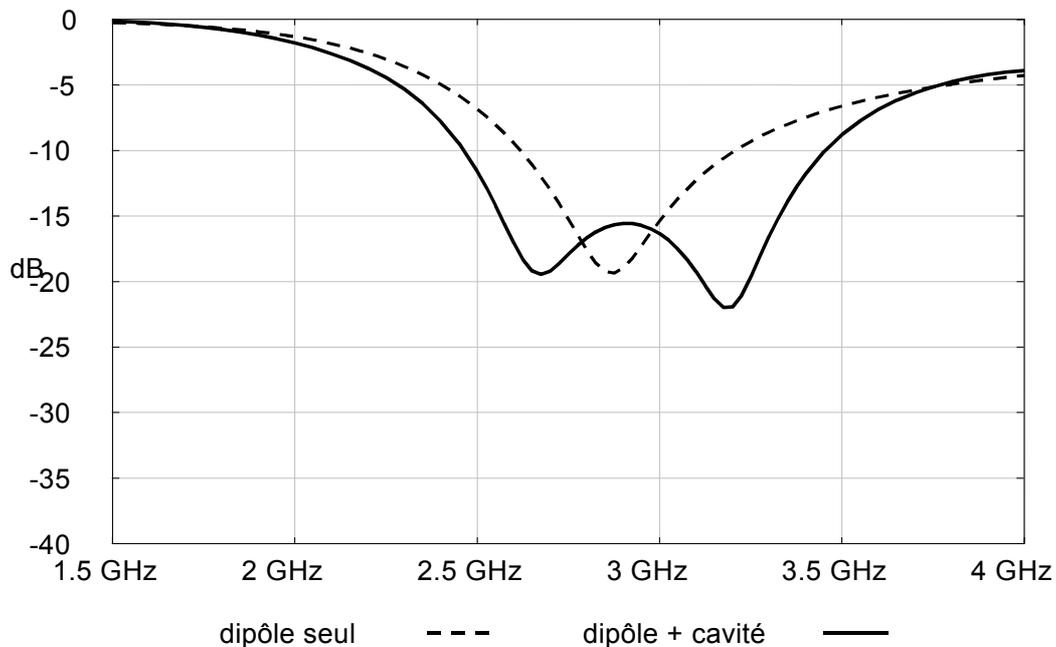


Figure 2 : module du coefficient de réflexion (100Ω) pour le dipôle en cavité et un dipôle seul [1]

Comme nous le voyons, la bande passante est améliorée pour le dipôle en cavité. Elle est égale à 1 GHz autour de 3 GHz alors qu'elle était 600 MHz autour de 2,9 GHz pour le dipôle seul.

La structure du dipôle au-dessus de la cavité a été étudiée numériquement et une maquette a été réalisée pour la mesure de l'impédance d'entrée et le diagramme de rayonnement [1]. Ces résultats ont donc été validés.

La distribution de courant sur la cavité montre que sur le plan réflecteur le courant induit est partout négligeable sauf sur une petite tranche parallèle située juste en dessous du dipôle. D'autre part, le courant induit sur les parois est important seulement sur les bords hauts de la cavité, parallèles au dipôle. (Figs. 3 et 4)

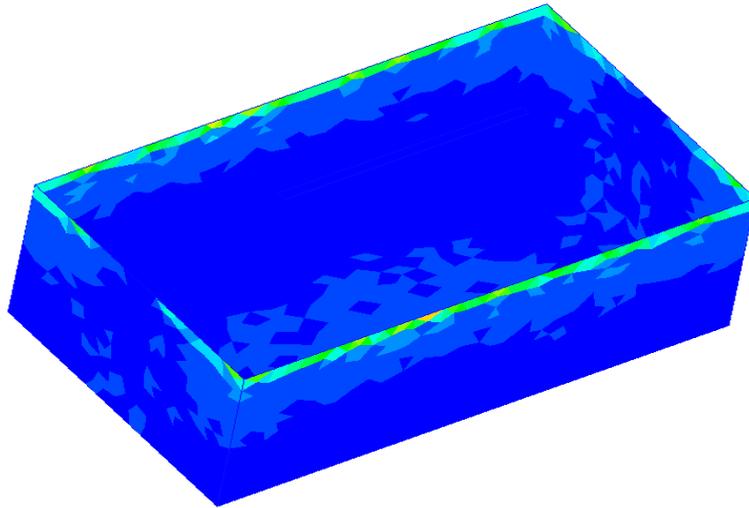


Figure 3 : distribution du courant induit sur la cavité [1]

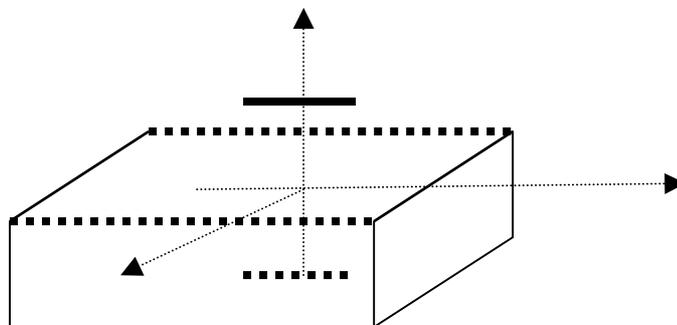


Figure 4 : représentation schématique des principaux courants sur la cavité

Comme nous le savons, les objets qui ne supportent pas de courant, ne participent pas au rayonnement. Nous pouvons donc supprimer les parties de la cavité où il n'existe pas de courant important. Ainsi le plan réflecteur au fond de la cavité peut être remplacé par un « dipôle image » et les parois remplacées par deux dipôles fins de part et d'autre du principal. (Fig. 5)

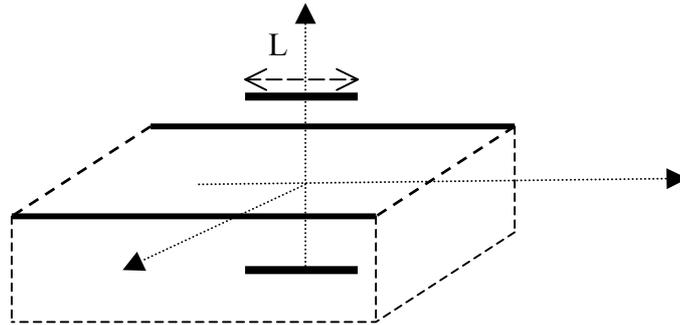


Figure 5 : modèle de trois dipôles pour la cavité

Avec cette approche, le dipôle en cavité peut être remplacé par un réseau 3D constitué d'un dipôle actif et de trois dipôles passifs court-circuités. Cela signifie que, si nous pouvons optimiser les positions de ces trois dipôles passifs par rapport à l'actif, nous pouvons espérer améliorer les caractéristiques de rayonnement et ensuite reconstruire le dipôle en cavité avec ses nouvelles caractéristiques.

Le modèle de trois dipôles pour la cavité a été étudié numériquement et les résultats obtenus sur l'impédance d'entrée sont proches à ceux du système dipôle + cavité [1]. L'objectif principal de la section suivante est l'optimisation du réseau 3D de quatre dipôles en modifiant les dimensions des dipôles et la configuration du réseau.

2.2 Description du modèle et optimisation

Le dipôle actif de ce réseau est choisi résonant pour la fréquence centrale de la bande de fréquence. Le diamètre du dipôle actif est choisi pour que la bande de fréquence soit optimale. La variation du diamètre d'un dipôle n'est pas un paramètre important pour les impédances mutuelles mais par contre elle l'est pour la partie imaginaire de l'impédance propre [2], [3]. Plus le diamètre est grand plus la partie imaginaire de l'impédance propre est stable autour du point de résonance.

Nous allons essayer d'optimiser les caractéristiques de rayonnement du réseau de quatre antennes en jouant sur les positions des éléments passifs ainsi que sur le diamètre du dipôle actif. Le but est avant tout accéder à une bande de fréquence maximale autour du point de résonance du dipôle actif.

2.2-a Influence du diamètre du dipôle

Pour la configuration initiale du réseau de quatre dipôles, l'effet essentiel de l'augmentation du diamètre du dipôle est d'élargir la bande de fréquence et en même temps d'augmenter la partie réelle de l'impédance d'entrée du dipôle (Figs 6 et 7).

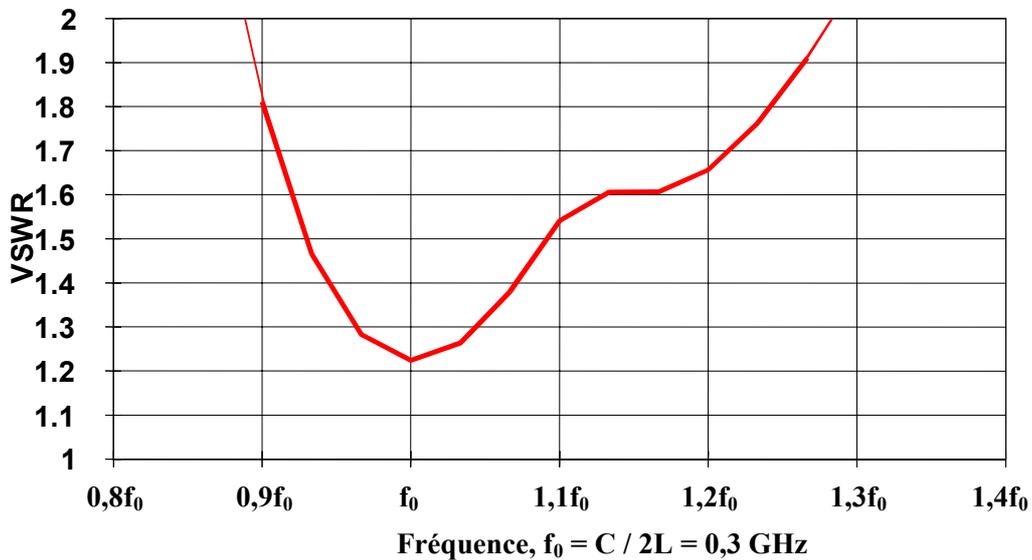


Figure 6 : adaptation (à 200Ω) pour un diamètre égal à 0,005λ

Comme nous le voyons dans la figure 6, pour un diamètre intermédiaire de 0,005λ, la bande de fréquence est de 40% autour de f₀.

Nous avons ensuite augmenté le diamètre du dipôle à 0,01λ, et l'adaptation s'est ainsi améliorée. (Fig. 7)

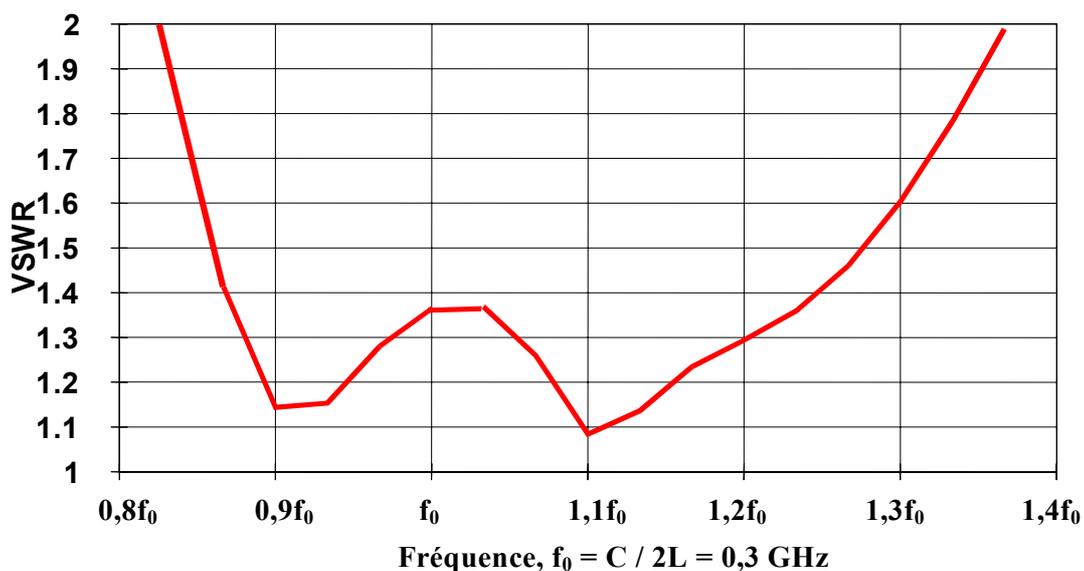


Figure 7 : adaptation (à 200Ω) pour un diamètre égal à 0,01λ

Comme le montre la figure 7, en modifiant le diamètre du dipôle à $0,01\lambda$, la bande de fréquence est maintenant de 55% autour de f_0 .

Dans les cas pratiques, une grande impédance d'entrée n'est pas souhaitable car la réalisation et l'alimentation des dipôles épais est toujours accompagnée par le problème du gap et de ses effets perturbateurs sur l'impédance d'entrée. Il faut donc trouver un compromis dans ce cas. Nous avons fixé le diamètre à $0,01\lambda$ pour optimiser le système. Pour ce diamètre, le dipôle ne subit pas les effets du gap et d'autre part son impédance réelle ne dépasse pas 150Ω .

Dans les figures 6 et 7 la largeur de bande du réseau de quatre dipôles est définie à partir des courbes de TOS. Nous avons choisi le seuil de 2 au TOS pour la largeur de bande, ce qui reflète un coefficient de réflexion inférieur à 0,3. Nous avons étudié les diagrammes de rayonnement dans cette bande, la directivité du dipôle pour la plupart de la bande est quasiment stable et égale à 7dB environ, mais l'ouverture à 3dB diminue lors la fréquence augmente. Cette dernière a pour valeur moyenne 120 degré pour la gamme citée. (Fig. 8)

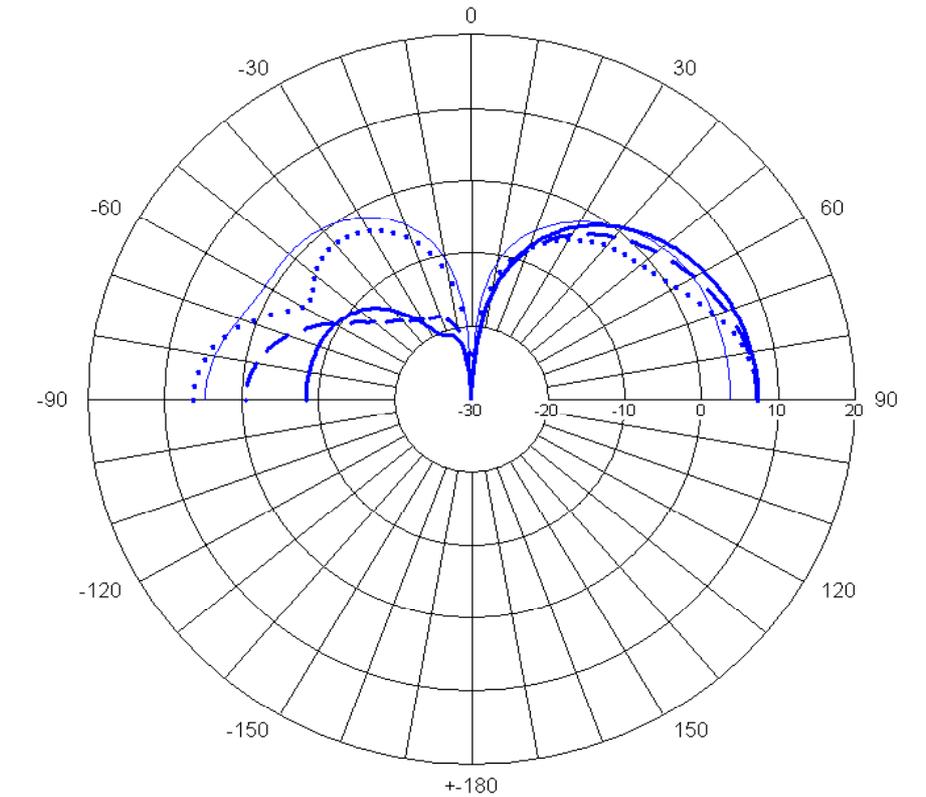


Figure 8 : diagramme de rayonnement aux fréquences : $0,8f_0$ (gras), f_0 (tiret), $1,2f_0$ (point) et $1,4f_0$ (solide)

Pour présenter la configuration du réseau de quatre dipôles, d'une manière générale, nous allons décrire toutes les dimensions proportionnelles à la longueur d'onde λ_0 . A cette fréquence la longueur du dipôle actif est égale à $\lambda_0/2$. Le réseau de quatre dipôles est optimisé pour les dimensions suivantes des dipôles et du réseau (Fig. 5):

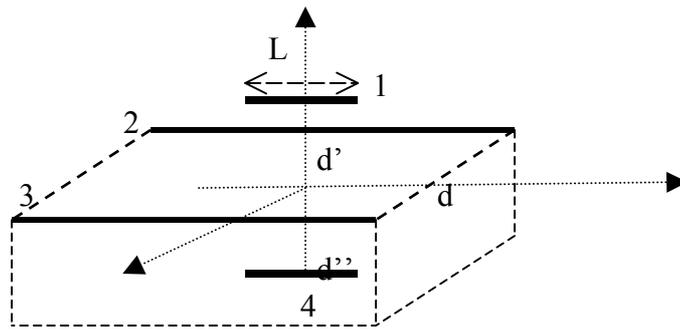


Figure 5 : modèle de trois dipôles pour la cavité

$$\begin{aligned}
 L_1 &= \lambda_0/2 = L_4 \\
 L_2 &= 1,3\lambda_0 = L_3 \\
 d &= 0,6\lambda_0 \\
 d' &= 0,11\lambda_0 \\
 d'' &= 0,35\lambda_0
 \end{aligned} \tag{1}$$

Des dimensions initiales du modèle du dipôle en cavité à $f_0 = 3\text{GHz}$, étaient [1] :

$$\begin{aligned}
 L_1 &= \lambda_0/2 = L_4 \\
 L_2 &= 1,05\lambda_0 = L_3 \\
 d &= 0,6\lambda_0 \\
 d' &= 0,11\lambda_0 \\
 d'' &= 0,37\lambda_0
 \end{aligned} \tag{2}$$

2.2-b Influence de la position et des dimensions des éléments passifs

Etant donné trois dipôles avec pour chacun trois degrés de liberté sur la position et au moins un degré de liberté sur la dimension, il y a alors beaucoup de configurations possibles pour le réseau. Mais nous nous concentrons ici spécialement sur les configurations déjà optimisées avec le système du dipôle et la cavité.

Nous avons constaté ainsi que le paramètre le plus important est la distance entre le dipôle principal et le dipôle réflecteur. La position de ce dernier est évaluée pour que la directivité et la bande de fréquence soient optimales. Si on choisit le dipôle réflecteur légèrement plus grand que le dipôle principal, l'intervalle de fréquence d'adaptation autour du point de résonance devient symétrique.

Pour les deux dipôles de côté, dits directeurs, c'est plutôt leur longueur qui affecte la bande de fréquence. La valeur optimale que nous avons trouvée pour la longueur est légèrement plus grande que la longueur de la cavité dans la configuration initiale (Fig. 9).

