NOTE TO USERS

This reproduction is the best copy available.

UMI®

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

CONCEPTION D'ANTENNES RÉFLECTEUR RÉSEAU BASÉE SUR LES MÉTHODES DE MESURES EN CHAMP PROCHE

JEAN-DAVID LACASSE
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉLECTRIQUE)
SEPTEMBRE 2004

© Jean-David Lacasse, 2004.

Library and Archives Canada

Published Heritage Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et Archives Canada

Direction du Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence
ISBN: 0-612-97962-8
Our file Notre référence
ISBN: 0-612-97962-8

NOTICE:
The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:
L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

CONCEPTION D'ANTENNES RÉFLECTEUR RÉSEAU BASÉE SUR LES MÉTHODES DE MESURES EN CHAMP PROCHE

présenté par: LACASSE Jean-David

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. GHANNOUCHI Fadhel, Ph.D., Président

M. LAURIN Jean-Jacques, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. SÉGUIN Guy, Ph.D., membre

Remerciements

Tout d'abord, je remercie chaleureusement mon directeur de recherche Jean-Jacques Laurin qui a pensé ce projet et m'a laissé la liberté d'entrevoir les méandres de la recherche fondamentale. Toujours disponible et ouvert, il aura été le meilleur des guides.

Mes remerciements vont également à l'équipe de techniciens qui a matérialisé mon projet. Merci donc à Roch Brassard pour les circuits et les mesures en champ lointain, merci à Steve Dubé pour la structure de l'antenne et finalement, merci à Jules Gauthier pour ses conseils précieux et solutions miracles. Merci à tous les trois pour votre imagination et votre camaraderie.

Je dois aussi une fière chandelle à mes confrères, compères du groupe de recherche en champ proche, constitué par Jean-Jacques Laurin. Nos précieuses discussions m'ont permis de mettre mon travail en perspective. Merci à Badr Omrane, Zacharia Ouardirhi, Paul-André Barrière, Jin Zhonfang et à mon compagnon de bureau, Rachid Abou-Elasoued. Un merci particulier à Stella Filippatos pour les simulations MOLARSIM, logiciel faisant l'objet de son travail de maîtrise.

Finalement, je remercie mes parents Pauline et Jean-Marc qui m'appuient depuis toujours et ma copine Karine qui a partagé mon quotidien pendant le temps qu'a duré cette maîtrise.

Résumé

Ce travail porte sur la conception d'un réflecteur réseau, une antenne à faisceau étroit résultant d'une hybridation à partir d'une antenne réflecteur et d'autre part, d'une antenne réseau. Les avantages respectifs des deux familles d'antennes sont alors combinés. Techniquement, l'antenne prend la forme d'un réflecteur illuminé par une source primaire, de la même façon qu'un réflecteur parabolique est alimenté par une antenne cornet. Cependant, le réflecteur est une structure planaire et la focalisation est réalisée par un réseau d'éléments rayonnants imprimés sur la surface et sans aucun circuit d'alimentation. Le profil plat du réflecteur réduit les exigences mécaniques sévères, le coût de réalisation ainsi que l'encombrement typique d'un réflecteur parabolique. Il s'agit d'un type d'antenne qui convient très bien aux applications satellites. Dans sa version générique, ladite structure planaire est constituée d'un plan de masse sur lequel est déposée une couche diélectrique avec une couche métallique supérieure photogravée. Cette dernière couche consiste en une structure périodique d'éléments rayonnants (diffuseurs) et la focalisation est réalisée en ajustant un paramètre de contrôle de phase au niveau de chacun de ces éléments localement. Plusieurs publications dans la littérature récente traitent de cette topologie d'antenne. Cependant, c'est la première incursion de Poly-GRAMES dans ce domaine.

Ce projet s'inscrit dans le cadre des activités du groupe d'études en champ proche, dirigé par le professeur Laurin et au sein duquel sont menés des travaux portant sur le diagnostic de circuits à micro ondes guidées, l'imagerie micro-ondes, la caractérisation

de structures rayonnantes en champ lointain, etc. Les mesures en champ proche sont ici le cadre du développement d'une nouvelle méthode de conception de réflecteur réseau, permettant ainsi un regard nouveau sur ce type d'antenne à faisceau étroit.

La méthode s'appuie sur des mesures expérimentales de module et de phase en champ proche de la source primaire du réseau réflecteur envisagé, un cornet de guide d'ondes. Les mesures sont réalisées dans le plan d'implantation du futur réseau. Dans la plupart des travaux publiés, le comportement de la source primaire est approximé par une onde sphérique se propageant à partir du centre de phase de la source primaire. Cependant, on sait qu'il est difficile de localiser avec précision le centre de phase d'une antenne cornet. Nos travaux pratiques visent à connaître précisément l'excitation d'un diffuseur dans le cadre du futur réseau et donc à vérifier la validité d'une l'approximation de l'onde sphérique. Nous cherchons aussi à caractériser par des mesures en champ proche le comportement en phase des diffuseurs lorsqu'on varie leur longueur électrique ou l'angle d'incidence de l'onde plane qui les excite. Pour ce faire, on doit obtenir le coefficient de réflexion total spéculaire d'une structure périodique à la suite d'un traitement mathématique de mesures réalisées en variant ces paramètres.

Les méthodes de champ proche nous confèrent un point de vue unique sur le réflecteur réseau et se révèlent l'outil désigné pour acquérir une connaissance rigoureuse des mécanismes qui en régissent le fonctionnement. Plus intéressant encore, il en résulte une procédure de design unique: quelques mesures en champ proche permettent de mener à bien un design de réflecteur réseau sans qu'aucune simulation ne soit nécessaire.

Abstract

This work is about the design of reflectarray, a narrow beam antenna which can be seen as an hybridization from both a reflector antenna and an array antenna. Intrinsic qualities from both families are then combined in a single antenna. Technically, a reflectarray consists in a reflector illuminated by a primary source, as a parabolic reflector is feeded by a waveguide horn. However in this case, the reflector is a planar structure and focalization is achieved by an array of radiating elements without any feeding network. The flatness of the reflector reduces mechanical requirements, realization cost and encumbrance that are typical of a parabolic reflector. It results in an antenna that is well suited for satellite-based applications. In its generic version, the mentioned planar structure is made from a ground plane on which a dielectric sheet is deposited with a photoetched metallic circuit on the top of it. This last layer consists in a periodic structure of quasi resonant scatterers and focalization is achieved by adjusting a phase control parameter: this is done for each element of the array. Many publications about reflectarrays have appeared in recent antenna literature, but this is the first incursion of Poly-GRAMES in this area.

This project is being part of the Near-field Research Team activities, directed by professor Laurin. In this group, near-field measurements techniques are used to diagnose guided waves circuits, to predict the far-field pattern of a radiating structure, for microwave imaging, etc. This work uses the near-field measurements techniques

contribution to propose a reflectarray design procedure providing a novel understanding of this narrow beam antenna system.

Our design method is based on experimental amplitude and phase measurements realized in the implementation plane of the projected reflectarray in presence of the feed, a waveguide horn. In published work on reflectarrays, the feed is assumed to generate spherical wave fronts issued from its phase center. This approximation is used to predict the excitation phase of each scatterer on the array lattice. Our work is intended to learn precisely this excitation and thus, to verify the spherical wave approximation validity. Beside that, near-field measurements techniques are used to characterize the phase response of scatterers when varying parameters such as electrical length or incidence angle of the incoming wave. Hence, this leads us to learn the total specular reflection coefficient of a periodic structure from mathematical manipulations following the near-field measurements.

Near-field measurements techniques give us a unique point of view on reflectarrays. It reveals to be a tool providing rigorous comprehension of mechanisms that control reflectarrays. More interesting, this work results in a unique design procedure: a small number of near-field measurements allow a simulation-free reflectarray design.

Table des matières

Remerciements i

Résumé ii

Abstract iv

Table des matières vi

Liste des tableaux ix

Liste des figures x

Liste des sigles et abréviations xiii

Chapitre 1 Introduction et notions d'antennes 1

1.1 Objectifs 1

1.2 Analyse de Floquet d'une structure périodique 3

1.3 Environnement de simulation RICHT 7

Chapitre 2 Théorie des réflecteurs réseaux 9

2.1 Antenne holographique et réflecteur réseau 9

2.2 Revue de littérature et caractéristiques du réflecteur réseau 12

2.3 Caractérisation du coefficient de réflexion Γ_{00} 18

2.3.1 Incidence normale 18

2.3.2 Incidence oblique 24

2.4 Modèle de ligne de transmission équivalent 28

Chapitre 3 Sondes de champ proche 31

3.1 Banc de mesures champ proche 31

3.2 Sonde monopole 32
3.2.1 Réalisation 32
3.2.2 Étude de sensibilité 35
3.3 Sonde guide d'onde 38
Chapitre 4 Mesures en champ proche 39
4.1 Caractérisation en champ proche de la source primaire 39
4.2 Mesures en champ proche du coefficient de réflexion Γ_{00} 43
4.2.1 Application du modèle de ligne de transmission équivalent 44
4.2.2 Incidence normale 46
4.2.3 Paramétrisations des caractéristiques de phase de Γ_{00} 48
4.2.3.1 Phase de $\Gamma_{00}(l)$ 48
4.2.3.2 Phase de $\Gamma_{00}(\theta)$ 49
4.2.4 Incidence oblique 50
Chapitre 5 Conception d'antennes 57
5.1 Réalisation 57
5.2 Banc de mesures champ lointain 62
5.3 Réflecteur réseau classique (D1) 63
5.4 Réflecteur réseau avec mesures d'excitation du réseau en champ proche (D2) 65
5.5 Réflecteur réseau avec caractérisation de $\Gamma_{00}(l)$ en champ proche (D3) 67
5.6 Réseau réflecteur basé sur $\Gamma_{00}(l,\theta_i)$ (D4) 70
5.7 Analyse et conclusion 73
Chapitre 6 Conclusion 83

6.1 Discussions....83

6.2 Suggestions....84

Références....87

Annexe A....90

Annexe B....91

Liste des tableaux

Tableau 3-1: Résultats de l'étude de sensibilité de la sonde monopole lorsque celle-ci est située à l'extrémité de l'élément rayonnant. 37

Tableau 5-1: Variantes de conception des circuits de réseau réflecteur 61

Tableau 5-2: Performances des antennes réalisées 76

Tableau 5-3: budget de pertes pour l'antenne D4 81

Liste des figures

Figure 1-1: Grille de mesures champ proche sur une cellule d'une structure périodique .4

Figure 2-1: Harmoniques spatiales.....10

Figure 2-2: Schéma d'un réflecteur réseau 12

Figure 2-3: Types d'éléments rayonnants utilisés dans un réflecteur réseau.....14

Figure 2-4: Réflecteur réseau replié.....17

Figure 2-5 a) amplitude de l'admittance d'un diffuseur b) phase de l'admittance d'un diffuseur c) amplitude du coefficient de réflexion d'un diffuseur d) phase du coefficient de réflexion d'un diffuseur.....20

Figure 2-6 : Représentation vectorielle de $\Gamma_{diffuseur}$, $\Gamma_{plan\ de\ masse}$ et Γ_{00}.....22

Figure 2-7: Phase de Γ_{00} fonction de l/λ obtenue dans RICHT par analyse de Floquet d'une structure filaire. 23

Figure 2-8: Phase de Γ_{00} versus angle d'incidence pour $E_\perp$ au plan d'incidence (longueur=0,3λ et 0,65λ) 26

Figure 2-9: Phase de Γ_{00} versus angle d'incidence pour $E_\perp$ au plan d'incidence (longueur=0,45λ) 27

Figure 2-10: Phase de Γ_{00} versus longueur/λ pour θ_i=0, 30 et 60° 27

Figure 2-11: Modèle ligne de transmission.....29

Figure 3-1: Sonde monopole en champ très proche d'un diffuseur isolé 33

Figure 3-2: a) champ perpendiculaire au plan d'incidence b) champ parallèle au plan d'incidence.....34

Figure 3-3: Étude de sensibilité.....36

Figure 4-1: Différence de phase (degrés) entre mesures d'excitation en champ proche avec sonde monopole/structure périodique et une onde sphérique issue du centre de phase de la source primaire à chaque position de la grille réseau.....41

Figure 4-2: Différence de phase (degrés) entre mesures d'excitation en champ proche avec sonde guide d'onde et une onde sphérique issue du centre de phase de la source primaire à chaque position de la grille réseau.....42

Figure 4-3: Schéma de la somme vectorielle de $\Gamma_{\text{plan de masse}}$ et $\Gamma_{\text{diffuseur}}$ dans le plan complexe.....45

Figure 4-4: Phase de $\Gamma_{00}(l)$ mesurée à incidence normale et comparée aux résultats de simulation.....47

Figure 4-5: Paramétrisation des mesures de $\Gamma_{00}(l)$.....49

Figure 4-6: Phase mesurée de Γ_{00} versus angle d'incidence (l=0.45λ).....52

Figure 4-7: Deux façons de varier θ_i en mesure champ proche.....53

Figure 4-8: Phase de Γ_{00} versus angle d'incidence pour l= 0,3λ.....54

Figure 4-9: Phase de Γ_{00} en fonction de la longueur des diffuseurs et de l'angle d'incidence.....55

Figure 5-1: Configuration physique du réflecteur réseau.....57

Figure 5-2: Photographie du réflecteur de l'antenne avec système de coordonnées de mesures.....60

Figure 5-3: Photographie de l'antenne réflecteur réseau et de sa source primaire.....61

Figure 5-4: Coupe dans le plan H du diagramme de rayonnement mesuré en champ lointain du réflecteur réseau classique D1 à fréquence=14,25 GHz 64

Figure 5-5: Diagramme de rayonnement en copolarisation (E_θ) de D1 mesuré dans la région angulaire du faisceau principal à fréquence=14,25 GHz 65

Figure 5-6: Coupe dans le plan H du diagramme de rayonnement mesuré en champ lointain du réflecteur réseau D2 à fréquence=14,25 GHz 66

Figure 5-7: Diagramme de rayonnement en copolarisation (E_θ) de D2 mesuré dans la région angulaire du faisceau principal à fréquence=14,25 GHz 67

Figure 5-8: Coupe dans le plan H du diagramme de rayonnement mesuré en champ lointain du réflecteur réseau D3 à fréquence=15,4 GHz 68

Figure 5-9: Diagramme de rayonnement en copolarisation (E_θ)de D3 mesuré dans la région angulaire du faisceau principal à fréquence=15,4 GHz 69

Figure 5-10: Coupe dans le plan H du diagramme de rayonnement mesuré en champ lointain du réflecteur réseau D4 à fréquence=15,6 GHz 71

Figure 5-11: Diagramme de rayonnement en copolarisation (E_θ) de D4 mesuré dans la région angulaire du faisceau principal à fréquence=15,6 GHz 72

Figure 5-12: Gain maximal des quatre antennes réalisées en fonction de la fréquence .. 75

Figure 5-13: Comparaison mesures versus calcul pour le diagramme de E_θ en champ lointain pour l'antenne D4 à fréquence =15,6 GHz 77

Liste des sigles et abréviations

AF :	Facteur de réseau (*Array Factor*)
CAO :	Conception Assistée par Ordinateur
DDS :	Diffusion Directe par Satellite
GRAMES :	Groupe de Recherches Avancées en Micro-ondes et Électronique Spatiale
Ka :	Bande radiofréquence s'étendant de 26.5 à 42 GHz
Ku :	Bande radiofréquence s'étendant de 12.4 à 18 GHz
MOLARSIM :	Simulateur de réseaux infinis base sur la méthode des lignes
MRE2 :	Logiciel d'acquisition de mesures en champ proche
RF :	Radio fréquence
RICHT :	Simulateur électromagnétique de structures filaires par J.H. Richmond & M. Tilston
W :	Bande radiofréquence s'étendant de 70 à 110 GHz

CHAPITRE 1

INTRODUCTION ET NOTIONS D'ANTENNES

Une antenne est créée lorsqu'un signal électrique est converti en une onde électromagnétique, laquelle est le support à la propagation de ce signal dans un espace libre et homogène tel que l'air. Par analogie, un haut-parleur pourrait être appelé « antenne sonore » puisqu'il fait la transition entre un signal électrique et une onde mécanique sonore se propageant dans l'espace libre. Il existe un ensemble de définitions pour qualifier et quantifier les caractéristiques d'une antenne électromagnétique. Par exemple, on dirait d'une antenne qui rayonne uniformément dans toutes les directions qu'elle est isotrope. Au contraire, les antennes construites à l'issue de ce projet répondent plutôt au critère selon lequel on cherche à focaliser l'énergie fournie ou reçue dans une direction angulaire privilégie du référentiel de l'antenne. Ces antennes sont qualifiées d'antennes à gain élevé ou à faisceau étroit. La mieux connue de celles-ci est probablement l'antenne à réflecteur parabolique à laquelle le réflecteur réseau propose une alternative. Ce travail est consacré à l'antenne réflecteur réseau.

1.1 Objectifs

Également appelé réflecteur plat, le réflecteur réseau consiste en une structure périodique planaire conçue pour émuler un foyer virtuel où l'on place une source primaire illuminant le réflecteur. Chaque élément du réseau est ajusté pour diffuser le champ incident avec la phase appropriée, de façon à former une onde plane dans une

direction privilégiée. Voilà qui décrit l'essence du fonctionnement du réflecteur réseau ; une description plus pragmatique et étoffée sera présentée au Chapitre 2.

Même si le concept de réflecteur réseau date de 42 ans [1], sa popularité récente est tributaire des technologies micro ruban permettant de le mettre en oeuvre à faible coût. En effet, c'est l'avantage marquant face au réflecteur parabolique qui nécessite des tolérances mécaniques sévères à la fabrication en plus d'être encombrant. Par ailleurs, l'idée de base du réflecteur réseau s'apprête à toutes les sauces : antennes à gain élevé, balayage du faisceau principal, façonnage de diagramme de rayonnement, double polarisation, polarisation circulaire, etc.

Lorsqu'on parcourt la littérature concernant le design de réflecteur réseau, on note l'utilisation de certaines approximations [2]. Par exemple, on considère que les éléments du réseau sont excités par une onde parfaitement sphérique issue du centre de phase de la source primaire. De plus, on néglige l'effet de l'angle d'incidence sous-tendu par rapport à cette source par chaque élément sur la phase du champ réfléchi. Les méthodes de mesure en champ proche constituent l'outil idéal pour mettre de côté ces approximations ou à tout le moins évaluer leur pertinence. Plus que cela, on entreprend une investigation en profondeur sur les principes de fonctionnement sous-tendus dans un réflecteur réseau.

En fait, ce projet représente la première incursion de Poly-GRAMES dans la conception d'antennes réflecteur réseau. Par conséquent, un travail de débroussaillage est nécessaire pour discerner les principaux jalons de la conception d'une telle antenne. C'est pourquoi nous concentrerons notre travail sur un réseau réflecteur en polarisation

linéaire simple. Au bout du compte, les objectifs principaux seront rencontrés lorsqu'on aura abouti à une procédure de design complète d'antenne réflecteur réseau. Des prototypes fonctionnels conçus selon cette méthode seront construits et testés.

Voici une brève description de la structure de ce mémoire. Le présent chapitre se veut introductif en présentant quelques pistes et outils utiles à la compréhension générale du présent travail. Quant au Chapitre 2, il brosse un tableau complet de l'état d'art des réflecteurs réseau et présente les considérations théoriques inhérentes à ce type d'antenne. Le troisième chapitre introduit les méthodes de champ proche et présente la sonde développée spécialement pour cette application tandis que le Chapitre 4 décrit les mesures champ proche réalisées et les résultats obtenus. Le cinquième chapitre est consacré à la procédure de design de réflecteur réseau basée sur les acquis des chapitres précédents. On y présente en outre les caractéristiques mesurées des prototypes réalisés. En guise de conclusion, le Chapitre 6 soulève des pistes de réflexion pour la continuité de ces travaux au-delà du présent projet en plus de revenir sur les réalisations accomplies.

1.2 Analyse de Floquet d'une structure périodique

Le réflecteur réseau doit avant tout être considéré comme une structure périodique. Au-delà de la théorie des antennes réseau, il existe une façon d'analyser une structure périodique linéaire ou planaire en procédant à une décomposition du champ en différents modes, comme on le fait pour les modes se propageant dans un guide d'onde par exemple. Cette analyse se base sur le théorème de Floquet [3] et consiste en une

décomposition de la distribution de champ en modes de Floquet (harmoniques spatiales) : elle permet de caractériser le comportement d'une structure périodique infinie.

Dans le cas qui nous intéresse, celui d'un réseau planaire, cette analyse se fait à partir d'un échantillonnage de mesures de champ réalisées sur un plan directement au-dessus d'une cellule du réseau tel qu'illustré à la Figure 1-1.

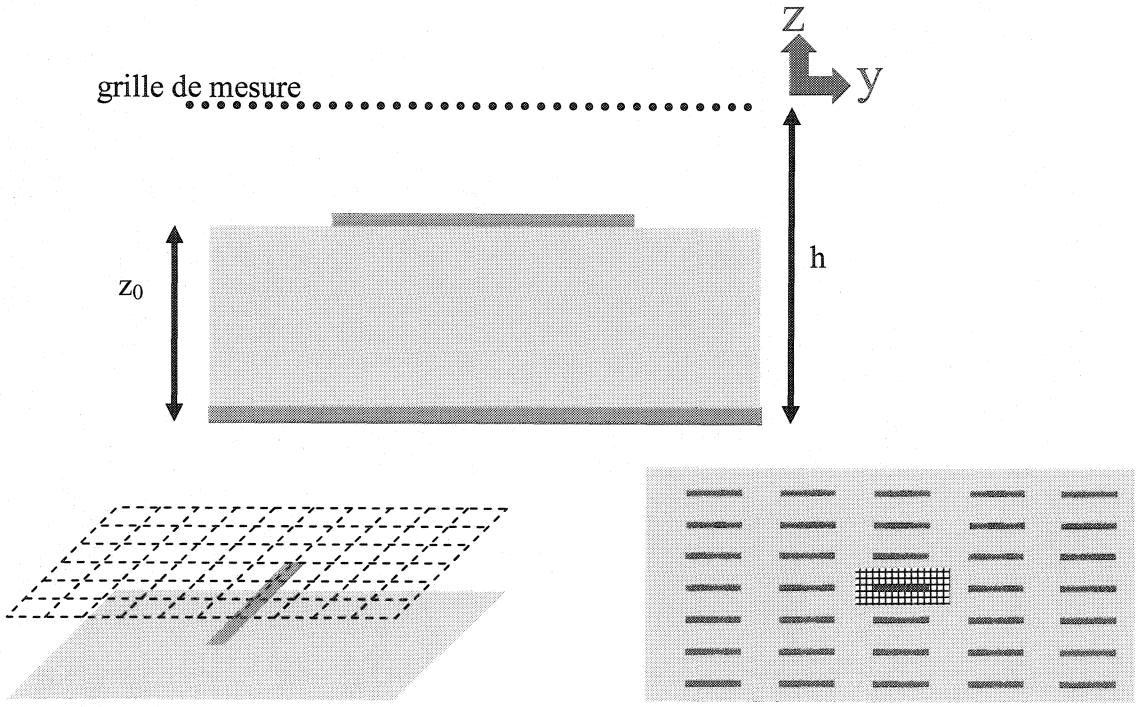


Figure 1-1: Grille de mesures champ proche sur une cellule d'une structure périodique

Les calculs présentés dans cette section permettent d'obtenir le coefficient de réflexion associé à chacun des modes de Floquet. Formellement, lorsqu'une onde plane uniforme illumine une structure périodique infinie de diffuseurs placés à une distance z_0

au-dessus d'un plan de masse infini lui aussi, le champ dispersé par les diffuseurs et le plan de masse est énoncé sous forme d'une somme de termes énoncée à l'équation 1-1.

$$E_{dispersé} = \sum_p \sum_q \Gamma_{pq} e^{-j\beta_{x_p} x} e^{-j\beta_{y_q} y} e^{-j\beta_{z_{pq}} z} \qquad \textbf{(1-1)}$$

où Γ_{pq} = coefficient de chaque harmonique spatiale pq

β_0 = constante de propagation dans l'air

$\beta_{x_p} = \beta_0 \sin\theta\cos\phi + \frac{2\pi p}{Dx}$ (Dx : périodicité du réseau en x)

$\beta_{y_q} = \beta_0 \sin\theta\sin\phi + \frac{2\pi q}{Dy}$ (Dy : périodicité du réseau en y)

$\beta_{z_{pq}} = \sqrt{\beta_0{}^2 - \beta_{x_p}{}^2 - \beta_{y_q}{}^2}$

θ et ϕ décrivent la direction angulaire de l'onde plane incidente dans un repère de coordonnées sphériques

Dans le cas où $E_{dispersé}$ est connu sur un plan de mesure se situant à une hauteur h au-dessus du plan de masse, il suffit d'intégrer cette distribution de champ pour connaître le coefficient de réflexion de chaque harmonique spatiale. La relation $\Gamma(z) = \Gamma(0) \cdot e^{-2j\beta_0 \cos(\theta) z}$ permet de ramener les coefficients calculés au plan de référence choisi. L'équation 1-2 est l'expression desdits coefficients au plan $z=z_0$ correspondant au niveau des diffuseurs dans la structure.

$$\Gamma_{pq(z=z_0)} = e^{-2j\beta_0(\cos\theta z_0 - \cos\theta h)} \cdot \left\{ \frac{1}{Dx \cdot Dy} \int_0^{Dy} \int_0^{Dx} E_{dispersé} e^{j\left[\beta_0 \sin\theta\cos\phi + \frac{2\pi p}{Dx}\right]x} e^{j\left[\beta_0 \sin\theta\sin\phi + \frac{2\pi q}{Dy}\right]y} dxdy \right\} \qquad \textbf{(1-2)}$$

Si l'on s'intéresse spécifiquement au coefficient de réflexion du mode fondamental de Floquet, l'équation 1-2 se réduit alors à l'équation 1-3.

$$\Gamma_{00(z=z_0)} = e^{-2j\beta_0 \cos\theta z_0} \cdot e^{2j\beta_0 \cos\theta h} \cdot \left\{ \frac{1}{Dx \cdot Dy} \int_0^{Dy} \int_0^{Dx} E_{dispersé} e^{j\beta_0 \sin\theta \cos\phi x} e^{j\beta_0 \sin\theta \sin\phi y} dxdy \right\} \quad \textbf{(1-3)}$$

À cet effet, une difficulté inhérente à l'obtention de Γ_{00} par échantillonnage en champ proche réside dans la présence dans cette zone d'une infinité de modes évanescents qui accaparent de l'énergie. Les mesures en champ proche nous fournissent une connaissance de $E_{dispersé}$ qui demeure discrète et nous devons donc nous assurer d'un échantillonnage suffisant pour considérer tous les modes importants. Pour ce faire, on fixe un seuil d'atténuation minimale en *z* au-delà duquel on tronque la sommation des harmoniques. Ce niveau est fixé à la hauteur de mesure *h* au-dessus du plan de masse. Autrement dit, ce seuil correspond à l'atténuation de la dernière harmonique spatiale que l'on souhaite prendre en compte [4]. Le pas d'échantillonnage doit correspondre à une demi longueur d'onde de cette dernière harmonique spatiale considérée.

