



**Titre:** Étude de solutions pour la mise en œuvre d'une antenne à  
Title: réflecteur bi-grille en polarisation circulaire

**Auteur:** Marc-André Joyal  
Author:

**Date:** 2014

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Joyal, M.-A. (2014). Étude de solutions pour la mise en œuvre d'une antenne à  
Citation: réflecteur bi-grille en polarisation circulaire [Thèse de doctorat, École  
Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/1485/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/1485/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de  
recherche:** Jean-Jacques Laurin  
Advisors:

**Programme:** génie électrique  
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DE SOLUTIONS POUR LA MISE EN OEUVRE D'UNE ANTENNE À  
RÉFLECTEUR BI-GRILLE EN POLARISATION CIRCULAIRE

MARC-ANDRÉ JOYAL  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ DOCTOR  
(GÉNIE ÉLECTRIQUE)  
AOÛT 2014

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

ÉTUDE DE SOLUTIONS POUR LA MISE EN OEUVRE D'UNE ANTENNE À  
RÉFLECTEUR BI-GRILLE EN POLARISATION CIRCULAIRE

présentée par : JOYAL Marc-André

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiæ Doctor

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

M. KASHYAP Raman, Ph.D., président

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

M. CALUZ Christophe, Ph.D., membre

M. DESLANDES Dominic, Ph.D., membre

## DÉDICACE

*à Maude,  
mon amour...*

## REMERCIEMENTS

Je tiens tout d’abord à remercier le professeur Jean-Jacques Laurin pour m’avoir permis de travailler sur ce projet. De par son expérience, sa compétence et ses qualités de pédagogue, il a su me guider vers les solutions appropriées au cours des différentes étapes du projet. Je tiens aussi à la remercier pour les manipulations qu’il a complétées pour moi en toute fin de projet alors que j’étais à l’extérieur des laboratoires.

Merci aussi à toute l’équipe de MDA Space Missions pour m’avoir donné l’occasion de travailler quelques temps sur ce projet à l’intérieur de leurs infrastructures de Sainte-Anne-de-Bellevue. Merci spécialement à Yves Demers pour son encadrement durant le projet.

Je m’en voudrais aussi d’oublier de remercier les organismes subventionnaires FQRNT ainsi que Mitacs pour les bourses qu’ils m’ont octroyées durant ce projet.

Je remercie ensuite tous mes collègues étudiants du Centre de Recherche Poly-Grames avec qui j’ai pu échanger sur différents aspects touchant de près ou de loin à ce projet.

J’adresse également mes remerciements à toute l’équipe de support technique au Poly-Grames. Plus particulièrement, Jules Gauthier et Maxime Thibault pour les mesures en micro-ondes, Steve Dubé et Traian Antonescu pour la fabrication des prototypes ainsi que Jean-Sébastien Décarie pour son support informatique. Merci aussi à mesdames Ginette Desparois et Nathalie Lévesque pour leur aide au point de vue administratif.

Je salue par le fait même tous mes collègues, étudiants, techniciens, associés de recherche et chercheurs postdoctoraux pour les bons moments passés dans des contextes autres qu’au centre de recherche.

Je souhaite également remercier mon employeur, Farid Dawalibi, président chez SES Technologies ltée, pour m’avoir permis de travailler sur ma thèse à quelques reprises durant les heures de travail.

Je remercie finalement les gens de mon entourage immédiat, c’est-à-dire parents et amis, pour leurs encouragements. Je me dois toutefois de remercier plus spécialement ma conjointe Maude pour sa patience ainsi que son support durant ce long parcours.

Je termine avec un clin d’œil pour mes enfants, Charline et Gabriel, que je remercie pour l’énergie qu’ils me donnent jour après jour.

## RÉSUMÉ

Les antennes à réflecteur bi-grille (*dual-gridded reflector* ou DGR) sont utilisées couramment sur les satellites. Elles sont faites de deux grilles paraboliques cascadées, tel un empilement de soucoupes, et constituent ainsi deux antennes en une. Les deux grilles fonctionnent dans des polarisations linéaires orthogonales et chacune est alimentée par sa propre antenne cornet. Elles occupent donc moins d'espace sur le satellite en plus d'offrir une excellente isolation entre les deux zones de couverture adjacentes.

Le désavantage avec ces antennes DGR est qu'elles ne fonctionnent que pour la polarisation linéaire (verticale et horizontale). Dans ce projet, deux avenues permettant de concevoir une antenne bi-grille pour la polarisation circulaire (gauche et droite) sont explorées. La première est l'utilisation de polariseurs circulaires fixés sur la structure d'un DGR conventionnel. Ces polariseurs sont des surfaces qui font la conversion entre la polarisation linéaire et la polarisation circulaire. L'autre solution est l'utilisation de deux surfaces à sélection de polarisation circulaire (*circular polarization selective surface* ou CPSS) comme réflecteurs, au lieu des grilles orthogonales. Ces CPSS sont des structures qui réfléchissent les ondes incidentes polarisées circulairement selon un sens de rotation (circulaire gauche par exemple) et qui sont transparentes aux ondes polarisées selon l'autre sens de rotation (circulaire droite).

De ces deux solutions, la première est celle sur laquelle la majorité de ce travail repose. Ainsi, une nouvelle méthode de conception de polariseurs circulaires est proposée. Celle-ci permet une plus grande flexibilité dans la conception que les techniques connues jusqu'à maintenant. La méthode est ensuite modifiée pour faire la conception de polariseurs optimisés pour des incidences obliques, ce qui est nécessaire dans l'application du réflecteur bi-grille.

Quant à la solution utilisant les CPSS, elle n'est que brièvement explorée. Un nouveau type de CPSS, conçu avec une cascade de polariseurs circulaires et linéaire y est proposé. Ce CPSS cascadié démontre une plus grande largeur de bande que celles obtenues avec les structures résonantes connues jusqu'à maintenant. Les limites de cette structure sont aussi évaluées dans un contexte d'utilisation sur un DGR en polarisation circulaire.

Finalement, comme preuve de concept d'une antenne bi-grille en polarisation circulaire, deux prototypes ont été fabriqués et validés expérimentalement. Le premier consiste en un polariseur circulaire et une grille métallique fixés sur un petit réflecteur. Le deuxième prototype est semblable, mais la grille est remplacée par un réseau réflecteur (*reflectarray*) qui joue le même rôle, mais qui augmente le gain dans la direction du lobe principal. Avec ce dernier prototype, les spécifications exigées par l'industrie des satellites sont respectées sur la bande 18-20 GHz, mais seulement pour une très faible variation de l'angle d'élévation.

## ABSTRACT

Dual-gridded reflector (DGR) antennas are widely used on satellites. They consist of a cascade of two parabolic grids operating in orthogonal linear polarizations, each one having its own feed. Therefore, DGRs are actually two antennas in one structure, so they use less space on the satellite. Moreover, they provide excellent isolation between adjacent coverage areas.

The disadvantage with these DGRs is that they work only in linear polarization (vertical and horizontal). In this thesis, two different solutions to design a circularly polarized (right and left hand circular polarizations) DGR are explored. The first one consists in the use of circular polarizers that are fixed on a conventional DGR. Those polarizers are surfaces that make the conversion between linear and circular polarizations. The other solution uses circular polarization selective surfaces (CPSSs) as reflectors on the DGR instead of the orthogonal grids. These CPSSs are structures that are transparent to one sense of circular polarization (say right hand circular polarization for instance), but that reflect the other sense (left hand circular polarization).