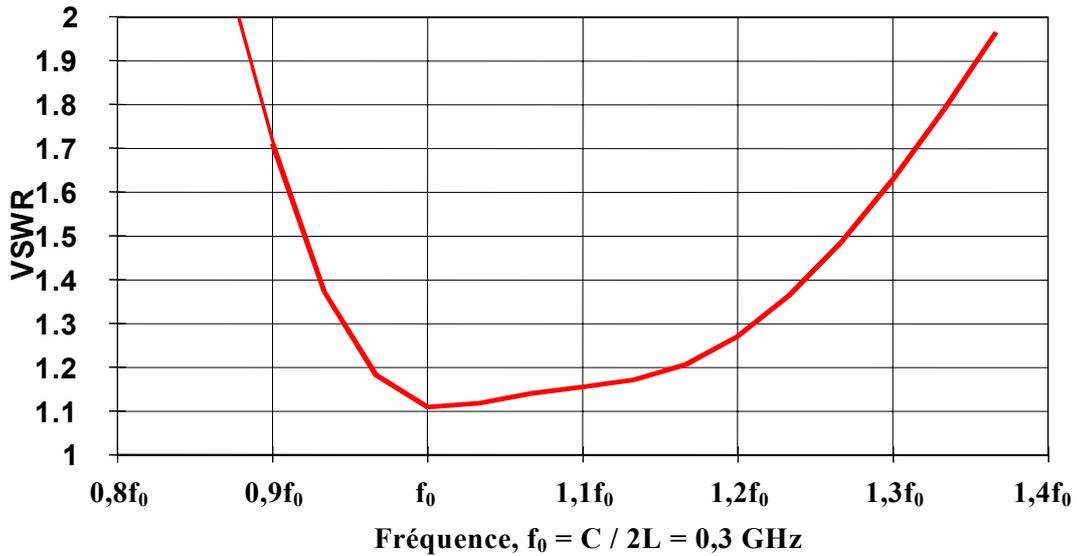


Figure 9 : adaptation pour la configuration avec des dipôles directeurs plus courts

Dans la figure 9, l'adaptation du dipôle est donnée pour des dipôles directeurs plus courts. Cette dimension des directeurs est identique à la configuration initiale (2) du dipôle en cavité dans laquelle la longueur des dipôles directeurs est égale à la longueur de cavité. Comme nous le voyons, la largeur de bande dans ce cas est diminuée par rapport au cas optimisé de la figure 7 et est égale à 48%.

On peut donc conclure qu'un simple réseau 3D de quatre dipôles donne une largeur de bande voisine de l'octave, largement supérieure aux modèles linéaires classiques. La forme de diagramme de rayonnement reste aussi large-bande et le système possède une directivité importante entre 5-7 dB pour toute la gamme spécifiée.

Nous venons donc de voir qu'à partir de la connaissance des distributions de courant sur une antenne relativement complexe, un dipôle en cavité, il était possible de proposer une structure équivalente à base de dipôle linéaire.

Il a été montré dans [1], que les caractéristiques en termes d'impédance sont alors tout à fait comparables pour les dimensions initiales (2). Les caractéristiques de champs rayonnés sont par contre logiquement différentes.

Une optimisation manuelle de l'adaptation d'impédance a alors été présentée. Une des idées sous-jacente de ce travail que nous n'avons pas explicitée, car nous ne disposons pas à l'heure actuelle d'outils de synthèse, aurait été d'optimiser cette structure à l'aide d'un algorithme génétique par exemple et ensuite de reconstruire l'antenne en cavité à partir des paramètres optimisés.

Car nous le savons, dès lors qu'une antenne possède une géométrie complexe, il est difficile car coûteux en terme de temps de calcul, d'utiliser un optimiseur.

Dans l'optique d'une synthèse, nous donnons dans le paragraphe suivant, une formulation analytique du problème que nous venons d'étudier.

2.3-c Formulation analytique de l'impédance d'entrée et du diagramme

Nous commençons par la matrice impédance du réseau de quatre dipôles(Fig. 5):

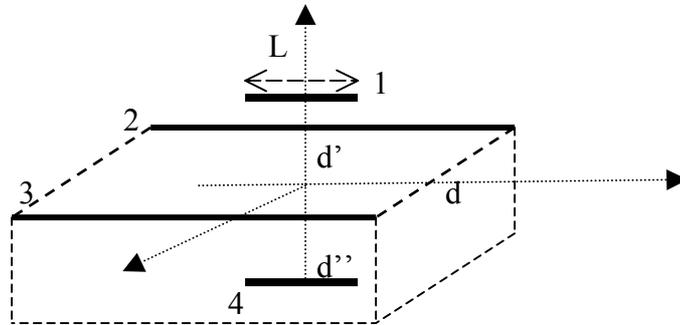


Figure 5 : modèle de trois dipôles pour la cavité

$$\begin{aligned}
 V_1 &= Z_{11}.I_1 + Z_{12}.I_2 + Z_{13}.I_3 + Z_{14}.I_4 \\
 V_2 &= Z_{21}.I_1 + Z_{22}.I_2 + Z_{23}.I_3 + Z_{24}.I_4 \\
 V_3 &= Z_{31}.I_1 + Z_{32}.I_2 + Z_{33}.I_3 + Z_{34}.I_4 \\
 V_4 &= Z_{41}.I_1 + Z_{42}.I_2 + Z_{43}.I_3 + Z_{44}.I_4
 \end{aligned} \tag{3}$$

Parmi les quatre dipôles, c'est seulement le dipôle 1 qui est alimenté et les autres sont court-circuités. Pour déduire l'impédance d'entrée du dipôle 1, nous pouvons écrire :

$$V_2 = V_3 = V_4 = 0 \tag{4}$$

⇒

$$\begin{aligned}
 Z_{in} &= V_1 / I_1 = Z_{11} + Z_{12}.(I_2 / I_1) + Z_{13}.(I_3 / I_1) + Z_{14}.(I_4 / I_1) \\
 0 &= Z_{21}.I_1 + Z_{22}.I_2 + Z_{23}.I_3 + Z_{24}.I_4 \\
 0 &= Z_{31}.I_1 + Z_{32}.I_2 + Z_{33}.I_3 + Z_{34}.I_4 \\
 0 &= Z_{41}.I_1 + Z_{42}.I_2 + Z_{43}.I_3 + Z_{44}.I_4
 \end{aligned} \tag{5}$$

Le système de quatre équations (5) donne les quatre inconnues :

Z_{in} ; (I_2 / I_1) ; (I_3 / I_1) ; (I_4 / I_1)

Les rapports (I_2 / I_1) , (I_3 / I_1) et (I_4 / I_1) , seront utilisés par la suite pour la formulation analytique du diagramme de rayonnement.

D'autre part, la similarité des dipôles 1 et 4 et celle des dipôles 2 et 3 et la configuration symétrique du réseau, permet de simplifier les relations (5) comme suit :

$$\begin{aligned}
 Z_{11} &= Z_{44} ; Z_{22} = Z_{33} \\
 Z_{12} &= Z_{13} ; Z_{24} = Z_{34} \\
 I_2 &= I_3 \\
 \Rightarrow \\
 \frac{I_2}{I_1} &= \frac{I_3}{I_1} = \frac{Z_{14} Z_{24} - Z_{11} Z_{12}}{Z_{11} Z_{22} + Z_{11} Z_{23} - 2 Z_{24}^2}
 \end{aligned} \tag{6}$$

$$\frac{I_4}{I_1} = \frac{2 Z_{24}^3 - Z_{11} Z_{14} Z_{22} - Z_{11} Z_{14} Z_{23} - 2 Z_{24}^2 Z_{14} - 2 Z_{11} Z_{12} Z_{24}}{Z_{11} (Z_{11} Z_{22} + Z_{11} Z_{23} - 2 Z_{24}^2)} \quad (7)$$

Pour déduire l'impédance d'entrée, nous avons appliqué des approximations vis à vis des impédances mutuelles afin de raccourcir l'expression analytique :

$$Z_{24} \ll Z_{12} < Z_{11} < Z_{22}$$

⇒

$$Z_{in} \cong Z_{11} + Z_{14} \left(\frac{2 Z_{24}}{Z_{22} + Z_{23}} \frac{Z_{24} - Z_{14}}{Z_{11}} - \frac{Z_{14}}{Z_{11}} \right) - Z_{12} \left(\frac{2 Z_{24}}{Z_{22} + Z_{23}} \right) \quad (8)$$

Le diagramme de rayonnement est déduit à partir de la géométrie du réseau et les courants relatifs sur les dipôles :

$$F(\theta) = \left| F_1(\theta) [\exp(jkd' \cos\theta) + \frac{I_4}{I_1} \exp(-jkd' \cos\theta)] + F_2(\theta) \left[\frac{I_2}{I_1} \cos\left(\frac{kd}{2} \sin\theta \cos\phi\right) \right] \right| \quad (9)$$

Où F_1 et F_2 sont successivement des diagrammes de rayonnement du dipôle 1 et du dipôle 2 dans la figure (5).

Les impédances mutuelles et propres des dipôles de la figure 5 sont calculables à partir des formulations analytiques du chapitre 1 et les caractéristiques de rayonnement du réseau de quatre dipôles sont finalement déduites analytiquement.

3 Antenne planaire bipolarisation très large-bande

Dans les applications radar, les informations provenant de deux polarisations croisées sont très précieuses pour mieux connaître la cible. L'antenne joue alors un rôle important en terme de largeur de bande et de gain pour ces mesures en deux polarisations croisées.

L'antenne étoile bipolarisation présentée dans cette partie a été inventée dans les années 90 et sa largeur de bande est voisine de l'octave [4]. (Fig. 10)

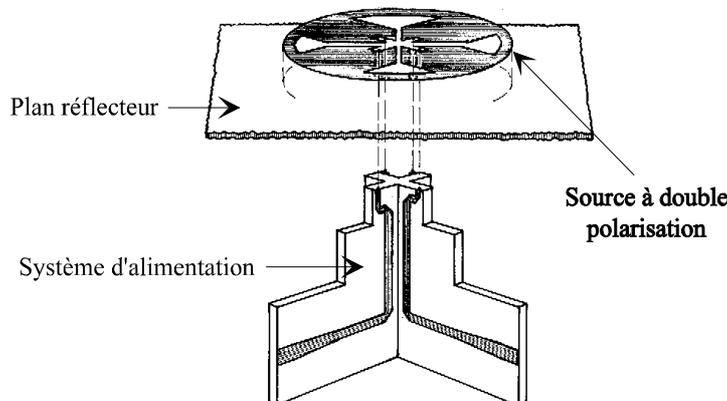


Figure 10 : antenne étoile bipolarisation et large-bande [5]

Comme nous le voyons dans le schéma général de l'antenne étoile (Fig. 10), cette antenne est constituée d'une partie rayonnante circulaire au-dessus d'un plan réflecteur. L'alimentation pour une double polarisation est faite à l'aide de deux symétriseurs (balun) large-bandes. Nous avons utilisé dans cette partie la forme optimisée de l'antenne étoile pour la bande de fréquence 6 - 10GHz. Dans cette gamme, l'impédance d'entrée est groupée autour de 200Ω avec un TOS inférieur à 3 [5]. L'antenne a un diamètre de 18mm et est placée à 7,25mm au-dessus d'un plan réflecteur.

L'antenne étoile a aussi été utilisée dans la gamme 2- 4GHz avec impédance d'entrée de 200Ω et dans la gamme 250 - 500MHz avec une impédance d'entrée de 100Ω [6].

Cette antenne à été analytiquement modélisée [7] par deux boucles de courant, mais uniquement pour le cas de la résonance.

Nous allons maintenant tenter comme nous l'avons montré au paragraphe précédent, de déduire un ou des modèles filaires équivalents à cette antenne. Ceci pour ensuite en déduire d'autres modèles possédant une géométrie plus simple ou d'autres caractéristiques de rayonnement.

3.1 Distribution de courant de l'antenne étoile

Comme nous l'avons vu dans les parties précédentes, les structures rayonnantes planaires ou tridimensionnelles peuvent être modélisées par des éléments filaires si l'on peut identifier les parties de la structure rayonnante qui ne supportent pas de courant important.

Nous allons tout d'abord montrer la distribution de courant sur l'antenne étoile à quelques fréquences dans la bande 6 – 10 GHz (Figs. 11, 12 et 13). Nous allons nous servir ensuite de ces figures pour identifier les zones principales de courant. Ces dernières nous aident enfin à obtenir les configurations filaires représentant les courants dominants sur l'antenne étoile.

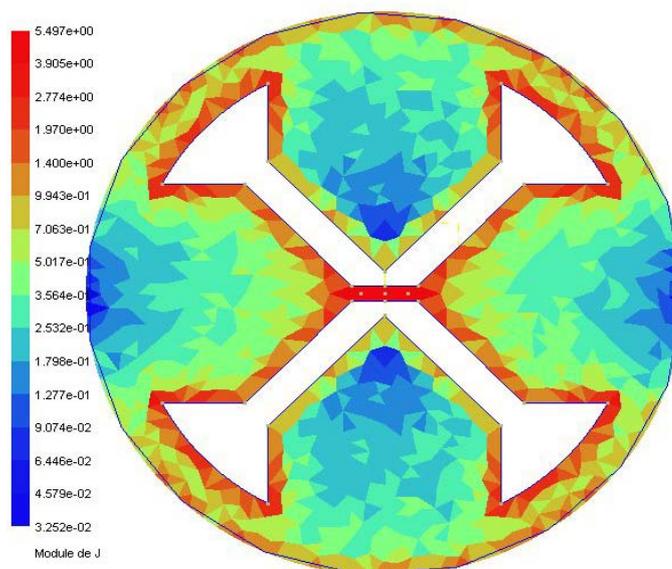


Figure 11 : distribution de courant sur l'étoile pour la fréquence centrale, $f = 8 \text{ GHz}$

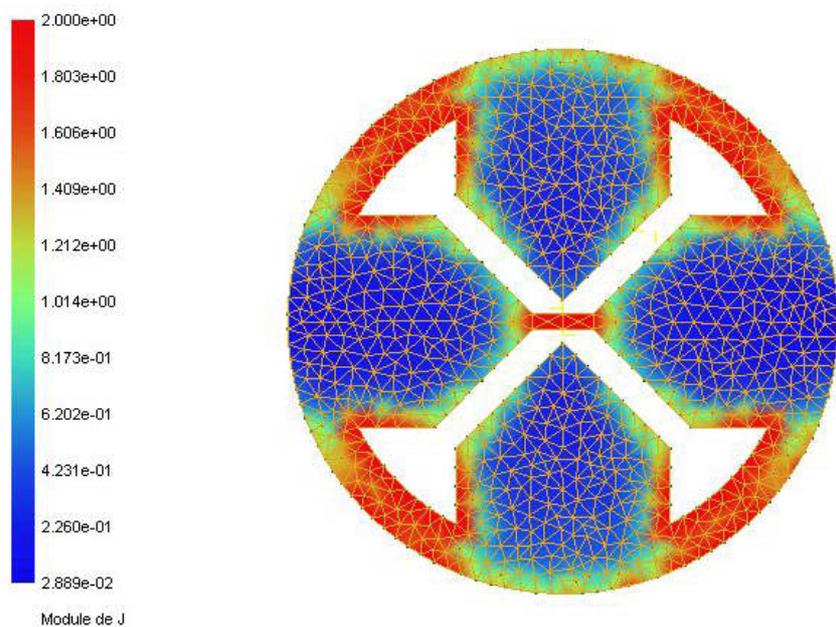


Figure 12 : distribution de courant sur l'étoile pour la fréquence minimale, $f = 6$ GHz

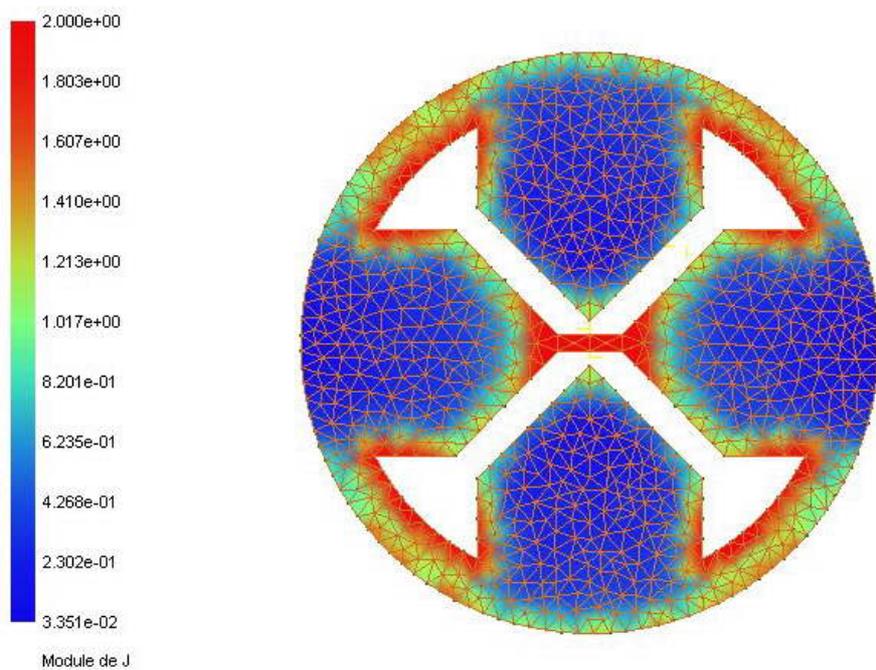


Figure 13 : distribution de courant sur l'étoile pour la fréquence maximale, $f = 10$ GHz

D'après la distribution de courant, la forme filaire la plus proche de la distribution de courant est une forme en papillon. (Figs. 14, 17)

Cette forme en papillon sera notre point de départ pour aboutir à la structure filaire optimale i. e. large-bande et bipolarisation. Nous allons donc modifier les différentes parties de cette géométrie primaire dont le diamètre des fils, afin d'améliorer les caractéristiques de rayonnement.

3.2 Antenne papillon

Les caractéristiques large-bande des antennes papillons planaires (Bow-tie) ont été déjà étudiées dans la littérature comme une représentation bidimensionnelle des antennes coniques tridimensionnelles. Une antenne bowtie peut notamment couvrir presque toute la gamme de VHF et UHF en réception TV [8].

Nous allons modéliser et optimiser dans un premier temps des antennes papillons sans plan réflecteur. Une fois que la forme optimale sera déduite, nous mettrons en œuvre la double polarisation et introduirons un plan réflecteur, pour aboutir un rayonnement unidirectionnel.

3.2-a Antenne papillon triangulaire

Cette géométrie est constituée de deux triangles symétriques autour du point d'alimentation (Fig. 14). Le parcours total du courant sur chaque triangle est égal à $\lambda_0/2$ pour la fréquence centrale. Les pointes anguleuses de cette forme sont néfastes à la bonne circulation du courant et l'adaptation n'est pas bonne (Fig. 15). On observe cependant le caractère large bande de l'antenne.