Par exemple, si l'on fixe ce niveau d'atténuation à -100 dB à une distance *h* du plan de masse égale à 5mm :

$$20 \cdot \log\left(e^{-\alpha_z h}\right) \leq -100dB \rightarrow \alpha_z \geq 2300$$

Nous savons que $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \beta_0^2$ et nous pouvons considérer que $k_z = j\alpha_z$ puisque la dernière harmonique spatiale considérée est forcément évanescente et donc s'atténue rapidement dans la direction *z*. Calculons par exemple le pas d'échantillonnage requis en *y* avec k_x=0, ce qui correspond au pire cas :

$$\Delta y_{\max} = \frac{\lambda_{y_{\max}}}{2} = \frac{\pi}{\sqrt{\beta_0^2 + \alpha_z^2}} = 1{,}35mm$$ à une fréquence de travail de 15 GHz

1.3 Environnement de simulation RICHT

Voici une rapide présentation du simulateur largement mis à contribution pour fins de comparaison avec les travaux pratiques. Sans interface et d'une grande versatilité, RICHT se révèle un outil efficace et rapide.

Ce logiciel développé originalement par J.H. Richmond à l'Université Ohio State a ensuite été modifié par M. Tilston à l'Université de Toronto. Il utilise une formulation de la méthode des moments électromagnétique pour simuler structures filaires. Le rayon des fils doit être électriquement petit puisque l'approximation des courants filamentaires est utilisée. On applique aux segments qui composent la structure des fonctions de base sinusoïdales définies par morceaux et la résolution de l'équation intégrale du champ électrique ainsi formulée se fait par la méthode des moments. Le milieu ambiant dans lequel baignent les structures filaires simulées est homogène, c'est la raison pour laquelle on choisira dans nos travaux un substrat ayant des propriétés électromagnétiques semblables à celles de l'air afin de faciliter les comparaisons.

Il est possible de recourir à des sources de tension ou à des charges localisées pour représenter respectivement des antennes sources ou sondes. Par ailleurs, on peut exciter la structure avec une onde plane. C'est ce qu'on fait lorsqu'on procède à une analyse de Floquet dans l'environnement de simulation RICHT: on échantillonne alors le champ dans la polarisation d'intérêt sur une grille de mesure planaire au-dessus d'une cellule du

réseau périodique à l'aide de la fonction NFLD. Dans ce cas, seul le champ diffusé par les éléments rayonnants est calculé, l'onde plane incidente et son image réfléchie par le plan de masse n'étant pas pris en compte. On devra donc ajouter la contribution de la réflexion spéculaire du plan de masse obtenue de façon analytique au champ diffusé pour obtenir Γ_{00} total. Nous détaillerons cette décomposition de Γ_{00} au Chapitre 2.

La force de RICHT réside dans l'accès aux modules et phases des tensions, courants, puissances et autres quantités complexes et ce pour chaque vertex définissant la structure simulée. Les matrices d'impédances mutuelles entre fonctions de base sont également accessibles. Ceci en plus d'autres fonctions de plus haut niveau : gain, champ proche, champ lointain, etc. Quant à ses limitations, RICHT ne permet pas de simuler des structures périodiques infinies. Il en découle que les analyses de Floquet réalisées pour des structures périodiques finies restent approximatives.

CHAPITRE 2

THÉORIE DES RÉFLECTEURS RÉSEAUX

Une revue de littérature ainsi qu'un survol des concepts théoriques entourant le fonctionnement des antennes réflecteur réseau font l'objet de ce chapitre.

2.1 Antenne holographique et réflecteur réseau

Pour bien situer ce travail dans toute la diversité des antennes existantes, introduisons d'abord la classe des antennes holographiques appartenant elle-même à la famille bien connue des antennes à ouverture. Les antennes holographiques ont simplement en commun d'avoir une ouverture où est dispersé un champ incident primaire par un patron d'éléments métalliques [5]. La synthèse de ce dernier est dictée par l'interférence entre le diagramme de rayonnement souhaité et celui de la source primaire. Le système d'alimentation caractéristique d'une antenne réseau est donc remplacé par une antenne source primaire pouvant prendre la forme d'un petit réseau d'antennes, d'un coupleur d'onde de surface ou d'un cornet de guide d'onde par exemple. Ce projet de recherche se cantonnera à l'étude d'antennes holographiques alimentées par un cornet de guide d'onde. On réfère à ce type d'antenne en l'appelant réseau réflecteur. Il s'agit d'une configuration comprenant une source primaire illuminant une structure planaire quasi-périodique qui réalise une focalisation de l'énergie dans une direction angulaire privilégiée.

Cette classification peut être subdivisée une fois de plus en se basant sur le théorème de Floquet (Section 1.2) selon que l'antenne considérée forme son faisceau principal dans le premier mode diffracté (harmonique spatiale [-1,0] de Floquet) ou dans le mode fondamental spéculaire et donc dans la direction de la réflexion spéculaire (harmonique spatiale [0,0] de Floquet).

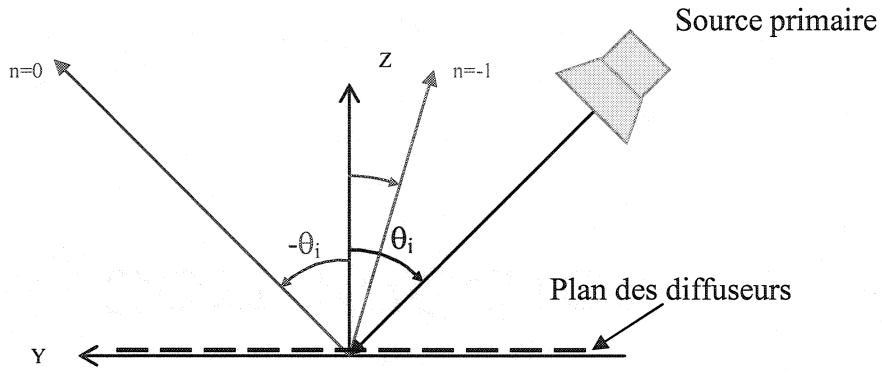


Figure 2-1: Harmoniques spatiales

Dans le premier cas (premier mode diffracté), les diffuseurs sont généralement tous identiques. La focalisation sera réalisée en utilisant une grille non uniforme de positions calculées pour que tous les chemins électriques partant du centre de phase de la source primaire, passant par un des diffuseurs puis se rendant à un plan perpendiculaire à la direction du faisceau principal soient égaux [6] : on obtient un plan équiphase caractéristique d'une onde plane se propageant dans la direction normale audit plan. La grille réseau obtenue par ce critère fait en sorte que la distance entre les éléments varie continûment à la surface de l'antenne. Prise localement, cette périodicité permettra généralement l'apparition d'un lobe discordant ($d>\lambda/2$ provoque l'apparition du 1er mode diffracté pour une onde plane incidente dans la direction normale au réseau).

Le degré de liberté de conception d'une telle antenne réside dans le calcul de la position de chaque élément (grille non uniforme). La subtilité de cette topologie de réflecteur se situe dans la coexistence du 1er mode diffracté et du mode spéculaire, ce dernier étant généré par la réflexion du plan de masse. Puisque le faisceau principal doit être formé dans le 1er mode diffracté, il faut s'assurer d'une conversion la plus complète possible de l'énergie dans ce mode. Dans [7], il est question de cette conversion appelée *blazing* pour le cas spécifique d'une structure périodique uniforme illuminée par une onde plane. Dans un contexte de conception d'une antenne focalisée, cette opération de conversion est réalisée par optimisation de paramètres : l'épaisseur du substrat par exemple. Notons également que la position angulaire du lobe discordant formant le faisceau principal d'une telle antenne est balayée lorsqu'on varie la fréquence ce qui n'est pas le cas pour le mode spéculaire. Notre travail ne portera pas sur la conception de ce type d'antenne, mais les méthodes champ proche pourraient être mises à profit dans le cadre d'un autre projet qui s'intéresserait à ce type d'antenne.

Le présent mémoire concerne plutôt le second type d'antenne (mode fondamental spéculaire) qui représente la façon la plus répandue de mettre en oeuvre un réflecteur réseau. Dans ce cas, les éléments rayonnants sont disposés sur une grille pré-établie généralement uniforme. Encore une fois, la focalisation est obtenue en s'assurant que tous les chemins électriques partant du centre de phase de la source primaire, passant par un des diffuseurs puis se rendant à un plan perpendiculaire à la direction du faisceau principal soient égaux. Ce parcours est identifié par les lettres A, B et C sur la Figure 2-2. Seulement dans ce cas, le degré de liberté de conception réside dans l'ajustement de la phase du coefficient de réflexion spéculaire pour chaque cellule du réseau individuellement.

Seule l'existence du mode fondamental de Floquet est souhaitable dans ce réseau réflecteur. Le faisceau principal sera normalement orienté dans la direction de la

réflexion spéculaire du plan de masse qui contribue au dit faisceau. En fait, c'est précisément la contribution spéculaire du plan de masse qui permet de contrôler la phase du coefficient de réflexion total du mode fondamental sur une plage approchant les 2π en variant simplement la longueur électrique des diffuseurs. Les différentes méthodes de contrôle de la phase du champ réfléchi seront détaillées plus loin.

2.2 Revue de littérature et caractéristiques du réflecteur réseau

Les antennes réflecteur réseau ont fait l'objet de plusieurs publications dans la dernière décennie. Combinant les avantages des antennes réflecteurs et des réseaux d'antennes, cette technologie a suscité un engouement dû à son faible coût et se pliant ainsi à la loi du marché. De configuration mécanique simple, le réflecteur réseau peut être mis en oeuvre avec un poids très réduit. De plus, la multiplication des applications DDS (Diffusion Directe par Satellite) et l'avènement des microsatellites lui ont créé des débouchés intéressants. Formalisons d'abord un peu la règle de conception qui permet la focalisation en se basant sur le schéma de la
Figure 2-2.

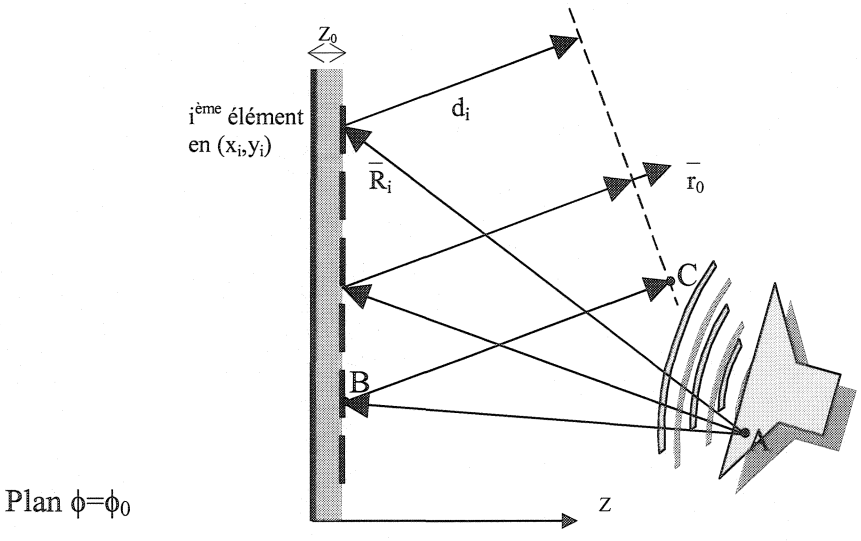


Figure 2-2: Schéma d'un réflecteur réseau

Voici comment est calculée la distance d_i entre chaque élément du réseau et un plan perpendiculaire à la direction de propagation [2]:

$$d_i = d_0 - \sin\theta_0(\cos\phi_0 x_i + \sin\phi_0 y_i) \quad \textbf{(2-1)}$$

Où θ_0 et ϕ_0 indiquent la direction angulaire du faisceau principal souhaité, généralement dans la direction de la réflexion spéculaire du plan de masse. Le plan perpendiculaire à cette direction angulaire privilégiée peut être placé n'importe où tant qu'il est perpendiculaire au vecteur $\bar{r_0}$. La constante d_0 peut donc être fixée arbitrairement à 0 ou à toute autre constante représentant la distance entre l'élément 0 (élément de référence) et ledit plan perpendiculaire à la direction de propagation. Dans cet état de fait, voici la phase requise du champ réfléchi Ψ_i pour chaque élément :

$$\Psi_i = \beta_0(d_i + R_i) + 2\pi N \quad \textbf{où N est un nombre entier} \quad \textbf{(2-2)}$$

Tel que mentionné, l'ajustement de la phase du coefficient de réflexion totale spéculaire au niveau de chaque cellule du réseau constitue le degré de liberté qui permet d'obtenir la phase requise Ψ_i et donc rend la conception d'un réflecteur réseau possible. Différentes façons de procéder à cet ajustement de phase existent dont voici les plus courantes. Notons que généralement, les deux façons de faire sont particulièrement bande étroite [8].

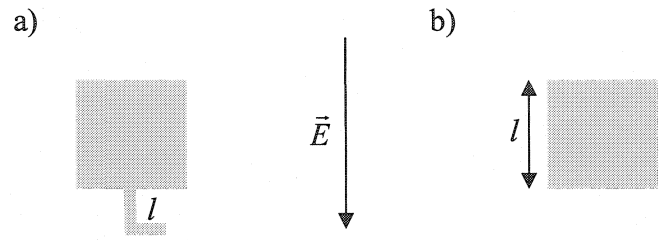


Figure 2-3: Types d'éléments rayonnants utilisés dans un réflecteur réseau

En premier lieu, il est possible d'utiliser des patchs toutes identiques auxquelles on ajoute un petit tronçon de ligne comme à la Figure 2-3(a). Ce tronçon agit comme une ligne à délai et on ajuste sa longueur pour chaque cellule du réseau en fonction de la phase voulue du champ réfléchi. De cette façon, la phase du champ réfléchi est liée à la longueur du tronçon par une relation quasi linéaire. Ceci n'améliore pas la largeur de bande comme on pourrait le penser, car une variation de la fréquence modifie l'impédance du tronçon de ligne, laquelle doit être adaptée à celle du diffuseur. De plus, la présence du dit tronçon dégrade d'un facteur 10^8 le coefficient de réflexion de la patch en contrapolarisation, lequel passe de 10^{-14} à 10^{-6} [8]. Ce niveau demeure faible malgré que les performances en contrapolarisation d'un réflecteur réseau fini en seraient affectées. Par ailleurs, la méthode du tronçon de ligne peut être utilisée pour des diffuseurs excités à divers modes de Floquet. Il suffit de réaliser une adaptation du tronçon à l'impédance du mode désiré [9].

La seconde méthode pour procéder à l'ajustement de la phase du champ réfléchi est de varier directement la longueur de chaque patch dans le plan E comme à la Figure 2-3(b) [8]. Cette méthode fonctionne spécifiquement dans le mode spéculaire et la relation liant la phase du champ réfléchi à la longueur des diffuseurs est non linéaire :

nous le verrons à la section 2.3. Plus la pente de cette relation est abrupte autour de la résonance, plus l'erreur de phase due à une variation de fréquence sera importante. À ce niveau, le choix d'un substrat plus épais permet une transition de phase plus douce autour de la résonance (pente moins prononcée). Ceci se traduira par une largeur de bande légèrement accrue. D'autre part, des structures multicouches [10] ont été proposées pour augmenter les performances du réflecteur réseau à l'égard de la largeur de bande. Dans ces structures, la cellule de base du réseau est constituée d'un empilement de deux ou plusieurs éléments rayonnants ayant des fréquences de résonance proches mais distinctes. La résonance de la cellule qui en résulte est plus large et la transition de phase autour de ladite résonance est moins abrupte, ce qui facilite la conception en plus d'élargir la bande. Ceci revient en quelque sorte à linéariser la caractéristique de phase du champ réfléchi en fonction du paramètre de conception. Une autre piste pour élargir la bande d'opération est proposée dans [9] où l'on suggère de travailler aux modes supérieurs [0,2] et [2,0] pour lesquels l'impédance des éléments rayonnants est beaucoup plus faible et varie plus doucement. La géométrie de l'antenne a également de l'influence sur la largeur de bande. Définissons f et D comme étant respectivement la longueur focale (distance entre le centre de phase de la source primaire et le centre du réseau réflecteur) et le diamètre ou l'étendue du réseau réflecteur dans un plan. En choisissant un grand rapport f/D, on favorise la largeur de bande puisque la variation de la distribution de phase à la surface du réseau se fait plus doucement.

Donc, une des limitations majeures du réflecteur réseau classique à une seule couche consiste en sa faible largeur de bande, laquelle se limite généralement à quelques pourcents de la fréquence d'opération, donc bien inférieure à celle d'un réflecteur parabolique. Par ailleurs, le réflecteur réseau est capable de niveaux de contra polarisation beaucoup plus bas que son homologue parabolique. Ceci est dû au fait que la configuration du réflecteur réseau permet de traiter deux polarisations linéaires et orthogonales indépendamment l'une de l'autre. Ainsi, on ajuste la valeur de Ψ_i (équation 2-2) pour la composante copolarisée seulement afin d'obtenir une focalisation, tandis que le rayonnement en contrapolarisation demeure diffus, faute d'ajustement. Ce découplage des deux polarisations orthogonales permet d'élaborer des applications telles un réflecteur à double polarisation linéaire ou un réflecteur qui génère une polarisation circulaire à partir d'une source polarisée linéairement. Dans ce dernier cas, les éléments rayonnants sont alimentés selon leurs diagonales et les dimensions résonantes sont ajustées dans les deux plans pour créer le déphasage de $\pi/2$ radians nécessaire entre les deux composantes orthogonales. Cette façon de faire est mise à profit dans [11] alors que les patchs, toutes identiques, sont couplées à des fentes en croix photogravées dans le plan de masse et dont on ajuste les deux dimensions orthogonales pour générer une polarisation circulaire.

Un type d'antenne au profil très bas et compact appelé réflecteur réseau replié a également été mis au point en utilisant un sous réflecteur polariseur consistant en une grille qui sélectionne une des deux polarisations [12]. Tel qu'illustré à la Figure 2-4, le rayonnement de la source primaire polarisée linéairement subit une réflexion sur le sous

réflecteur, revient illuminer le réflecteur réseau qui fait pivoter la polarisation de $\pi/2$ radians en plus d'ajuster la phase du champ réfléchi pour la focalisation. Le sous réflecteur est invisible pour cette polarisation orthogonale à la grille et le faisceau principal est formé.

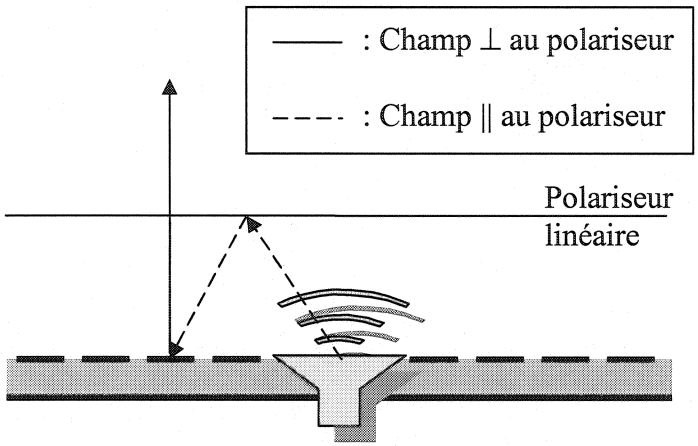


Figure 2-4: Réflecteur réseau replié

Si l'on compare maintenant le réflecteur réseau à une antenne réseau typique au niveau des pertes électriques, on constate que celles du réflecteur sont bien moindres. Ceci s'explique par l'absence d'un réseau d'alimentation d'autant plus compliqué qu'il y a d'éléments rayonnants dans une antenne réseau typique. Cet avantage devient de plus en plus marqué lorsqu'une grande directivité est nécessaire et que le nombre d'éléments augmente. Il y a tout de même des pertes réduisant l'efficacité du réflecteur réseau. Le débordement, caractéristique des antennes réflecteur, en fait partie. Citons également les pertes dans le substrat et dans le métal des diffuseurs, spécialement si ces derniers sont des dipôles étroits laissant lieu à de fortes densités de courant induits. De plus, une perte en directivité est causée par les erreurs de phase d'origines diverses : tolérances de planarité, de positionnement de la source primaire, de gravure chimique des diffuseurs

métalliques, etc. Comme dernière source de perte, on pourrait mentionner l'énergie perdue sous forme d'ondes de surface.

Nous étudierons maintenant la correspondance existant entre la phase du coefficient de réflexion du mode spéculaire et la longueur électrique du diffuseur placé au centre de chaque cellule.

2.3 Caractérisation du coefficient de réflexion Γ_{00}

2.3.1 Incidence normale

Attardons-nous maintenant sur le cas d'un réflecteur réseau polarisé linéairement pour lequel la possibilité de varier continûment la longueur l parallèle au plan E des diffuseurs constitue le degré de liberté du design comme à la Figure 2-3 (b). Une étape fondamentale de la conception d'une telle antenne consiste à connaître le comportement en phase du coefficient de réflexion spéculaire total (mode fondamental) pour un réseau infini en fonction de ladite longueur des éléments rayonnants.

Premièrement, il faut s'assurer que l'énergie est concentrée dans ledit mode fondamental spéculaire, c'est à dire que les caractéristiques de périodicité de la grille réseau choisie ne permettent pas la propagation d'autres modes de Floquet que le mode spéculaire fondamental. Pour vérifier que l'énergie demeure dans le mode spéculaire, l'amplitude de Γ_{00} obtenue devrait être unitaire pour toute la plage de variation de la longueur des diffuseurs, étant donné la présence d'un plan de masse. Ceci peut être vérifié par une analyse de Floquet tel que présenté à la section 1.2.

Choisissons comme diffuseurs des dipôles (fil mince) placés à une hauteur $z0=\lambda/10$ au-dessus du plan de masse et faisons varier la longueur de ces dipôles autour de la longueur résonante à la fréquence de travail. Les cellules de la grille réseau choisie sont espacées de λ dans le plan E et de $\lambda/2$ dans le plan H. La distance de λ choisie dans le plan E pour limiter le couplage entre les diffuseurs correspond selon la théorie des réseaux à l'espacement critique permettant l'apparition de lobes discordants en $\theta=-90°$ et $90°$ dans ledit plan E pour une excitation à incidence normale. Toutefois, le diagramme de rayonnement d'un de ces diffuseurs, composé d'un dipôle et de son image, comporte un nul dans ces deux directions angulaires et donc l'apparition des modes supérieurs de Floquet est inhibée.

Une fois la structure décrite mise en présence d'une onde plane à incidence normale qui la polarise, l'amplitude du courant circulant dans un des dipôles filaires de la structure périodique finie est maximale pour la longueur résonante, ce qui correspond à une grande valeur du module de l'admittance de ce diffuseur tel que montré à la Figure 2-5(a). Notons que cette admittance subit un brusque changement de phase de π radians autour de la résonance (Figure 2-5(b)).