The major part of this work is based on the first solution. A new circular polarizer design method is proposed. It allows a greater flexibility in the polarizer design than existing designs. The proposed technique is also modified in order to implement polarizers optimized for an oblique incidence, which is required for DGR applications.

The second solution using CPSSs is only briefly explored. A new type of CPSS, implemented with a cascade of circular and linear polarizers, is proposed. This cascade CPSS has shown a broader bandwidth than those obtained with the resonant structures known so far. Also, the limitations of CPSSs are identified as to their use on DGRs.

Finally, as a proof of concept, two simple prototypes of circularly polarized DGRs are presented. The first design is implemented with a circular polarizer and a metallic grid attached to a small reflector. The second prototype is similar, but the planar grid is replaced by a reflectarray that plays the same role, but increases the gain in the direction of the main beam. The satellite industry requirements between 18-20 GHz are respected with this latter implementation, but only for a very low variation in the elevation angle.

## TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE . . . . .	iii
REMERCIEMENTS . . . . .	iv
RÉSUMÉ . . . . .	v
ABSTRACT . . . . .	vi
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	vii
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	xi
LISTE DES FIGURES . . . . .	xii
LISTE DES ANNEXES . . . . .	.xviii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS . . . . .	xix
CHAPITRE 1 INTRODUCTION . . . . .	1
CHAPITRE 2 NOTIONS FONDAMENTALES . . . . .	3
2.1 Antennes . . . . .	3
2.1.1 Système de coordonnées . . . . .	3
2.1.2 Polarisation . . . . .	3
2.1.3 Directivité et gain . . . . .	6
2.1.4 Antennes à réflecteur parabolique . . . . .	7
2.2 Structures périodiques . . . . .	9
2.2.1 Représentation par les modes de Floquet . . . . .	9
2.2.2 Contraintes de conception . . . . .	11
2.2.3 Analyse des structures périodiques avec HFSS . . . . .	15
2.2.4 Méthode GSM . . . . .	17
2.3 Conclusion . . . . .	19
CHAPITRE 3 REVUE DE LA LITTÉRATURE . . . . .	20
3.1 Réflecteurs bi-grilles . . . . .	20
3.1.1 Polarisation linéaire . . . . .	20



3.1.2	Polarisation circulaire . . . . .	22
3.2	Polariseurs circulaires . . . . .	24
3.3	Surfaces à sélection de polarisation circulaire . . . . .	27
3.4	Conclusion . . . . .	30
CHAPITRE 4 DÉMARCHE DE L'ENSEMBLE DU TRAVAIL INDIQUANT LA CO- HÉRENCE ENTRE LES ARTICLES ET LES OBJECTIFS DE LA RECHERCHE		31
CHAPITRE 5 ARTICLE 1 : ANALYSIS AND DESIGN OF THIN CIRCULAR PO- LARIZERS BASED ON MEANDER LINES . . . . .		32
5.1	Abstract . . . . .	32
5.2	Introduction . . . . .	32
5.3	Circuit Model of a Three-Layer Phase Shifter . . . . .	33
5.4	Circular Polarizers . . . . .	34
5.4.1	Circuits Design . . . . .	34
5.4.2	Design of the Reactive Surfaces . . . . .	35
5.5	Results . . . . .	37
5.6	Analysis . . . . .	39
5.6.1	Normal Incidence . . . . .	40
5.6.2	Oblique Incidence . . . . .	40
5.7	Conclusion . . . . .	42
CHAPITRE 6 ARTICLE 2 : DESIGN AND ANALYSIS OF A CASCADE CIRCULAR POLARIZATION SELECTIVE SURFACE AT K BAND . . . . .		44
6.1	Abstract . . . . .	44
6.2	Introduction . . . . .	44
6.3	Cascade CPSS design . . . . .	46
6.3.1	Linear Polarizer . . . . .	47
6.3.2	Circular Polarizers . . . . .	47
6.3.3	Cascade CPSS with GSM Approach . . . . .	48
6.4	Results . . . . .	52
6.5	Analysis . . . . .	59
6.5.1	Effect of the Polarizers on the CPSS Response . . . . .	59
6.5.2	Improvement of the Design . . . . .	65
6.6	Conclusion . . . . .	66

CHAPITRE 7 ASPECTS COMPLÉMENTAIRES SUR LES POLARISEURS CIRCULAIRES ET LES CPSS . . . . .	67
7.1 Notes additionnelles concernant la conception des surfaces des polariseurs circulaires . . . . .	67
7.2 Concepts de réciprocité pour les polariseurs circulaires . . . . .	68
7.2.1 Réciprocité de la polarisation . . . . .	69
7.2.2 Réciprocité de la pureté de la polarisation . . . . .	73
7.3 Comparaison des méthodes proposées par rapport aux spécifications du prototype . . . . .	75
7.3.1 Polariseurs circulaires vs CPSS . . . . .	75
7.3.2 Structure du réflecteur bi-grille . . . . .	76
7.4 Conclusion . . . . .	76
CHAPITRE 8 ARTICLE 3 : A CP DGR PROTOTYPE MADE WITH A MEANDER-LINE CIRCULAR POLARIZER OPTIMIZED FOR OBLIQUE INCIDENCE . . .	77
8.1 Abstract . . . . .	77
8.2 Introduction . . . . .	77
8.3 Meander-Line Circular Polarizers Under Normal Incidence . . . . .	79
8.4 Circular Polarizers Optimized Under Oblique Incidence . . . . .	81
8.5 Results of Circular Polarizers . . . . .	87
8.5.1 Measurement of the Fabricated Polarizer . . . . .	87
8.5.2 Study of the Sensitivity . . . . .	89
8.6 Simple Prototype of a CP DGR . . . . .	92
8.6.1 Design of the Prototype . . . . .	92
8.6.2 Results . . . . .	93
8.7 Conclusion . . . . .	96
CHAPITRE 9 ANALYSES COMPLÉMENTAIRES ET PRÉSENTATION DU PROTOTYPE FINAL . . . . .	97
9.1 Étude théorique des polariseurs circulaires optimisés pour des angles d'incidence obliques . . . . .	98
9.1.1 Hypothèse du polariseur circulaire idéal optimisé pour un angle d'incidence oblique : preuve générale . . . . .	99
9.1.2 Hypothèse du polariseur circulaire idéal optimisé pour un angle d'incidence oblique : preuve alternative où la contra-polarisation est négligée . . . . .	102
9.2 Étude de surfaces à sélection de polarisation circulaire optimisées pour des angles d'incidence obliques . . . . .	103

9.3	Prototype avec le polariseur linéaire . . . . .	106
9.4	Prototype avec le réseau réflecteur . . . . .	107
9.5	Conclusion . . . . .	111
CHAPITRE 10 DISCUSSION GÉNÉRALE . . . . .		112
CHAPITRE 11 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS . . . . .		114
11.1	Polariseurs circulaires . . . . .	114
11.2	Surfaces à sélection de polarisation circulaire . . . . .	114
11.3	Antennes à réflecteur bi-grille en polarisation circulaire . . . . .	115
11.4	Publications . . . . .	115
11.5	Recommandations . . . . .	116
RÉFÉRENCES . . . . .		118
ANNEXES . . . . .		128