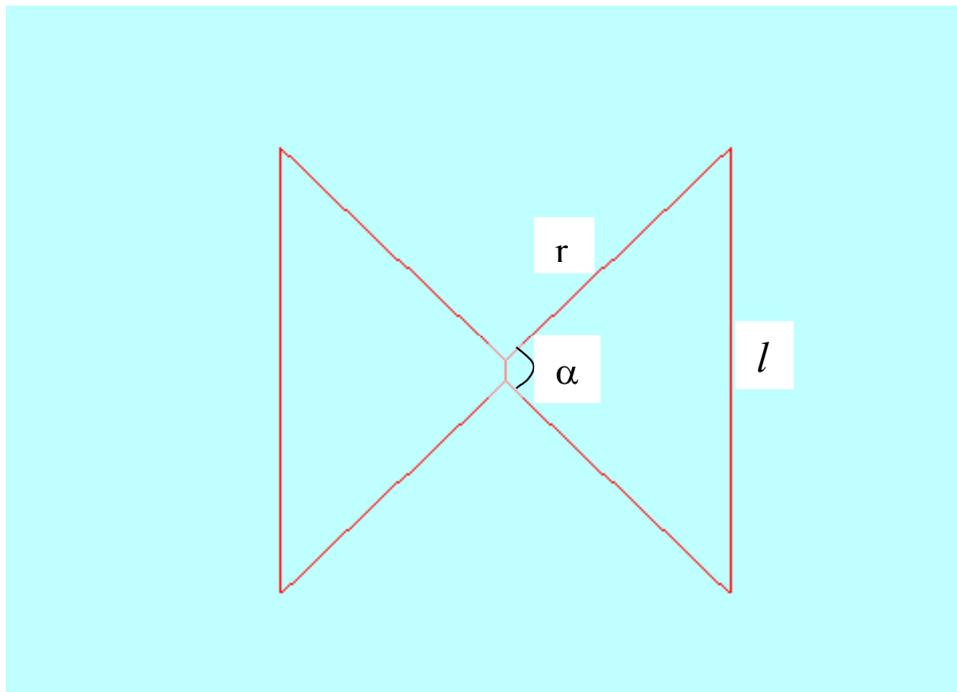


Figure 14 : géométrie de l'antenne papillon filaire, triangulaire

La figure 14 donne les dimensions du modèle filaire de l'antenne étoile dans laquelle « α » est égale à 90° , « r » est égale à $0,2\lambda_0$ et « l » est égale à $0,28\lambda_0$.

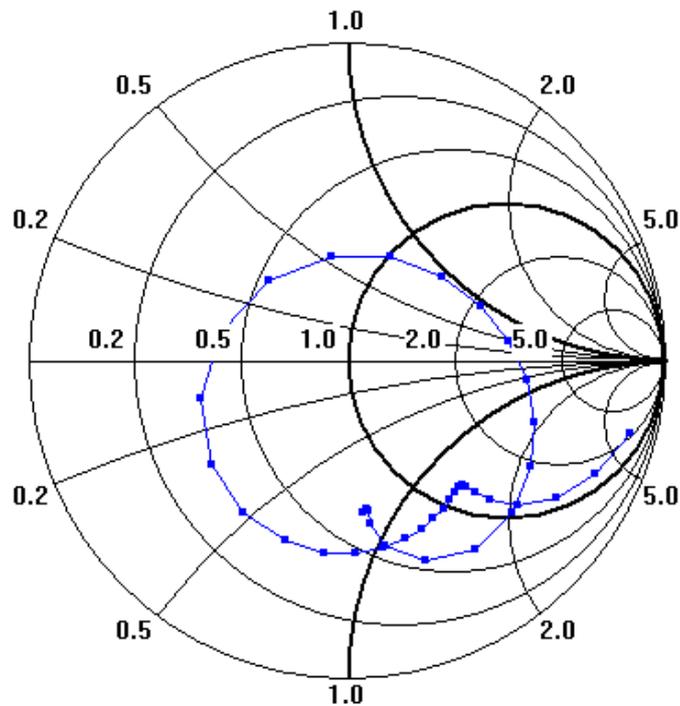


Figure 15 : adaptation (à 100Ω) du papillon triangulaire, pour les fréquences $0,2f_0 - 1,8f_0$

3.2-b Antenne papillon courbe

Pour supprimer les zones anguleuses nous avons modifié la géométrie du papillon (Fig. 16).

Pour les dimensions du papillon courbe, nous avons pris les mêmes valeurs que sur la figure 14, exceptée la grandeur « l », qui est de $0,32\lambda_0$.

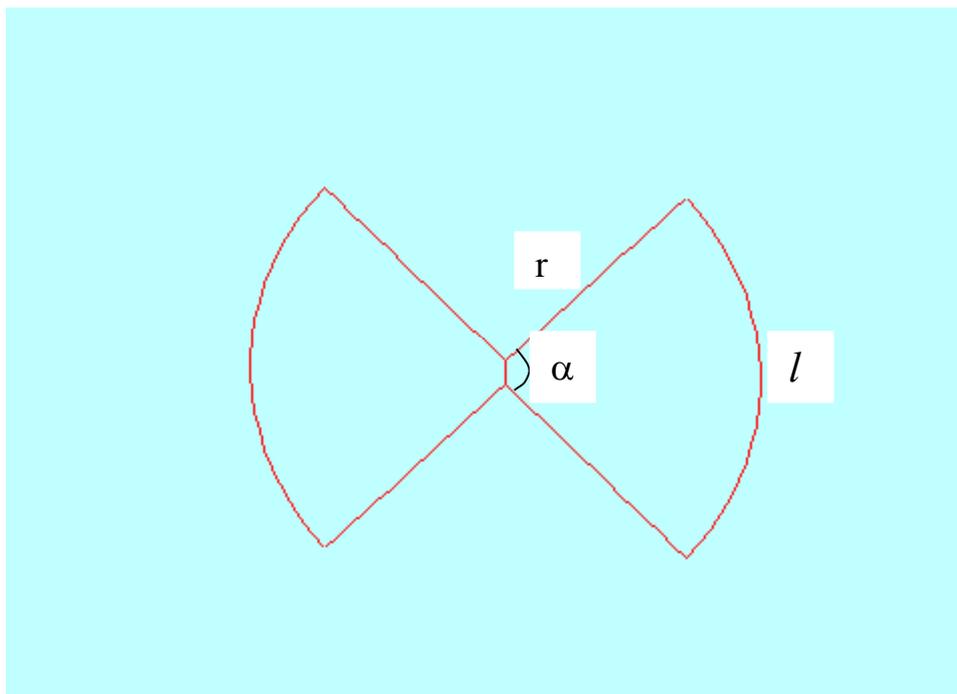


Figure 16 : géométrie de l'antenne papillon courbe

Comme nous le voyons sur la figure 17, cette antenne manifeste un caractère large-bande avec une boucle près du point d'adaptation mais les effets capacitifs sont ici importants.

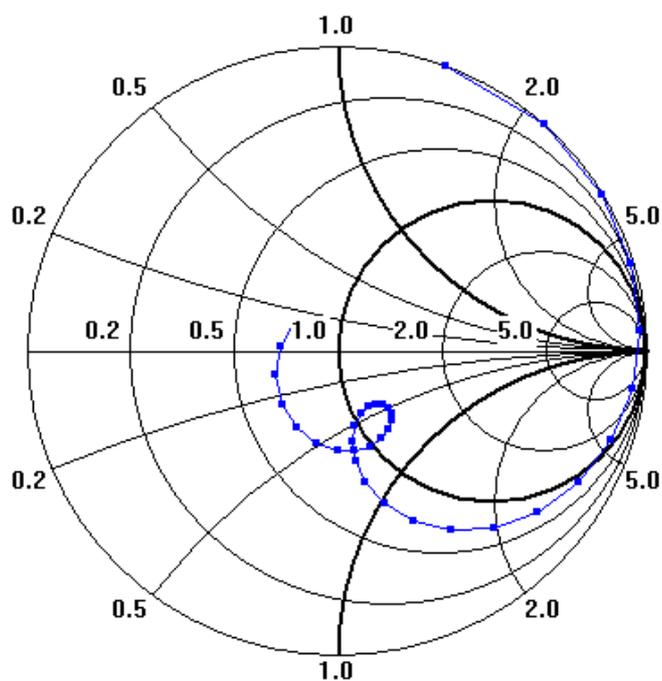


Figure 17 : adaptation (à 100Ω) du papillon courbe, pour les fréquences $0,2f_0 - 1,8f_0$

Nous devons alors compenser ces effets capacitifs en modifiant la géométrie de l'antenne au voisinage des points angulaires.

3.2-c Papillon courbe modifié

Cette nouvelle structure (Fig. 18) prend en compte les parcours supplémentaires du courant aux pointes du papillon.

On observe sur l'abaque de Smith un effet capacitif moins important que pour l'antenne précédente (fig. 19).

La fréquence centrale f_0 dans les figures suivantes est rapportée à une longueur d'onde pour laquelle chaque « aile du papillon » est égale à sa moitié.

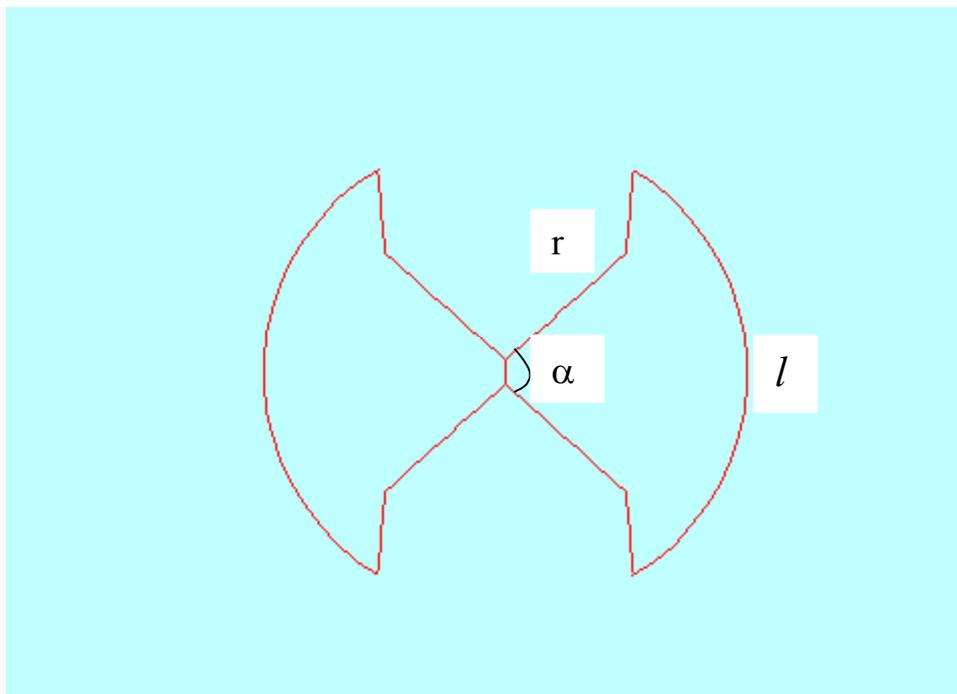


Figure 18 : papillon modifié

Pour la forme modifiée du papillon de la figure 18, la longueur de la courbe « l » est maintenant égale à $0,4\lambda_0$ et le rayon « r » a une longueur totale de $0,22\lambda_0$. l'angle « α » est toujours égal à 90° .

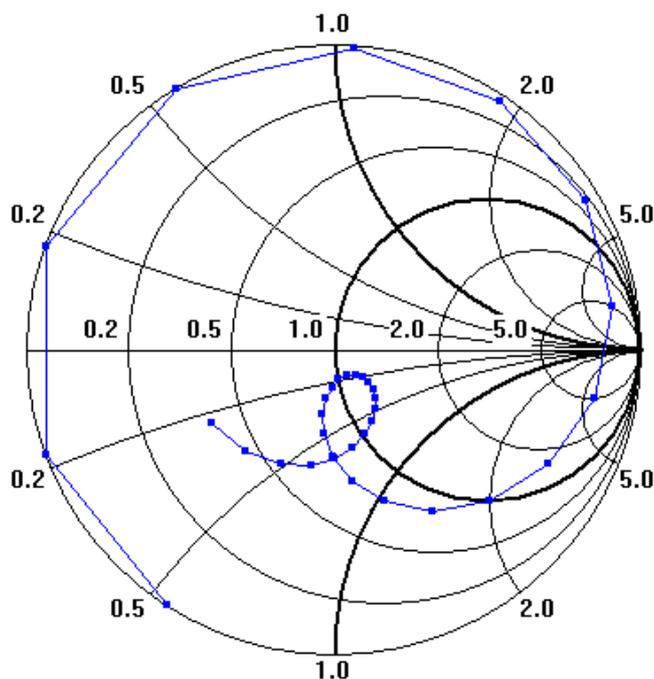


Figure 19 : adaptation (à 100Ω) du papillon modifié, pour les fréquences $0,2f_0 - 1,8f_0$

Comme le montre la figure (19), l'impédance d'entrée normalisée à 100Ω pour un papillon modifié, est moins capacitive par rapport au papillon courbe. Nous allons essayer donc d'optimiser cette forme modifiée. Comme l'antenne originale était à double polarisation, nous allons coupler à l'antenne que nous avons simulée, une structure identique passive ayant subi une rotation de 90° . Celle-ci est située dans un plan légèrement au dessus (une distance égale au diamètre du fil) de la première antenne.

La forme bi-polarisation de cette structure a une largeur de bande intéressante de plus d'une octave (Figs 20, 21). Dans ce cas le couplage entre deux structures croisées pour simuler la double polarisation améliore visiblement le comportement de l'antenne.

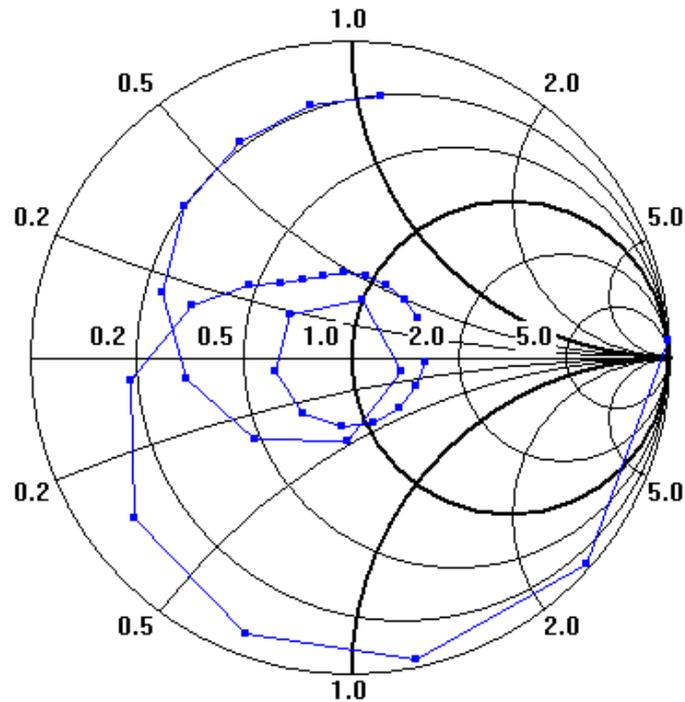


Figure 20 : adaptation (à 100Ω) du papillon modifié, bi-polarisation pour les fréquences $0,2f_0 - 1,8f_0$

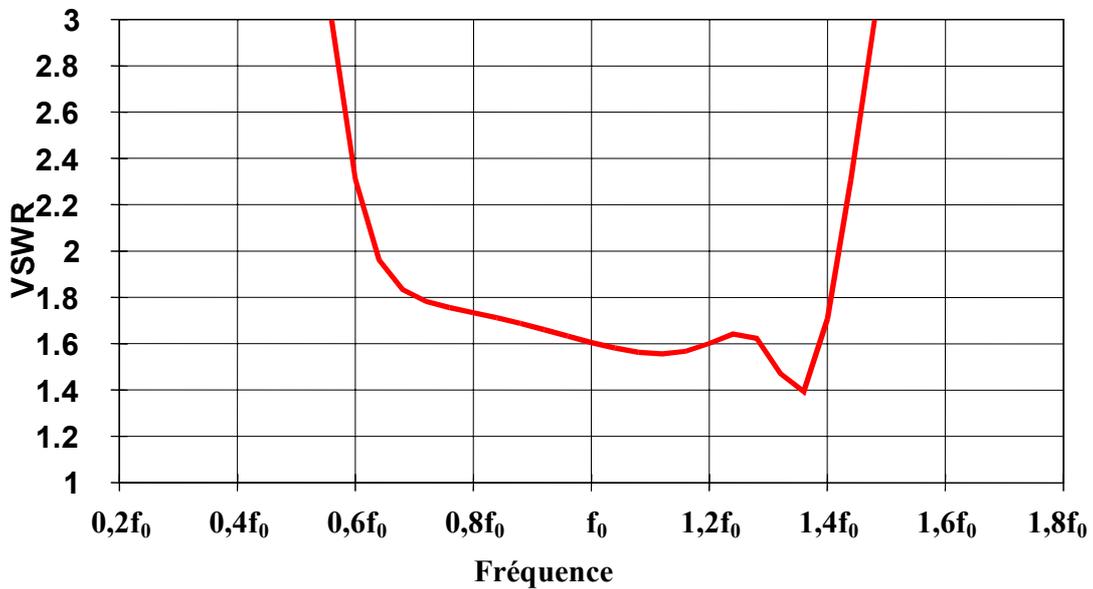


Figure 21 : adaptation (à 100Ω) du papillon modifié, bi-polarisation

Le diagramme de rayonnement manifeste aussi un très bon comportement large-bande, car la forme du diagramme et le gain de l'antenne restent quasiment stables pour toute la gamme de fréquence (Fig. 22).

Le gain moyen sur toute la gamme est autour de 5dB et l'ouverture à 3dB varie entre 80 et 120 degrés.

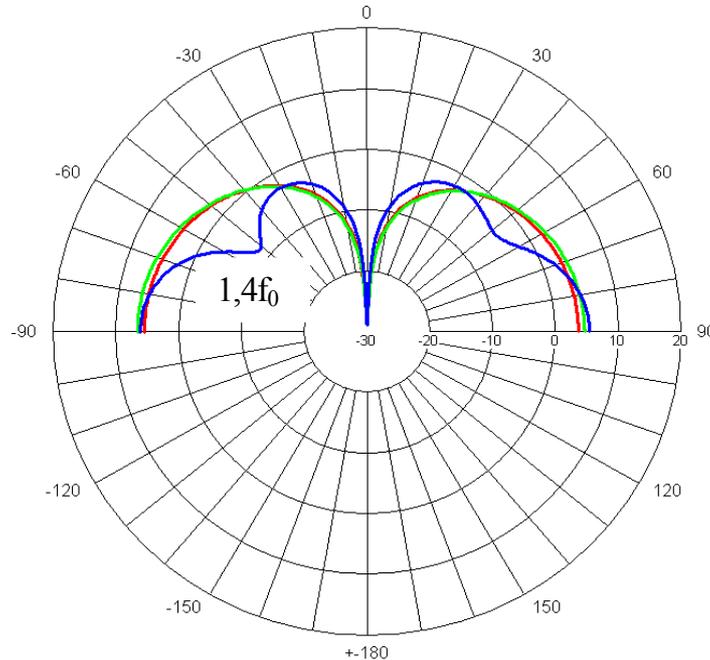


Figure 22 : diagramme de rayonnement du papillon modifié, bi-polarisation aux fréquences $0,6f_0$, f_0 , $1,4f_0$

3.2-d Antenne papillon en présence d'un plan réflecteur

L'antenne étoile est une antenne bipolarisation et placée au dessus d'un plan réflecteur (Fig 10).

Un plan réflecteur placé à $\lambda/4$ par rapport à la fréquence centrale de la bande passante de l'antenne permet d'augmenter le gain de l'antenne et d'éviter également le rayonnement dans la direction opposée. D'autre part, en pratique, il est nécessaire de minimiser les effets perturbateurs des circuits d'adaptation sur le rayonnement. Ces dispositifs sont donc généralement connectés derrière le plan réflecteur de l'antenne.