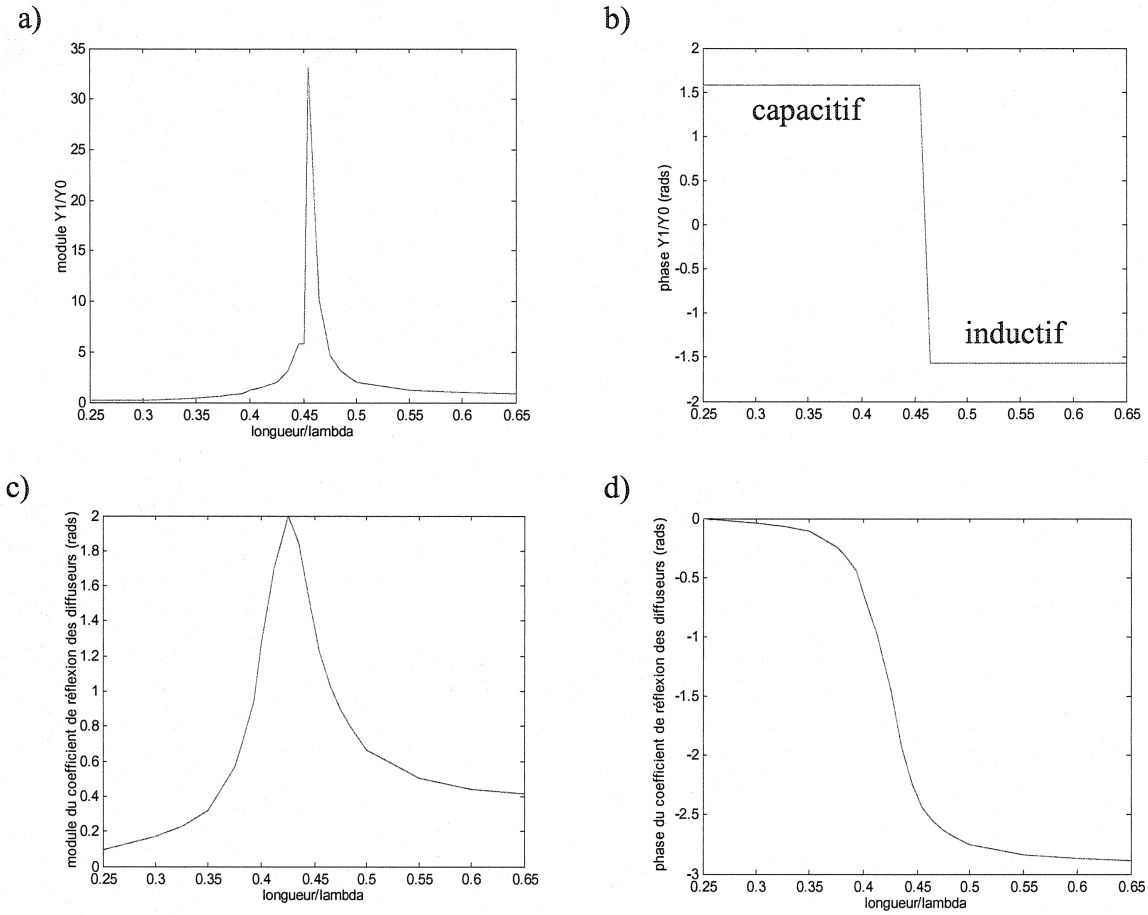


Figure 2-5 a) amplitude de l'admittance d'un diffuseur b) phase de l'admittance d'un diffuseur c) amplitude du coefficient de réflexion d'un diffuseur d) phase du coefficient de réflexion d'un diffuseur

Également, la phase du courant dans ce diffuseur varie sur une plage d'un peu moins de π radians, dépendant de la hauteur z_0 entre le fil et le plan de masse. Nous appellerons $\Gamma_{diffuseur}(l)$ le coefficient de réflexion dû à la contribution des diffuseurs dans la direction spéculaire. Sa phase est liée à celle du courant qui parcourt un tel diffuseur et varie elle aussi sur une plage d'environ π radians (Figure 2-5(d)). L'amplitude maximale de $\Gamma_{diffuseur}(l)$ est observée à la longueur résonante et doit toujours être de 2 (Figure 2-5(c)). Les quantités complexes $\Gamma_{diffuseur}$ et Y_1 (admittance d'un diffuseur) présentées à la Figure 2-5 ont été obtenues en appliquant un modèle de ligne de transmission aux résultats d'analyses de Floquet effectuées dans RICHT. Ce modèle fera l'objet de la section 2.4.

Pour sa part, le coefficient de réflexion associé au plan de masse métallique contribue toujours dans la direction spéculaire. C'est pourquoi nous l'appellerons $\Gamma_{plan\ de\ masse}$. Il a toujours un module unitaire et sa phase ne varie pas avec l pour θ_i fixe. On peut obtenir Γ_{00} recherché en faisant la somme vectorielle des contributions des diffuseurs ($\Gamma_{diffuseur}$) et de celle du plan de masse ($\Gamma_{plan\ de\ masse}$) dans la direction spéculaire [2]. Cette relation peut être démontrée à l'aide du modèle de ligne de transmission équivalent sus mentionné et est illustrée dans le plan complexe à la Figure 2-6.

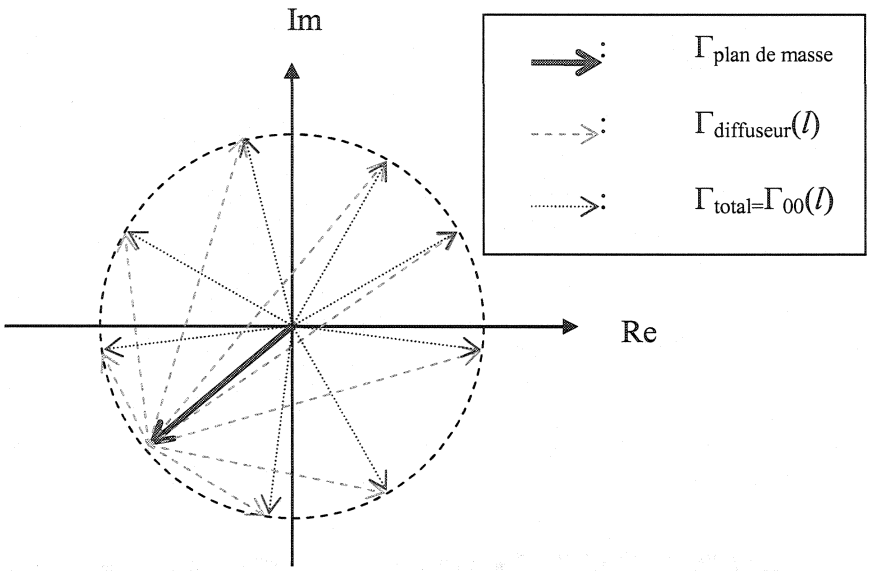


Figure 2-6 : Représentation vectorielle de $\Gamma_{diffuseur}$, $\Gamma_{plan\ de\ masse}$ et Γ_{00}.

On y voit bien que $\Gamma_{00}(l)$ est caractérisé par une plage de variation de la phase qui approche 2π radians et une amplitude unitaire pour toute longueur l lorsque l'énergie se retrouve entièrement dans le mode fondamental. Cette figure permet également de visualiser que seule la contribution du plan de masse rend possible le contrôle de la phase du champ réfléchi sur une plage de 2π rads dans le mode fondamental spéculaire en variant la longueur électrique des diffuseurs. En effet, l'admittance de ces diffuseurs ne varie que sur une plage de phase d'environ π et c'est la contribution du plan de masse qui double cette plage. Dans un mode supérieur, il faudrait donc utiliser des tronçons de ligne à délai pour contrôler la phase du champ réfléchi sur une telle plage.

Connaissant la phase de $\Gamma_{00}(l)$, nous pouvons utiliser l comme degré de liberté dans la conception d'un réflecteur réseau. À la Figure 2-7, une courbe de $\Gamma_{00}(l)$ simulée à 15 GHz est présentée. Toutes les simulations sont réalisées à cette fréquence.

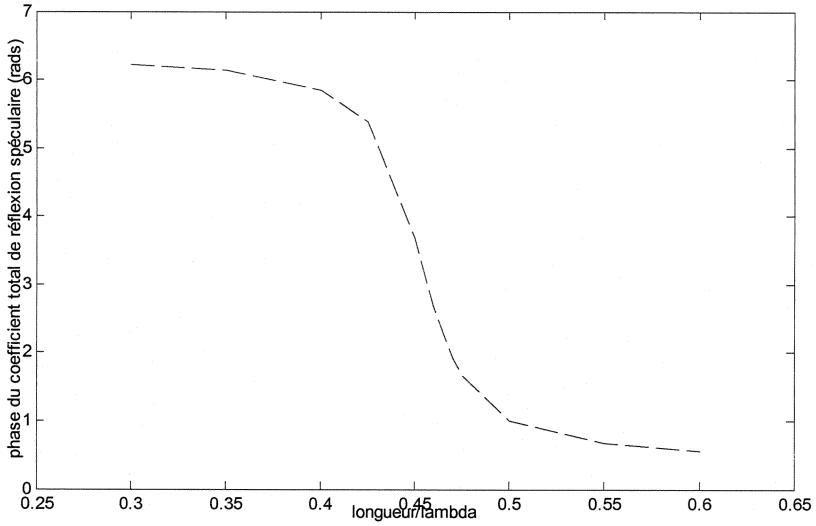


Figure 2-7: Phase de Γ_{00} fonction de l/λ obtenue dans RICHT par analyse de Floquet d'une structure filaire.

2.3.2 Incidence oblique

Nous nous intéressons maintenant à l'effet d'angles d'incidence θ_i obliques sur la phase du coefficient de réflexion de l'harmonique spatiale fondamentale. Nous cherchons à caractériser (calculer et/ou mesurer) ce coefficient en fonction des angles d'incidence sous-tendus par chaque diffuseur par rapport à la source primaire dans le contexte d'une antenne réflecteur réseau concrète. Les effets analysés sont liés à la nature périodique de la structure. Nous cherchons à connaître $\Gamma_{00}(l,\theta_i,\phi_i)$, sachant qu'on caractérise $\Gamma_{00}(l,\theta_i)$ indépendamment pour $E_{||}$ et $E_{\perp}$ au plan d'incidence. Nous nous concentrerons ici sur le cas perpendiculaire au plan d'incidence. Dans les différentes publications relatant des conceptions de réflecteurs réseaux, on utilise seulement $\Gamma_{00}(l)$ obtenu en incidence normale et on souligne que la dépendance à θ_i n'a que peu d'influence pour $\theta_i \leq 40°$ [13]. Cependant, dans le cas où la source est décalée en θ_i pour qu'elle ne fasse pas obstruction au faisceau principal, les angles d'incidence sous-tendus peuvent facilement excéder 40°. De toute façon, ces effets variant sensiblement en fonction des périodicités de la grille du réseau et de l'épaisseur du substrat utilisé, il convient d'en faire une bonne analyse.

Voici une décomposition des effets observables se superposant lorsqu'on varie θ_i [14]:

1. *plage de phase inatteignable* $\Delta\Psi(\theta_i)$: La plage de variation de phase de $\Gamma_{00}(l,\theta_i,\phi_i)$ tend vers 2π lorsque θ_i approche $\pi/2$ radians (incidence rasante) [14]. C'est donc dire que la plage de phase inatteignable tend vers zéro lorsqu'on se déplace vers de grands angles tandis qu'à incidence normale, elle est de quelques dixièmes de radian. Cette relation est non linéaire et la plage de phase inatteignable peut être approximée pour de minces substrats par la différence de chemin électrique entre une onde réfléchie par le plan de masse et une onde diffusée dans le mode fondamental par le plan d'éléments rayonnants. Ceci se traduit par l'équation :

$$\Delta\Psi(\theta_i)=\frac{z_0\beta_0}{\cos\theta_i}\left[1-\cos(\pi-2\theta_i)\right] \qquad \textbf{(2-3)}$$

   Par exemple pour $\theta_i=0°$, la plage de phase inatteignable est alors estimée par $\Delta\Psi(0°)=2\beta_0 z_0$. Il en découle que le choix d'un substrat épais (épaisseur z_0), quoiqu'il élargisse la bande opérationnelle d'un réflecteur réseau, augmente la plage de phase inatteignable.

2. *décalage en phase, variation de la longueur résonante et variation de la pente au point d'inflexion* : La phase de $\Gamma_{00}(l)$ est affectée par de grands angles d'incidence. Cette relation est non linéaire. Les effets varient selon la périodicité de la grille réseau choisie et la polarisation étudiée.

À la Figure 2-8, on retrouve la phase de $\Gamma_{00}(\theta_i)$ pour deux longueurs d'éléments, soit 0,3 et 0,65λ. On peut y suivre l'évolution du décalage en phase des extrémités de la courbe $\Gamma_{00}(l)$ en fonction de l'angle d'incidence. La différence entre celles-ci constitue la plage de phase inatteignable. On observe qu'elle tend bien vers zéro pour de grands angles d'incidence. Les courbes tracées en continu ont été obtenues avec le logiciel Designer de *Ansoft* pour une structure périodique infinie de dipôles planaires tandis que celles en pointillés proviennent d'une analyse de Floquet (voir section 1.2) d'un réseau périodique fini de dipôles filaires réalisée dans *RICHT*. Même chose à la Figure 2-9 où l'on retrouve $\Gamma_{00}(0{,}45\lambda, \theta_i)$. Les différences entre chacune des deux paires de courbes (*RICHT* vs. *Ansoft*) sont attribuables au fait que la structure simulée n'est pas tout à fait la même dans les deux cas : dipôle planaire versus filaire.

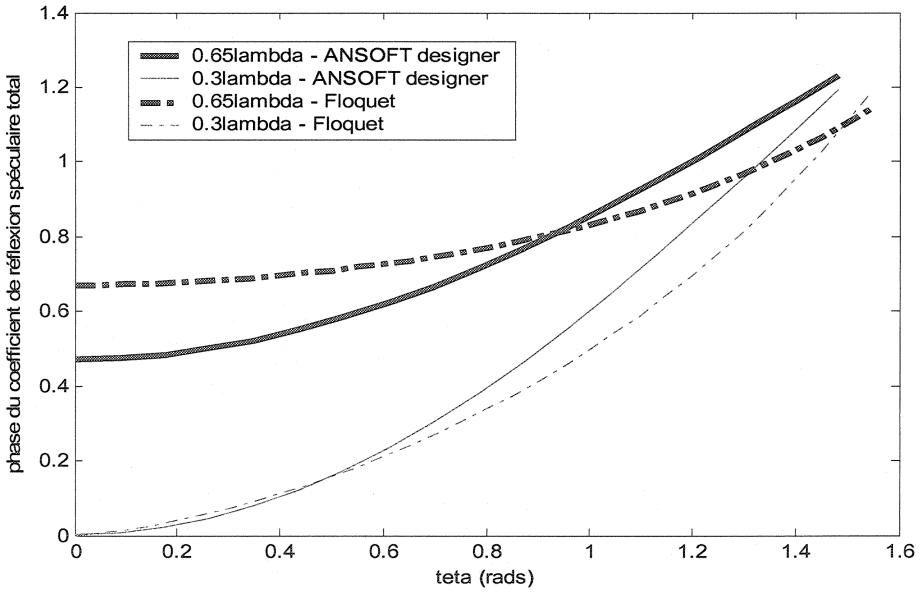


Figure 2-8: Phase de Γ_{00} versus angle d'incidence pour $E_\perp$ au plan d'incidence (longueur=0,3λ et 0,65λ)

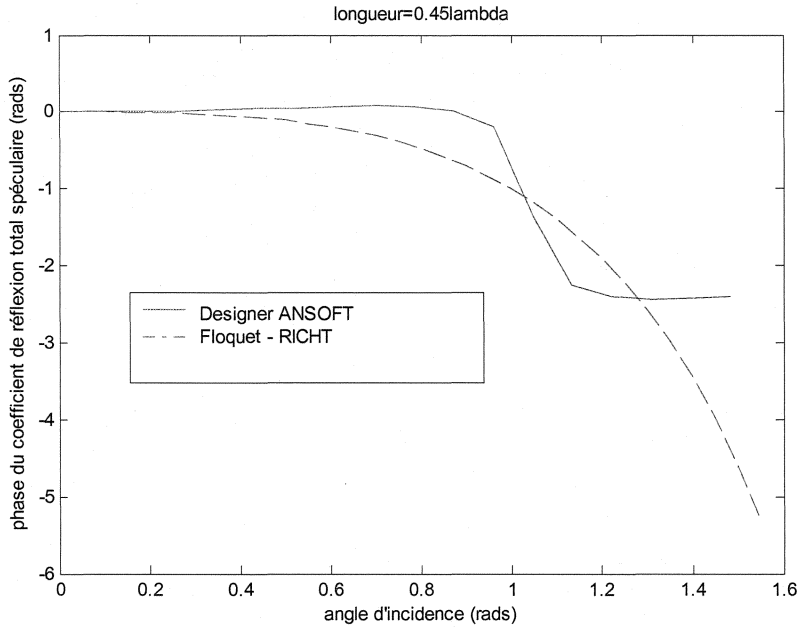


Figure 2-9: Phase de Γ_{00} versus angle d'incidence pour $E_{\perp}$ au plan d'incidence (longueur=0,45λ)

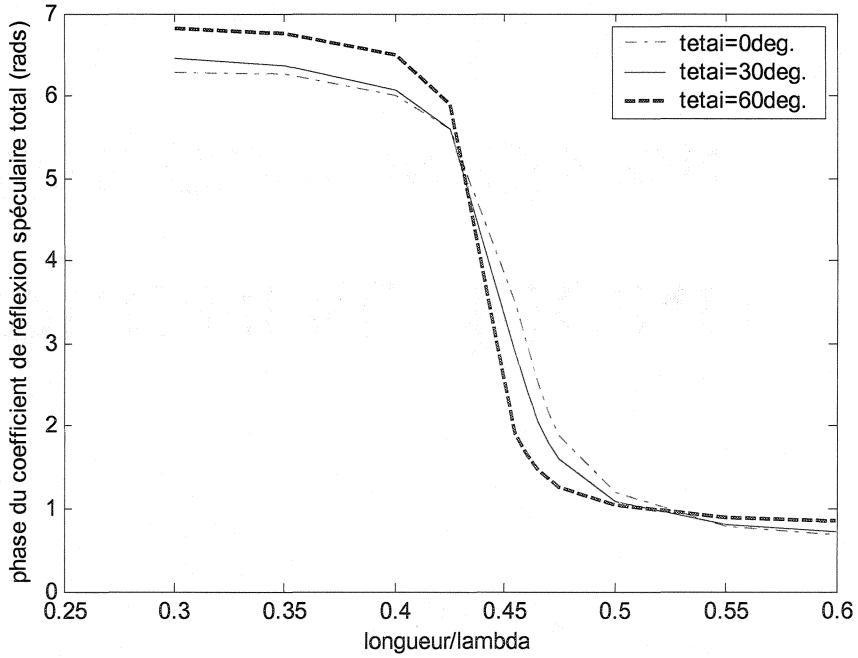
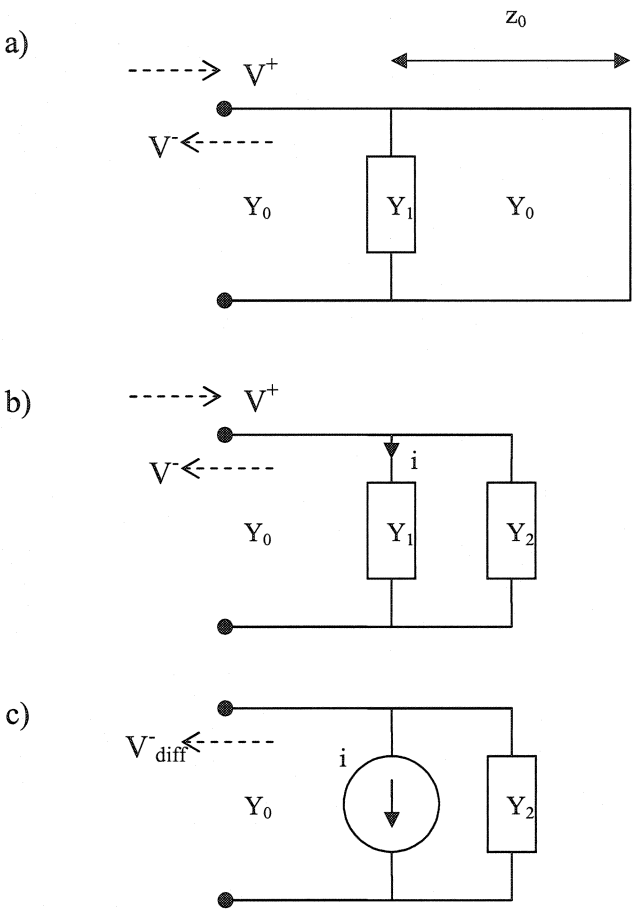


Figure 2-10: Phase de Γ_{00} versus longueur/λ pour θ_i=0, 30 et 60°

À la Figure 2-10, on retrouve $\Gamma_{00}(l,0°)$, $\Gamma_{00}(l,30°)$ et $\Gamma_{00}(l,60°)$ obtenus par analyse de Floquet dans RICHT. Ainsi nous pouvons mieux discerner les effets de variation de la pente au point d'inflexion, de variation de la longueur résonante et de décalage en phase tous trois variant en fonction de l'angle d'incidence. Nous étudierons plus loin les possibilités de caractériser $\Gamma_{00}(l,\theta_i)$ en phase par des mesures en champ proche.

2.4 Modèle de ligne de transmission équivalent

Le modèle de ligne de transmission permet de rendre compte du fonctionnement d'un réflecteur réseau et de la phase du champ réfléchi dont il a été question à la section 2.3. Le modèle proposé suppose l'existence d'un seul mode de Floquet, le mode fondamental. Les différentes couches de la structure planaire du réseau sont modélisées par des charges sur une ligne de transmission. Un modèle similaire est utilisé dans [15] où un second mode peut coexister et être pris en compte : on le modélise par une seconde ligne de transmission couplée à la première. Voici néanmoins le modèle pour un seul mode.



- Y_1 est l'admittance équivalente des diffuseurs, situés à z_0 au-dessus du plan de masse représenté par un court-circuit.
- V^+ représente le champ électrique incident et V^-, le champ électrique réfléchi.
- Y_0 est l'admittance du milieu, soit $\cos\theta_i/\eta$ (η est l'impédance de l'air).
- Y_2 consiste en l'admittance du court-circuit ramenée d'une distance z_0. Le plan de référence choisi est $z=z_0$ où sont localisés les diffuseurs.
- *i* est le courant induit dans Y_1 en présence de V^+ incident et de Y_2 en parallèle.
- En remplaçant V^+ par une source de courant *i*, on peut isoler et calculer la contribution V^-_{diff} des diffuseurs à l'onde réfléchie en fonction de *i*.
- $\Gamma_{diffuseur} = (V^-_{diff} / V^+)$

Figure 2-11: Modèle ligne de transmission

En se basant sur la Figure 2-11(b), on peut écrire :

$$\Gamma_{total} = \Gamma_{00} = \frac{V^-}{V^+} = \frac{1 - y_1 - y_2}{1 + y_1 + y_2} \quad \text{où} \quad y_i = Y_i / Y_0 \quad (i=1,2) \tag{2-4}$$

$$i = (V^+ + V^-)Y_1 = V^+(1 + \Gamma_{total})Y_1 = \frac{2 \cdot V^+ \cdot Y_1}{1 + y_1 + y_2} \tag{2-5}$$

$$\Gamma_{plan\_de\_masse} = \frac{1-y_2}{1+y_2} = -e^{-2j\beta_0 \cos\theta_i z_0} \tag{2-6}$$

$$\text{puisque } y_2 = -j\cot(\beta_0 \cos\theta_i z_0)$$

Puis, selon la Figure 2-11(c) on trouve:

$$\Gamma_{diffuseur} = \frac{V^-_{diff}}{V^+} = -\frac{i}{(Y_2+Y_0)V^+}$$
$$\Gamma_{diffuseur} = -2\frac{y_1}{(y_2+1)(1+y_1+y_2)} \tag{2-7}$$

Dans la première forme de l'équation 2-7, on voit que la phase de $\Gamma_{diffuseur}$ est corrélée à la phase du courant *i* lorsqu'on varie seulement la longueur *l* des diffuseurs et que le dénominateur ne change pas de valeur (seul y_1 varie). Cependant, ce n'est plus le cas pour une variation de θ_i. Dans ce cas, y_2 varie et $\angle i \neq \angle\Gamma_{diffuseur}$. Pour obtenir la phase de Γ_{00} à partir de la connaissance de la phase de $\Gamma_{diffuseur}(l, \theta_i)$, il faut se baser sur le modèle de ligne de transmission qui permet de démontrer $\Gamma_{00} = \Gamma_{plan\_de\_masse} + \Gamma_{diffuseur}$ (voir Annexe A).