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1	Spécifications fournies dans [26] concernant les performances des polariseurs circulaires . . . . .	23
Tableau 5.1	Sizes of Internal (int) and External (ext) Surfaces for Both Polarizers . . .	38
Tableau 6.1	Dimensions of Printed Patterns for Internal (int) and External (ext) Surfaces of the Polarizers . . . . .	49
Tableau 6.2	Comparisons of $S_{21}^{RR}$ and $S_{21}^{LL}$ Obtained from Different References . . .	57
Tableau 8.1	Dimensions of Printed Patterns for External (#1) and Internal (#2) Surfaces of the Polarizer . . . . .	86
Tableau 9.1	$LF_{XPD \geq 27}$ du prototype avec le polariseur linéaire pour la polarisation circulaire gauche à différentes fréquences. Les faisceaux sont dirigés dans la direction $\theta_R = 0^\circ$ . . . . .	105
Tableau 9.2	$LF_{XPD \geq 27}$ du prototype avec le réseau réflecteur pour la polarisation circulaire gauche à différentes fréquences. Les faisceaux sont dirigés dans la direction $\theta_R = 0^\circ$ . . . . .	105
Tableau 9.3	$LF_{XPD \geq 27}$ du prototype avec le réseau réflecteur pour la polarisation circulaire droite à différentes fréquences. Les faisceaux sont dirigés dans la direction $\theta_R = 7^\circ$ . . . . .	105

## LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	(a) Schéma et (b) photo d'une antenne à réflecteur bi-grille en polarisation linéaire pour communications satellitaires (source de l'image : <i>www.ati-space.com</i> ). . . . .	2
Figure 2.1	(a) Ouverture dans le plan $x - y$ avec les définitions des coordonnées et (b) définitions des paramètres de l'ellipse de polarisation pour une onde se propageant dans la direction de l'axe des $z$ positifs. . . . .	4
Figure 2.2	Antennes à réflecteur parabolique (a) axisymétrique et (b) excentrée, vues dans le plan $x - z$ ainsi que les définitions de leurs paramètres. . .	8
Figure 2.3	Structures périodiques en deux dimensions : (a) représentation schématique d'une couche quelconque dans le plan $x - y$ et (b) simulation de trois couches cascadées (dont les motifs sont des méandres) avec la méthode de la cellule unitaire et des modes de Floquet dans HFSS. . .	10
Figure 2.4	Diagramme des cercles représentant les modes de Floquet (traits continus) et les modes guidés (traits pointillés). . . . .	14
Figure 2.5	(a) Illustration d'une structure périodique à une dimension ayant trois couches et (b) méthode du <i>mode mapping</i> de la $i$ ème couche selon l'équation 2.35 (figure adaptée de [15]). . . . .	18
Figure 3.1	(a) Photographie d'un réflecteur bi-grille et (b) schéma de ses différentes composantes (source des figures : [16]). . . . .	21
Figure 3.2	Prototypes de réflecteurs bi-grilles avec un polariseur circulaire : (a) situé derrière les points focaux et (b) situé sur la surface du réflecteur. . .	23
Figure 3.3	Un des prototypes proposés dans [26] pour la séparation des deux polarisations circulaires (a) vue de côté (source de la figure : [26]) et (b) vue du dessus. . . . .	24
Figure 3.4	Principe d'une surface polarisante arbitraire faisant la conversion de la polarisation linéaire à la polarisation circulaire ou vice versa (figure adaptée de [27]). . . . .	26
Figure 3.5	(a) Polariseur de type méandre avec trois surfaces et (b) son modèle circuit dans lequel les condensateurs et les inductances sont utilisés pour modéliser les susceptances des surfaces pour les polarisations perpendiculaire ( $\perp$ ) et parallèle ( $\parallel$ ) respectivement. . . . .	27
Figure 3.6	Cellule d'un LHCPSS (a) proposé dans [84] et redécouvert dans [85] et (b) proposé dans [86]. . . . .	28



Figure 6.2	(a) Meander-line circular polarizer made of three surfaces and (b) its circuit model in which capacitors and inductors model the susceptances of the surfaces for perpendicular ( $\perp$ ) and parallel ( $\parallel$ ) polarizations, respectively. . . . .	48
Figure 6.3	Definition of parameters listed in Table 6.1 for (a) the two meander-line polarizers and (b) the linear polarizer. . . . .	49
Figure 6.4	Pictures of (a) a meander-line layer and (b) the linear polarizer. . . . .	53
Figure 6.5	In (a), $S_{21}^{RR}$ (measured and simulated), $S_{11}^{LL}$ (simulated), and the simulated power balance computed when the incident wave is LHCP ( $ S_{11}^{LL} ^2 +  S_{21}^{LL} ^2 +  S_{11}^{RL} ^2 +  S_{21}^{RL} ^2$ ) and RHCP ( $ S_{11}^{RR} ^2 +  S_{21}^{RR} ^2 +  S_{11}^{LR} ^2 +  S_{21}^{LR} ^2$ ). In (b), $S_{21}^{LL}$ (measured and simulated) and $S_{11}^{RR}$ (simulated). The shaded regions show uncertainty ranges on $S_{21}^{RR}$ and $S_{21}^{LL}$ due to experimental error sources. Normal incidence case. . . . .	54
Figure 6.6	Measured and simulated $AR$ in transmission (dominant RHCP) for an incident RHCP wave and simulated $AR$ in reflection (dominant LHCP) for an incident LHCP wave. Normal incidence case. . . . .	54
Figure 6.7	Measured $AR$ in transmission (dominant RHCP) for an incident RHCP wave under different incidence angles. . . . .	55
Figure 6.8	Measured (a) $S_{21}^{RR}$ and (b) $S_{21}^{LL}$ under different incidence angles. . . . .	56
Figure 6.9	Simulated and measured axial ratios of the transmitted (dominant RHCP) waves by the LCP and RCP under a normal incident wave linearly polarized as in Fig. 6.2a. . . . .	60
Figure 6.10	Both orthogonal (a) $S_{21}$ and (b) $S_{11}$ parameters in linear co-polarizations of the LCP under normal incidence. Also shown with the dashed curves in (a) are the simulated power balance values ( $ S_{11} ^2 +  S_{21} ^2$ ) for the polarizations perpendicular and parallel to the meander lines. . . . .	61
Figure 6.11	Both orthogonal (a) $S_{21}$ and (b) $S_{11}$ parameters in linear co-polarizations of the RCP under normal incidence. Also shown with the dashed curves in (a) are the simulated power balance values ( $ S_{11} ^2 +  S_{21} ^2$ ) for the polarizations perpendicular and parallel to the meander lines. . . . .	62
Figure 6.12	In (a), simulated $S_{21}^{RR}$ and $S_{11}^{LL}$ whereas in (b), simulated $S_{21}^{LL}$ and $S_{11}^{RR}$ for the three LHCPSSs. Normal incidence case. . . . .	63
Figure 6.13	For the three LHCPSSs, simulated $AR$ in transmission with dominant RHCP (continuous lines) and in reflection with dominant LHCP (dotted lines) for incident RHCP and LHCP waves, respectively. Normal incidence case. . . . .	64