Nous avons tenté ici d'optimiser l'antenne papillon étudiée dans la partie précédente et un plan réflecteur. Le paramètre essentiel dans ce cas est la distance du plan réflecteur par rapport au papillon. Plusieurs configurations sont étudiées pour obtenir une bande de fréquence maximale. Pour une distance égale à $0,4\lambda_0$ entre le papillon et le plan réflecteur, la bande passante est maximale (Figs. 23 et 24). Or l'adaptation est moins bien dans cette bande par rapport au cas sans plan réflecteur de la figure 21.

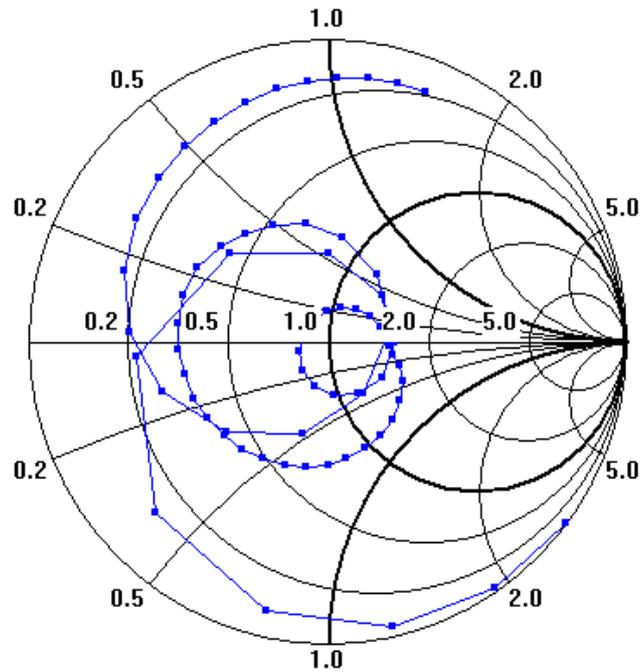


Figure 23 : adaptation (à 100Ω) du papillon modifié, bi-polar avec un plan réflecteur pour les fréquences $0,2f_0 - 1,8f_0$

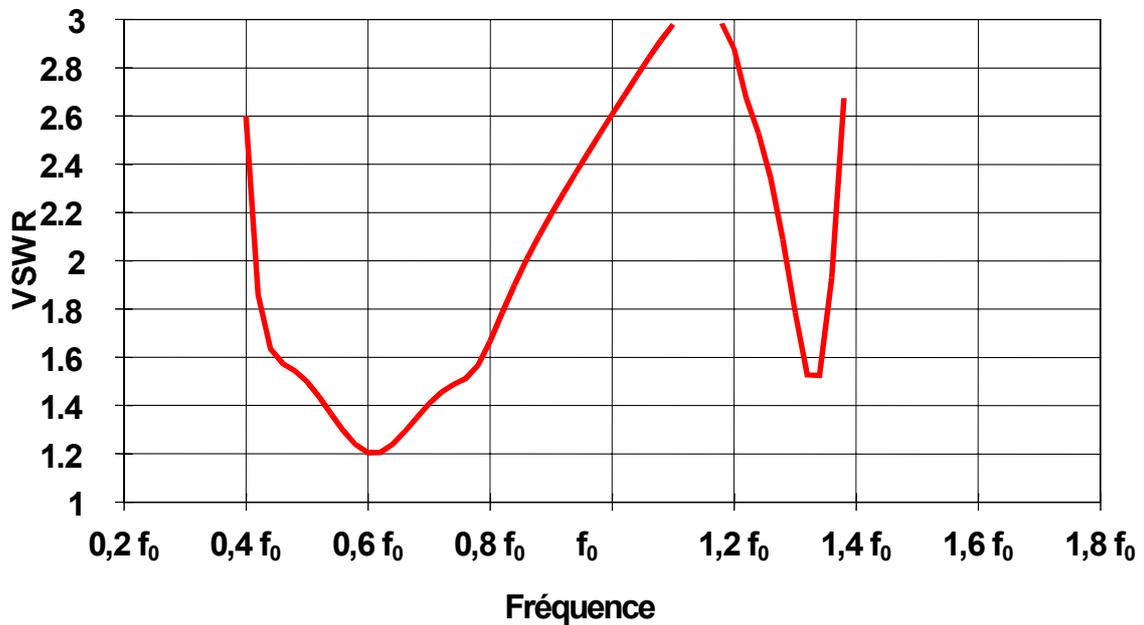


Figure 24 : adaptation (à 100Ω) du papillon modifié, bi-polarisation avec un plan réflecteur

La présence du plan réflecteur a limité la bande passante de l'antenne, mais l'antenne est toujours adaptée sur l'octave (de $0,4$ à $0,8 f_0$).

Pour la configuration optimale du papillon modifié en présence d'un plan réflecteur, nous avons déduit le diagramme de rayonnement et le gain d'antenne pour quelques fréquences de la bande passante.

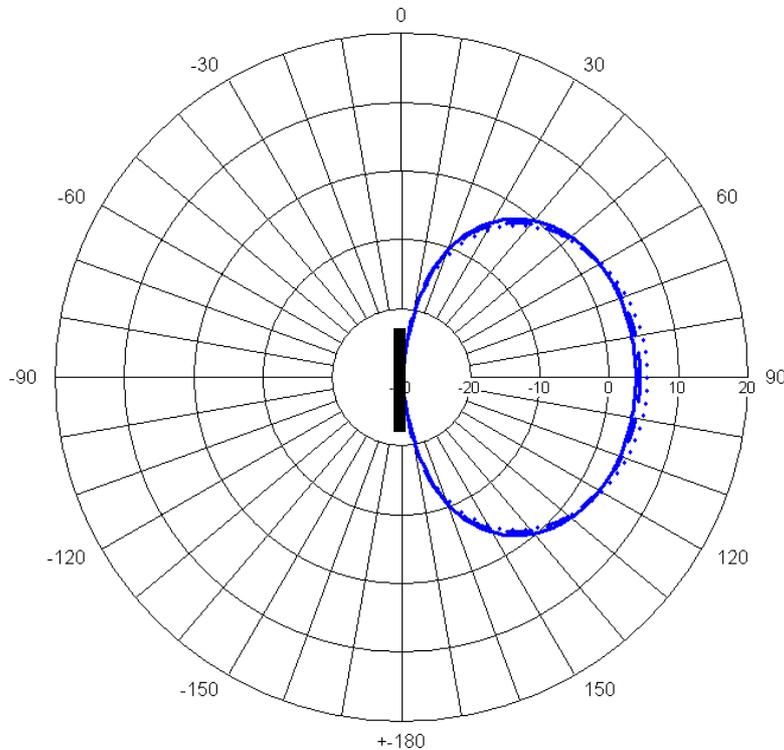


Figure 25 : diagramme de rayonnement du papillon modifié, bi-polar aux fréquences $0,4f_0$ (point), $0,6f_0$ (tiret), $0,8f_0$ (solide)

Les diagrammes sont toujours constants dans la bande passante de l'antenne. L'ouverture à 3dB varie entre 120° et 140, et le gain est voisin de 4dB.

Nous venons de montrer qu'il était possible de réaliser à partir d'une antenne filaire couplée à une autre structure filaire, une antenne quasi équivalente à une antenne large bande et à double polarisation.

3.3 Mesure de l'antenne papillon modifié

Nous avons fait quelques mesures sur l'adaptation du papillon modifié afin de valider les résultats de la simulation. Le papillon modifié de la figure 18 a été réalisé par un fil en cuivre du diamètre 2mm pour fonctionner à une fréquence centrale égale à 1,6 GHz, environs. En fait la moitié du papillon a été réalisé et nous l'avons installé sur un plan métallique pour atteindre à la structure complète à l'aide du principe d'images. Cette configuration permet d'alimenter plus facilement l'antenne.

La première mesure présente l'adaptation du papillon modifié sans plan réflecteur et sans double polarisation (Fig. 26). En comparant celle-ci avec la figure 19, nous pouvons constater que la boucle est toujours présente, mais sa position est décalée vers les impédances capacitives.

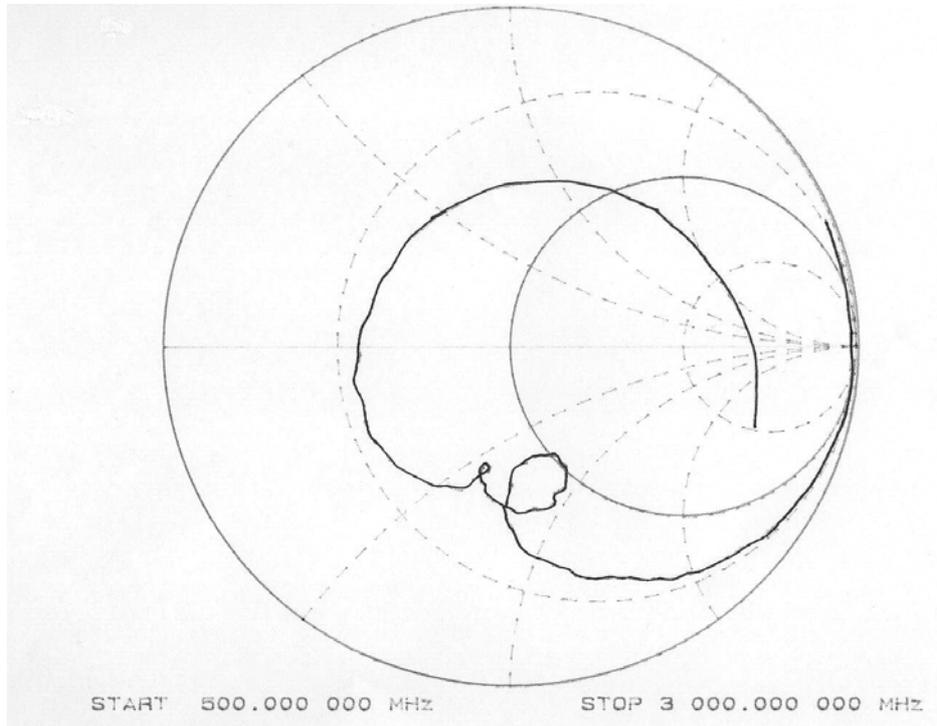


Figure 26 : adaptation (à 100Ω) du papillon modifié, pour les fréquences $0,3f_0 - 1,9f_0$, $f_0 = 1,6$ GHz

Pour obtenir une structure bi-polarisation, nous avons superposé deux papillons identiques, dont le deuxième est tourné à 90° . Les deux papillons sont séparés par un diélectrique fin et homogène.

Les figures 27 et 28, montrent l'adaptation à 100Ω de cette structure bi-polarisation.

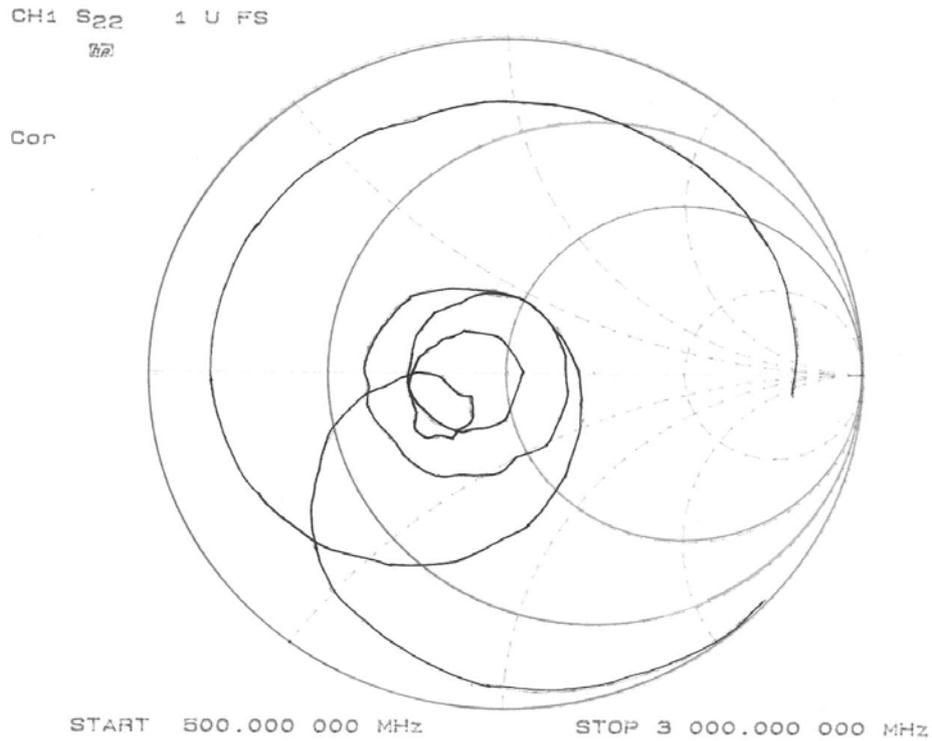


Figure 27 : adaptation (à 100Ω) du papillon modifié, bi-polar pour les fréquences $0,3f_0 - 1,9f_0$, $f_0 = 1,6$ GHz

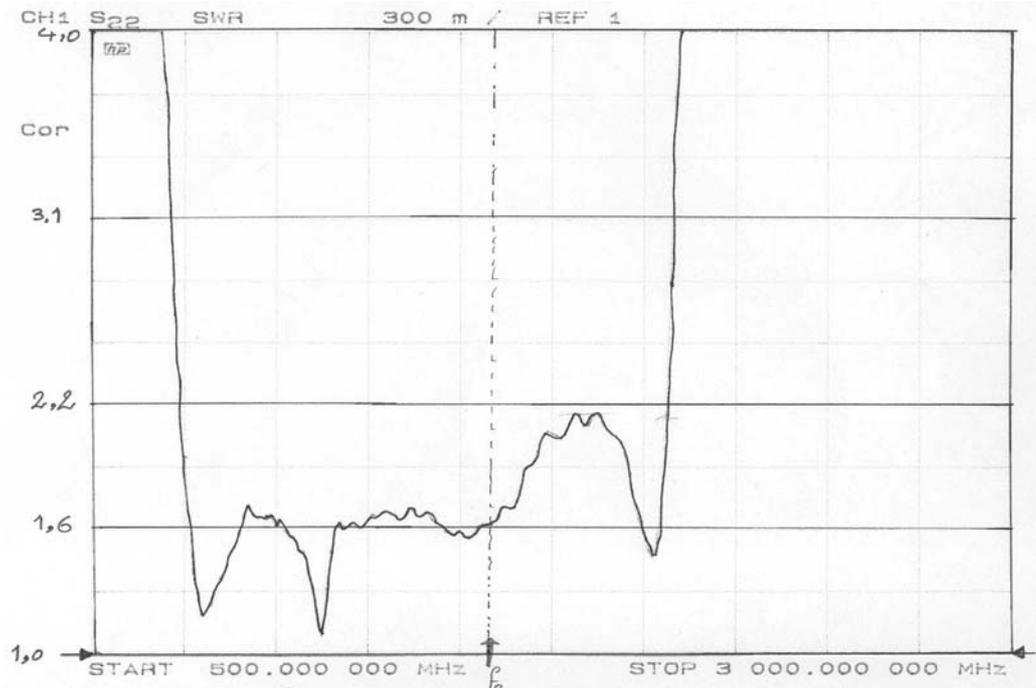


Figure 28 : adaptation (à 100Ω) du papillon modifié, bi-polar pour les fréquences $0,3f_0 - 1,9f_0$, $f_0 = 1,6$ GHz

Comme le montre la figure 28, le TOS reste inférieur à 2 entre les fréquences 0,75 GHz et 2,1 GHz, et cela indique que la largeur de bande de l'antenne dépasse largement l'octave.

En comparant les résultats de la simulation numérique et de la mesure, nous constatons que l'adaptation mesurée est moins bonne pour les hautes fréquences de la bande passante. Cela est peut être lié au fait que pour les hautes fréquences, les perturbations d'une alimentation réelle sont plus importantes par rapport à une alimentation idéale de delta de Dirac, considérée dans une simulation numérique.

Dans l'ensemble, ces mesures confortent nos résultats de simulation.

Pour les dernières mesures, nous avons placé un plan réflecteur derrière la structure large-bande du papillon bi-polarisation.

Les figures 29 et 30 présentent l'adaptation du papillon bi-polar, en présence d'un plan réflecteur installé à une distance égale à $0,4\lambda_0$. Celle-ci est la distance optimale pour obtenir la meilleure largeur de bande d'après la simulation numérique (partie 3.2-d). Dans la mesure, nous avons trouvé presque la même valeur pour la distance optimale.

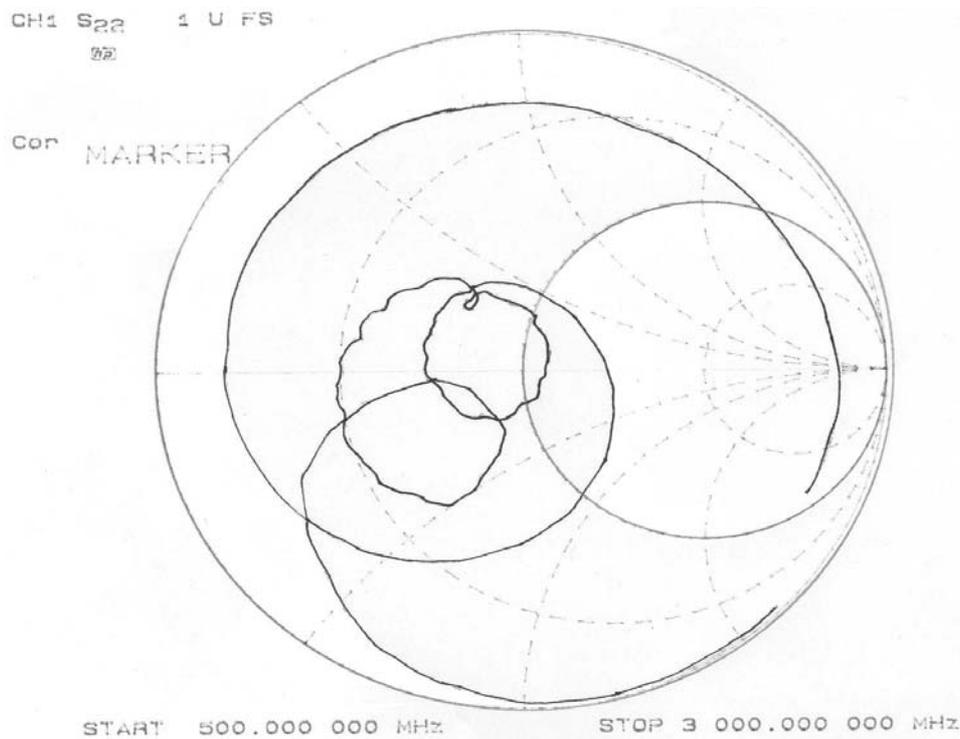


Figure 29 : adaptation (à 100Ω) du papillon modifié, bi-polarisation et en présence d'un plan réflecteur, pour les fréquences $0,3f_0 - 1,9f_0$, $f_0 = 1,6$ GHz

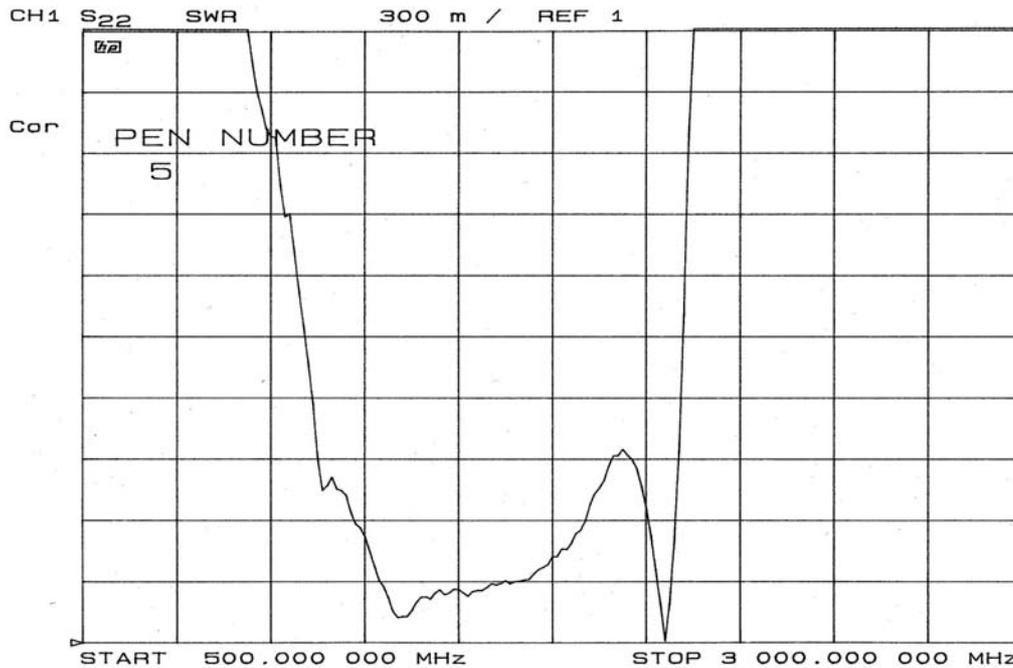


Figure 30 : adaptation (à 100Ω) du papillon modifié, bi-polarisation et en présence d'un plan réflecteur pour les fréquences $0,3f_0 - 1,9f_0$, $f_0 = 1,6$ GHz

Nous retrouvons de nouveau des résultats proches de la simulation. Et comme précédemment, la présence du plan réflecteur a limité la bande passante à l'octave.