À la section 4.2.1, nous verrons l'utilité de ce modèle pour traiter les données obtenues lors de mesures en champ proche.

CHAPITRE 3

SONDES DE CHAMP PROCHE

Ce chapitre mène au cœur du sujet de cette maîtrise : les méthodes de mesures en champ proche. Y est présentée la démarche d'adaptation de ces méthodes à l'application spécifique qu'est le réflecteur réseau.

3.1 Banc de mesures champ proche

L'installation de mesures en champ proche mise au point au laboratoire Poly-GRAMES s'organise autour d'un positionneur à deux axes qui permet de déplacer une antenne sonde relativement à un dispositif sous test sur une grille de mesures planaire. Le dispositif sous test est généralement une antenne ou un circuit micro-ondes guidées. Les mesures en champ proche permettent d'évaluer des caractéristiques de propagation ou de rayonnement de ce dispositif. Quant à la sonde, il s'agit d'une antenne de très faibles dimensions électriques qui doit perturber le moins possible la distribution de champ près du dispositif sous test, tout en échantillonnant une composante choisie de ce champ avec la meilleure résolution possible. Un analyseur de réseau est mis à contribution : le premier port alimente le dispositif sous test en signal RF tandis que la sonde est connectée au second port. Le module et la phase du paramètre S_{21} compilé

entre les deux ports par l'analyseur réseau sont envoyés au logiciel MRE2 qui gère la prise de mesures à partir d'un ordinateur.

Dans le cadre de ce projet, nous cherchons à sonder le champ proche d'une structure périodique d'éléments rayonnants alimentés par une antenne cornet en bande Ku située à une dizaine de longueurs d'onde de distance. Nous avons choisi de travailler à une fréquence 15 GHz : la longueur d'onde de 0.02m étant bien choisie en regard de la précision atteignable lors des manipulations de mesures en champ proche. La sonde dipôle utilisée normalement à cette fréquence ne permet pas de réaliser ces mesures puisqu'elle vient interférer entre la source primaire et la structure périodique. Même si le dipôle lui-même demeure très compact ($\lambda/10$), le boîtier métallique de la sonde dérange l'illumination du réseau par le cornet. De plus, les performances de cette sonde sont limitées lorsqu'on travaille avec des structures rayonnantes. C'est la raison qui a mené à la quête d'une sonde adaptée à l'application spécifique décrite. Cette sonde est présentée dans la prochaine section.

3.2 Sonde monopole

3.2.1 Réalisation

Nous avons mis à l'essai une nouvelle sonde d'architecture très simple. Il s'agit d'une sonde monopole incorporée à une plaque métallique servant de plan de masse sur lequel on dépose un réseau périodique fini d'éléments rayonnants identiques. On choisit alors de sonder le diffuseur situé au centre de cette structure périodique de façon à approximer le mieux possible le cas d'un réseau infini de diffuseurs. Ces derniers

prennent la forme de rubans métalliques de longueur quasi-résonante placés à une distance de $\lambda/10$ au-dessus du plan de masse. Pour sa part, la sonde prend la forme d'un court monopole ($\lambda/16$) surgissant du plan de masse sous l'élément rayonnant central décrit précédemment.

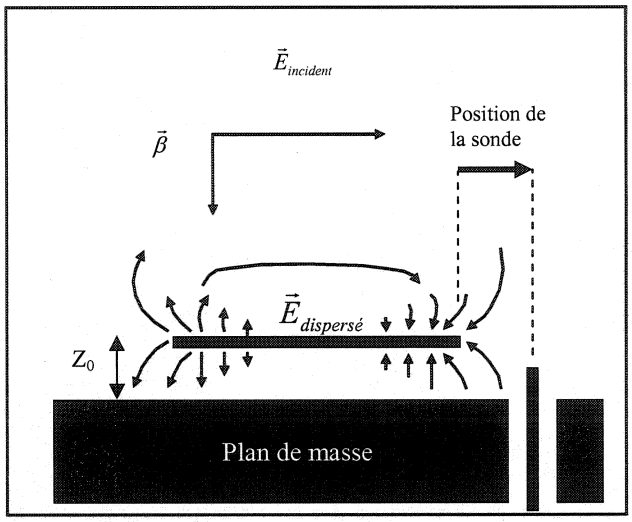


Figure 3-1: Sonde monopole en champ très proche d'un diffuseur isolé

La distribution du champ proche d'un diffuseur est représentée à la Figure 3-1. Quand la structure périodique est illuminée, le diffuseur sondé génère en son champ proche une composante de polarisation radiale que le monopole capte s'il est judicieusement positionné relativement au diffuseur. Lorsqu'on retire le diffuseur, le signal recueilli par la sonde tombe de 40 dB pour un diffuseur résonant et de 20 dB pour un diffuseur non résonant de faible admittance. Ceci démontre que le monopole ne couple pas directement ou alors très peu avec la polarisation du champ incident, mais seulement avec une composante du champ diffusé par l'élément rayonnant. Il en découle que la phase obtenue lors de cette mesure montre une bonne corrélation avec la phase du

courant induit dans le diffuseur par le champ incident. Cette corrélation a été déduite à la suite de simulations analysées dans la section 3.2.2 qui suit.

D'un point de vue fabrication, la sonde monopole elle-même est constituée d'une courte partie dénudée du conducteur central d'un mince câble coaxial 50 Ω qui traverse une plaque de cuivre. Le conducteur extérieur du câble est soudé derrière la plaque de cuivre servant de plan de masse. La ligne de transmission qui retourne vers l'analyseur de réseau se trouve parfaitement dissimulée derrière le plan de masse.

Une limitation de cette sonde est atteinte pour de grands angles d'incidence dans le cas où le champ électrique incident est polarisé parallèlement au plan d'incidence ($E_{||}$).

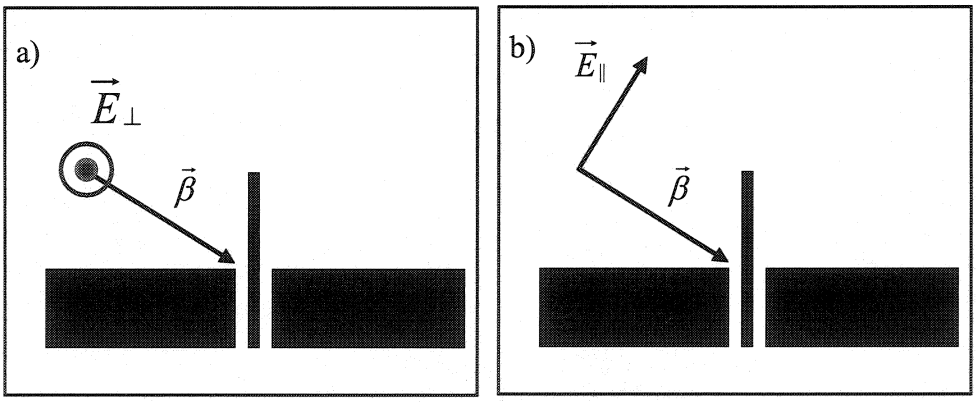


Figure 3-2: a) champ perpendiculaire au plan d'incidence b) champ parallèle au plan d'incidence

Dans ce contexte, le champ incident issu d'une source quasi-ponctuelle a une composante verticale (en z) qui couple directement avec le monopole, lequel mesure une interférence entre cette composante du champ incident direct et le champ proche diffusé par l'élément rayonnant en présence du champ incident. À noter que cette interférence n'est pas la même selon que l'angle d'incidence est positif ou négatif puisque le

monopole est positionné à l'une des extrémités du diffuseur. Cependant, dans le cas où le champ électrique est polarisé perpendiculairement au plan d'incidence ($E_\perp$) et puisque le monopole se situe dans le dit plan d'incidence, alors la sonde n'est excitée que par la présence du diffuseur et jamais directement par le champ incident, pour tout angle d'incidence dans ce plan.

En regard de cette limitation, la source primaire du réflecteur réseau envisagé sera décalée en θ_i dans le plan H ($E_\perp$). Ceci évitera l'obstruction du faisceau principal par la source, tout en nous permettant de tenir compte des grands angles d'incidence impliqués grâce à la sonde monopole, tandis que dans le plan E ($E_{||}$) les angles d'incidence demeureront faibles.

3.2.2 Étude de sensibilité

Il importe de déterminer le positionnement de la sonde monopole qui fournit la meilleure corrélation avec la phase du courant du diffuseur sondé et ce pour toutes longueurs de ce dernier. Dans ce but, une étude de sensibilité de la sonde monopole a été menée, révélant que la présence du monopole tout près d'un élément rayonnant peut modifier sensiblement l'impédance de ce dernier. Ceci revient à dire que la sonde peut altérer la phase du courant dans le diffuseur sondé. Afin de quantifier cette perturbation du diffuseur par la sonde sous la forme d'une erreur de phase, nous avons procédé à quelques simulations.

Pour une excitation donnée, on compare trois courbes de phase en fonction de la position de la sonde sur l'axe de l'élément sondé (Figure 3-1) :

1. Phase du courant dans l'élément perturbé par la présence de la sonde.
2. Phase mesurée par la sonde
3. Phase du courant dans l'élément en l'absence de la sonde monopole.

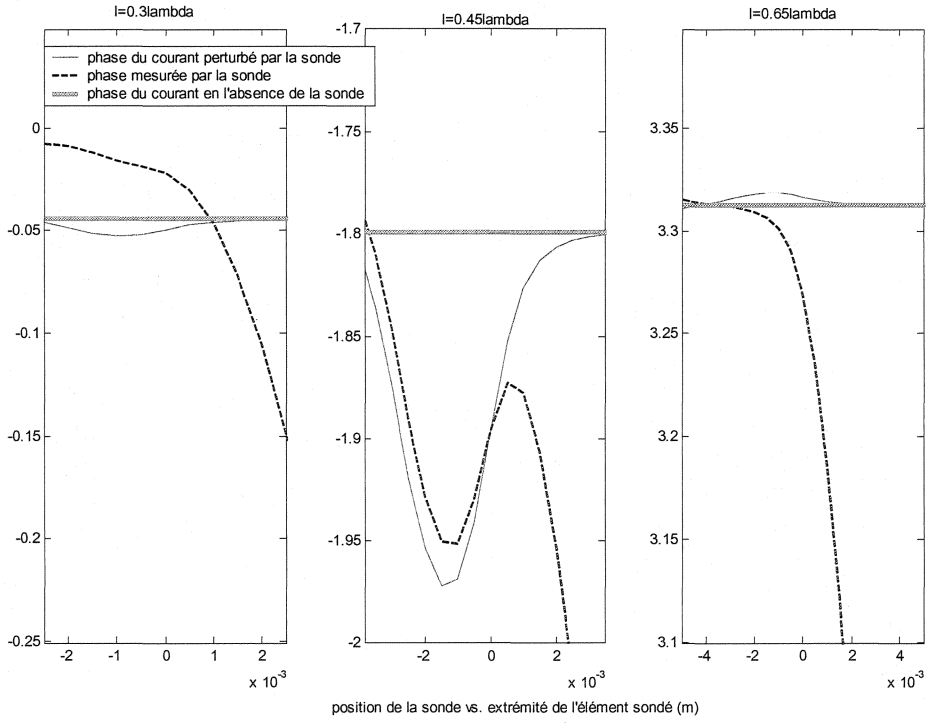


Figure 3-3: Étude de sensibilité

Ces courbes sont visibles à la Figure 3-3 : on observe à la fois l'importance de la perturbation causée par la sonde (1 vs. 3) et la qualité de la corrélation entre la phase du courant et la mesure fournie par la sonde (2 vs. 3). Nous cherchons ainsi à déterminer la position optimale que la sonde devrait avoir par rapport à l'élément sondé. Pour ce faire, l'étude a été menée pour trois différentes longueurs d'élément rayonnant; soit un

élément très court (0,3λ), un élément résonant (0,45λ) et un autre très long (0,65λ). La figure présente les résultats de ces simulations. En abscisse, la position $-l_{élément}/2$ est celle de la sonde lorsqu'elle est positionnée au centre de l'élément. À cette position, le champ est nul et la sonde ne capte aucun signal tel qu'on peut le déduire de la Figure 3-1. Par ailleurs, la position 0 en abscisse correspond au cas où le monopole est situé directement vis-à-vis de l'extrémité de l'élément rayonnant sondé. Il se dégage de cette étude que cette dernière est la position optimale pour commettre l'erreur de phase moyenne la plus petite possible. Les résultats pour cette position sont consignés dans le Tableau 3-1.

Longueur de l'élément rayonnant	0,3λ	0,45λ	0,65λ
Perturbation de la phase du courant dans l'élément par la sonde	0,007 rad	0,095 rad	0,004 rad
Erreur commise par rapport au courant non perturbé	0,022 rad	0,095 rad	0,0425 rad

Tableau 3-1: Résultats de l'étude de sensibilité de la sonde monopole lorsque celle-ci est située à l'extrémité de l'élément rayonnant.

Au niveau de la perturbation de l'élément par la sonde, le pire cas est observé lorsque l'élément rayonnant sondé est de longueur résonante (0,45λ). Dans cette situation, la phase recueillie par la sonde suit bien la phase du courant dans l'élément, mais cette dernière est sensiblement perturbée par la seule présence de la sonde. À l'opposé, la sonde perturbe beaucoup moins la phase du courant d'éléments dont la

longueur se situe de part et d'autre de la longueur résonante (0,3λ et 0,65λ). Cependant, la phase recueillie par la sonde est alors moins bien corrélée à celle du courant perturbé dans l'élément. L'erreur résultante demeure néanmoins inférieure à celle commise dans le cas d'un élément résonant. De toute façon, les niveaux d'erreur admis par cette sonde sont acceptables. Une erreur moyenne de 3° n'est pas critique en comparaison avec la potentielle erreur de positionnement de la sonde par rapport au diffuseur sondé.

Cette sonde est bien adaptée à l'étude d'une structure périodique au-dessus d'un plan de masse et illuminée par une onde incidente. Le monopole couple avec une composante évanescente du champ diffusé par l'élément sondé et du même coup, se soustrait à l'influence du champ incident direct. C'est ce qui explique que la phase recueillie soit corrélée à celle du courant dans le diffuseur sondé.

3.3 Sonde guide d'onde

Une sonde guide d'onde sera utilisée au Chapitre 4. Il s'agit d'un guide d'onde de bande Ku tronqué. Les mesures de phase réalisées avec cette sonde seront corrélées au champ incident direct, tandis que la sonde monopole fournit plutôt des mesures liées au courant circulant dans un diffuseur placé en champ très proche de la dite sonde. Ce diffuseur fait partie d'une structure périodique finie de diffuseurs identiques disposés au-dessus d'un plan de masse et excités par le champ incident direct que mesure la sonde guide d'onde. Voilà qui différencie les deux sondes impliquées dans ce travail.

CHAPITRE 4

MESURES EN CHAMP PROCHE

Deux informations doivent être connues pour procéder à un premier design (sujet du Chapitre 5) : ce sont la phase de l'excitation des diffuseurs du réseau par le champ incident direct et celle du coefficient de réflexion spéculaire Γ_{00}. Dans ce chapitre, nous verrons ce qui concerne la collecte de ces données par des mesures en champ proche et les résultats obtenus.

4.1 Caractérisation en champ proche de la source primaire

À ce stade, nous voulons mesurer la phase d'excitation des éléments sur la grille du futur réseau en présence de la source primaire, ce qui nous situe en champ proche de cette dernière (environ dix longueurs d'onde). Dans l'état d'art du design de réflecteur réseau, on utilise l'approximation d'une onde sphérique pour évaluer l'excitation de chaque élément du réseau par des fronts d'onde sphériques issus du centre de phase de la source primaire. Localiser le dit centre de phase peut être difficile, à moins d'avoir la possibilité de procéder à des mesures en champ proche qui fournissent rapidement une bonne estimation du centre de phase. De notre côté, nous avons procédé à des mesures en champ proche pour évaluer la qualité de l'approximation de l'onde sphérique. Avec un positionneur à deux axes, nous balayons les positions relatives entre la source

primaire et chacune des cellules de la grille du réseau où une sonde recueille une mesure de phase.

Nous positionnons la sonde monopole introduite au Chapitre 3 en champ proche d'une structure périodique finie de diffuseurs placés dans le plan du réseau pour procéder à des mesures planaires en présence de la source primaire. On sonde alors le diffuseur central pour toutes les positions relatives possibles de la source primaire.

Pour fins de comparaison, nous devions procéder aux mêmes mesures avec une sonde quasi idéale, tel un dipôle miniature. Nous avons eu recours à une sonde guide d'ondes en bande Ku (section 3.3) puisque nous ne disposions pas d'une sonde dipôle apte à caractériser une structure rayonnante à une distance d'environ dix longueurs d'onde de celle-ci et à la fréquence de travail de 15 GHz. Cette deuxième série de mesures est réalisée en l'absence d'un plan de masse et de la structure périodique de diffuseurs.

À partir de ces deux séries de mesures planaires, nous avons cherché le centre de phase de la source primaire par minimisation de l'erreur quadratique entre les mesures et une onde sphérique analytique. Nous obtenons ainsi une estimation du centre de phase tel que vu respectivement par chacune des deux sondes. Ainsi, en comparant les mesures planaires réalisées et des fronts d'ondes sphériques calculés à partir du centre de phase estimé, une évaluation de la distorsion sphérique de la source primaire devient possible.

Dans le cas de la sonde monopole tel que montré à la Figure 4-1, on observe des différences de phase appréciables entre les mesures et l'onde sphérique analytique. Elles doivent être imputées en partie à la distorsion sphérique mais aussi à la réponse en phase de la sonde.

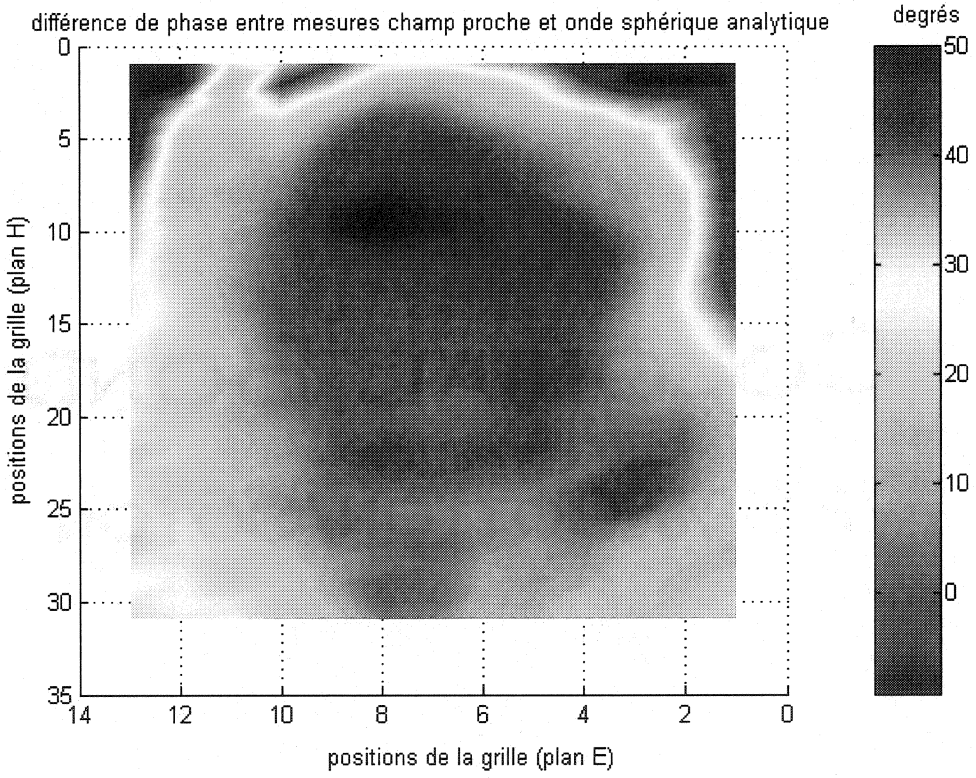


Figure 4-1: Différence de phase (degrés) entre mesures d'excitation en champ proche avec sonde monopole/structure périodique et une onde sphérique issue du centre de phase de la source primaire à chaque position de la grille réseau

Par ailleurs lorsque l'on observe les mesures obtenues de la sonde guide d'onde, elles se rapprochent de l'approximation de l'onde sphérique tel qu'illustré à la Figure 4-2. De plus, si on néglige l'effet du diagramme de rayonnement de cette sonde, il

ressort que les mesures réalisées avec celle-ci permettent de quantifier exclusivement le champ incident sur la grille réseau. Pour ce faire, il faut assumer que la sonde se comporte de façon idéale à la façon d'un dipôle infinitésimal. On considère alors la mesure de phase qu'elle fournit comme étant bien corrélée à celle du champ incident direct pour chaque position. Tout ceci nous apprend que l'approximation de l'onde sphérique semble valable pour caractériser la source primaire dans notre configuration d'antenne réseau réflecteur.

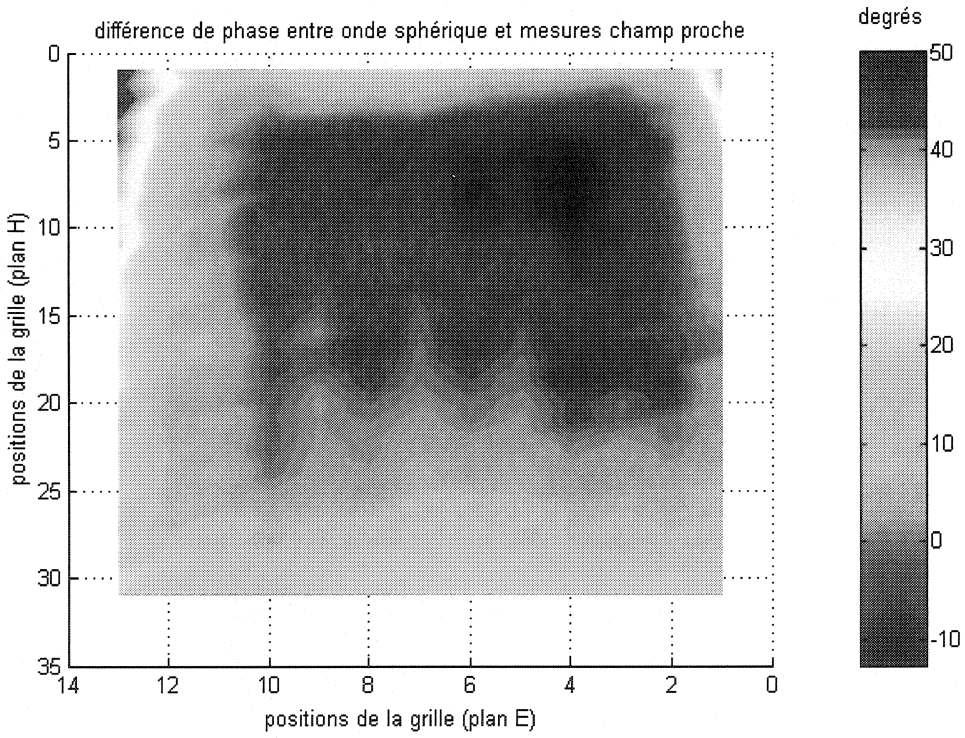


Figure 4-2: Différence de phase (degrés) entre mesures d'excitation en champ proche avec sonde guide d'onde et une onde sphérique issue du centre de phase de la source primaire à chaque position de la grille réseau

Pour en revenir aux mesures obtenues avec la sonde monopole, elles diffèrent d'une onde sphérique visiblement à cause de la réponse en phase intrinsèque à cette

sonde. Il ne s'agit pas d'une mesure du champ incident tangentiel au diffuseur, mais plutôt d'une mesure de phase corrélée à celle du courant induit dans un diffuseur pris dans le cadre du réseau réflecteur tel qu'expliqué au Chapitre 3. La phase de ce courant contient de l'information sur l'admittance équivalente des diffuseurs Y_1 telle que définie dans le modèle de ligne de transmission (Section 2.4) :

$$i = V^{+}(1+\Gamma_{00})Y_1 \qquad \textbf{(4-1)}$$

où V^{+} est le champ incident direct

À partir de ces données, un calcul permet d'obtenir $\Gamma_{diffuseur}$ pour ainsi décrire le comportement des diffuseurs. Ces données seront utiles pour calculer le coefficient de réflexion spéculaire Γ_{00}. Cependant, lorsqu'on procède à un design de réflecteur réseau, le coefficient de réflexion Γ_{00} doit être appliqué au champ incident direct, lequel correspond aux mesures avec sonde guide d'onde et généralement à l'approximation de l'onde sphérique issue du centre de phase de la source primaire.