Figure 6.14	Simulated linearly co-polarized $S_{11}^{\perp\perp}$ and $S_{11}^{\parallel\parallel}$ for the three-layer LCP, the three-layer RCP, and a four-layer meander-line circular polarizer that could be used as an LCP or an RCP. These simulation results are obtained under normal incidence for linearly polarized $E$ fields perpendicular ( $\perp$ ) and parallel ( $\parallel$ ) to the meander-lines. . . . .	65
Figure 7.1	(a) Un polariseur méandre idéal, soumis à une onde incidente à polarisation circulaire gauche (bas de la figure), transmet celle-ci en une onde à polarisation linéaire (haut de la figure). (b) Après avoir été réfléchie par un conducteur électrique parfait (non visible dans la figure), l'onde à polarisation linéaire (haut de la figure) est retransmise vers le polariseur méandre qui la retransforme en une onde à polarisation circulaire gauche. . . . .	70
Figure 7.2	Schématisation d'un polariseur circulaire dans un système de mesures à quatre ports. . . . .	73
Figure 8.1	A CP DGR made of a meander-line polarizer and an LP DGR. . . . .	78
Figure 8.2	(a) Meander-line circular polarizer with three surfaces and (b) its circuit model in which capacitors and inductors model the susceptances of the surfaces for perpendicular ( $\perp$ ) and parallel ( $\parallel$ ) polarizations respectively. . . . .	80
Figure 8.3	In (a), a meander-line surface under an arbitrary oblique incidence. The incident electric field ( $\vec{E}_+^i$ or $\vec{E}_-^i$ ) and the $TE_z/TM_z$ mode set ( $\hat{e}/\hat{m}$ ) are shown in the "polarization circle" which is in a plane perpendicular to the propagation direction. In (b), the polarization circle shows that $\vec{E}_+^i$ and $\vec{E}_-^i$ can be represented with the $TE_z/TM_z$ mode set or with the $\perp/\parallel$ set. The <i>transformation angle</i> $\xi$ is the angle between both mode sets ( $TE_z/TM_z$ and $\perp/\parallel$ ) whereas the <i>polarization angles</i> $\psi_{\pm}$ characterize the incident linear polarization. . . . .	83
Figure 8.4	Meander-line unit cell with the definition of its dimensions. . . . .	84
Figure 8.5	Simulated ( $\cdots$ ) and measured ( $—$ ) results. Axial ratio (upper graph) and transmission coefficient (lower graph) for the polarizer under $TE_z$ (*) and $TM_z$ ( $\square$ ) incident waves from the direction ( $\theta = 40^\circ, \phi = 45^\circ$ ). Also shown ( $---$ ) are the simulation results of a polarizer optimized for the direction ( $\theta = 40^\circ, \phi = 0^\circ$ ). . . . .	89
Figure 8.6	Simulated axial ratio (upper graph) and transmission coefficient (lower graph) with variation of the incidence angle $\theta$ for different incidence planes [ $\phi = 0^\circ$ ( $\square$ ), $\phi = 45^\circ$ ( $TE_z$ - $\circ$ and $TM_z$ - $\triangle$ ), and $\phi = 90^\circ$ (*)] at 19 GHz. The polarizer was optimized for the direction ( $\theta = 40^\circ, \phi = 0^\circ$ ). . . . .	90



Figure 8.7	Simulated axial ratio (upper graph) and transmission coefficient (lower graph) with variation of the incidence angle $\theta$ for different incidence planes [ $\phi = 0^\circ$ ( $\square$ ), $\phi = 45^\circ$ ( $TE_z$ - $\circ$ ), $TM_z$ - $\Delta$ , and $\phi = 90^\circ$ (*)] at 19 GHz. The polarizer was optimized for the direction ( $\theta = 40^\circ, \phi = 45^\circ$ ). . . . .	90
Figure 8.8	(a) A CP DGR prototype consisting of a solid parabolic reflector and a planar grid with a meander-line polarizer and (b) a photograph of the prototype. . . . .	93
Figure 8.9	Radiation patterns at 19 GHz of the CP DGR when illuminated by an LHCP (upper graph) and an RHCP (lower graph) feed. Solid and dashed lines are for measured and simulated results respectively. Cross marks are for cross-polarized patterns. . . . .	94
Figure 8.10	The upper graph shows the measured gains versus frequency of the reflector alone (dashed line) and of the CP DGR prototype (solid lines) with frequency. The lower graph shows the measured XPD at broadside of the CP DGR. These results are obtained with the LHCP feed. . . . .	94
Figure 8.11	The upper graph shows the measured insertion loss versus frequency of the circular polarizer under plane wave incidence whereas the lower graph shows the measured XPD for the transmitted waves. Incident linearly polarized waves on the surface are $TE_z$ (*) and $TM_z$ ( $\square$ ). . . . .	95
Figure 9.1	Montage (a) vu de face et (b) vu de derrière, pour effectuer les mesures dans la chambre anéchoïque chez MDA. Les surfaces verte et bleue situées devant le réflecteur représentent respectivement les polariseurs circulaire et linéaire (ou le réseau réflecteur dans le cas du prototype final). . . . .	98
Figure 9.2	(a) Photo du réseau réflecteur utilisé sur le prototype de réflecteur bi-grille en polarisation circulaire et (b) vue rapprochée de ce réseau réflecteur pour voir les détails de la surface. . . . .	107
Figure 9.3	Diagrammes de rayonnement à 19 GHz dans le plan vertical (angle azimutal de $0^\circ$ ) du CP DGR utilisant le réseau réflecteur. Les diagrammes de rayonnement sont obtenus lorsque l'antenne cornet est (a) en polarisation circulaire gauche et (b) en polarisation circulaire droite (b). . . . .	108
Figure 9.4	(a) XPD et (b) gain en fonction de la fréquence pour le réflecteur bi-grille utilisant le réseau réflecteur. Ces résultats sont obtenus dans la direction des faisceaux principaux du réflecteur parabolique ( $\theta_R = 0^\circ$ ) et du réseau réflecteur ( $\theta_R = 7^\circ$ ) lorsque l'antenne cornet est en polarisation circulaire gauche et droite, respectivement. . . . .	109