4 Conclusion

Les effets bénéfiques du couplage dans un réseau tridimensionnel de quatre dipôles ont été étudiés. Ce réseau est un modèle filaire pour un dipôle en cavité. Dans ce réseau, le couplage interne permet d'augmenter la bande de fréquence jusqu'à plus d'un octave et aussi d'obtenir une directivité importante autour de 5-6 dB pour toute la gamme.

Ce premier exemple permet de montrer qu'à partir d'une structure complexe, on peut proposer un modèle filaire basé sur la répartition des distributions de courant. Il suffit ensuite d'optimiser cette structure filaire, ce qui peut notamment se faire à l'étude de synthèse et éventuellement ensuite reconstruire l'antenne complexe.

Pour illustrer cette démarche, nous nous sommes ensuite intéressé à une structure large bande et bipolarisation.

L'antenne complexe bi-polarisation et large-bande dite « étoile » a été remplacée par une structure filaire en forme de papillon. Cette dernière a été optimisée pour fonctionner dans une gamme de fréquence de l'octave.

Une structure bi-polarisation et unidirectionnelle du papillon a été optimisée à l'aide de deux papillons superposés et d'un plan réflecteur.

De nombreuses tentatives [9], [10], avait en été faites pour modéliser simplement cette antenne et c'est en couplant la structure active à une structure passive (l'autre polarisation) que nous avons pu retrouver le comportement de l'antenne étoile.

Une maquette de l'antenne papillon à été réalisée afin de vérifier les simulations numériques. Les résultats de mesure ont validé l'ensemble des simulations.

Nous avons notamment vérifié que la présence du plan réflecteur limitait la bande passante à l'octave. Il est à noter enfin que cette antenne papillon filaire a des dimensions intéressantes en terme d'encombrement.

Références du chapitre 4

- [1] A. C. Lepage, X. Begaud, « Mise en évidence de l'influence d'une cavité métallique située à proximité d'une antenne dipôle », JNRDM – Grenoble, 2002
- [2] J. D. Kraus, “ Antennas ”, McGraw-Hill Book Company 1988, Chpt. 9
- [3] R. S. Elliot, « Antenna theory and design », Printice-Hall 1981, Chap. 7
- [4] G. Dubost, R. Frin, « Plate antenna with double crossed polarizations », USA Patent n° 4 922 263. May 1990
- [5] X. Begaud, "Analyse d'antennes et de réseaux d'antennes large bande et bipolarisation par une méthode d'éléments finis de surface ". Thèse de Doctorat -Université de Rennes 1, 19 décembre 1996
- [6] P. Poey, D. Azevedo, X. Begaud, « Global analysis and realization of a wideband array (250-500 MHz) for RCS measurements in an anechoic chamber », Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 34, July 2002, pp. 68 – 70
- [7] Y. Bao, X. Begaud, « Mutual coupling between two broadband dual polarized antennas », Ann. Télécommun., 50, n° 11-12, Nov.-Dec. 1995, pp. 928 - 941
- [8] C. A. Balanis, "Antenna theory, analysis and design » John Wiley & Sons, 1982, Chap. 8
- [9] Y. Bao, Contribution à l'étude de réseaux à double polarisation. Analyse des réseaux finis à sources actives et à large bande, Thèse de Doctorat - Université de Rennes 1, septembre 1996
- [10] F. Colombel, Antennes à double polarisation et large bande. Application aux réseaux, Thèse de Doctorat -Université de Rennes 1, janvier 1996

Chapitre 5 : Prise en compte analytique du couplage dans un réseau d'antennes

1 Introduction

Les réseaux d'antennes sont actuellement utilisés dans de nombreuses applications radars, radio mobile ou spatiales, mais les phénomènes de couplage dont ils sont le siège sont encore imparfaitement connus.

En effet, ces manifestations ne se calculent pas analytiquement de façon simple et la simulation numérique n'est toujours pas possible pour des réseaux volumineux. Il est cependant essentiel de les prévoir lors de la conception de réseau.

Dans ce chapitre, après un rappel des méthodes classiques d'analyse de réseau qui ne prennent pas en compte le couplage, nous présentons la méthode de l'élément actif. Cette dernière est une méthode théorique puissante pour prendre en compte le rôle des impédances mutuelles dans un réseau. La formulation analytique proposée dans ce chapitre est une forme simplifiée de la méthode de l'élément actif. Celle-ci nous permet de prendre en compte facilement le couplage dans les réseaux volumineux.

L'expression analytique du diagramme de rayonnement a été validée pour des réseaux linéaires de dipôles et d'antennes large-bandes et bipolarisation.

2 Rappel sur les méthodes classiques

La méthode classique la plus simple de traitement d'antennes réseaux est basée sur l'hypothèse que chaque élément rayonnant peut être considéré comme une antenne isolée.

Dans un réseau où le couplage entre les éléments est négligeable i.e. les éléments sont suffisamment espacés, cette hypothèse n'entraîne pas beaucoup d'erreur. Mais en revanche pour un réseau d'antennes patchs par exemple où il y a un grand nombre de plaques rayonnantes dans un espace limité, le couplage joue un rôle prépondérant sur toutes les caractéristiques de rayonnement. Les effets du couplage peuvent être encore plus importants si l'on utilise un substrat épais avec une forte permittivité relative, puisque dans ce cas les ondes de surface [1] sont considérables et augmentent l'interaction entre antennes.

En première approche, le diagramme de rayonnement d'un réseau d'antennes peut être calculé par deux contributions indépendantes [2]:

- Le diagramme de rayonnement de l'élément isolé. Celui-ci est supposé non-perturbé par le couplage interne du réseau.
- Le facteur de réseau.

Le facteur de réseau est calculé en fonction des valeurs relatives des courants sur chaque élément et de la topologie du réseau. Un exemple simple dans ce cas est un réseau linéaire

uniforme des antennes isotropes alignées sur l'axe Z dans un repère cartésien (Fig. 1). Cet exemple montre bien comment nous pouvons décomposer le diagramme de rayonnement du réseau en deux termes indépendants :

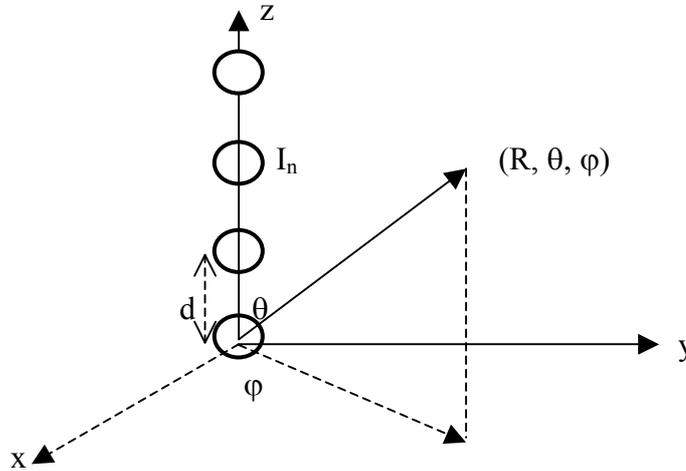


Figure 1 : réseau linéaire de N antennes

$$F(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N f_n(\theta, \varphi) I_n \exp[j(n-1)(kd \cos \theta)] \quad (1)$$

avec $f_n(\theta, \varphi) = 1$, le cas des antennes isotropes, la relation (1) donne directement le facteur de réseau (FR) :

$$\text{FR} = \sum_{n=1}^N I_n \exp[j(n-1)(kd \cos \theta)] \quad (2)$$

Ainsi nous pouvons redéfinir le « facteur de réseau » comme le diagramme du réseau des antennes isotropes non-couplées.

En ce qui concerne l'alimentation du réseau, dans cette approche où le couplage n'est pas pris en compte, l'impédance d'entrée de chaque élément est supposée indépendante de sa position dans le réseau et ainsi on peut faire apparaître les tensions ou les courants d'alimentations dans le facteur de réseau.

$$\text{FR} = \sum_{n=1}^N I_n \exp[j(n-1)(kd \cos \theta)] \sim \sum_{n=1}^N V_n \exp[j(n-1)(kd \cos \theta)] \quad (3)$$

En cas de prise en compte du couplage, nous avons besoin de calculer le courant de chaque élément à partir des tensions appliquées et de la matrice impédance du réseau. Cette

matrice illustre les interactions internes à l'aide des impédances mutuelles. Nous allons présenter cette méthode dans la partie suivante.

3 Facteur de réseau et matrice d'interaction

Les matrices d'interaction entre des éléments d'un réseau illustrent le fonctionnement de chaque élément au sein d'un réseau. Plus précisément nous pouvons donner l'exemple de la matrice d'impédance qui fait le lien entre le courant et la tension de chaque élément du réseau.

Lorsqu'on s'intéresse à la matrice de l'interaction d'un réseau, chaque élément du réseau est considéré comme un point et les détails internes de cet élément ne sont pas donc pris en compte. La matrice d'impédance donne par exemple, le niveau du courant induit influencé par le couplage sur chaque élément et celui-ci ne porte pas d'information sur la distribution de courant des éléments. Il faut donc considérer cette remarque comme une limite intrinsèque liée au traitement des réseaux d'antennes avec la matrice de l'interaction.

Dans un réseau multi-élément la matrice d'impédance s'écrit [3]: (Fig. 2)

$$\begin{aligned} V_1 &= Z_{11}.I_1 + Z_{12}.I_2 + \dots + Z_{1N}.I_N + V_{oc1} \\ V_2 &= Z_{21}.I_1 + Z_{22}.I_2 + \dots + Z_{2N}.I_N + V_{oc2} \\ &\vdots \\ V_N &= Z_{N1}.I_1 + Z_{N2}.I_2 + \dots + Z_{NN}.I_N + V_{ocN} \end{aligned} \quad (4)$$

Où les V_n sont des tensions appliquées et les I_n sont des courants sur les éléments du réseau. V_{ocn} représente également la tension induite sur chaque élément du réseau au cas où il n'y a pas de tension appliquée.

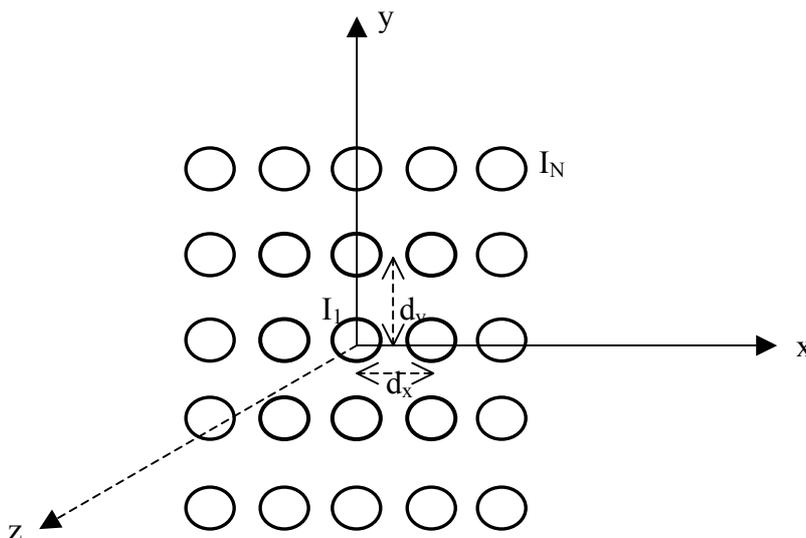


Figure 2 : configuration schématique d'un réseau 2D de N antennes

Les relations (4) sont présentables sous forme matricielle :

$$[V_n] = [Z_{nj}] [I_n] + [V_{ocn}] \quad (5)$$

Les termes V_{ocn} sont liés directement à un rayonnement hors du réseau et la matrice $[V_{ocn}]$ est nulle lorsque le rayonnement externe n'existe pas :

$$[V_{ocn}] = 0 \Rightarrow [I_n] = [Z_{nj}]^{-1} [V_n] \quad (7)$$

Les courants induits I_n ont donc été représentés à partir des tensions appliquées V_n à chaque élément. Dans les cas pratiques, la matrice $[V_n]$ est généralement connue et nous pouvons alors déduire le courant à l'entrée de chaque élément en connaissant la matrice d'impédance.

Comme nous le voyons avec les relations (4) et (7), le courant sur chaque élément du réseau non seulement dépend de son impédance propre mais aussi de tous les termes d'interaction avec le reste du réseau. Le diagramme de rayonnement du réseau prenant en compte le couplage s'écrit donc à partir des tensions V_n :

$$\sum_{n=1}^N I_n \exp[j(n-1)(kd \cos \theta)] = \sum_{n=1}^N [[Z_{nj}]^{-1} \times [V_n]]_n \cdot \exp[j(n-1)(kd \cos \theta)] \quad (8)$$

La seule différence entre la relation (8) et la relation (2) est donc la présence de la matrice d'impédance.

4 Rappel des méthodes numériques

Les méthodes numériques peuvent traiter un réseau d'antennes et déduire les caractéristiques de rayonnement de ce réseau et de tous les éléments du réseau. Il est évident que plus le réseau est volumineux et les éléments sont complexes, plus le simulateur numérique doit être puissant. Pour les réseaux contenant des éléments planaires ou 3D en présence de matériaux diélectriques et de plan réflecteur, ce traitement devient de plus en plus long et quasiment impossible pour des grands réseaux.

Pour les réseaux d'antennes patches le traitement global du réseau doit être effectué dans un milieu inhomogène constitué d'air et de quelques couches de matériaux diélectriques. Ainsi le couplage interne se divise en différents termes relatifs aux ondes considérées. Les principaux modes de couplage entre deux antennes patches sont le couplage par ondes de surface et par ondes rayonnés [4], [5]. Un traitement numérique du réseau d'antennes patches qui résout les équations différentielles ou intégrales dans les couches diélectriques et dans l'air, donne le couplage interne avec toutes ces composantes.

La méthode FDTD (Finite Difference in Time Domain) et la méthode des moments sont les plus utilisées pour étudier le couplage. La plupart des méthodes numériques

supposent que les couches diélectriques sont infinies. Pour des substrats épais ayant une grande permittivité cette hypothèse n'est pas réaliste [6].

5 Méthode de l'élément actif

Comme nous l'avons expliqué précédemment, le diagramme de rayonnement du réseau peut être donné à partir du facteur de réseau et du diagramme de chaque élément. Pour prendre en compte le couplage interne, le facteur de réseau est calculé généralement sans couplage mais par contre le diagramme de chaque élément est calculé au sein du réseau donc en présence des autres éléments. La méthode de l'élément actif [7] évalue ainsi le diagramme du réseau à partir de la superposition du rayonnement de chaque élément au sein du réseau.

La différence entre le traitement avec la méthode de l'élément actif et celui de la méthode classique simple est que dans l'approche simple le diagramme de chaque élément est supposé indépendant de la configuration du réseau et de la position du même élément dans le réseau, alors que pour le cas plus réaliste de l'élément actif cette influence est prise en compte.

Le diagramme de l'élément dit « actif » est calculé en alimentant celui-ci et en laissant les autres éléments du réseau passifs et connectés à une charge adaptée (Fig. 3). Cette configuration d'alimentation est une application du principe de superposition.

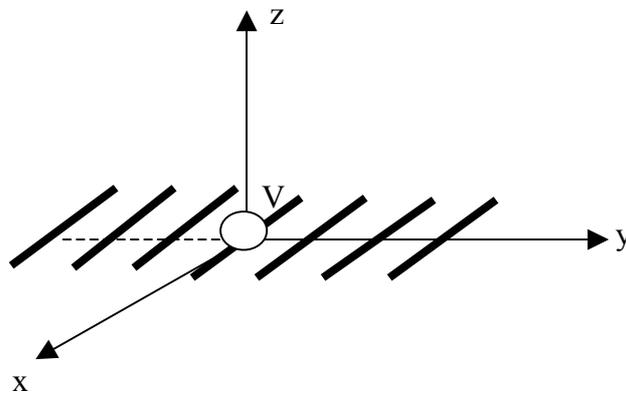


Figure 3 : méthode de l'élément actif, un élément alimenté pour évaluer son diagramme au sein du réseau

Une fois que cette procédure est faite pour tous les éléments du réseau, nous pouvons déduire le diagramme global du réseau comme la somme de ces derniers. La seule différence dans ce cas par rapport au traitement simple classique, est le remplacement du diagramme « actif » de chaque élément par le diagramme dit « isolé ». La participation du diagramme de chaque élément actif au diagramme global dépend donc du niveau de courant de l'élément actif par rapport aux autres éléments. Par exemple pour le réseau linéaire de la figure 1, le diagramme de rayonnement s'écrit à partir des diagrammes « actifs » comme suit :

$$F(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N f_n^*(\theta, \varphi) I_n \exp[j(n-1)(kd \cos \theta)] \quad (9)$$

A l'opposé du cas classique, où nous pouvons supposer des diagrammes identiques pour des éléments physiquement identiques, ici ceci n'est plus valable. Bien que les éléments soient physiquement identiques, leurs situations dans le réseau ne sont pas similaires et donc logiquement le diagramme actif f_n^* est différent pour tous les éléments. Comme nous pouvons le constater, cette fois-ci le paramètre variable f_n^* ne peut pas être extrait de la somme et la forme simple de la relation (2) n'est alors plus accessible.

Pour un large réseau contenant des antennes identiques, la méthode de l'élément actif peut être visiblement simplifiée car un nombre très limité de diagramme d'éléments actifs est suffisant. Un exemple simple est un grand réseau linéaire des antennes identiques (Fig.1). Dans ce cas nous pouvons supposer grâce à la symétrie du réseau que, tous les éléments ont un diagramme actif similaire sauf les deux extrêmes (Fig. 4).