4.2 Mesures en champ proche du coefficient de réflexion Γ_{00}

Nous avons décrit précédemment la sonde constituée d'un monopole et d'un plan de masse, laquelle permet de faire des mesures de phase corrélées à la phase du courant circulant dans un diffuseur faisant partie d'une structure périodique d'éléments rayonnants. Ces mesures sont répétées pour différents angles d'incidence et longueurs de diffuseur, ce qui recrée le contexte du futur réflecteur réseau. À partir de ces résultats

de mesure, on cherche à obtenir les caractéristiques de phase de $\Gamma_{diffuseur}(l, \theta_i)$ et $\Gamma_{00}(l, \theta_i)$ au moyen d'un traitement mathématique simple basé sur le modèle de ligne de transmission.

4.2.1 Application du modèle de ligne de transmission équivalent

La sonde monopole nous confère une connaissance de la phase du courant $i(l,\theta_i)$ circulant dans un diffuseur en fonction de la longueur l et de l'angle d'incidence θ_i. L'obtention de la phase de $\Gamma_{00}(l,\theta_i)$ à partir de la connaissance de la phase du courant $i(l,\theta_i)$ doit se baser sur le modèle de ligne de transmission présenté à la section 0.

Tout d'abord, connaissant $\angle i$: $$\angle\Gamma_{diffuseur} = \angle\left(\frac{-e^{j\angle i}}{(Y_2 + Y_0)\cdot V^+}\right) \quad \textbf{(4-2)}$$

où

$Y_0 = \cos\theta_i / \eta$: Admittance de la ligne

$Y_2 = -jY_0 \cot(\beta_0 \cos\theta_i z_0)$: Admittance du plan de masse ramenée au plan du réseau

$V^+ = e^{j\beta_0 \cos\theta_i z_0}$: Champ incident direct

Notons que le champ incident est ici exprimé par l'expression analytique d'une onde plane, alors qu'il s'agit plutôt d'une onde sphérique dans le contexte du réseau réflecteur. On fait donc l'approximation d'une onde plane localement à moins d'utiliser des mesures de champ incident direct réalisées avec la sonde guide d'onde. Par la suite, connaissant la phase de $\Gamma_{diffuseur}$, l'obtention de la phase de Γ_{00} passe à nouveau par le

modèle de ligne de transmission qui permet de démontrer $\Gamma_{00} = \Gamma_{plan\_de\_masse} + \Gamma_{diffuseur}$ tel que mentionné au Chapitre 2.

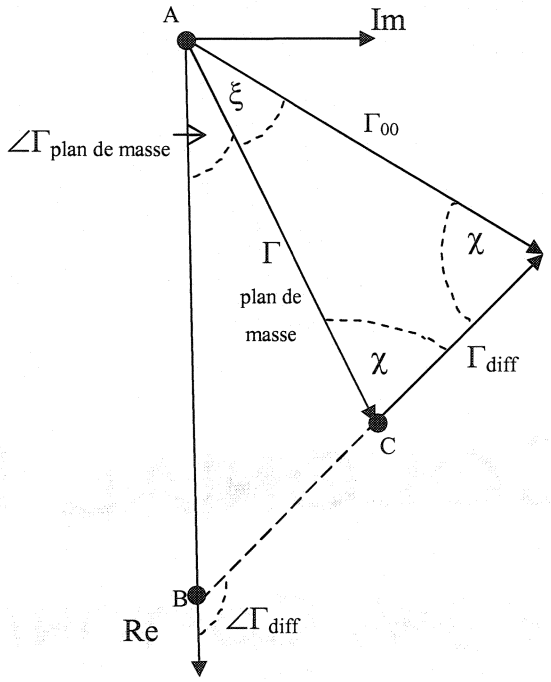


Figure 4-3: Schéma de la somme vectorielle de $\Gamma_{plan\ de\ masse}$ et $\Gamma_{diffuseur}$ dans le plan complexe

Cette simple somme vectorielle résulte en un schéma de triangle isocèle sachant que $|\Gamma_{spéc}|$ et $|\Gamma_{00}|$ ont toujours une valeur unitaire si l'énergie est concentrée dans le mode fondamental de Floquet. À partir de là, on peut résoudre grâce à la somme des angles internes donnant π radians :

$$2\chi + \xi = \pi \tag{4-3}$$

À la Figure 4-3, on voit bien que :

$$\angle\Gamma_{00} = \angle\Gamma_{spec} + \xi \tag{4-4}$$

Reste à déterminer χ en fonction de $\angle\Gamma_{diff}$:

La somme des angles internes du triangle ABC s'énonce comme suit :

$$(\pi - \angle\Gamma_{diff}) + (\pi - \chi) + \angle\Gamma_{spec} = \pi$$

Après simplifications : $\chi = \pi - \angle\Gamma_{diff} + \angle\Gamma_{spec}$ **(4-5)**

Le résultat final donne :

$$\angle\Gamma_{00} = -\pi + 2 \cdot \angle\Gamma_{diff} - \angle\Gamma_{spec} \tag{4-6}$$

4.2.2 Incidence normale

Pour fins de comparaison avec les mesures réalisées dans cette section, les résultats de simulations MOLARSIM ont été mises à profit. Ce programme développé au GRAMES [16] permet de simuler par la méthode des lignes des structures planaires périodiques infinies. En excitant cette structure avec une onde plane, on peut calculer les coefficients de réflexion et de transmission.

À partir des mesures effectuées en champ proche pour des diffuseurs de vingt-trois différentes longueurs et en appliquant le modèle de ligne de transmission, on obtient une courbe de phase de $\Gamma_{00}(l)$ à incidence normale qui se superpose bien à celles simulées par MOLARSIM (Figure 4-4). On note cependant un décalage sur l'axe de la longueur des diffuseurs. Ce décalage serait engendré par la présence dans la structure d'une couche supplémentaire. Cette couche d'adhésif d'épaisseur 1mil dont nous ne

connaissons pas la permittivité n'est pas prise en compte dans la simulation MOLARSIM. Une seconde simulation MOLARSIM réalisée en enlevant la couche de kapton (ε_r=3,4) de 25µm d'épaisseur se traduit par un effet de décalage comparable, cette fois-ci dans l'autre direction. Ceci vient appuyer notre hypothèse de l'effet de l'adhésif qui expliquerait le décalage.

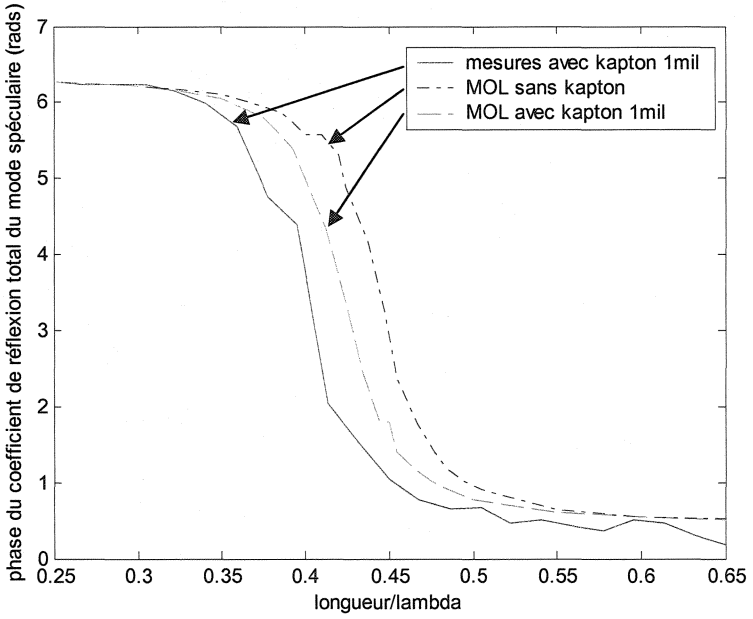


Figure 4-4: Phase de $\Gamma_{00}(l)$ mesurée à incidence normale et comparée aux résultats de simulation

Notons que l'effet de couplage entre diffuseurs voisins est pris en compte par cette méthode puisque les mesures en champ proche sont réalisées sur un diffuseur situé au centre d'une structure périodique finie. Donc, les éléments situés en périphérie du diffuseur sondé sont eux aussi excités par le champ incident.

Par ailleurs, cette courbe mesurée n'est pas parfaitement lisse. Il faut dire que chaque point de cette courbe correspond à une longueur de diffuseur spécifique et donc à

un circuit différent qu'il faut positionner par rapport à la sonde monopole. Le manque de lissage de la courbe est donc imputable aux erreurs de positionnement relatif. On peut se référer à l'étude de sensibilité de la sonde monopole à la section 3.2.2 pour quantifier cette erreur. Dans le but d'obtenir une courbe lisse et aussi de diminuer les manipulations expérimentales, nous avons tenté de paramétrer la courbe $\Gamma_{00}(l)$ à partir de quelques points de mesure.

4.2.3 Paramétrisations des caractéristiques de phase de Γ_{00}

4.2.3.1 Phase de $\Gamma_{00}(l)$

La fonction tangente hyperbolique de la longueur d'un diffuseur invoque bien le comportement de la phase de $\Gamma_{00}(l)$ qui peut être paramétrée par l'équation suivante :

$$\angle\Gamma_{00}(l) = A \cdot \tanh(B \cdot [l - L]) + D \cdot l + C \qquad \textbf{(4-7)}$$

Les paramètres A, B, C, D et L de l'équation sont déterminés par minimisation de l'erreur quadratique avec les points de mesure.

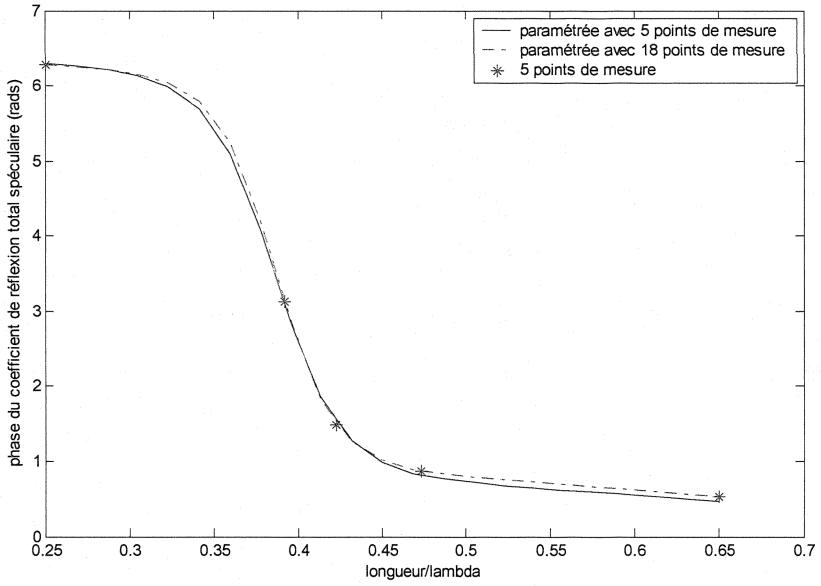


Figure 4-5: Paramétrisation des mesures de $\Gamma_{00}(l)$

La Figure 4-5 nous montre une paramétrisation de $\Gamma_{00}(l, 30°)$, ce qui correspond à la réalité d'un diffuseur situé au centre du réflecteur réseau envisagé. On observe que cinq points de mesure suffisent à paramétrer adéquatement $\Gamma_{00}(l)$, la courbe paramétrée avec 18 points étant pratiquement identique.

4.2.3.2 Phase de $\Gamma_{00}(\theta)$

De la même façon que pour $\Gamma_{00}(l)$, il est possible de paramétrer Γ_{00} en fonction cette fois-ci de l'angle d'incidence sur la structure périodique. La phase de $\Gamma_{00}(\theta_i)$ peut être paramétrée pour une valeur de l donnée en utilisant la méthode proposée dans [17] :

$$\angle\Gamma_{00}(\theta_i) = K \cdot \tan^P\left(\theta_i/2\right) + \angle\Gamma_{00}(0°) \qquad \text{(4-8)}$$
$$\text{avec } 0 \le \theta_i \le \pi/2$$

Les paramètres K et P peuvent être calculés connaissant $\Gamma_{00}(\theta_i)$ pour trois valeurs de θ_i. Par exemple, les courbes de $\Gamma_{00}(\theta_i)$ présentées à la section 2.3.2 (Figure 2-8 et Figure 2-9) sont paramétrées à partir de $\Gamma_{00}(0°)$, $\Gamma_{00}(30°)$ et $\Gamma_{00}(60°)$ (Figure 2-10), ces courbes étant obtenues en simulation RICHT par analyse de Floquet.

4.2.4 Incidence oblique

L'obtention de la phase de $\Gamma_{00}(\theta_i)$ à partir de mesures en champ proche représente un plus grand défi que dans le cas de $\Gamma_{00}(l)$. Les courbes $\angle\Gamma_{00}(\theta_i)$ obtenues en simulation sont basées sur la variation de l'angle d'incidence d'une onde plane analytique dont on connaît une référence de phase fixe à l'origine du référentiel où est définie la structure. Il est donc aisé d'isoler la dépendance à l'angle d'incidence en simulation. En pratique dans nos mesures en champ proche, l'onde est plutôt sphérique (~10λ d'une antenne cornet) et la question se pose à savoir si elle peut être considérée localement comme étant plane. De plus, la variation de l'angle d'incidence est obtenue en déplaçant la source sur un axe rectiligne si on utilise le positionneur du banc d'essai en champ proche (voir Figure 4-7 (a)). Ceci a pour effet qu'on varie également la phase (et le module) du champ incident direct en plus de l'angle d'incidence. L'obtention de la phase de $\Gamma_{00}(\theta_i)$

est possible si l'on connaît à la fois la phase du champ incident direct en plus de la phase du courant dans un diffuseur mesurée par la sonde monopole.

Par exemple, le traitement de l'information recueillie lors des deux séries de mesures planaires d'excitation (sonde monopole et sonde guide d'onde) devrait permettre de prendre en compte l'effet de décalage en phase survenant lorsqu'on varie l'angle d'incidence θ_i (champ E perpendiculaire au plan d'incidence) et ce pour une longueur de diffuseur donnée. Ceci est possible puisque la mesure réalisée avec la sonde monopole est corrélée avec la phase du courant dans un diffuseur et contient de l'information sur l'admittance de ce diffuseur. Par ailleurs, la mesure réalisée avec la sonde guide d'onde contient de l'information concernant uniquement le champ incident direct puisque le réseau périodique et le plan de masse sont absents. À l'aide du modèle d'admittance explicité à la section 4.2.1, on peut isoler la dépendance à l'angle d'incidence. Si on réfère à l'équation 4-2 permettant d'obtenir la phase de $\Gamma_{diffuseur}$, la phase mesurée par la sonde guide d'onde doit être utilisée comme étant le champ incident V^+ tandis que la phase recueillie par la sonde monopole est associée à la phase du courant *i*.

D'ailleurs, c'est de cette façon qu'a été obtenue la courbe mesurée de $\Gamma_{00}(l=0{,}45\lambda, \theta_i \sim 0\text{-}60°)$ présentée à la Figure 4-6 avec deux courbes simulées. Celle en pointillé est obtenue en simulant sur RICHT la mesure avec la sonde monopole (source onde plane) et en utilisant le modèle de ligne de transmission. Il s'agit d'une courbe paramétrée à partir de trois points (θ_i =0°, 30°, 60°). On constate un bon accord entre le cas simulé et la mesure pratique.

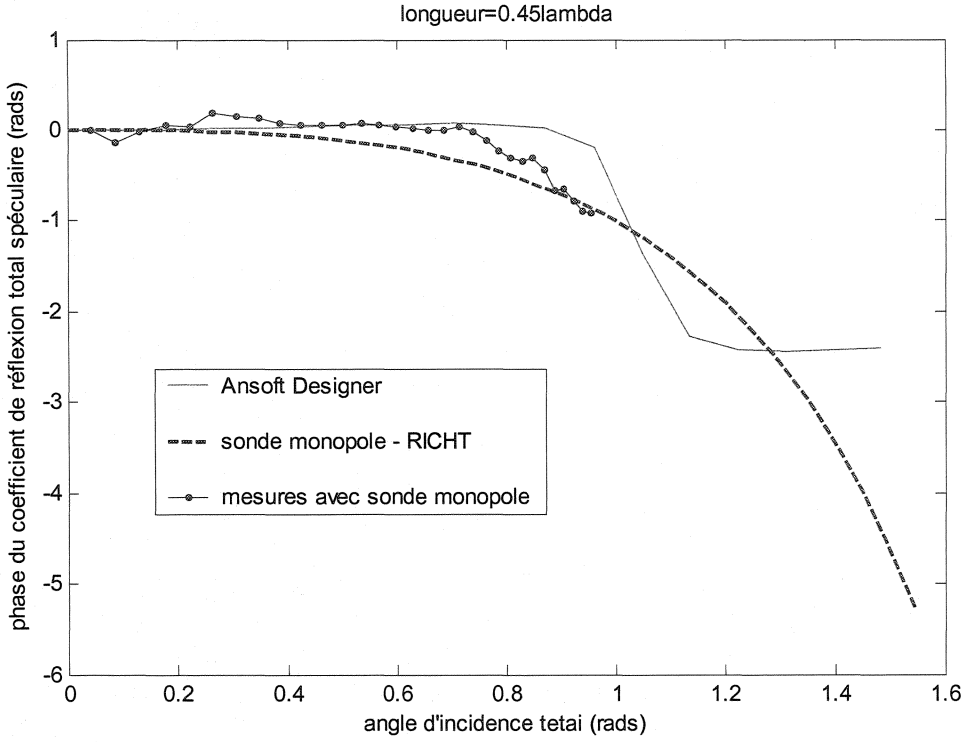


Figure 4-6: Phase mesurée de Γ_{00} versus angle d'incidence (l=0.45λ)

Par ailleurs, les résultats pour l=0,3λ ou 0,65λ sont peu probants. Notons que lorsque la sonde monopole est excitée par un diffuseur résonant (~0,45λ), le module du signal capté pour le même champ incident appliqué est jusqu'à dix fois plus grand (17 dB mesuré) que dans le cas d'un diffuseur de 0,3λ ou de 0,65λ. Ceci pourrait expliquer que les seules mesures concluantes obtenues le soient pour l~0,45λ. Toujours dans le contexte illustré à la Figure 4-7 (a), lorsqu'on tend vers l'incidence normale ou rasante, la sonde se retrouve hors de la région angulaire correspondant au faisceau principal de la source primaire; s'ensuit une perte de gain additionnelle se traduisant par de l'incertitude sur les mesures de phase.

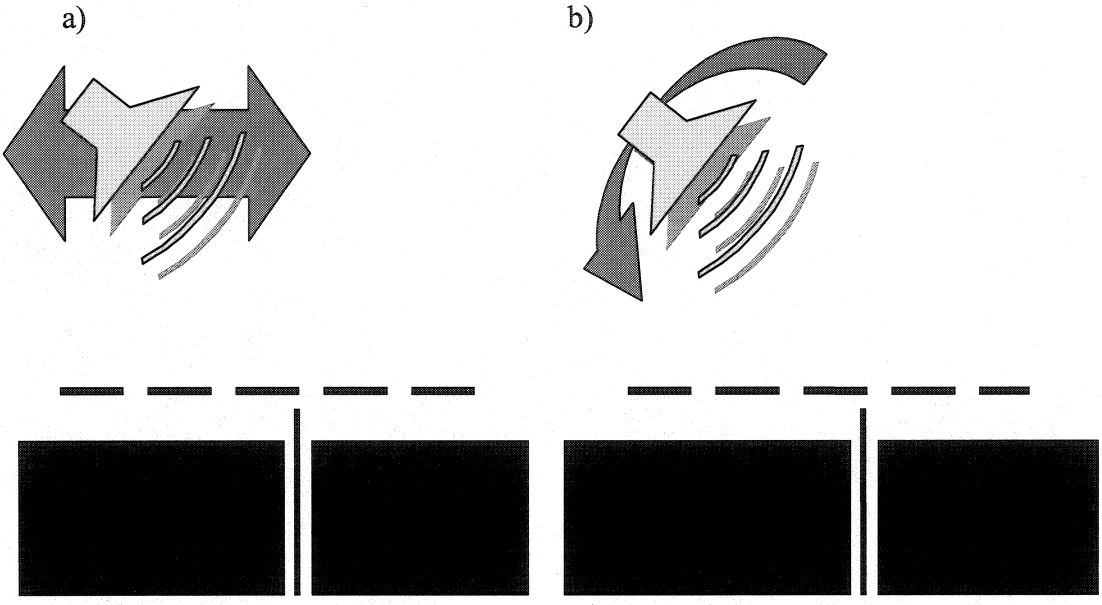


Figure 4-7: Deux façons de varier θ_i en mesure champ proche

Pour vérifier cela, nous avons procédé à une autre tentative visant à isoler et à mesurer la dépendance à l'angle d'incidence pour des longueurs de diffuseurs éloignées de la résonance. Cette fois-ci, la source primaire est pivotée manuellement autour du centre de phase à l'angle voulu en conservant toujours la sonde dans la région angulaire de gain maximal du cornet afin de maximiser le module du signal recueilli tel que montré à la Figure 4-7 (b). Pour chaque position angulaire, la phase du champ incident direct est minutieusement mesurée et ajustée à une même valeur. Cette procédure étant fastidieuse, on utilise la paramétrisation de $\Gamma_{00}(\theta)$ nécessitant seulement trois points de mesure (section 4.2.3.2). À la Figure 4-8, on peut comparer le résultat ainsi obtenu pour des diffuseurs de longueur $0{,}3\lambda$ avec deux courbes simulées. On constate que la mesure

réalisée et la simulation RICHT des mesures avec la sonde monopole concordent bien. D'autre part, on constate que même en simulation la sonde monopole fournit des résultats sensiblement différents de ceux de l'analyse de Floquet.

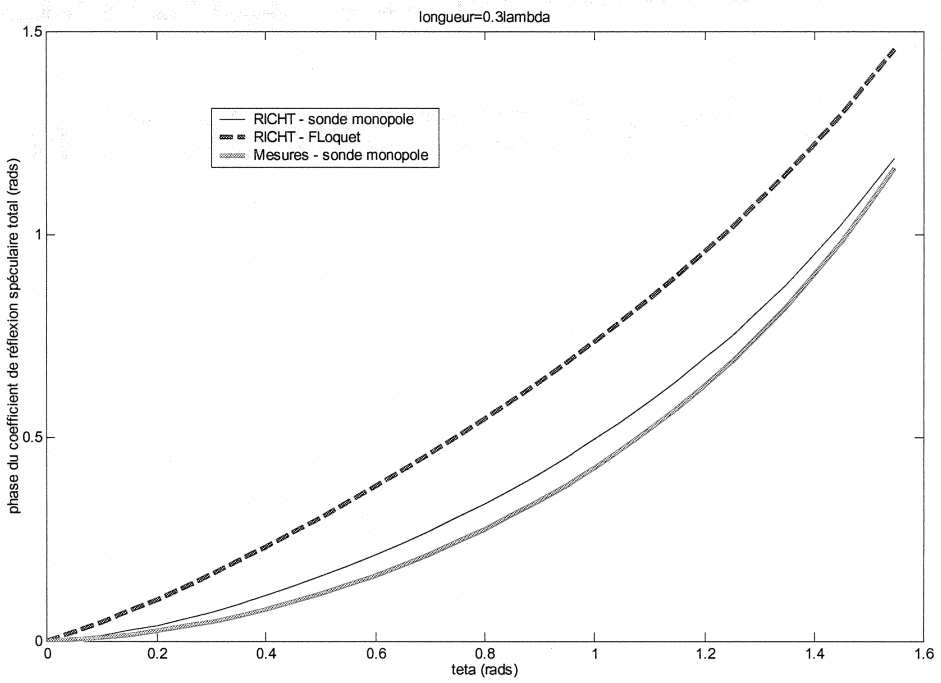


Figure 4-8: Phase de Γ_{00} versus angle d'incidence pour l= 0,3λ

La subtilité de ces mesures réside dans la difficulté d'avoir un champ incident dont seul varierait l'angle d'incidence. Le banc de mesure en champ lointain pourrait être utilisé à cette fin si on pouvait installer la sonde exactement sur l'axe de rotation du positionneur. D'autre part, même si on contrôle parfaitement la phase du champ incident, il reste que la sonde monopole induit une erreur qui semble varier en fonction de l'angle. Somme toute, il est ardu de mesurer $\Gamma_{00}(\theta)$ avec précision.

Dans le contexte du réflecteur réseau envisagé ($\theta_{i\ max} \sim 0.95$ rad), négliger l'effet de la variation de θ_i se traduit par une erreur de phase maximale de 0,5 rad qui survient pour les éléments situés aux bords du réflecteur. Nous verrons que ceux-ci contribuent dans une moindre mesure au faisceau principal. Considérer l'effet de θ_i n'est donc pas indispensable pour procéder à un design. Pour conclure, voici à la Figure 4-9 une représentation paramétrée de $\Gamma_{00}(l,\theta_i)$ qui permet de mettre en perspective l'effet de l'angle d'incidence.