Figure 9.5	(a) Diagrammes de rayonnement à 19 GHz dans le plan vertical (angle azimutal de $0^\circ$ ) du CP DGR utilisant le réseau réflecteur et (b) courbes isométriques des gains obtenues en superposant les polarisations circulaires gauche (rouge) et droite (bleu) du prototype. L'angle $\theta_R$ dans (a) correspond à l'angle d'élévation dans (b). . . . .	110
Figure A.1	Diagrammes de rayonnement du premier prototype de CP DGR (avec le polariseur linéaire) en polarisation circulaire gauche. Les diagrammes montrés le sont pour les fréquences entre 18 et 20 GHz avec un incrément de 0,5 GHz. . . . .	129
Figure A.2	Diagrammes de rayonnement du premier prototype de CP DGR (avec le polariseur linéaire) en polarisation circulaire droite. Les diagrammes montrés le sont pour les fréquences entre 18 et 20 GHz avec un incrément de 0,5 GHz. . . . .	130
Figure A.3	Diagrammes de rayonnement du deuxième prototype de CP DGR (avec le réseau réflecteur) en polarisation circulaire gauche. Les diagrammes montrés le sont pour les fréquences entre 18 et 20 GHz avec un incrément de 0,5 GHz. . . . .	131
Figure A.4	Diagrammes de rayonnement du deuxième prototype de CP DGR (avec le réseau réflecteur) en polarisation circulaire droite. Les diagrammes montrés le sont pour les fréquences entre 18 et 20 GHz avec un incrément de 0,5 GHz. . . . .	132
Figure A.5	Diagrammes de rayonnement du réflecteur parabolique seul en polarisation circulaire gauche. Les diagrammes montrés le sont pour les fréquences entre 18 et 20 GHz avec un incrément de 0,5 GHz. . . . .	133
Figure A.6	Diagrammes de rayonnement du réflecteur parabolique seul en polarisation circulaire droite. Les diagrammes montrés le sont pour les fréquences entre 18 et 20 GHz avec un incrément de 0,5 GHz. . . . .	134
Figure B.1	Définition des polarisations pour une onde incidente sur une surface (a) provenant du port 1 et (b) provenant du port 2 (Source de la figure [125]).	137

**LISTE DES ANNEXES**

Annexe A	DIAGRAMMES DE RAYONNEMENT DES DEUX PROTOTYPES DE CP DGR . . . . .	128
Annexe B	MÉTHODE POUR SIMULER UNE STRUCTURE PÉRIODIQUE DEVANT UNE ANTENNE À RÉFLECTEUR . . . . .	135

## LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

AR	Rapport axial ( <i>Axial Ratio</i> )
CP	Polarisation circulaire ( <i>Circular Polarization</i> )
CPSS	Surfaces à sélection de polarisation circulaire ( <i>Circular Polarization Selective Surface</i> )
dB	décibels
DGR	Réflecteur bi-grille ( <i>Dual-Gridded Reflector</i> )
GSM	Matrice de répartition généralisée ( <i>General Scattering Matrix</i> )
HP	Polarisation horizontale ( <i>Horizontal Polarization</i> )
$LF_{XPD \geq 27}$	Largeur de faisceau pour lequel le niveau de discrimination de la contra-polarisation est supérieur ou égal à 27 dB
LHCP	Polarisation circulaire gauche ( <i>Left Hand Circular Polarization</i> )
LP	Polarisation linéaire ( <i>Linear Polarization</i> )
PPCM	Plus petit commun multiple
RHCP	Polarisation circulaire droite ( <i>Right Hand Circular Polarization</i> )
$TE_c$	Mode transverse électrique dans la direction $\hat{c}$
$TM_c$	Mode transverse magnétique dans la direction $\hat{c}$
TRM	Calibration <i>Thru-Reflect-Match</i>
VP	Polarisation verticale ( <i>Vertical Polarization</i> )
XPD	Niveau de discrimination de la contra-polarisation ( <i>Cross-Polarization Discrimination</i> )
X-pol	Contra-polarisation (ou polarization croisée)

## CHAPITRE 1

### INTRODUCTION

Les antennes pour les systèmes satellitaires utilisent actuellement, en grande partie, la bande de fréquences Ku, c'est-à-dire entre 12,5 et 14 GHz. Dans les années futures, les fréquences supérieures seront de plus en plus utilisées, principalement dans le but d'augmenter le débit. Toutefois, ni la taille, ni la puissance de ces satellites ne seront augmentées. Ainsi, plusieurs satellites récents utilisent le bas de la bande Ka (18-20 GHz) pour transmettre, et la bande 28-30 GHz pour recevoir. En plus de l'augmentation de débit recherchée, les opérateurs de satellites souhaitent grandement pouvoir utiliser des systèmes en polarisation circulaire pour faciliter l'installation de terminaux au sol ainsi que pour desservir des utilisateurs mobiles sur Terre.

Pour maximiser l'utilisation du spectre, les antennes de satellites pratiquent un entrelacement entre les zones de couverture sur Terre. Cela consiste à utiliser une diversité de fréquences et/ou de polarisations entre des zones géographiques adjacentes. Une technologie utilisée depuis longtemps pour séparer les polarisations est l'antenne à réflecteur bi-grille [1], ou *dual-gridded reflector* (DGR). Dans un tel système, deux réflecteurs paraboliques grillagés de formes similaires sont mis l'un derrière l'autre (tel un empilement de deux soucoupes). L'un des réflecteurs est transparent à la polarisation horizontale et réfléchit la polarisation verticale, alors que l'autre réflecteur accomplit la tâche duale. Un schéma ainsi qu'une image de ce type de montage sont montrés dans les figures 1.1a et 1.1b respectivement.

L'avantage de cette configuration, en plus de réduire le nombre d'antennes sur le satellite, est l'excellente isolation entre les zones de couverture, comparativement à un réflecteur métallique plein. Celle-ci est due au faible niveau de contra-polarisation générée par les grilles et ce, même si les longueurs focales des réflecteurs sont courtes. En plus, ces points focaux étant séparés, la contra-polarisation produite par chacune des grilles, aussi faible soit-elle, ne va pas dans la zone de couverture de l'autre réflecteur, ce qui augmente l'isolation.

Cette technologie est certifiée pour l'espace et est maintenant utilisée sur une base régulière. Cependant, aucune tentative de mettre au point des antennes à réflecteur bi-grille n'est actuellement connue pour des systèmes utilisant la polarisation circulaire (droite et gauche). Pourtant, celle-ci fournit un avantage considérable. Entre autre, elle facilite l'utilisation des antennes des stations terrestres pour lesquelles l'alignement de la polarisation sur celles des antennes satellitaires est très critique en polarisation linéaire.

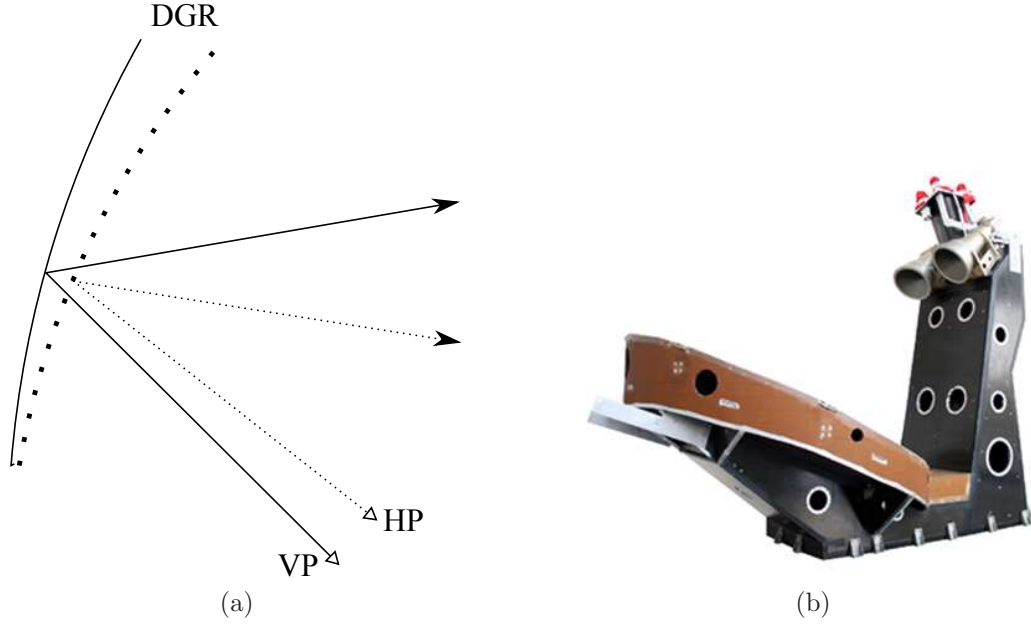


Figure 1.1 (a) Schéma et (b) photo d'une antenne à réflecteur bi-grille en polarisation linéaire pour communications satellitaires (source de l'image : [www.ati-space.com](http://www.ati-space.com)).