En considérant : $f_2^* = f_3^* = f_{N-1}^* = f^*$

Nous pouvons réécrire la relation (9) d'une manière simple :

$$F(\theta, \varphi) = f^*(\theta, \varphi) \sum_{n=2}^{N-1} I_n \exp[j(n-1)(kd \cos \theta)] + I_1 f_1^*(\theta, \varphi) + I_N f_N^*(\theta, \varphi) \exp[j(N-1)(kd \cos \theta)] \quad (10)$$

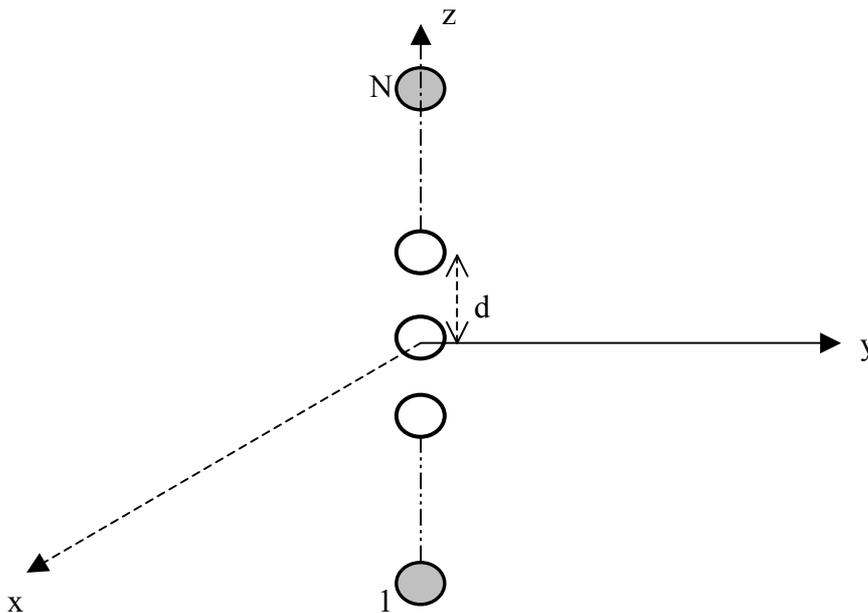


Figure 4 : simplification de la méthode de l'élément actif pour un réseau uniforme large

Comme nous le voyons, pour N-2 éléments de la figure (4) nous avons supposé un même diagramme "actif" et pour les deux extrêmes des diagrammes différents.

Dans la partie suivante nous allons encore simplifier cette méthode en introduisant le concept de la cellule active. Cela nous aidera à limiter le nombre d'éléments intervenants pour le calcul du diagramme du réseau.

6 Méthode simplifiée de l'élément actif, concept de cellule active

L'objectif ici est de pouvoir accéder à une représentation simple et pratique du diagramme de rayonnement d'un élément actif. Cette représentation nécessite le calcul du diagramme de rayonnement d'une antenne alimentée parmi d'autres éléments non-alimentés existants dans le réseau.

Le calcul du couplage dû à tous les éléments sur l'élément sous test est en pratique très long à calculer. Pour simplifier cette procédure nous avons besoin donc de négliger les interactions faibles par rapport aux interactions fortes. Pour cela nous proposons les hypothèses simplificatrices suivantes:

- 1- Les éléments non-alimentés ne changent pas la distribution de courant sur l'antenne alimentée par rapport au cas isolé. (Cette hypothèse est vérifiée numériquement pour les dipôles demi-ondes séparés d'une distance supérieure à $0,1\lambda$)
- 2- Dans un réseau uniforme, les courants induits sur les éléments non-alimentés ont la même distribution que celle de l'antenne alimentée. Ou plus généralement, les diagrammes de rayonnement sont similaires pour tous les éléments.
- 3- On considère seulement le couplage dû aux éléments du voisinage proche. Ainsi nous pouvons proposer une cellule active contenant 3 éléments pour des réseaux linéaires ou 8 pour des réseaux 2D. Le diagramme de rayonnement de cette cellule peut être supposé comme le diagramme « actif » de chaque élément du réseau.

Avec ces hypothèses, le diagramme de rayonnement d'un réseau uniforme d'antennes peut être calculé à partir d'une formulation identique au cas classique :

$$\text{Diagramme du réseau} = \text{diagramme de la cellule active} * \text{facteur de réseau} \quad (11)$$

Dans cette nouvelle présentation:

Le diagramme de chaque élément est remplacé par le diagramme de la cellule active concernée.

Le terme additionnel dû à la cellule active peut également être considéré comme un terme correctif sur le facteur de réseau classique. A vrai dire, l'application du concept de la cellule active va finalement ajouter un terme supplémentaire dans la relation (11), et ce terme peut être supposé dû au diagramme de l'élément ou aussi bien au facteur classique de réseau.

En utilisant la méthode de « l'élément actif » et le modèle de la « cellule active » nous pouvons alors calculer le diagramme du réseau, influencé par les effets du couplage. Dans un cas général 2D, nous pouvons traiter l'ensemble de l'élément actif entouré par ses 8 plus proches éléments de voisinage comme la cellule active (Fig. 5)

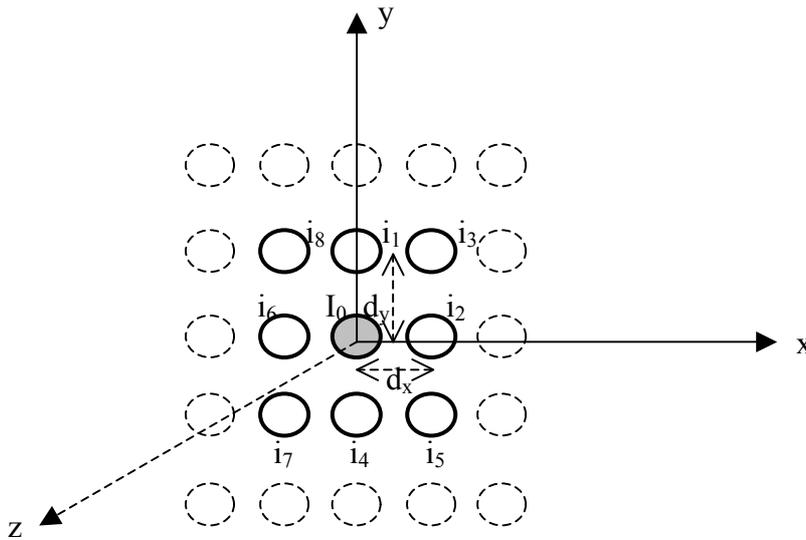


Figure 5 : Configuration de la « cellule active » dans un réseau 2D

Le diagramme de rayonnement de cette cellule sera calculé lorsqu'on alimente l'élément sous test par un courant schématisé I_0 , et en laissant les 8 éléments d'entourage passifs connectés chacun à une charge de 50Ω . Ce courant I_0 induit les courants I_j ($j = 1 - 8$) sur les huit éléments en voisinage. Ainsi le diagramme de rayonnement de la cellule spécifiée sera présenté en termes du diagramme de rayonnement de l'élément sous test et d'un facteur additionnel représentant les effets du couplage de huit autres éléments. Ce facteur peut être utilisé ultérieurement comme le terme correctif sur le diagramme du réseau global calculé sans prise en compte du couplage.

Nous allons appliquer la méthode du calcul du facteur de réseau, pour connaître le diagramme de rayonnement de la cellule active contenant 9 éléments. Lorsque cette cellule elle-même est un réseau planaire homogène de 9 éléments, nous pouvons directement utiliser la fameuse formulation du facteur de réseau [2]: (FC = Facteur de Cellule)

$$FC = I_0 + I_1 \exp(kd_y \sin\theta \sin\varphi) + I_4 \exp(-kd_y \sin\theta \sin\varphi) + I_2 \exp(kd_x \sin\theta \cos\varphi) + I_6 \exp(-kd_x \sin\theta \cos\varphi) + I_3 \exp(kd_x \sin\theta \cos\varphi + kd_y \sin\theta \sin\varphi) + I_5 \exp(kd_x \sin\theta \cos\varphi - kd_y \sin\theta \sin\varphi) + I_8 \exp(-kd_x \sin\theta \cos\varphi + kd_y \sin\theta \sin\varphi) + I_7 \exp(-kd_x \sin\theta \cos\varphi - kd_y \sin\theta \sin\varphi) \quad (12)$$

Lorsque l'arrangement des éléments dans la cellule est totalement symétrique, on peut avoir les relations suivantes entre les courants induits I_j ($j = 1 - 8$) :

$$\begin{aligned} I_1 &= I_4 = \alpha_y I_0 \\ I_2 &= I_6 = \alpha_x I_0 \\ I_3 &= I_5 = I_7 = I_8 = \alpha I_0 \end{aligned}$$

Où α , α_x et α_y sont des valeurs complexes qui sont calculables à partir des impédances mutuelles entre éléments de la cellule.

Ainsi la relation (12) peut être simplifiée dans la forme suivante :

$$FC = 1 + 2(\alpha + \alpha_x) \cos(kd_x \sin\theta \cos\varphi) + 2(\alpha + \alpha_y) \cos(kd_y \sin\theta \sin\varphi) \quad (13)$$

Le diagramme de la cellule est déduit dans ce cas en multipliant le FC par le diagramme de l'élément isolé E_{isol} .

$$E_{cel}(\varphi, \theta) = FC \times E_{isol}(\varphi, \theta) = \{1 + 2(\alpha + \alpha_x) \cos(kd_x \sin\theta \cos\varphi) + 2(\alpha + \alpha_y) \cos(kd_y \sin\theta \sin\varphi)\} \times E_{isol}(\varphi, \theta)$$

Ce dernier peut être toujours considéré comme le diagramme actif de l'élément.

Pour compléter la procédure analytique, nous allons essayer de déduire les termes $(\alpha + \alpha_x)$ et $(\alpha + \alpha_y)$ à partir des impédances mutuelles en utilisant la relation matricielle réduite (grâce à la symétrie) entre les courants induits et les impédances propres et mutuelles (Fig. 5):

$$\begin{aligned} -50I_1 &= V_1 = Z_{10}I_0 + Z_{11}I_1 + 2Z_{12}I_2 + 2Z_{13}I_3 \\ -50I_2 &= V_2 = Z_{20}I_0 + 2Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2 + 2Z_{23}I_3 \\ -50I_3 &= V_3 = Z_{30}I_0 + 2Z_{31}I_1 + 2Z_{32}I_2 + Z_{33}I_3 \end{aligned} \quad (14)$$

Les impédances propres peuvent être supposées toutes égales à 50Ω et de plus les éléments symétriques par rapport à l'élément central donnent les impédances mutuelles similaires :

$$\begin{aligned} Z_{11} &= Z_{22} = Z_{33} = 50\Omega \\ Z_{10} &= Z_{23} \\ Z_{20} &= Z_{13} \\ Z_{30} &= Z_{12} \end{aligned}$$

Après avoir traité les équations (14), nous pouvons déduire $(\alpha + \alpha_x)$ et $(\alpha + \alpha_y)$ en fonction des impédances mutuelles :

$$\begin{aligned} (\alpha + \alpha_y) &= \frac{I_1 + I_3}{I_0} = \frac{\frac{Z_{10}Z_{30}}{50}(Z_{10} - Z_{20}) + Z_{10}^2}{100\left(\frac{Z_{10}^2}{50} - 100\right)} + \\ & \frac{(100 - Z_{20})(100Z_{10} - 2Z_{30}Z_{20}) + 2(Z_{30} - Z_{10})\left(Z_{10}^2 - \frac{Z_{10}Z_{20}Z_{30}}{50}\right) + \frac{(Z_{20} - \frac{Z_{30}Z_{10}}{50})(2Z_{30} - \frac{Z_{20}Z_{10}}{50})}{\left(\frac{Z_{10}^2}{50} - 100\right)[100(100 - Z_{20}) + 2Z_{10}(Z_{30} - Z_{10})]^{-1}}}{100\left(\frac{Z_{10}^2}{50} - 100\right)(100 - \frac{Z_{20}^2}{50}) + 100\left(2Z_{30} - \frac{Z_{10}Z_{20}}{50}\right)^2} \end{aligned} \quad (15)$$

$$(\alpha + \alpha_x) = \frac{I_2 + I_3}{I_0} = \frac{\frac{Z_{20}Z_{30}}{50}(Z_{20} - Z_{10}) + Z_{20}^2}{100\left(\frac{Z_{20}^2}{50} - 100\right)} +$$

$$\frac{(100-Z_{10})(100Z_{20}-2Z_{30}Z_{10})+2(Z_{30}-Z_{20})(Z_{20}^2-\frac{Z_{20}Z_{10}Z_{30}}{50})+\frac{(Z_{10}-\frac{Z_{30}Z_{20}}{50})(2Z_{30}-\frac{Z_{10}Z_{20}}{50})}{(\frac{Z_{20}^2}{50}-100)[100(100-Z_{10})+2Z_{10}(Z_{30}-Z_{20})]^{-1}}}{100(\frac{Z_{20}^2}{50}-100)(100-\frac{Z_{10}^2}{50})+100(2Z_{30}-\frac{Z_{20}Z_{10}}{50})^2} \quad (16)$$

Ces deux relations complexes peuvent être simplifiées si certaines impédances mutuelles sont négligeables par rapport à d'autres plus fortes ou par rapport à 50Ω . Par exemple la valeur de Z_{30} est toujours négligeable par rapport à une des valeurs Z_{10} ou Z_{20} . Dans un réseau de dipôles par exemple, les impédances mutuelles « colinéaire » sont toujours négligeables par rapport à celles « broadside ». De la même manière, pour un réseau des patches, les impédances mutuelles dans le plan E sont très petites par rapport à celles dans le plan H.

Alors dans un réseau de dipôles ou de patches rectangulaires, les relations (15) et (16) seront réduites dans les formes suivantes selon la direction du courant i.e. la polarisation du réseau :

Courants dirigés suivant x (Fig. 5), Z_{20} et Z_{30} sont faibles par rapport à Z_{10} :

$$\begin{aligned} (\alpha+\alpha_x) &= 0 \\ (\alpha+\alpha_y) &= \frac{Z_{10}(100+Z_{10})}{100(\frac{Z_{10}^2}{50}-100)} \end{aligned} \quad (17)$$

Courants dirigés suivant y, Z_{10} et Z_{30} sont faibles par rapport à Z_{20} :

$$\begin{aligned} (\alpha+\alpha_x) &= \frac{Z_{20}(100+Z_{20})}{100(\frac{Z_{20}^2}{50}-100)} \\ (\alpha+\alpha_y) &= 0 \end{aligned} \quad (18)$$

En utilisant les relations (13), (17) et (18), le terme correctif du facteur de réseau peut être présenté simplement sous la forme suivante:

Courants dirigés suivant x ; $FC = \{1 + 2 \frac{Z_{10}(100+Z_{10})}{100(\frac{Z_{10}^2}{50}-100)} \text{Cos}(k_d y \sin\theta \sin\phi)\}$ (19)

Dans ce cas et pour le plan $\phi = 0$, le terme correctif est indépendant de θ et le diagramme global de réseau restera donc insensible par rapport au couplage entre les éléments du réseau.

Courants dirigés suivant y ;
$$FC = \left\{ 1 + 2 \frac{Z_{20}(100 + Z_{20})}{100 \left(\frac{Z_{20}^2}{50} - 100 \right)} \cos(kd_x \sin\theta \cos\varphi) \right\} \quad (20)$$

Dans ce cas et pour le plan $\varphi = \pi/2$, le terme correctif est indépendant de θ et le diagramme global de réseau restera donc insensible par rapport au couplage entre les éléments du réseau.

En résumé, en utilisant cette cellule active et les relations (13), (19) et (20), les corrections dues au couplage inter-élément introduites par le facteur de cellule (FC), le champ total rayonné par le réseau peut donc s'écrire:

$$E_{\text{réseau}}(\phi, \theta) = FR \times FC \times E_{\text{isol}}(\phi, \theta) \quad (21)$$

Il est nécessaire de considérer également les corrections dues aux éléments de bords par le facteur de cellule (FC).

7 Validation de la méthode analytique

Pour valider la méthode, nous allons présenter les diagrammes de rayonnement de deux types de réseaux linéaires:

1- Un réseau linéaire régulier et uniforme de 3 ou 5 dipôles parallèles (Fig. 6), où nous comparons trois méthodes du calcul du diagramme de rayonnement : méthode classique sans prise en compte du couplage, méthode numérique à l'aide de code NEC-2 et la méthode analytique. Les dipôles ont pour longueur $0,5\lambda$.

Les résultats sont présentés pour plusieurs espacements entre les dipôles ($d_y = 0,1\lambda - 0,75\lambda$), pour montrer la performance de la méthode analytique pour les cas de fort ou de faible couplage interne.

D'après les relations (19), (20), pour chaque diagramme d'antenne couplée, il est nécessaire d'avoir les impédances mutuelles entre dipôles. Elles ont été calculées analytiquement à partir des formulations du chapitre un pour les antennes filaires.

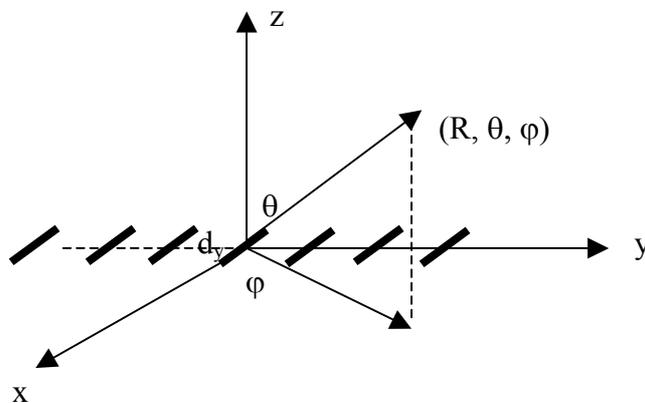


Figure 6 : réseau linéaire de dipôles demi-ondes

Les figures 7 – 14 montrent les résultats comparatifs déduits avec les trois méthodes citées. Ces diagrammes sont donnés en fonction de θ pour $\varphi = \pi/2$, pour le réseau de la figure 6. La comparaison est effectuée pour la méthode classique sans prise en compte du couplage, la méthode analytique et la simulation numérique avec NEC

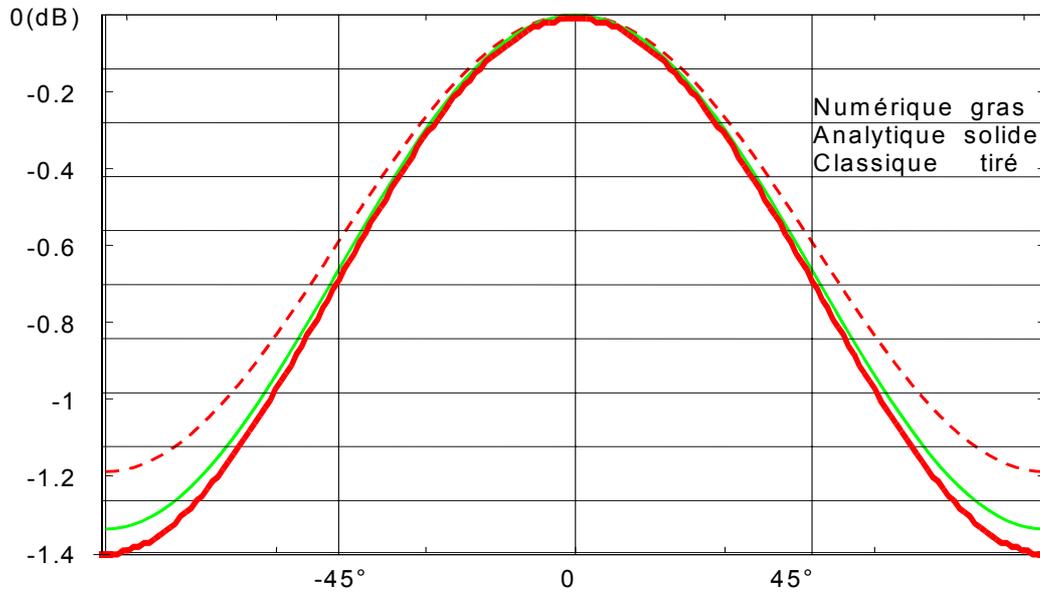


Figure 7 : trois dipôles ; $d_y = 0.1\lambda$

La figure 7 montre le diagramme de rayonnement d'un réseau linéaire de trois dipôles dans lequel le couplage est très fort. Comme nous le voyons, la forme du diagramme numérique est bien restituée par la formulation analytique avec un écart de l'ordre de 0,1dB. D'autre part l'utilisation de la méthode classique sans couplage, dégrade d'une façon importante le diagramme de rayonnement et l'écart monte jusqu'à 0,3dB.