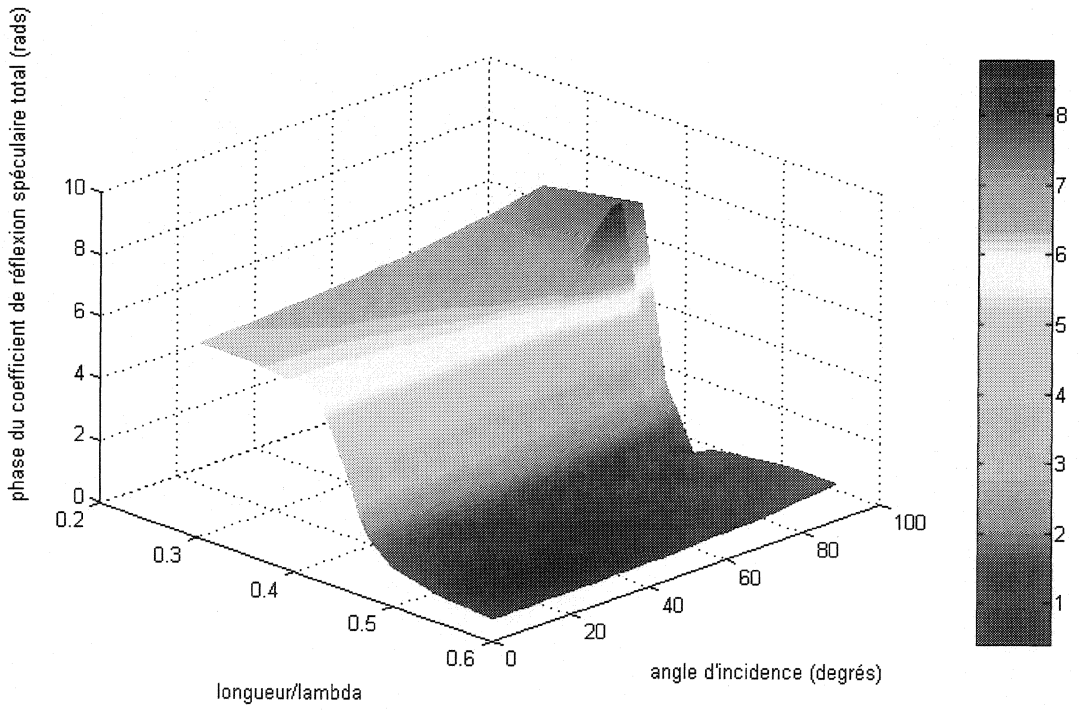


Figure 4-9: Phase de Γ_{00} en fonction de la longueur des diffuseurs et de l'angle d'incidence

Rappelons que seule la dépendance à l'angle d'incidence θ_i dans le plan H est prise en compte dans cette démarche. Ceci est dû à la contre performance de la sonde monopole dans le plan E, pour lequel les mesures de phase réalisées ne sont pas

strictement corrélées à la phase du courant dans le diffuseur sondé. Toutefois, nous avons pris en compte ces données dans l'élaboration du prototype d'antenne réflecteur réseau. En effet, dans le but de limiter l'obstruction du faisceau principal, la source primaire a subi un décalage angulaire dans le plan H. De cette façon, les angles sous-tendus par ladite source par rapport aux éléments du réseau dans le plan H varient entre 0 et 55°, tandis que dans le plan E ces variations sont confinées entre 0 et 25°. Sachant que l'effet de l'angle d'incidence est plutôt négligeable pour des angles inférieurs à 40° [13], considérer l'effet de la variation de θ_i seulement dans le plan H se révèle pertinent.

CHAPITRE 5

CONCEPTION D'ANTENNES

5.1 Réalisation

Le contenu des précédents chapitres fournit toutes les données nécessaires pour procéder à la conception de réflecteurs réseaux puis à la fabrication de prototypes. Restent à décrire la conception système et le dimensionnement de l'antenne et de ses composantes avant de présenter les prototypes réalisés.

Notons que les quatre antennes réalisées ne diffèrent que par le circuit de structure périodique : la structure et la géométrie de l'antenne demeure la même avec un rapport f/D légèrement inférieur à l'unité.

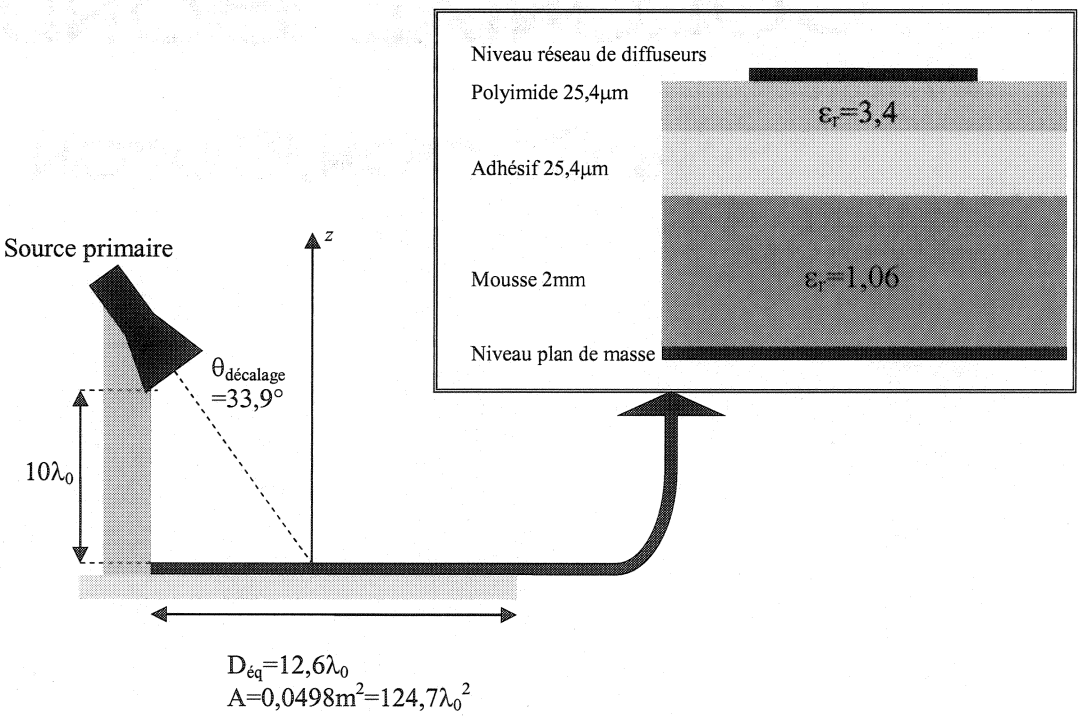


Figure 5-1: Configuration physique du réflecteur réseau

Concernant les réseaux d'éléments constituant le réflecteur, ces circuits ont été imprimés par un procédé photochimique sur une membrane de polyimide (*Dupont PYRALUX AP8515R*) d'épaisseur égale à 25,4μm (1 mil) avec une permittivité relative ε_r=3,4. Cette membrane est ensuite collée sur un second substrat de plastique alvéolaire (*ROHACELL 51*) de 2mm d'épaisseur ayant une permittivité diélectrique proche de celle de l'air (ε_r~1,06 et tanδ=0,0011 à 10 GHz). L'adhésif (*3M 9428*) utilisé pour réunir les deux substrats a une épaisseur de 25,4μm (1 mil). L'assemblage des substrats résulte en une épaisseur d'environ λ/10 qui devrait favoriser la largeur de bande opérationnelle. Les substrats assemblés sont déposés sur une tôle d'aluminium qui sert de plan de masse Ce plan métallique est fixé sur une base d'aluminium à l'extrémité de laquelle un mât supporte la source primaire, un cornet gain standard *ETS Lindgren 3160-08* de bande Ku. Celui-ci possède une largeur de faisceau d'environ 26° dans les deux plans et un gain maximal de 16,6 dBi à 15 GHz. Cette source primaire est décalée de -33,9° en θ dans le plan H afin de diminuer l'obstruction au faisceau principal. Tel que mentionné, on choisit une direction angulaire proche de celle de la réflexion spéculaire du plan de masse pour construire le faisceau principal, en l'occurrence θ=30°. Concernant la surface du réflecteur, nous avons fixé un niveau d'atténuation aux bords de 10,95 dB. Les mesures d'amplitude réalisées dans le plan d'implantation du réseau en présence de la source primaire ont été mises à profit pour imposer cette règle de conception. Seules les positions de la grille réseau où on a recueilli un niveau de signal supérieur à -10,95 dB sont retenues pour constituer le réseau. Tel qu'on s'y attendait, on obtient ainsi un réflecteur de forme allongée (elliptique) ayant une surface d'environ $125\lambda^2$.

D'autre part, la grille réseau choisie a déjà été révélée. L'espacement des cellules est de $\lambda/2$ dans le plan H. Ce choix peut être justifié par le décalage angulaire de la source qui implique de grands angles d'incidence dans ce plan. La périodicité doit être réduite pour éviter les modes de Floquet supérieurs. Quant au plan E, les cellules y sont espacées d'une longueur d'onde. La faible constante diélectrique du substrat explique ce choix : la longueur du dipôle résonant formant les diffuseurs approche $\lambda_0/2$ et les éléments doivent être suffisamment espacés pour éviter un couplage trop fort entre les cellules voisines. De plus, les angles d'incidence dans le plan E sont beaucoup moins contraignants ($\theta<30°$) au niveau de l'apparition de modes supérieurs.

Pour ce qui est de la synthèse du réseau d'éléments rayonnants, elle est menée à bien par un script MATLAB (Annexe B) auquel on fournit les coordonnées de la grille du réseau souhaité et les mesures d'excitation des éléments. À partir de ces données, on utilise l'équation 2-2 pour calculer la phase requise au niveau de chaque diffuseur du réseau. On fournit alors au programme les caractéristiques en phase du coefficient de réflexion spéculaire total Γ_{00} en fonction de la longueur des diffuseurs à partir desquelles on interpole la longueur exacte correspondant à la phase requise obtenue au préalable à partir de l'équation 2-2. Ensuite, les coordonnées des vertex de chaque élément du réseau sont consignées dans un fichier texte dont la structure est celle du format *EGS Generate*. Ce type de fichier texte générique permet de définir une topologie à deux dimensions interprétable par plusieurs outils de CAO dont *ADS Momentum.* Ainsi, le dessin du circuit de structure périodique est réalisé automatiquement à partir de l'interprétation dudit fichier texte. Les impressions des circuits ayant servi à fabriquer

les masques ont été réalisées avec ce dernier logiciel. Le fichier ainsi généré contient les coordonnées cartésiennes de chaque élément dont la longueur a été ajustée et permet donc de dessiner directement le circuit tel qu'il sera fabriqué.

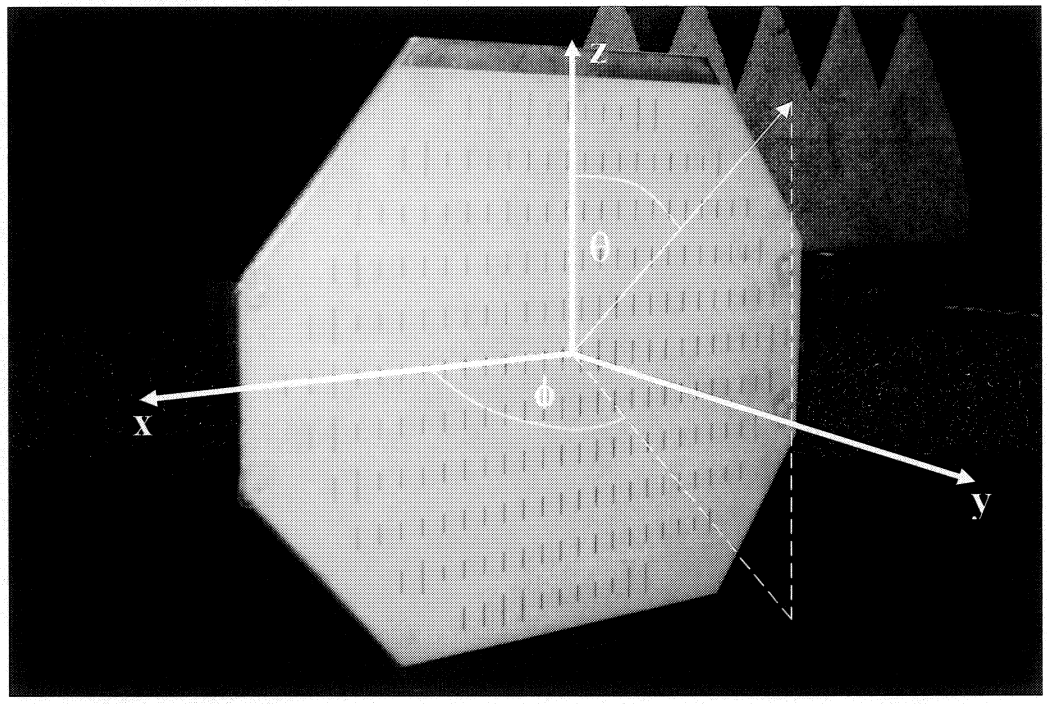


Figure 5-2: Photographie du réflecteur de l'antenne avec système de coordonnées de mesures

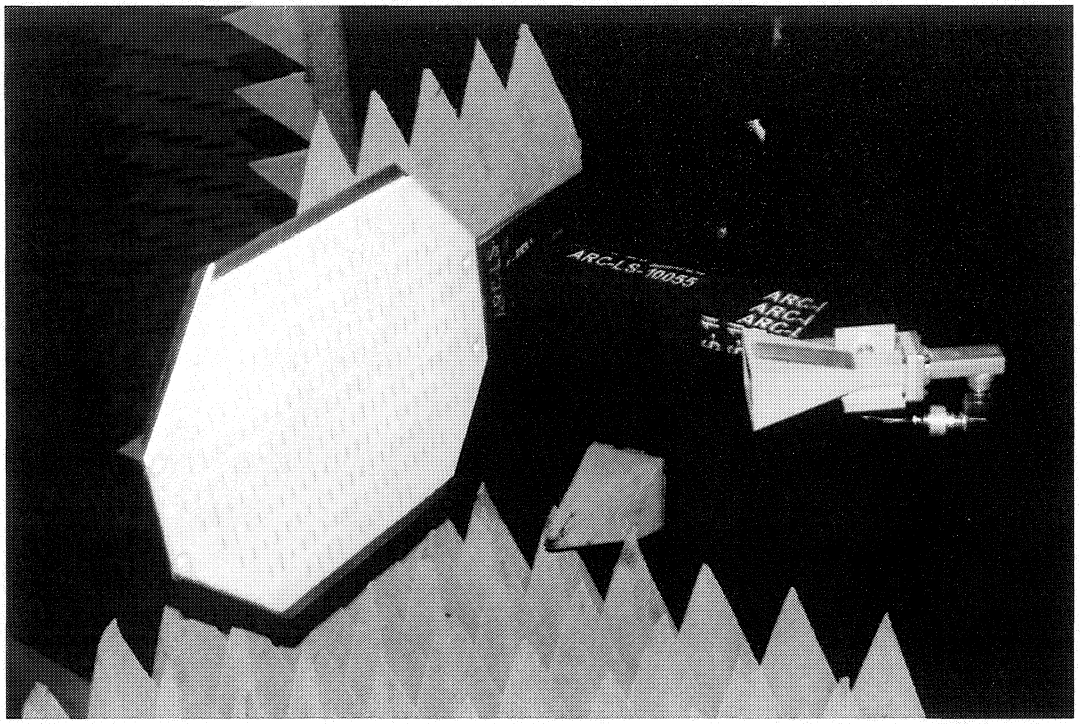


Figure 5-3: Photographie de l'antenne réflecteur réseau et de sa source primaire

Le tableau 5-1 permet un survol des variantes apportées lors des itérations entre chacun des quatre prototypes D_i (i=1,2,3,4) fabriqués et testés.

	Données d'excitation des éléments	*Caractéristiques du coefficient de réflexion spéculaire total*
D1	Approximation de l'onde sphérique	$\angle\Gamma(1)$ simulé à incidence normale avec MOLARSIM
D2	Mesures d'excitation en champ proche	$\angle\Gamma(1)$ simulé à incidence normale avec MOLARSIM
D3	Mesures d'excitation en champ proche	$\angle\Gamma(1)$ mesuré en champ proche
D4	Mesures d'excitation en champ proche	$\angle\Gamma(1,\theta_i)$ simulé sur RICHT, paramétré et validé par des mesures en champ proche

Tableau 5-1: Variantes de conception des circuits de réseau réflecteur

5.2 Banc de mesures champ lointain

Le centre de recherche *Poly-GRAMES* est doté depuis 2004 d'une base compacte de caractérisation en champ lointain construit par *MI Technologies*. Cet équipement de pointe est configuré pour opérer principalement en bandes Ka et W. Son fonctionnement en bande Ku a nécessité quelques modifications mineures. Les mesures de diagramme de rayonnement d'une antenne sous test sont compilées à partir du gain du système entre la source et le récepteur. Pour obtenir le gain isotrope de cette antenne, on doit procéder à des mesures de cornet gain standard dont le gain isotrope est connu dans la même bande de fréquence. À partir de ces mesures, le système peut fournir les valeurs du gain absolu de l'antenne sous test. À la Figure 5-2 est illustré le repère de coordonnées sphériques utilisé dans le cadre des mesures et selon lequel les résultats sont présentés dans ce chapitre. Dans ce référentiel, notons que le plan E est formé par les axes y et z. Le plan H quant à lui y est désigné par les coordonnées x et y.

Tous les diagrammes de rayonnement présentés le sont à la fréquence correspondant au gain maximal de chaque prototype. Notons également que ces mesures en champ lointain ont été parmi les premières réalisées avec l'équipement décrit ci-haut et le furent pendant la période de familiarisation avec le système. Ceci explique par exemple que dans le cas des deux premiers prototypes, la résolution spatiale utilisée est moindre que pour les deux suivants et donc les figures qui en résultent sont moins lisses.

5.3 Réflecteur réseau classique (D1)

Une première antenne (D1) a été construite basée sur l'approximation des fronts d'ondes incidents sphériques issus du centre de phase de la source primaire, cette méthode classique étant utilisée dans toutes les publications concernant les réflecteurs réseaux. La phase d'excitation de chaque élément du réseau est calculée selon l'équation d'une onde sphérique. Le centre de phase de la source primaire est l'endroit où l'on placerait une source ponctuelle pour qu'elle génère la même distribution de champ dans le plan d'intérêt. Afin de localiser le centre de phase, on utilise une fonction de minimisation non linéaire de MATLAB qui recherche le point de l'espace pour lequel les mesures planaires réalisées en champ proche de la source primaire concordent le mieux avec une coupe planaire de fronts d'onde sphérique. Donc, les mesures en champ proche sont déjà mises à contribution pour ce design classique. Concernant le coefficient de réflexion du mode fondamental, il est évalué avec le programme MOLARSIM et il est connu seulement dans le cas d'une onde incidente dans la direction normale.

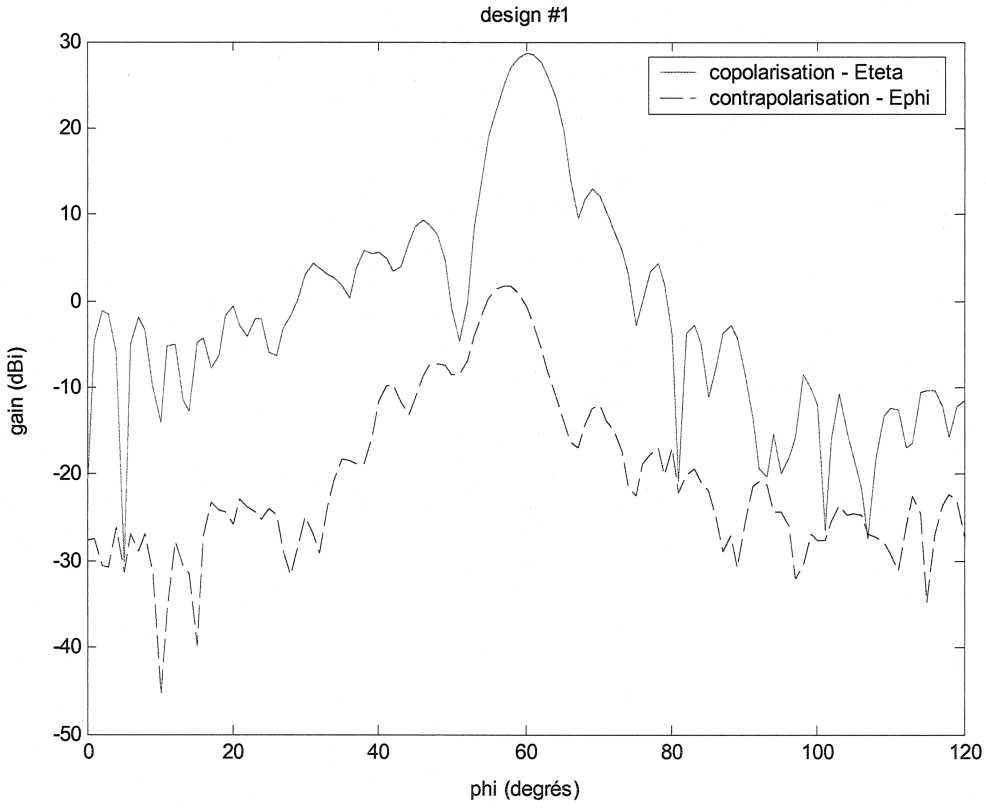


Figure 5-4: Coupe dans le plan H du diagramme de rayonnement mesuré en champ lointain du réflecteur réseau classique D1 à fréquence=14,25 GHz

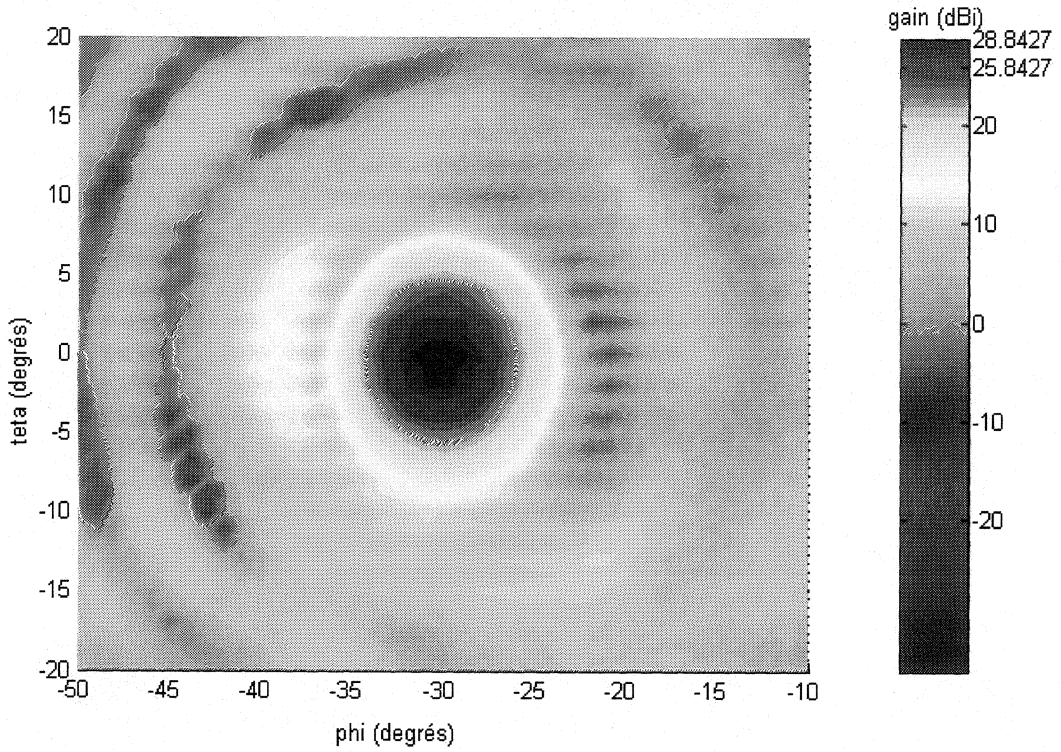


Figure 5-5: Diagramme de rayonnement en copolarisation (E_θ) de D1 mesuré dans la région angulaire du faisceau principal à fréquence=14,25 GHz

5.4 Réflecteur réseau avec mesures d'excitation du réseau en champ proche (D2)

Une seconde antenne (D2) a été construite en utilisant directement les mesures d'excitation en champ proche réalisées sur la grille du réseau avec la sonde monopole. Ces données diffèrent sensiblement de l'approximation de l'onde sphérique utilisée pour D1, surtout vers les bords du réflecteur. Comme pour D1, le coefficient de réflexion du mode fondamental reste évalué avec le programme MOLARSIM et il est connu seulement pour incidence normale.