Ainsi, dans le but de mettre en oeuvre un réflecteur bi-grille en polarisation circulaire, deux principales solutions optimisées pour le bas de la bande Ka ont été étudiées. La première est l'utilisation d'une surface polarisante positionnée devant le réflecteur bi-grille standard. Ce polariseur convertit la polarisation linéaire en polarisation circulaire et vice versa. L'autre solution est de fabriquer les deux réflecteurs paraboliques avec des surfaces à sélection de polarisation circulaire (*Circular Polarization Selective Surfaces* ou CPSS).

Les deux solutions mentionnées sont étudiées dans ce travail. Tout d'abord, le chapitre 2 fait un survol des notions fondamentales nécessaires à la compréhension du travail alors que le chapitre 3 présente une revue de la littérature. Ensuite, étant donné que cette thèse est présentée par articles, la démarche de l'ensemble du travail indiquant la cohérence entre les articles et les objectifs de la recherche sont discutés dans le chapitre 4. Le corps du travail inclut cinq chapitres. Tout d'abord, la conception de différents polariseurs circulaires et d'un CPSS cascadié pour une incidence normale sont présentés respectivement dans les chapitres 5 et 6. Des résultats complémentaires et une comparaison des résultats sont ensuite montrés dans le chapitre 7. Par la suite, des polariseurs circulaires optimisés pour une incidence oblique ainsi qu'un premier prototype d'un réflecteur bi-grille en polarisation circulaire sont proposés dans le chapitre 8. D'autres résultats concernant ces structures ainsi qu'un deuxième prototype sont finalement présentés dans le chapitre 9. Pour conclure, les chapitres 10 et 11 sont respectivement ceux de la discussion générale ainsi que de la conclusion et recommandations.

## CHAPITRE 2

### NOTIONS FONDAMENTALES

Les éléments théoriques nécessaires à la compréhension du reste de la thèse sont brièvement présentés dans ce chapitre. Pour une analyse plus en profondeur de ces différents concepts, le lecteur peut consulter les références qui sont données dans chacune des sections. Ce chapitre couvre divers aspects sur les antennes et les structures périodiques.

#### 2.1 Antennes

Dans cette section, le système de coordonnées utilisé est tout d'abord présenté. Par la suite, différentes définitions et caractéristiques propres aux mesures d'antennes comme la polarisation, la directivité et le gain sont données. Finalement, étant donné que le prototype final de ce projet est une antenne à réflecteur, les paramètres de ce type d'antenne sont aussi définis.

##### 2.1.1 Système de coordonnées

Les structures en question dans ce travail sont surtout des antennes à ouverture ou des surfaces. Ainsi, à moins d'indications contraires, on assume que ces ouvertures ou surfaces sont dans le plan  $x-y$  et sont centrées à l'origine tel qu'illustré dans la figure 2.1a. Dans cette figure, la position d'un point  $P$  peut être donnée en coordonnées cartésiennes  $(x_p, y_p, z_p)$  ou en coordonnées sphériques  $(r_p, \theta_p, \phi_p)$ , où  $r$  est la distance de l'origine au point  $P$ , alors que  $\phi$  et  $\theta$  sont respectivement les angles d'azimut et d'élévation tels que définis dans la figure 2.1a. Par exemple, le champ électrique vectoriel au point  $P$  peut être exprimé en coordonnées cartésiennes :  $\vec{E}_p = (\vec{E}_x(x_p, y_p, z_p), \vec{E}_y(x_p, y_p, z_p), \vec{E}_z(x_p, y_p, z_p))$ , ou bien en coordonnées sphériques :  $\vec{E}_p = (\vec{E}_r(r_p, \theta_p, \phi_p), \vec{E}_\theta(r_p, \theta_p, \phi_p), \vec{E}_\phi(r_p, \theta_p, \phi_p))$ .

##### 2.1.2 Polarisation

Soit, une onde sinusoïdale se propageant dans la direction de l'axe des  $z$  positifs. Celle-ci est caractérisée par son amplitude, sa phase, sa fréquence ainsi que sa polarisation [2]. La polarisation est déterminée par la forme que décrit le mouvement du vecteur  $\vec{E}$  en fonction du temps, à une position  $z_p$  précise dans un plan parallèle au plan  $x-y$ . Elle est définie lorsque vue par un observateur qui regarde en direction de la propagation de l'onde (l'onde

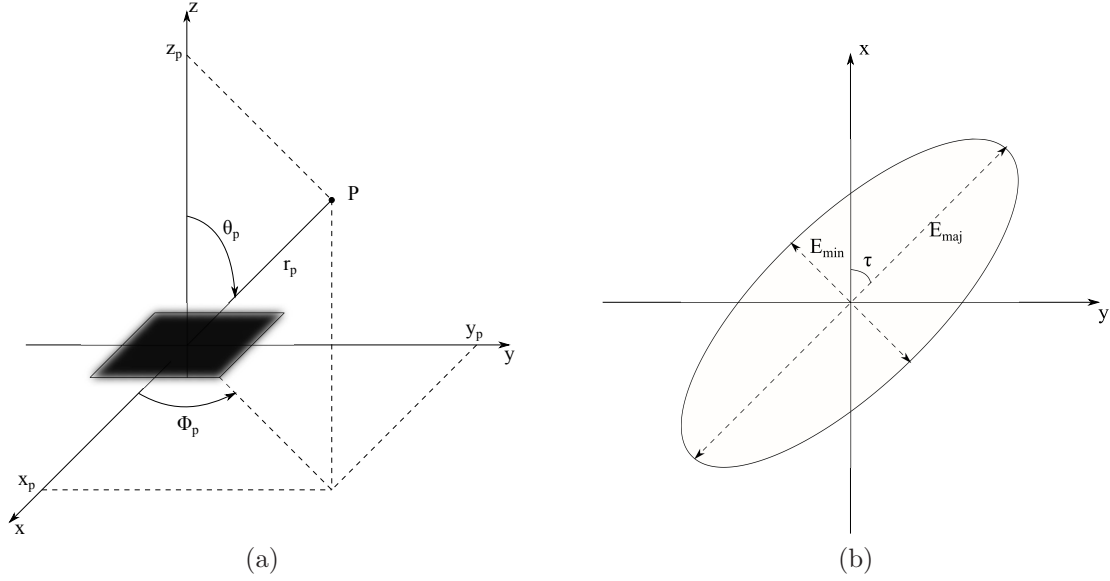


Figure 2.1 (a) Ouverture dans le plan  $x - y$  avec les définitions des coordonnées et (b) définitions des paramètres de l'ellipse de polarisation pour une onde se propageant dans la direction de l'axe des  $z$  positifs.

s'éloigne de celui-ci). Ainsi, le mouvement décrit par la pointe du vecteur  $\vec{E}$  est généralement elliptique et l'angle d'inclinaison de l'axe majeur de l'ellipse par rapport à l'axe  $x$  est  $\tau$ , alors que les axes mineurs et majeurs de l'ellipse sont  $E_{maj}$  et  $E_{min}$ , tel qu'illustré dans la figure 2.1b. Plus de détails sur le calcul de ces valeurs sont donnés dans [3].