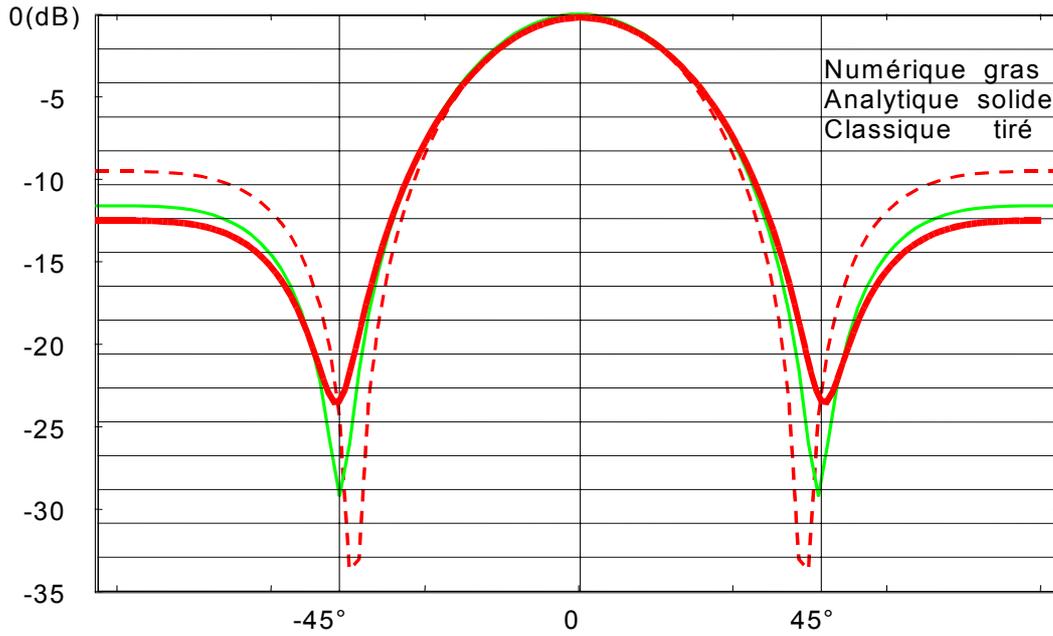


Figure 8 : trois dipôles ; $d_y = 0.5\lambda$

La figure 8 représente le même réseau de dipôles mais la distance entre les éléments est maintenant de $0,5\lambda$. Dans ce cas les lobes secondaires apparaissent. Comme nous le voyons, la position du premier nul est bien calculée par la méthode analytique tandis que la méthode classique prédit ce nul à un écart de 10 degrés. La même imprécision est observée pour le niveau du lobe secondaire où la méthode classique donne 3dB d'écart, alors que la méthode analytique le calcule à 1dB d'écart par rapport à la simulation numérique.

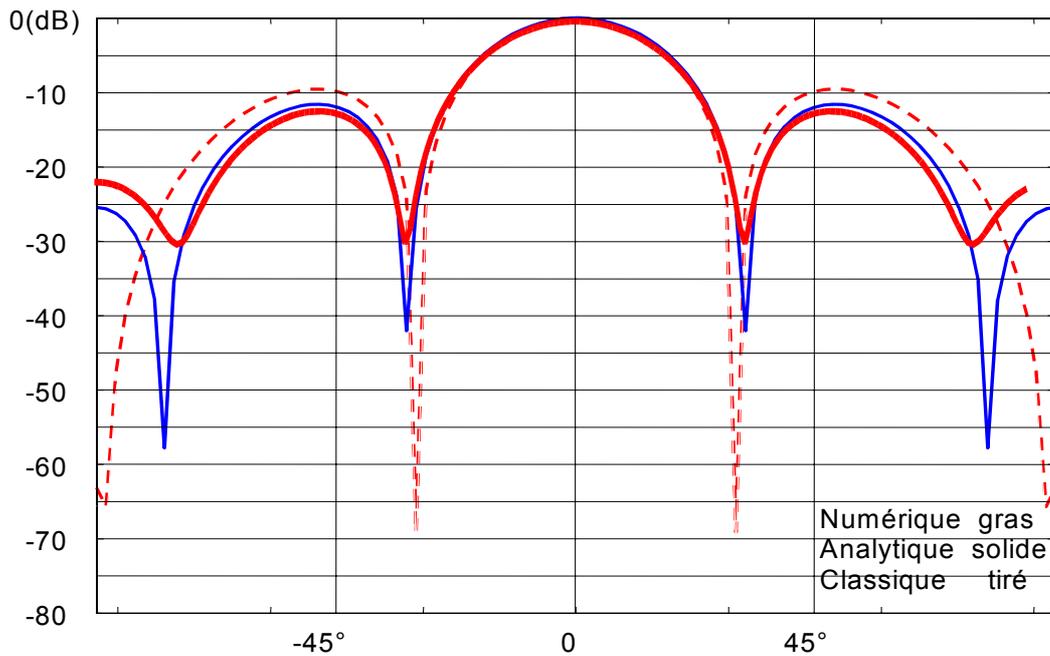


Figure 9 : trois dipôles ; $d_y = 0.67\lambda$

Les courbes de la figure 9 montrent les diagrammes de rayonnement pour un large réseau de trois dipôles. La position et le niveau du premier lobe secondaire sont très bien déduits par la méthode analytique mais le niveau du deuxième lobe est calculé à 3dB d'écart. Dans ce cas la méthode classique ne suit pas du tout la simulation numérique.

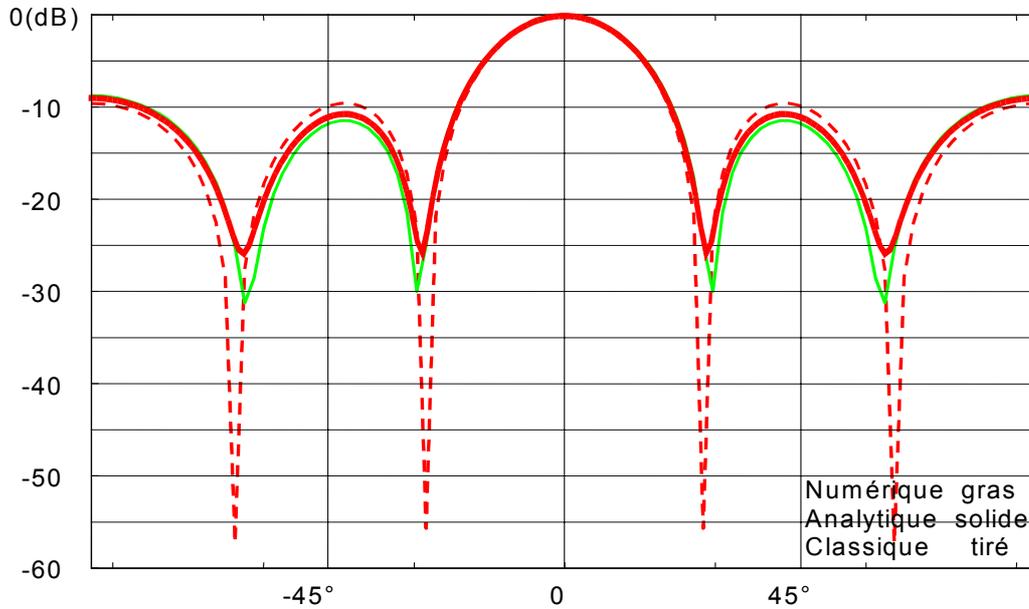


Figure 10 : trois dipôles ; $d_y = 0.75\lambda$

Pour un réseau bien espacé de trois dipôles de la figure 10, le couplage n'est pas fort et les méthodes analytique et classique évaluent donc bien les niveaux des lobes secondaires.

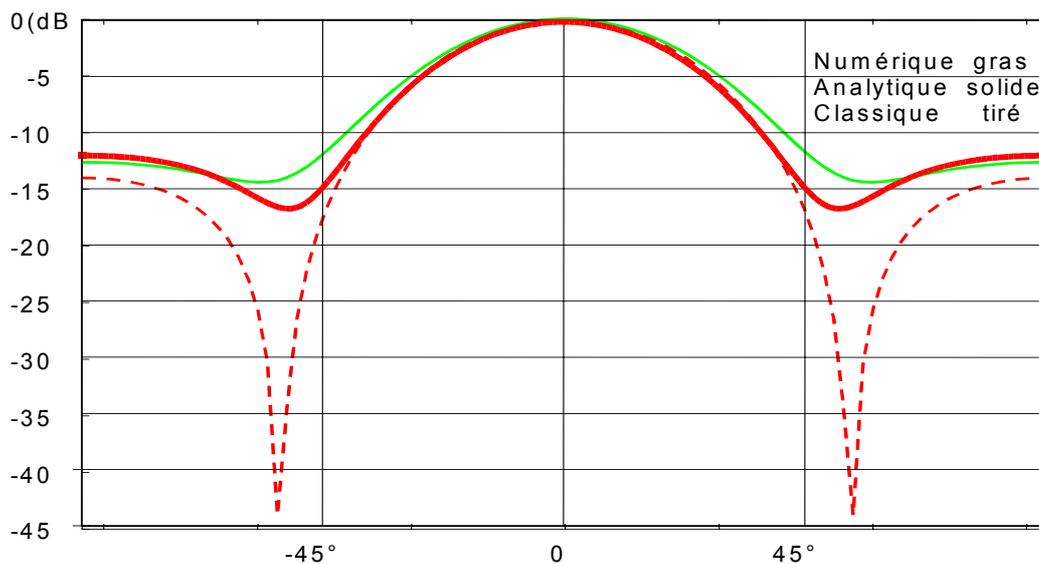


Figure 11 : cinq dipôles ; $d_y = 0.25\lambda$

La figure 11 montre les diagrammes comparatifs d'un réseau de cinq dipôles fortement couplés. La forme du diagramme est bien déterminée par la méthode analytique mais la position du premier nul n'est pas précisément calculée. Dans ce cas la forme du lobe secondaire est totalement dégradée par la méthode classique.

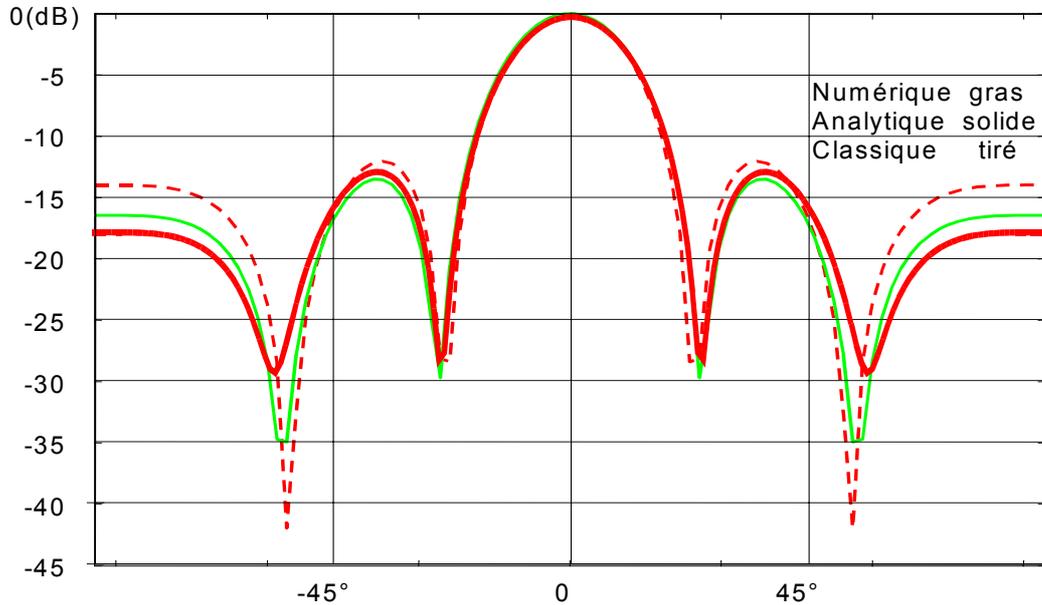


Figure 12 : cinq dipôles ; $d_y = 0.5\lambda$

En augmentant la distance entre dipôles à $0,5\lambda$, deux lobes secondaires apparaissent. Le premier est bien calculé par les méthodes classique et analytique. En revanche, le deuxième lobe est décalé à 5 et 8 degrés respectivement en calcul classique et analytique. Le niveau de ce deuxième lobe est réduit à 1dB et 3dB d'écart par rapport à la simulation numérique.

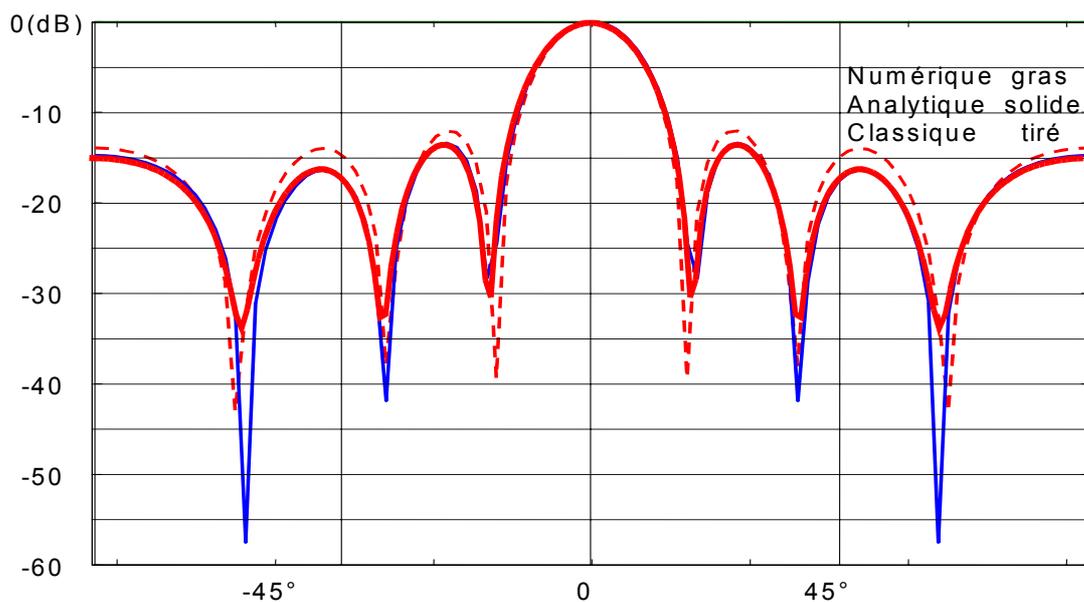


Figure 13 : cinq dipôles ; $d_y = 0.67\lambda$

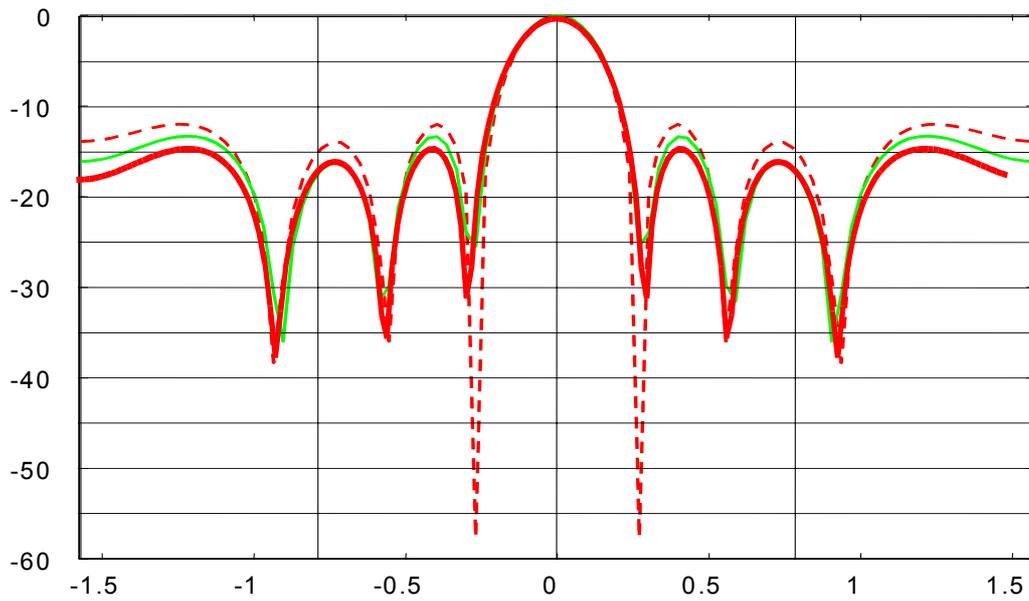


Figure 14 : cinq dipôles ; $d_y = 0.75\lambda$

Pour les figures 13 et 14, où les dipôles sont moins couplés, la méthode analytique donne des courbes quasiment identiques à celles de la simulation numérique. Mais la méthode classique impose des écarts jusqu'à 4dB sur le niveau des lobes secondaires.

Les diagrammes dans le plan $\varphi = 0$ sont quasiment identiques (Fig. 15) quand on les calcule avec la méthode numérique ou avec la méthode classique et cela confirme bien que le couplage dans une direction donnée ne perturbe pas considérablement le diagramme dans la direction croisée. Ce comportement est déjà prévu avec les relations (19) et (20).

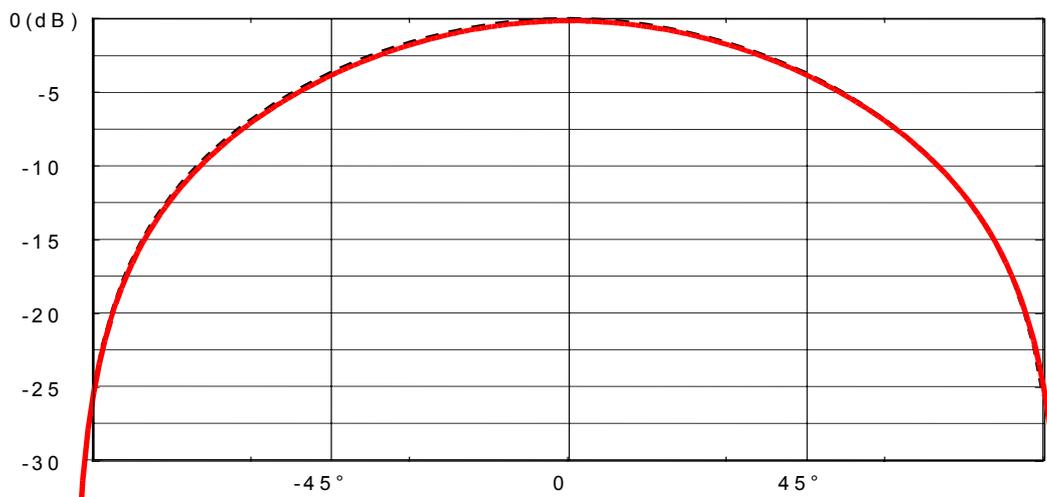


Figure 15 : cinq dipôles ; $d_y = 0.25\lambda$; $\varphi = 0$

En conclusion, on observe pour le réseau de dipôles une bonne détermination de la forme des diagrammes de rayonnement ainsi que la position et le niveau des lobes secondaires par la méthode analytique proposée.