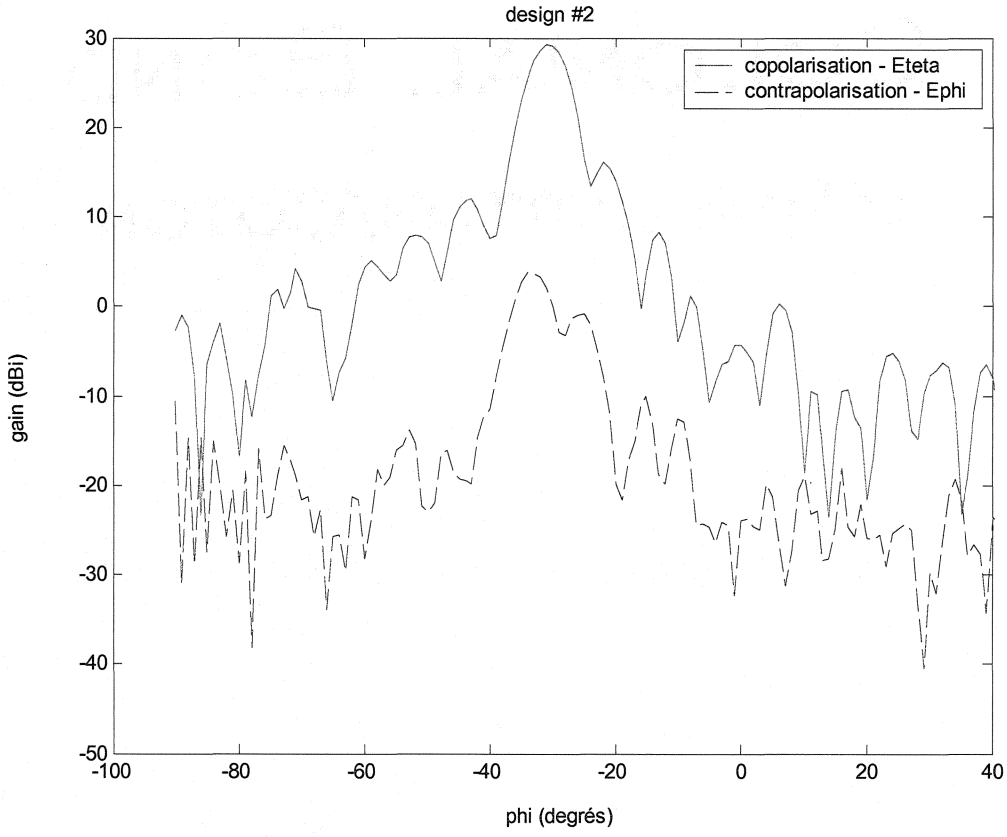


Figure 5-6: Coupe dans le plan H du diagramme de rayonnement mesuré en champ lointain du réflecteur réseau D2 à fréquence=14,25 GHz

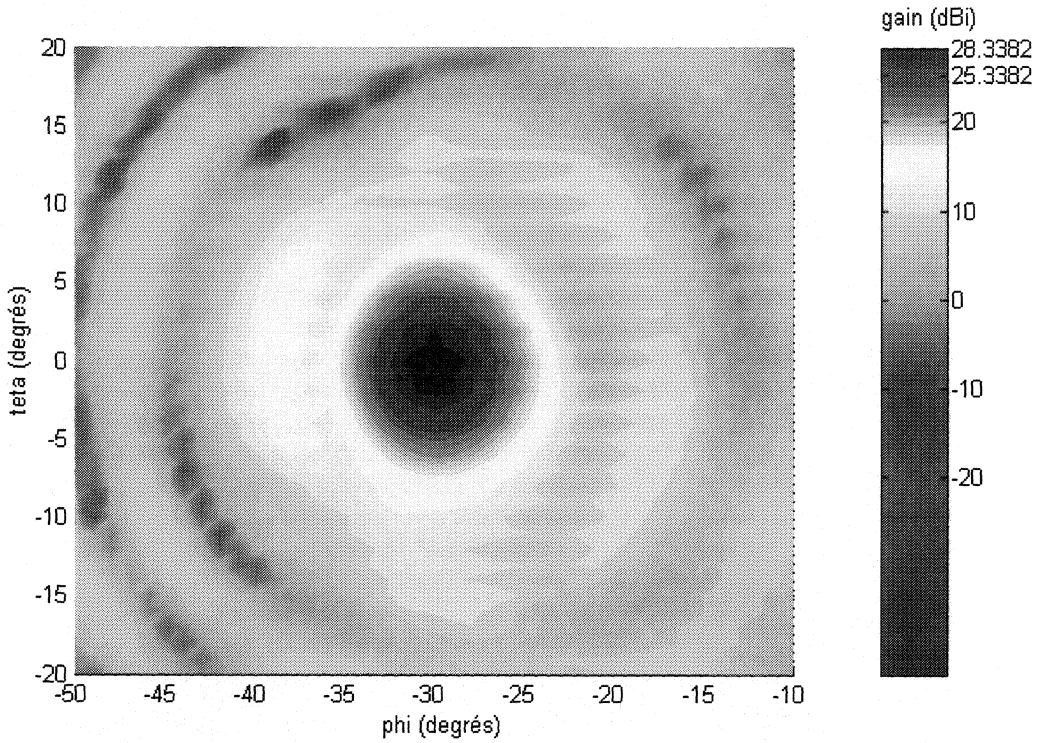


Figure 5-7: Diagramme de rayonnement en copolarisation (E_θ) de D2 mesuré dans la région angulaire du faisceau principal à fréquence=14,25 GHz

5.5 Réflecteur réseau avec caractérisation de $\Gamma_{00}(l)$ en champ proche (D3)

Une troisième antenne (D3) a été construite en utilisant toujours des mesures d'excitation en champ proche réalisées sur la grille du réseau (comme pour D2). Pour ce design toutefois, le coefficient de réflexion du mode fondamental a été mesuré en champ proche pour θ_i=30° dans le plan H , ce qui correspond au centre du réseau réflecteur.

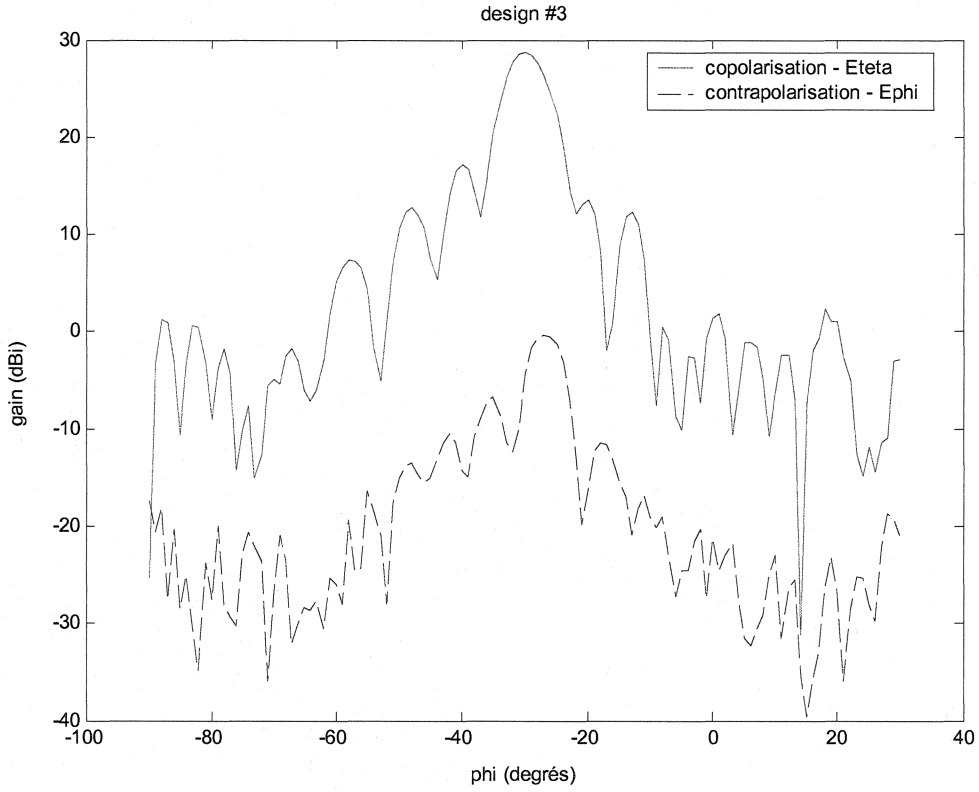


Figure 5-8: Coupe dans le plan H du diagramme de rayonnement mesuré en champ lointain du réflecteur réseau D3 à fréquence=15,4 GHz

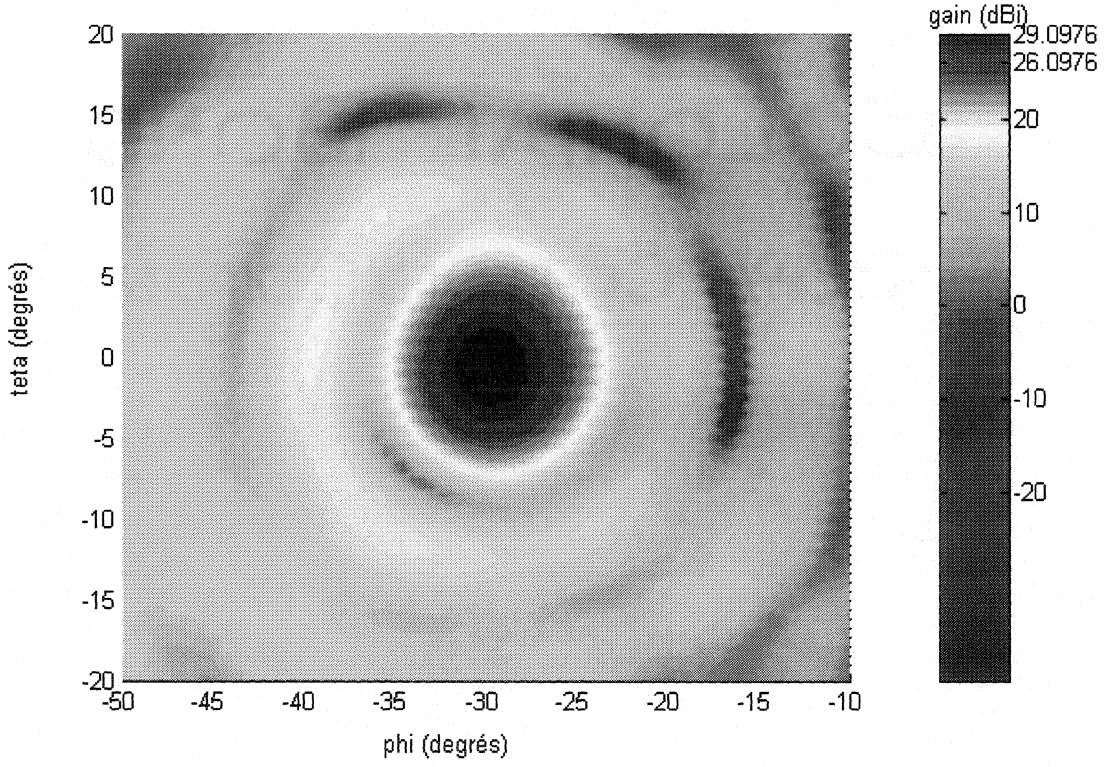


Figure 5-9: Diagramme de rayonnement en copolarisation (E_θ)de D3 mesuré dans la région angulaire du faisceau principal à fréquence=15,4 GHz

5.6 Réseau réflecteur basé sur $\Gamma_{00}(l,\theta_i)$ (D4)

Une quatrième et dernière antenne (D4) a été construite en utilisant cette fois-ci des mesures d'excitation en champ proche réalisées avec la sonde guide d'ondes qui fournit une mesure de phase corrélée à celle du champ incident direct. En ce qui concerne le coefficient de réflexion du mode fondamental, dans ce design on considère complètement l'effet de l'angle d'incidence sous-tendu par la source dans le plan H tel que vu par chaque élément du réseau. On utilise à cet effet la surface $\Gamma_{00}(l,\theta_i)$ obtenue par paramétrisation à partir de résultats d'analyses de Floquet réalisées pour des angles de 0, 30 et 60° (simulation filaire RICHT - Figure 2-10). Cependant, ces données sont décalées de -0,068λ sur l'axe de la longueur électrique des diffuseurs afin de les faire concorder avec les mesures en champ proche réalisées. Cette démarche fait suite à la section 4.2.4 portant sur les mesures en champ proche de Γ_{00} versus angle d'incidence et vise à compléter ces dernières, jugées partiellement satisfaisantes mais incomplètes pour procéder à un design.

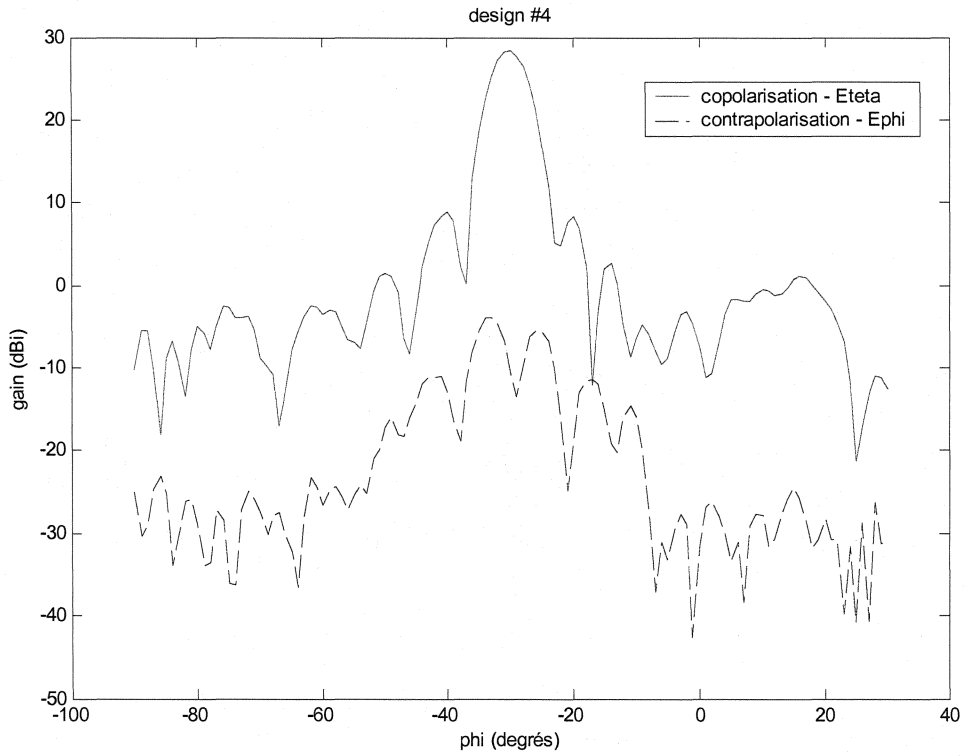


Figure 5-10: Coupe dans le plan H du diagramme de rayonnement mesuré en champ lointain du réflecteur réseau D4 à fréquence=15,6 GHz

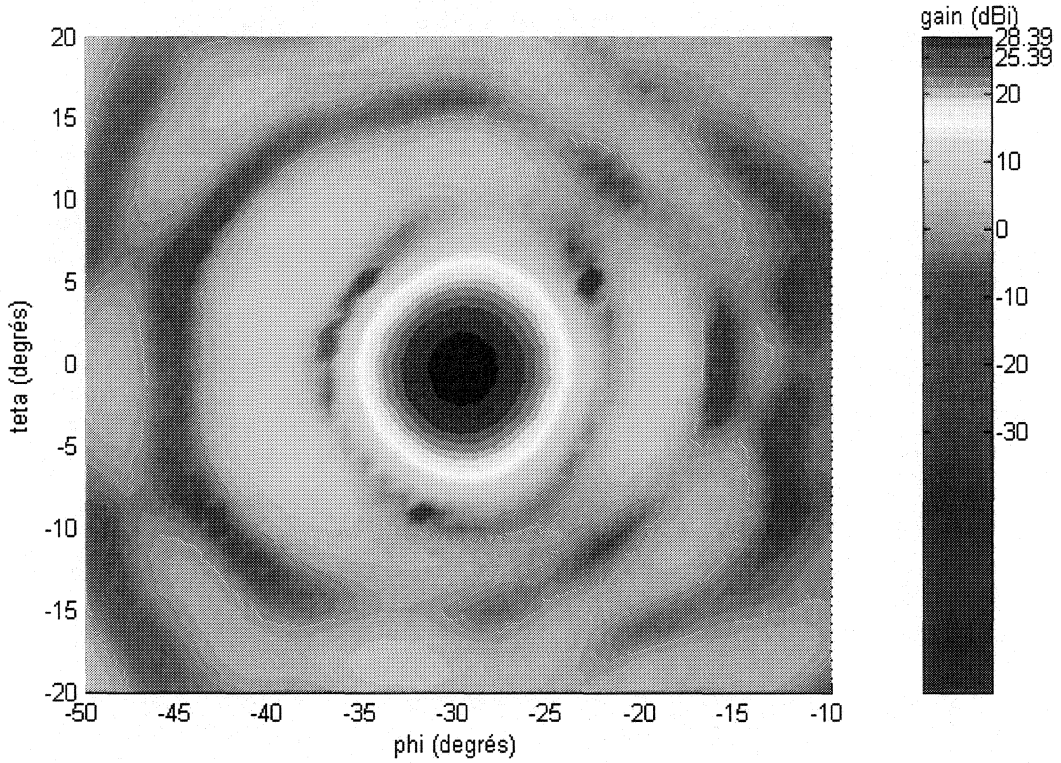


Figure 5-11: Diagramme de rayonnement en copolarisation (E_θ) de D4 mesuré dans la région angulaire du faisceau principal à fréquence=15,6 GHz

Cette dernière antenne se démarque surtout par un niveau de lobe secondaire nettement amélioré d'au moins 4 dB par rapport aux autres designs. Certaines zones du réseau sous-tendent un angle d'incidence important par rapport à la source et dont l'effet sur la phase de Γ_{00} peut se chiffrer à quelques dixièmes de radians. En négligeant cet effet, on peut se figurer que ces zones ne contribueront pas exactement dans la direction du faisceau principal et renforceront plutôt les lobes secondaires. C'est le cas dans les précédents designs et cette différence expliquerait pourquoi l'antenne D4 montre un niveau de lobe secondaire plus bas. Le gain et l'efficacité n'en sont pas améliorés pour autant et se situent légèrement en dessous des niveaux obtenus pour D3.

Toujours au sujet du niveau de lobe secondaire, l'effet du décalage angulaire de la source primaire dans le plan H se fait sentir par une dégradation moyenne de 3,5 dB par rapport au niveau de lobe secondaire dans le plan E.

Par ailleurs, notons que le niveau de contrapolarisation se situe au moins 3 dB en dessous du niveau obtenu avec les autres designs. Ce pourrait être une conséquence d'un meilleur équilibrage des phases de champs diffusés dans l'ouverture du réflecteur le long respectivement des plans E et H. Un diagramme de rayonnement symétrique par rotation va de pair avec un niveau de contrapolarisation bas.

5.7 Analyse et conclusion

Il s'agit maintenant de déterminer l'influence de l'utilisation des techniques de champ proche sur les performances d'un design de réflecteur réseau. Les caractéristiques mesurées de chaque antenne réalisée sont regroupées dans un tableau sommatif (Tableau 5-2) de consultation facile.

Premièrement, on ne constate pas d'amélioration marquée des performances en substituant des mesures d'excitation planaires en champ proche (D2) à l'approximation d'onde sphérique utilisée pour le design classique D1. Ceci s'explique par le fait que l'erreur de phase commise en utilisant l'approximation d'onde sphérique n'est substantielle que sur les bords du réflecteur : l'approximation décrit bien l'excitation de la région centrale du réflecteur. Or, le niveau de signal aux bords du réseau est atténué de 10,95 dB par rapport au centre, donc les éléments rayonnants qui s'y trouvent contribuent dans une moindre mesure au faisceau principal en comparaison avec ceux

situés au centre. Finalement, utiliser les mesures de phase d'excitation en champ proche revient au même que de se servir de l'approximation de l'onde sphérique avec un centre de phase repéré avec les méthodes de champ proche.

La seconde contribution des méthodes champ proche permet de mesurer Γ_{00} (D3) plutôt que de le simuler. En procédant ainsi, le gain et la largeur de bande demeurent sensiblement inchangés. L'effet majeur observable est un décalage d'environ +1 GHz de la bande d'opération. Le comportement en fréquence des antennes réalisées est explicité à la Figure 5-12 où l'on observe cette réalité. Tel qu'expliqué dans la section 4.2.2, la longueur résonante mesurée est nettement décalée d'environ -0,02λ sur l'axe de la longueur des diffuseurs par rapport à la simulation MOLARSIM. Cette différence serait imputable à la présence dans la structure mesurée d'une mince couche d'adhésif non modélisée dans la simulation ayant mené aux deux premiers prototypes. Par ailleurs, le niveau de contrapolarisation est sensiblement amélioré par rapport aux designs utilisant Γ_{00} simulé.

La forme et l'étendue du réseau sont des considérations géométriques rapidement déterminées lors de la conception grâce aux mesures champ proche et ce malgré une configuration où la source primaire est décalée par rapport à la verticale. Les mesures d'amplitude réalisées dans le plan d'implantation du réseau en présence de la source primaire permettent de sélectionner rapidement les positions de la grille qui recevront un niveau de signal supérieur à un niveau d'atténuation aux bords préalablement fixé selon les caractéristiques recherchées. Il s'agit d'une méthode simple et utile pour de multiples configurations de la source primaire.

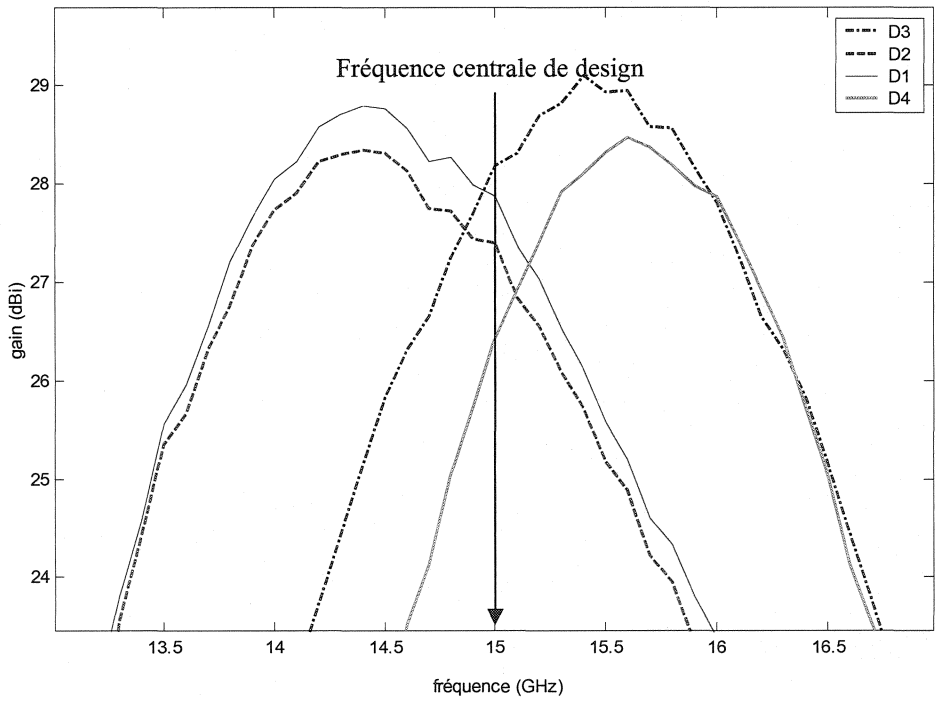


Figure 5-12: Gain maximal des quatre antennes réalisées en fonction de la fréquence

		D1	D2	D3	D4
Gain maximal (dBi)		28,8	28,3	29,1	28,4
Gain à la fréquence de design de 15 GHz (dBi)		27,9	27,4	28,2	26,4
Fréquence centrale d'opération (GHz)		14,25	14,25	15,4	15,6
Largeur de bande à -3 dB (%)		~12%	~12%	~10%	~10%
Surface du réflecteur (λ^2)		124,7	124,7	124,7	124,7
Rendement calculé (%)		48%	44%	52%	45%
Niveau de contra polarisation dans la direction principale (dB)		-26,8	-25,5	-29,1	-32,2
Plan H	Niveau de lobe secondaire (dB)	-15,5	-13	-11,6	-19,6
	Largeur de faisceau à -3 dB (°)	6	6	6,5	5,5
Plan E	Niveau de lobe secondaire (dB)	-19,3	-17,7	-13,8	-22.8
	Largeur de faisceau à -3 dB (°)	7	7	7,5	6

Tableau 5-2: Performances des antennes réalisées

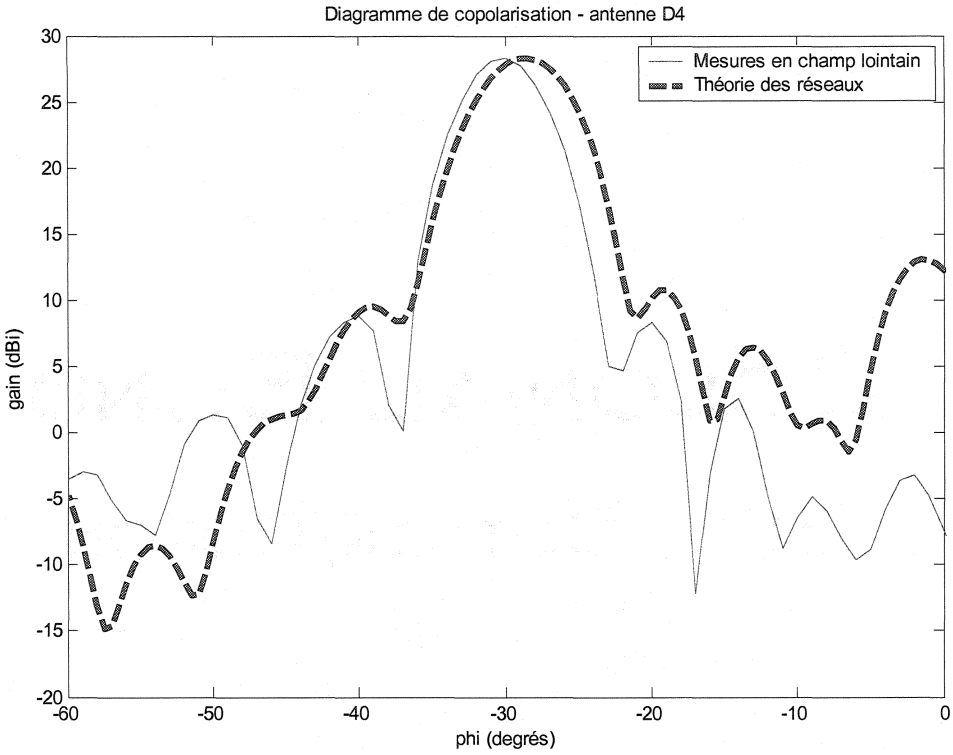


Figure 5-13: Comparaison mesures versus calcul pour le diagramme de E_θ en champ lointain pour l'antenne D4 à fréquence =15,6 GHz

À la Figure 5-13 sont superposées les courbes calculée et mesurée d'une coupe du diagramme de rayonnement de l'antenne D4 dans le plan H. Le calcul du champ lointain est basé sur la théorie des réseaux [18]. Nous connaissons déjà l'amplitude et la phase d'excitation de chaque élément suite à des mesures en champ proche préalables au design de l'antenne. Lors de la conception, nous ajustons la phase du coefficient de réflexion pour chaque élément. Il suffit alors de multiplier le signal d'excitation par ce coefficient pour chaque élément et de sommer les contributions de chaque élément pour obtenir le facteur de réseau selon l'équation 5-1 que voici.

$$AF(\theta,\phi) = \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N} I_{mn} e^{\alpha_{mn}} e^{\beta\hat{r}\cdot r'_{mn}} \qquad \textbf{(5-1)}$$

Où [m,n] = Indices des éléments du réseau

I_{mn} = Excitation relative complexe de chaque élément

$$\beta\hat{r}\cdot r'_{mn} = \beta\left[x'_{mn}\sin\theta\cos\phi + y'_{mn}\sin\theta\sin\phi\right]$$

$$\alpha_{mn} = -\beta\left[x'_{mn}\sin\theta_0\cos\phi_0 + y'_{mn}\sin\theta_0\sin\phi_0\right]$$

$[\theta_0,\phi_0]$ = Direction du faisceau principal

Par la suite, le diagramme résultant de l'équation 5-1 a été multiplié par le facteur d'élément d'un dipôle micro ruban résonant caractérisé par des nuls pour $\theta=\pm 90°$ dans le plan E. Il en résulte une approximation assez juste du champ lointain mesuré quoiqu'elle soit un peu pessimiste quant à la largeur de faisceau. La seule incongruité majeure se situe dans la direction normale au plan du réseau, le niveau de rayonnement calculé dépasse de 15 dB le niveau mesuré.