Il existe deux cas spéciaux de polarisation elliptique :

- polarisation linéaire lorsque  $E_{maj} = 0$  ou  $E_{min} = 0$  ;
- polarisation circulaire lorsque  $E_{maj} = E_{min} \neq 0$ .

Par exemple, dans le repère de la figure 2.1b, la polarisation linéaire est dite horizontale pour  $\tau = 0^\circ$  et verticale pour  $\tau = 90^\circ$ . Quant à la polarisation circulaire, elle est circulaire droite (*right hand circular polarization* ou RHCP) ou circulaire gauche (*left hand circular polarization* ou LHCP). Le sens de la polarisation circulaire est déterminé de sorte qu'une onde s'éloignant d'un observateur est RHCP si dans un plan orthogonal au vecteur de propagation  $\vec{k}$ , le vecteur  $\vec{E}$  du champ électrique tourne dans le sens des aiguilles d'une montre. À l'opposé, si  $\vec{E}$  tourne dans le sens contraire des aiguilles d'une montre, l'onde est LHCP.

Si une onde polarisée circulairement est *purement* RHCP ou LHCP, on dira d'une onde à polarisation elliptique qu'elle est *surtout* RHCP ou LHCP. Cette dernière est en fait constituée des deux composantes RHCP et LHCP, mais dont les amplitudes sont différentes. De la même manière, une onde polarisée linéairement est constituée de la superposition de deux ondes RHCP et LHCP dont les amplitudes sont égales.



Il est utile de déterminer ces amplitudes pour les calculs qui suivront. Pour ce faire, il faut définir les vecteurs tournants unitaires droite ( $\hat{R}$ ) et gauche ( $\hat{L}$ ) [3] tel que

$$\hat{R} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} - j\hat{y}) \quad (2.1)$$

$$\hat{L} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + j\hat{y}) \quad (2.2)$$

pour une onde se propageant vers l'axe des  $z$  positifs.

Ainsi, le champ électrique transverse à la direction de propagation peut être écrit des deux manières suivantes :

$$\vec{E} = \hat{x}E_x + \hat{y}E_y = \hat{R}E_R + \hat{L}E_L \quad (2.3)$$

où  $E_R$  et  $E_L$  sont respectivement les composantes RHCP et LHCP. Il est ainsi possible d'isoler ces termes pour obtenir

$$E_R = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x + jE_y) \quad (2.4)$$

$$E_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x - jE_y). \quad (2.5)$$

Le rapport axial (*axial ratio* ou AR) de l'onde est ainsi défini par l'équation 2.6 [4]

$$AR = \left| \frac{E_{maj}}{E_{min}} \right| = \frac{|E_R| + |E_L|}{||E_R| - |E_L||} \quad (2.6)$$

d'où il est possible de déduire que lorsque  $E_R = 0$  ou  $E_L = 0$ , la polarisation est parfaitement circulaire, c'est-à-dire que  $AR = 1$ . Lorsque la polarisation est elliptique, la valeur du rapport axial augmente et la rotation de l'onde est dans le sens de la valeur la plus élevée de  $|E_R|$  ou  $|E_L|$ . La valeur du rapport axial est donc infinie pour une onde à polarisation purement linéaire, c'est-à-dire si  $|E_R| = |E_L|$ .

Dans ce projet, à moins d'indications contraires, le rapport axial est présenté en dB. Par conséquent, une onde parfaitement circulaire aura un rapport axial de 0 dB. Étant donné que le but du projet est de produire de la polarisation circulaire, on dira d'un rapport axial qui augmente qu'il se dégrade.

Finalement, il existe plusieurs méthodes pour caractériser expérimentalement la polarisation des ondes [5]. La technique utilisée dans ce projet pour calculer le rapport axial est la méthode *Phase-Amplitude*. Pour ce faire, une mesure du champ électrique (son amplitude et sa phase) est prise dans le plan orthogonal à la direction de propagation avec une antenne à polarisation linéaire. Ensuite, cette antenne est tournée de  $90^\circ$  autour de l'axe de propagation

et une autre mesure est prise. Par exemple, pour une propagation dans la direction  $+z$ , les des champs orthogonaux pourraient être mesurés parallèlement aux axes  $x$  et  $y$ . Ces mesures seraient définies comme étant  $E_x$  et  $E_y$  dans les équations 2.4 et 2.5. Le rapport axial peut ensuite être calculé avec l'équation 2.6.

### 2.1.3 Directivité et gain

La directivité d'une antenne sert à quantifier la capacité de celle-ci à concentrer son rayonnement dans une direction donnée. Plus sa directivité est élevée dans cette direction, plus son champ rayonné y est dirigé. La directivité  $D(\theta, \phi)$  est ainsi définie comme étant le rapport de la densité de puissance rayonnée dans la direction  $(\theta, \phi)$  sur la puissance moyenne émise par l'antenne [2]. Cette définition peut être exprimée par l'équation 2.7

$$D(\theta, \phi) = \frac{|F(\theta, \phi)|^2}{\frac{1}{4\pi} \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} |F(\theta, \phi)|^2 \sin \theta d\theta d\phi} \quad (2.7)$$

où  $F(\theta, \phi)$  est le diagramme de rayonnement normalisé ( $|F(\theta, \phi)|_{max} = 1$ ) de l'antenne en question.

La plupart du temps, la valeur de la directivité qui nous intéresse est celle dans la direction où le rayonnement est maximal  $(\theta_{max}, \phi_{max})$ . Dans ce cas, on définit  $D_{max}$

$$D_{max} = \frac{4\pi}{\int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} |F(\theta, \phi)|^2 \sin \theta d\theta d\phi} \quad (2.8)$$

comme étant la valeur de la directivité dans cette direction.

À partir de la valeur  $D_{max}$ , le « gain réalisé » (*realized gain*)  $G$  de l'antenne est donné par l'équation 2.9

$$G = eD_{max} \quad (2.9)$$

où  $e$  est l'efficacité de rayonnement de l'antenne, c'est-à-dire sa capacité de convertir en rayonnement la puissance qui lui est fournie. Cette valeur se situe entre 0 et 1. Dans cette définition du gain, on considère que les pertes dues à la mésadaptation d'impédance de l'antenne sont incluses dans  $e$ , contrairement à la définition standard de l'IEEE qui suppose une antenne parfaitement adaptée (ou à l'inverse une définition de gain qui ne tient pas compte de la mésadaptation d'impédance).