Le réseau étudié au paragraphe précédent, est un réseau linéaire d'éléments rayonnants simples. Nous allons maintenant appliquer la formulation analytique à un réseau plus complexe, large-bande et bipolarisation, composé d'antennes étoiles (voir chapitre 4), nous allons appliquer la formulation analytique pour ces éléments complexes. Rappelons-nous qu'une seule antenne étoile est difficile à traiter et donc que le traitement complet d'un réseau d'une dizaine d'antennes étoiles, par une méthode numérique, est long et coûteux en place mémoire.

Nous calculons alors le diagramme d'une antenne étoile au sein d'un réseau de dix étoiles, décrite comme suit :

2- Un réseau linéaire de 10 antennes à double polarisation et à large bande (Fig. 16) une antenne est alimentée et les 9 autres sont passives et connectées à une charge adaptée. La bande passante de chaque antenne est de 6 à 10GHz. Dans ce cas les résultats sont comparés à la mesure, à une méthode des moments [8] et à la méthode analytique.

Dans ce cas aussi, pour chaque calcul, il est nécessaire d'avoir les impédances mutuelles entre antennes. Elles ont été calculées numériquement avec la méthode des moments pour les antennes étoiles [8].

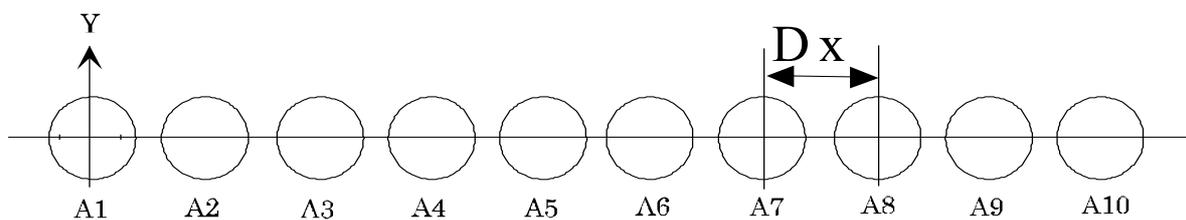


Figure 16 : réseau linéaire de dix antennes large-bande « étoile » [8]

Les figures 17 – 19, montrent les résultats comparatifs du diagramme d'un élément au sein d'un réseau. Nous précisons ici que dans le cas du même élément isolé, tous les diagrammes sont symétriques. Toute déformation observée est donc due au couplage interne du réseau.

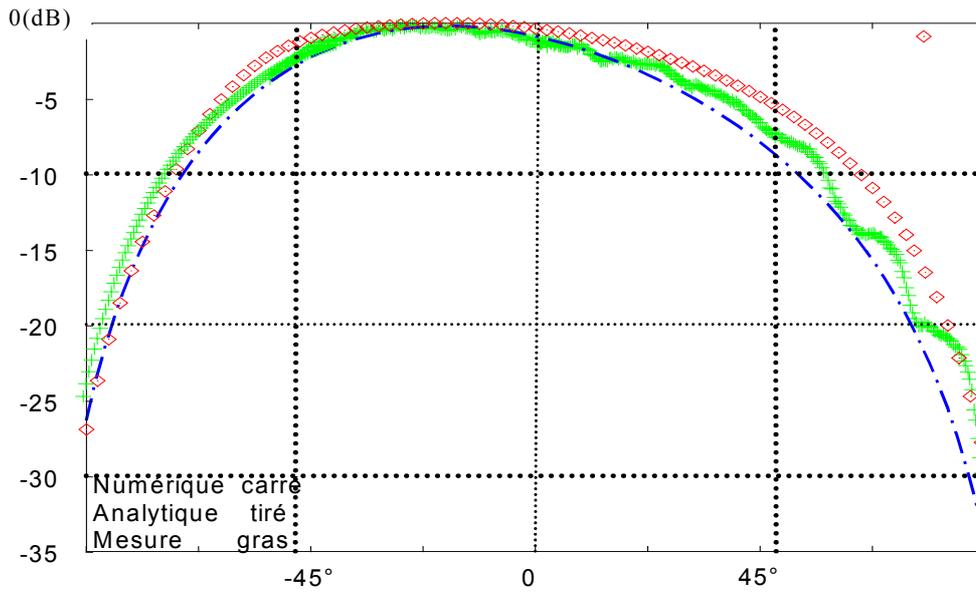


Figure 17 : diagramme du réseau Fig. 16, antenne N°1 alimentée, couplage plan E, $D_x=22\text{mm}$ et $f=6\text{GHz}$.

Pour la distance entre antennes à $0,44\lambda$ dans la figure 17, le dépointage du diagramme de rayonnement de l'élément à l'extrême du réseau est bien prévu par la formule analytique. L'ouverture à 3dB calculé est aussi identique à celle de la mesure.

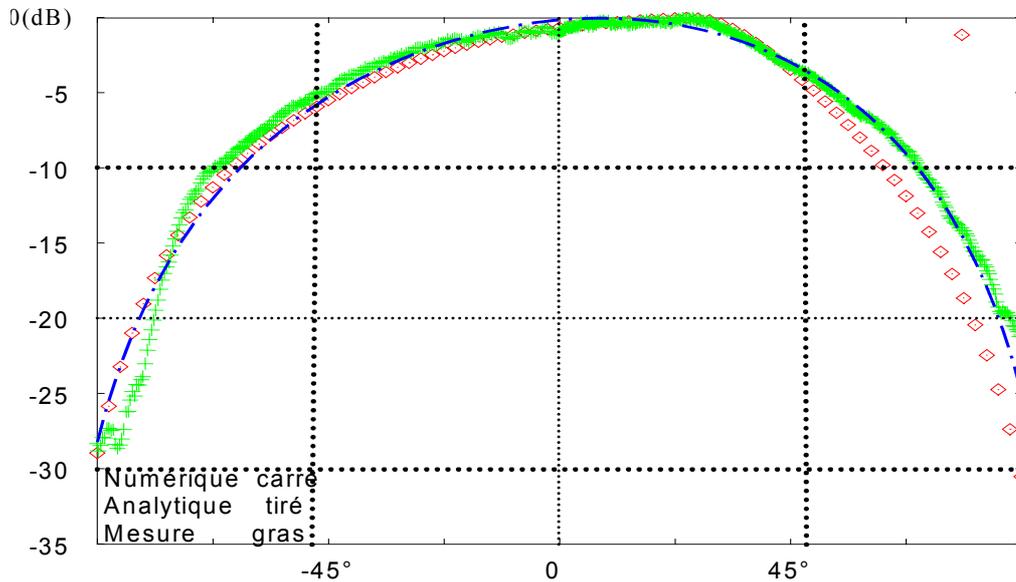


Figure 18 : diagramme du réseau Fig. 16, antenne N°1 alimentée, couplage plan E, $D_x=22\text{mm}$ et $f=10\text{GHz}$.

Pour la distance entre antennes égale à $0,75\lambda$ dans la figure 18, le dépointage calculé mène 10 degrés d'écart par rapport à la mesure, l'ouverture à 3dB est pourtant bien déduite par la méthode analytique.

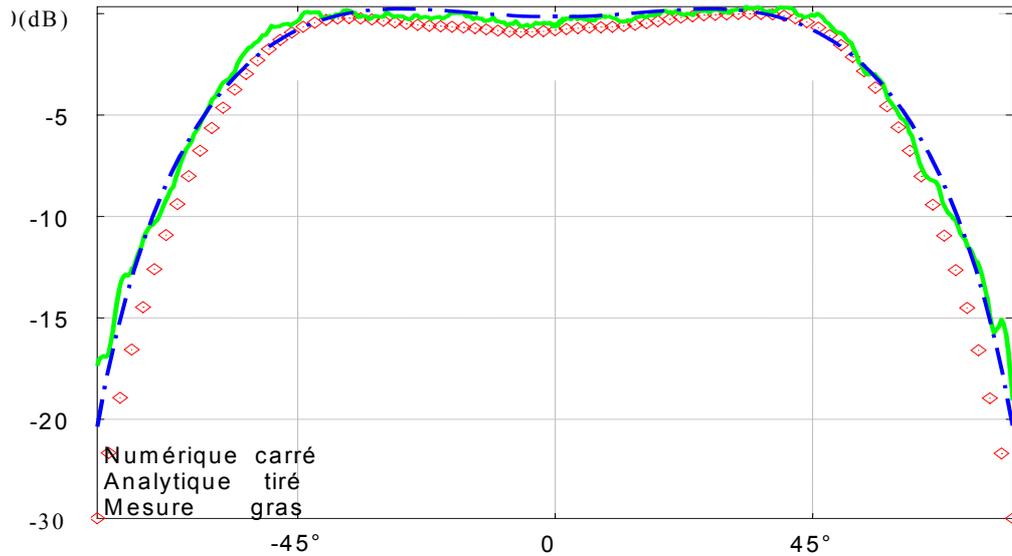


Figure 19 : diagramme du réseau Fig. 16, antenne N°5 alimentée, couplage plan E, $D_x = 22\text{mm}$ et $f=8\text{GHz}$.

Comme le montre la figure 19, le diagramme de rayonnement d'un élément central du réseau, forme un creux. La position de ce creux est précisément calculée par la formule, mais son niveau est 0,5dB en dessous de la valeur mesurée.

En résumé, dans un réseau complexe d'antennes étoiles, les effets de dépointage et de déformation du diagramme de rayonnement sont bien traduits par la méthode analytique. Cette bonne concordance est observée pour quelques fréquences ainsi que pour le couplage dans les plans E et H.

8 Conclusion

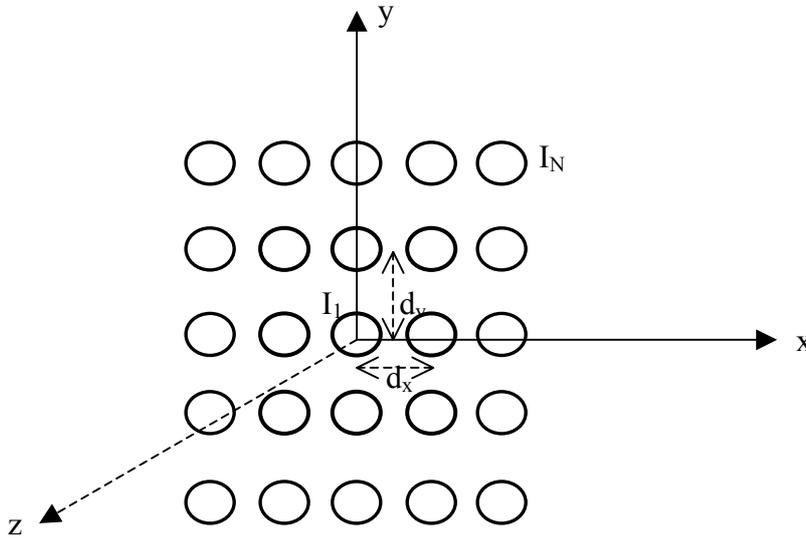
Nous avons proposé une méthode simple basée sur la méthode de l'élément actif, permettant de calculer avec une bonne précision le diagramme de rayonnement d'un réseau constitué d'antennes simples ou complexes. L'idée essentielle est de simplifier le calcul du couplage interne en réduisant le nombre des éléments effectifs au couplage.

La méthode proposée nécessite de connaître au préalable le couplage à l'intérieur d'une cellule, dite « cellule active ». Connaissant ces effets de couplage, on peut alors simplement calculer le champ rayonné par le réseau et s'affranchir ainsi d'un traitement rigoureux et coûteux en terme de temps de calcul.

Les résultats de cette nouvelle représentation analytique ont été comparés avec les résultats numériques pour un réseau linéaire de dipôles. Dans un cas plus complexe, la formulation analytique a été comparée avec la simulation numérique et les résultats de mesure d'un réseau linéaire d'antennes étoiles large bande et bipolarisation.

Cette méthode peut simplifier d'une façon importante le calcul de grands réseaux d'antennes complexes. En fait, selon cette formulation, la connaissance de l'impédance mutuelle entre un élément du réseau et le premier élément voisin, suffirait pour déduire le diagramme de rayonnement du réseau ou de chaque élément du réseau.

Formules importantes du chapitre 5



configuration générale d'un réseau 2D de N antennes

$$E_{\text{réseau}}(\phi, \theta) = \text{FR}(\text{classique}) \times \text{FC} \times E_{\text{isol}}(\phi, \theta)$$

Où FC représente le facteur de cellule et s'écrit :

$$\text{Courants dirigés suivant } x ; \text{FC} = \left\{ 1 + 2 \frac{Z_{10}(100 + Z_{10})}{100 \left(\frac{Z_{10}^2}{50} - 100 \right)} \cos(kd_y \sin\theta \sin\phi) \right\}$$

$$\text{Courants dirigés suivant } y ; \text{FC} = \left\{ 1 + 2 \frac{Z_{20}(100 + Z_{20})}{100 \left(\frac{Z_{20}^2}{50} - 100 \right)} \cos(kd_x \sin\theta \cos\phi) \right\}$$

Référence du chapitre 5

- [1] D. Chang, Analytical theory on an unloaded rectangular microstrip patch, IEEE Trans. AP-29, Jan. 1981, pp. 54 – 62.
- [2] C. A. Balanis, " Antenna theory, analysis and design ", Chap. 6, , Wiley & Sons 1982
- [3] T. Su, H. Ling, « On modeling mutual coupling in antenna arrays using the coupling matrix », Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 28, N. 4, Feb. 2001, pp. 231 – 237
- [4] L. Page, « Conception d'un logiciel d'analyse de couplage entre antennes imprimées d'un radiomètre », Thèse de Doctorat de l'université de Limoges, 1996
- [5] R. Besançons, « Contribution à l'étude de réseau d'antennes imprimées à pointage électrique », Thèse de Doctorat de l'université de Limoges, 1997
- [6] R. Moini, « Analyse de l'influence des ondes de surface sur les caractéristiques des antennes microruban », Thèse de Doctorat de l'université de Limoges, 1989
- [7] D. Kelly, W. Stultzman, "Array antenna pattern modelling methods that include mutual coupling effects.", IEEE Trans. AP-41, Dec. 1993, pp. 1625 – 1632
- [8] X. Begaud, " Analyse d'antennes et de réseaux d'antennes large bande et bipolarisation par une méthode d'éléments finis de surface.", Ph.D. thesis, University of Rennes 1 – France, 1996

Conclusion générale

Ce travail de recherche repose sur trois axes principaux liés aux couplages entre antennes:

Le premier est la mise au point d'une méthode simple et originale pour le traitement analytique des impédances propre et mutuelle des antennes linéaires dans une configuration générale.

Nous avons présenté des formules originales, compactes, permettant un calcul rapide des caractéristiques de rayonnement des antennes linéaires.

La formulation analytique des impédances mutuelles entre deux dipôles est donnée pour des longueurs quelconques de dipôles. D'autre part, cette formule est générale et peut exprimer l'impédance mutuelle entre dipôles colinéaires, en parallèle ou en échelon.

Ces résultats ont été confortés par une étude expérimentale dans le cadre d'une convention avec le Bureau National de Métrologie (BNM). Celle-ci est consacrée à l'évaluation théorique et expérimentale du facteur d'antenne des dipôles étalons entre 30 MHz et 2 GHz en compatibilité électromagnétique. Ce travail est important dans le cadre d'une étude globale du couplage, car les caractéristiques de rayonnement du dipôle étalon ont été déduites en prenant en compte les interactions entre l'antenne et son environnement.

Le facteur d'antenne a été présenté d'une manière analytique et les dipôles étalons ont été réalisés, en intégrant pour la première fois, un balun imprimé large-bande pour l'adaptation du dipôle étalon.

Le deuxième axe de ce travail, est la modélisation des antennes planaires et de géométrie complexe par des structures filaires, pour accéder à une formulation simple du couplage ou à de nouvelles caractéristiques de rayonnement. Nous avons traité les antennes planaires imprimées à l'aide de cette idée et des formules originales et simples ont été présentées pour leurs impédances propre et mutuelle.

Les antennes imprimées rectangulaires ont ensuite été modélisées à l'aide de quelques dipôles imprimés. Les impédances propres et mutuelles de ces derniers ont été calculées analytiquement et des formules compactes ont été présentées.

Pour des antennes à géométrie complexe, une structure tridimensionnelle large-bande du dipôle en cavité a tout d'abord été modélisée par un réseau de quatre dipôles, pour lequel les formules de l'impédance d'entrée et le diagramme de rayonnement ont été présentées. Ce modèle simplifié a permis d'obtenir une largeur de bande importante proche de l'octave.

Enfin, une antenne étoile, large-bande et bipolarisation, a été modélisée à l'aide d'une antenne filaire papillon. Celle-ci a été optimisée pour obtenir une largeur de bande de l'octave. Une maquette de l'antenne papillon optimisé a été réalisée et les mesures ont validé la simulation.

Nous avons montré dans cette partie que la connaissance des distributions de courant sur une antenne même complexe, permettait de construire un modèle simple, filaire de cette antenne. Ce modèle peut ensuite être utilisé pour optimiser manuellement ou à l'aide d'outils de synthèse les caractéristiques de rayonnement de l'antenne. Nous avons enfin obtenu une antenne filaire large bande, bipolarisation et de faible encombrement.

Le troisième axe concerne le couplage interne dans un réseau d'antennes. Il a été traité analytiquement et nous avons présenté une méthode originale pour déduire le diagramme d'un réseau avec la prise en compte du couplage.

Cette méthode est basée sur le principe de l'élément actif en introduisant le concept de la "cellule active". Les formules proposées ont été validées en les appliquant dans le cas d'un réseau linéaire de dipôles et d'un réseau large-bande bipolarisation d'antenne étoiles. Les résultats comparés avec la simulation numérique et la mesure, montrent que la formulation analytique donne le diagramme de rayonnement d'une manière satisfaisante.

Cette représentation rapide du diagramme du réseau avec la prise en compte du couplage, Limite le traitement numérique coûteux de larges réseaux.

En résumé, nous avons montré que pour différentes géométries d'antenne, il était possible d'établir un modèle simple, analytique des caractéristiques de rayonnement. L'objectif visé est de fournir au concepteur des formules permettant dans un premier temps d'avoir une évaluation précise des effets de couplage dans un réseau. Dans le même esprit, nous avons proposé une méthode efficace pour donner les diagrammes d'un réseau même fortement couplé.

La démarche d'analyse proposée ici a aussi permis d'améliorer les caractéristiques de rayonnement d'antennes complexes. Les perspectives sont ouvertes pour ce travail: d'autre géométrie d'antennes, d'autres configurations de réseaux peuvent être analysées à l'aide de cette méthode.