La directivité maximale pouvant être obtenue avec les quatre antennes réalisées est proportionnelle à la surface du réflecteur (la même dans chaque cas) et se calcule tout d'abord comme suit, ceci étant tiré de la théorie sur les antennes à ouverture [18]:

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{\lambda^2}A = \frac{4\pi}{\lambda^2}\cdot 124{,}7\lambda^2 = 31{,}95dBi \qquad \textbf{(5-2)}$$

Cette évaluation de la directivité assume que la surface de l'antenne est illuminée uniformément. L'effet du décalage du faisceau principal à 30° dans le plan H a un impact direct sur cette quantité puisque la surface du réflecteur est affectée d'un facteur

cos 30°, le produit de ces deux quantités donnant la surface efficace. Il en résulte une perte inévitable de 0,6 dB :

$$D_{\max}^{efficace} = \frac{4\pi}{\lambda^2} A \cdot \cos 30° = 31{,}33 dBi \qquad \textbf{(5-3)}$$

Le gain maximal isotrope que l'on mesure sur la station champ lointain s'énonce ainsi :

$$G = \varepsilon_{tot} \cdot D_{\max}^{efficace} = \varepsilon_{tot} \cdot \cos 30° \cdot D_{\max} \qquad \textbf{(5-4)}$$

Le rendement total ε_{tot} prend en compte les différentes sources de pertes du réflecteur réseau telles qu'énoncées à la section 2.2 et qui se subdivisent principalement en pertes de ohmiques, diélectriques, de débordement, d'erreur de phase, de contrapolarisation et en pertes liées à l'utilisation de l'ouverture (atténuation aux bords). Dans la pratique, on constate que le gain maximal obtenu de chaque antenne fabriquée se situe toujours autour de 29 dBi variant au plus de 0,8 dB, ce qui n'est pas très significatif. Il en résulte un rendement d'environ 50% obtenu en soustrayant à la directivité efficace maximale le gain mesuré. C'est un rendement intéressant qui se compare par exemple au rendement de 54% obtenu dans [2] pour un réflecteur de $200\lambda^2$ à 28 GHz avec faisceau principal à 25° de la verticale.

En considérant ainsi le réflecteur illuminé uniformément pour calculer la directivité maximale, on prend en considération entre autres l'efficacité liée à l'atténuation aux bords, laquelle correspond à une perte par rapport à une illumination uniforme du réflecteur. Cet indicateur d'efficacité n'est associé à aucune perte réelle de

signal : il consiste plutôt en une description quantitative de l'aptitude de la source primaire à illuminer le réflecteur uniformément et donc à maximiser l'utilisation de cette surface.

Si on calcule plutôt la directivité en intégrant le champ directement sur l'ouverture de l'antenne, on obtiendra pour le même gain mesuré une directivité plus faible et donc, un rendement supérieur. Cette définition de la directivité correspond à l'équation 5-5 dérivée du rapport de l'intensité de radiation maximale sur l'intensité de radiation moyenne.

$$D = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\left| \iint_{S_a} E_a \, dS' \right|^2}{\iint_{S_a} |E_a|^2 \, dS'} \qquad \textbf{(5-5)}$$

On peut approximer l'équation 5-5 par l'équation 5-6 pour une antenne à faisceau étroit. Il faut alors connaître la largeur de faisceau à -3 dB mesurée en radians dans les plans principaux de l'antenne:

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} \approx \frac{4\pi}{HP_E \cdot HP_H} \qquad \textbf{(5-6)}$$

En procédant à ce calcul pour le design D4, on obtient une directivité de 28,96 dB. En soustrayant à cette quantité le gain mesuré, il en résulte un rendement d'environ 88% correspondant à l'efficacité liée aux pertes ohmiques et diélectriques qui totalisent 0,6 dB. Ce calcul ne prend pas en compte les pertes de débordement, d'erreur de phase, d'atténuation aux bords et de contrapolarisation. La somme de ces dernières peut être

estimée en soustrayant D (équation 5-6) de $D_{\max}^{efficace}$ (équation 5-3) et on peut la chiffrer à 2,37 dB. Pour faire un bilan rapide des pertes, on peut approximer les pertes par débordement à 0,5 dB en connaissant f/D [18] et les pertes par erreur de phase à 0,2 dB pour une erreur de phase moyenne évaluée à 12° [2]. De plus, on peut négliger les pertes par contrapolarisation puisque le niveau obtenu est très bas. Le tableau 5-3 regroupe les différentes sources de pertes et présente l'importance estimée de chacune.

Sources de pertes	*Valeurs estimées pour l'antenne D4*
Pertes ohmiques & diélectriques	0,6 dB
Pertes de débordement	0,5 dB
Pertes liée aux erreurs de phase	0,2 dB
Pertes de contrapolarisation	Quasi nulles
Pertes liée à l'atténuation aux bords	1,55 dB
Facteur cos30°	0,6 dB
Total	3,55 dB

Tableau 5-3: budget de pertes pour l'antenne D4

Les différentes approches de calcul de la directivité permettent de dresser un bilan approximatif des sources de pertes.

Soulignons l'utilisation de dipôles métalliques, laquelle se traduit par une densité de courant supérieure et implique donc de plus grandes pertes ohmiques que dans [2] où des patchs sont utilisées. Ces pertes dépendront évidemment fortement du niveau de puissance d'opération et semblent être demeurées faibles dans le cadre de nos mesures. Ce choix des dipôles nous aura permis d'utiliser RICHT afin de procéder aux

simulations préliminaires de structures filaires qui ont mené à la méthode de design proposée. Il faut également ajouter que ladite méthode devrait se prêter à l'utilisation de patchs comme diffuseurs. Des essais préliminaires encourageants ont cependant révélé qu'il faudra procéder à une étude de sensibilité tel que cela a été fait pour les dipôles diffuseurs (section 3.2.2) afin de positionner la sonde de façon optimale par rapport à la patch sondée.

Au niveau des pertes liées aux erreurs de phase, quelques sources peuvent être identifiées. Premièrement, les dimensions appréciables du circuit nous ont forcé à faire le masque à partir d'une impression 1:1 du circuit. Il en résulte une erreur de ±0,4% sur les dimensions obtenues. Par ailleurs, le substrat n'engendre pas de pertes importantes (tangente de perte minime) et son épaisseur considérable permet une largeur de bande accrue [19]. Cependant, cette même épaisseur engendre une plage de phase inatteignable mesurée de 0,5 radian (presque 30°) à θ_i=0°. Cette valeur se situe quand même en deçà de celle de 1.26 radian fournie par l'approximation analytique explicitée par l'équation 2-3. Cette dernière n'est pas précise pour des substrats aussi épais (λ/10). Notons également que la plage de phase inatteignable serait encore plus importante si des patchs étaient utilisées : l'effet est moins marqué pour des dipôles qui occupent une plus faible portion de la surface de chaque cellule du réseau. Il serait néanmoins possible d'élargir le spectre de longueurs de diffuseurs utilisées pour diminuer l'erreur commise en raison de la plage de phase inatteignable.

CHAPITRE 6

CONCLUSION

6.1 Discussions

La contribution majeure de ce projet aura été de décortiquer le fonctionnement de ce type d'antenne et de fournir des outils intéressants pour le comprendre. Par ailleurs et avant tout, la mise à contribution des mesures en champ proche a mené à une procédure de design de réflecteur réseau excluant toute simulation. Cette façon de faire a mené à la réalisation de prototypes exhibant des performances compétitives pour ce type d'antenne.

Au niveau du dimensionnement de l'antenne (géométrie) et de l'excitation des éléments du réseau, les quatre prototypes sont tributaires des mesures en champ proche. Même la position du centre de phase de la source primaire, dont la connaissance a été nécessaire pour la conception du premier prototype (D1) basé sur l'approximation de l'onde sphérique, a été mesurée en champ proche. Par ailleurs, nous avons validé cette dernière approximation largement utilisée pour calculer la phase d'excitation des éléments d'un réseau réflecteur. Les mesures en champ proche se révèlent aussi simple à utiliser, mais les performances obtenues sont similaires.

Les deux premiers prototypes réalisés (D1 et D2) ont fait appel au programme MOLARSIM pour caractériser la phase du coefficient de réflexion. Par contre pour les deux derniers prototypes (D3 et D4), les mesures en champ proche ont été mises à contribution pour obtenir et/ou valider cette même caractéristique de phase.

À notre connaissance, ce travail constitue la seule tentative pour mesurer expérimentalement la phase de Γ_{00} d'une structure périodique de diffuseurs en fonction à la fois de la longueur électrique des diffuseurs et de l'angle d'incidence sur la structure. Une méthode différente basée sur l'utilisation de deux antennes (émetteur + récepteur) a été proposée dans [20] pour caractériser Γ_{00} seulement en fonction de la longueur électrique des diffuseurs. Quant à elle, la méthode que nous proposons est inédite et est caractérisée par ses « deux niveaux » de champ proche. Les diffuseurs se situent en champ proche de la source primaire ($\approx 10\lambda$) qui les illumine, tandis que la sonde monopole est placée en champ très proche du diffuseur sondé, à une distance de moins de $\lambda/20$.

Ce travail a également permis une validation pratique du modèle de ligne de transmission d'une structure planaire périodique de diffuseurs. Seul le mode fondamental de Floquet est pris en compte dans ce modèle qui permet de reconstruire la phase du coefficient de réflexion total à partir de celle du courant dans un diffuseur.

Finalement, ceci n'aurait pas été possible sans la sonde monopole qui prend avantage de la distribution de modes évanescents en champ proche du diffuseur sondé pour fournir une mesure de phase corrélée à celle du courant dans ce dernier en se soustrayant à l'influence du champ incident direct.

6.2 Suggestions

Notre procédure reste à raffiner au niveau de la dépendance de la phase de Γ_{00} à l'angle d'incidence, pour laquelle les résultats sont partiellement satisfaisants. Tel

qu'expliqué à la section 4.2.4, la méthode mise à l'essai consiste à déplacer l'antenne source sur un axe rectiligne pour varier θ_i. Puisqu'elle varie elle aussi, on doit connaître précisément la phase du champ incident direct afin d'isoler la dépendance à la variation de θ_i. De plus, le niveau de puissance varie à mesure que l'on se déplace dans le diagramme de rayonnement de l'antenne source. Ceci devient critique pour des diffuseurs dont la longueur est beaucoup plus courte ou longue que la longueur résonante puisque le niveau de signal recueilli par la sonde diminue sensiblement par rapport à un élément résonant. D'ailleurs, de bons résultats sont obtenus pour la longueur résonante, tandis qu'il a fallu utiliser une méthode manuelle laissant trop de place aux erreurs de manipulation pour obtenir de modestes résultats pour les longueurs de 0,3 et 0,65λ.

Ces considérations nous font lorgner vers une méthode alternative : l'utilisation du banc de mesures en champ lointain pour procéder à ces mesures pourrait mener à des améliorations. Pour ce faire, on place une structure périodique et la sonde monopole sur le positionneur qui fait varier l'angle d'incidence de la source fixe d'onde plane. Des essais préliminaires nous ont appris que le positionnement de la sonde directement au-dessus de l'axe de rotation du positionneur est critique pour le succès de ces mesures. Ceci pour s'assurer que la phase du champ incident direct ne varie pas. Également, la sonde ayant un très faible gain, le niveau de puissance utilisé n'a pas permis d'obtenir un rapport signal à bruit satisfaisant.

Une autre amélioration à envisager serait de raffiner la sonde monopole en utilisant un conducteur de plus faible diamètre ce qui réduirait également la taille du trou

dans le plan de masse. Ces améliorations pourraient amoindrir les effets néfastes de la sonde qui se traduisent par une perturbation sensible de l'admittance du diffuseur sondé en présence de ladite sonde.

Ce travail s'est cantonné à l'étude de structures périodiques à une seule couche, composées de dipôles en technologie micro ruban alimentés en polarisation linéaire simple. Des structures multicouches composées de patchs micro ruban et fonctionnant en polarisation linéaire double ou circulaire pourraient être investiguées avec les mêmes outils : la sonde monopole et le modèle de ligne de transmission d'une structure planaire périodique. Dans un registre d'idées plus étendu, il serait intéressant de mettre en œuvre un réflecteur réseau formant son faisceau principal dans un mode supérieur de Floquet. Un modèle de ligne de transmission couplant ce mode au mode fondamental spéculaire pourrait alors, combiné aux mesures en champ proche, mener à une procédure de conversion de modes (*blazing*) plus systématique que l'optimisation généralement sollicitée pour ce type de travail.

Références

[1] R.G. MALECH, *The reflectarray antenna system*, 12th Ann. Antenna Symp., USAF Antenna Res. Develop. Program, University Illinois, Urbana-Champaign, 1962.

[2] D.M. POZAR, S.D. TARGONSKI, H.D. SYRIGOS, *Design of Millimeter Wave Microstrip Reflectarrays*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1997, Vol. 45, No. 2, pp. 287-296.

[3] R.E. COLLIN, F.J. ZUCKER, *Antenna Theory*, Éditions McGraw-Hill, 1969, 666 pages.

[4] E.B. JOY, D.T. PARIS, *Spatial Sampling and Filtering in Near-Field Measurements*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, mai 1972, Vol. AP-20, No.3, pp. 253-261.

[5] M. ELSHERBINY, A.E. FATHY, A. ROSEN, G. AYERS, S.M. PERLOW, *Holographic Antenna Concept, Analysis and Parameters*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, mars 2004, Vol. 52, No. 3, pp.830-839.

[6] F.S. JOHANSSON, *A New Planar Grating-Reflector Antenna*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, septembre 1990, Vol. 38, No.9, pp. 1491-1495.

[7] K.C. CHO, J.W. RA, U.H. CHO, J.I. LEE, *Off-Bragg TE blazing of periodic strip grating on a grounded dielectric*, Electronics Letters, août 1997, Vol. 33, No. 17, pp.1446-1448.

[8] K.Y. SZE, L. SHAFAI, *Microstrip Patches for a Reflectarray*, IEEE International Symposium on Antennas and Propagation Society, Vol. 3 , 11-16 juillet 1999, pp.1666-1669.

[9] K.C. CHEN, C.K. TZUANG, J. HUANG, *A Higher-order Microstrip Reflectarray at Ka-Band*, IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, Vol. 3, 8-13 juillet 2001, pp. 566-569.

[10] J.A. ENCINAR, *Design of Two-Layer Printed Reflectarrays Using Patches of Variable Size*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, octobre 2001, Vol. 49, No. 10, pp.1403-1410.

[11] M.R. CHAHARMIR, J. SHAKER, M. CUHACI, A. SEBAK, *Circularly Polarized Reflectarray with Cross-slot of Varying Arms on Ground Plane*, Electronics Letters, novembre 2002, Vol. 38, No. 24, pp.1492-1493.

[12] W. MENZEL, M. AL-TIKRITI, R. LEBERER, *Low-profile folded reflectarray antennas for communication applications*, European Workshop on Integrated Radio Communication Systems, Chateau de Pignerolles, Angers, France, 6-7 mai 2002

[13] S.D. TARGONSKI, D.M. POZAR, *Analysis and Design of a Microstrip Reflectarray Using Patches of Variable Size*, Antennas and Propagation Society International Symposium, 1994. AP-S. Digest, Vol. 3, juin 1994, pp. 1820-1823

[14] K.Y. SZE, L. SHAFAI, *Analysis of Phase Variation Due to Varying Patch Length in a Microstrip Reflectarray*, IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, juin 1998, Vol. 2, pp.1134-1137.

[15] R.C.M. LI, A.A. OLINER, *Scattering Resonances on a Fast-Wave Structure*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, novembre 1965, Vol. AP-13, No. 6, pp. 948-959.

[16] E. CHOINIÈRE, *Modélisation de réseaux périodiques multicouches par la méthodes des lignes*, Maîtrise ès Sciences Appliquées, Université de Montréal, 1999.

[17] K.Y. SZE, L. SHAFAI, *Formulation for Reflection Coefficient Phase of Infinite Periodic Array of Microstrip Patches*, IEE Electronic Letters, février 2001 Vol. 37, No. 3, pp. 142-143.

[18] W.L. STUTZMAN, G.A. THIELE, *Antenna Theory and Design 2nd edition*, Éditions John Wiley & Sons, 1998, 648 pages.

[19] K.Y. SZE, L. SHAFAI, *Substrate Thickness in a Microstrip Reflectarray,* Asia Pacific Microwave Conference, Vol. 1, 30 novembre - 3 décembre 1999 Pages: 146 - 149 .

[20] F. VENNERI, G. ANGIULLI, G. DI MASSAL, *Experimental Evaluation of the Phase of the Field Scattered by Microstrip Patches for Reflectarray Design*, Microwave and Optical Technology Letters, 5 août 2002, Vol. 34, No. 3, pp.163-164.

Annexe A

Nous avons invoqué ci-haut la possibilité de démontrer $\Gamma_{00} = \Gamma_{plan\_de\_masse} + \Gamma_{diffuseur}$ en se basant sur le modèle de ligne de transmission.

En se référant à la section 0, il est évident que : $\Gamma_{spéculaire} = \frac{1-y_2}{1+y_2} = -e^{-2j\beta_0 \cos\theta_i z_0}$

Puisque la quantité y_2 est l'admittance du plan de masse ramenée dans le plan des diffuseurs. Par ailleurs, $\Gamma_{diffuseur}$ a déjà été calculé à partir du courant *i* circulant dans un diffuseur : $\Gamma_{diffuseur} = -2\frac{y_1}{(y_2+1)(1+y_1+y_2)}$

Ne reste qu'à démontrer que le coefficient de réflexion total $\Gamma_{total} = \Gamma_{00} = \frac{V^-}{V^+} = \frac{1-y_1-y_2}{1+y_1+y_2}$ est bien la somme des contributions du plan de masse et des diffuseurs :

$$\Gamma_{plan\_de\_masse} + \Gamma_{diffuseur} = \frac{1-y_2}{1+y_2} - 2\frac{y_1}{(y_2+1)(1+y_1+y_2)}$$

$$= \frac{(1-y_2)(1+y_1+y_2)-2y_1}{(y_2+1)(1+y_1+y_2)}$$

$$= \frac{1-y_1y_2-y_1-y_2^2}{(y_2+1)(1+y_1+y_2)}$$

$$= \frac{\left[y_2-y_1y_2-y_2^2\right]+\left[1-y_1-y_2\right]}{(y_2+1)(1+y_1+y_2)}$$

$$= \frac{(y_2+1)(1-y_1-y_2)}{(y_2+1)(1+y_1+y_2)}$$

$$= \frac{(1-y_1-y_2)}{(1+y_1+y_2)}$$

$$= \Gamma_{00}$$

Annexe B

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%                    script MATLAB synthèse.m                    %
%                                                                %
%        FONCTION: Génère le dessin de circuit d'un réflecteur    %
%        réseau en ajustant la longueur de chaque élément         %
%        ENTRÉES: coeff. de réflexion spéculaire total versus longueur %
%        et données d'excitation des éléments de la grille du réseau %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

load elements_choisis.mat   %charge en mémoire la grille du réseau
load source_primaire.mat   %charge en mémoire la phase d'excitation de chaque élément du réseau

%charge en mémoire la phase du coefficient de réflexion total vs. longueur
load scurv_mesure.mat
k0=2*pi/0.02;

teta_scat=30;          %direction angulaire du faisceau principal souhaité (degrés)
phi_scat=90;

beta=k0;
lambda=3e8/15e9;
largeur=0.5e-3;             %largeur des dipôles imprimés

%projection sur le plan perpendiculaire a la direction de propagation
norm_x=sin(teta_scat*pi/180)*cos(phi_scat*pi/180);
norm_y=-sin(teta_scat*pi/180)*sin(phi_scat*pi/180);

%element l=0.2324*lambda en (x1,y1) servira de référence de phase
x=grille(1,1);
y=grille(1,2);
a=find(l==0.2324);

%distance de (x1,y1) au plan perpendiculaire a la direction de propagation
d=norm_x*x+norm_y*y;

%la somme des chemins électriques pour chaque élément doit donner k
k=mod((source(1)-beta*d+phase(a)),(2*pi));

%vecteur des longueurs ajustées de chaque élément
lopt(1)=0.2324;

%coordonnées pour générer dessin du circuit
coorEGS(1,:)=1000*[y-(largeur/2) x-(lopt(1)*lambda/2) y+(largeur/2) x+(lopt(1)*lambda/2)];
```

Suite de Annexe B [...]

```
%boucle répétant les opérations réalisées sur (x1,y1) pour tous les autres éléments
for(I=2:size(grille,1))
   x=grille(I,1);
   y=grille(I,2);

   d=norm_x*x+norm_y*y;

         phase_requise=mod(k-source(I)+beta*d,2*pi);%la phase requise est déterminée a partir de k

   compteur=1;
   while((phase(compteur)>phase_requise)&(compteur<size(phase,2)))
         compteur=compteur+1;    %estimation de la longueur requise
   end

   %interpolation pour obtenir la longueur requise
   lopt(I)=fminsearch(@delta,l(compteur),[],l,phase,phase_requise);


   coorEGS(I,:)=1000*[y-(largeur/2) x-(lopt(I)*lambda/2) y+(largeur/2) x+(lopt(I)*lambda/2)];

end

%génère le fichier EGS pour dessin de circuit dans Momentum
save coorEGS.dat coorEGS -ascii;
```