En pratique, l'efficacité de rayonnement d'une antenne n'est pas parfaite. Par conséquent, pour déterminer son gain expérimentalement, une procédure utilisant l'équation de transmis-

sion entre deux antennes (l'équation de Friis) est utilisée [5]. Cette expression est la suivante :

$$P_R = P_T G_T G_R \left( \frac{\lambda_0}{4\pi S} \right)^2 \quad (2.10)$$

où  $P_T$  et  $G_T$  sont respectivement la puissance et le gain de l'antenne de transmission alors que  $P_R$  et  $G_R$  sont ceux de l'antenne en réception. L'espacement entre ces deux antennes est  $S$  alors que  $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans l'air.

Ainsi, pour déterminer le gain d'une antenne sous test ( $AST$ ) dans une chambre anéchoïde, il faut tout d'abord mesurer la puissance du champ qu'elle reçoit ( $P_{R_{AST}}$ ) dans la direction de son faisceau principal. Ensuite, la même mesure est effectuée avec une antenne standard ( $P_{R_{stand}}$ ) de gain connu ( $G_{R_{stand}}$ ). L'équation 2.10 est par la suite appliquée pour les deux antennes avant d'en faire le quotient

$$\frac{P_{R_{stand}}}{P_{R_{AST}}} = \frac{P_T G_T G_{R_{stand}} \left( \frac{\lambda_0}{4\pi S} \right)^2}{P_T G_T G_{R_{AST}} \left( \frac{\lambda_0}{4\pi S} \right)^2} \quad (2.11)$$

où les valeurs  $P_T$  et  $G_T$  sont les mêmes pour les deux séquences de mesures étant donné que l'antenne de transmission dans la chambre demeure la même. Les paramètres  $S$  et  $\lambda_0$  sont aussi les mêmes dans les deux cas. L'équation 2.11 se simplifie donc de sorte que le gain de l'antenne inconnue  $G_{R_{AST}}$  puisse être calculé avec l'équation 2.12

$$G_{R_{AST}} = \frac{P_{R_{AST}} G_{R_{stand}}}{P_{R_{stand}}}. \quad (2.12)$$

#### 2.1.4 Antennes à réflecteur parabolique

Une antenne à réflecteur est constituée d'une source primaire (souvent une antenne cornet) ainsi que d'un réflecteur (souvent de forme parabolique). L'équation 2.13 décrit la forme du réflecteur parabolique axisymétrique (voir figure 2.2a)

$$\begin{aligned} \rho^2 = x^2 + y^2 &= 4F(F - z) \\ &= 4F^2 \tan^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

où  $F$  est la distance focale [2]. Pour cette expression, l'origine des coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $z$  est à la source primaire, comme montré dans les figures 2.2a et 2.2b.

Bien que cette configuration permette d'avoir un faible niveau de contra-polarisation, une partie du champ rayonné est bloquée par la source primaire. Pour éliminer ce blocage, on prend une partie supérieure de la courbe parabolique comme réflecteur, ce qui donne l'antenne excentrée (*offset*) illustrée dans la figure 2.2b. Un paramètre important de l'antenne excentrée

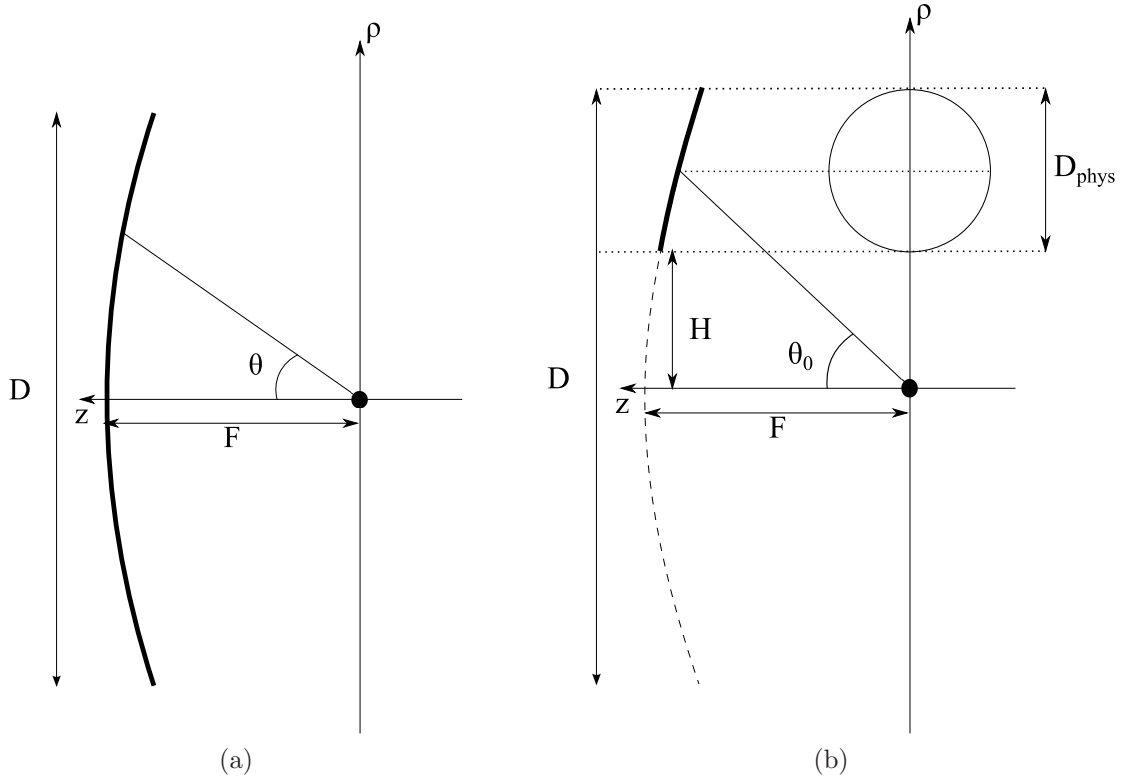


Figure 2.2 Antennes à réflecteur parabolique (a) axisymétrique et (b) excentrée, vues dans le plan  $x - z$  ainsi que les définitions de leurs paramètres.

qui est défini dans cette dernière figure est son angle d'excentricité  $\theta_0$  (*offset angle*) calculé avec l'équation suivante :

$$\theta_0 = \tan^{-1} \frac{2F(D_{phys} + 2H)}{4F^2 - H(D_{phys} + H)} \quad (2.14)$$

où le paramètre  $H$  est défini comme étant l'excentricité [6]. À noter que le diamètre  $D_{phys}$  du réflecteur excentré est au moins deux fois plus petit que celui du réflecteur axisymétrique correspondant ( $D$ ), car il est généré à partir de la moitié ou moins de la parabole originale.

Toutefois, un problème avec cette configuration est le niveau élevé de la contra-polarisation. Lorsque l'antenne cornet est en polarisation circulaire, c'est plutôt un dépointage du faisceau principal qui est en cause [7, 8]. Malgré tout, ces problèmes sont atténués en augmentant le rapport  $F/D$ . Pour plus de détails concernant les techniques d'analyse des antennes à réflecteur parabolique excentré, le lecteur peut consulter la référence [9].

## 2.2 Structures périodiques

L'autre élément majeur abordé dans ce projet est le concept des structures périodiques. Comme son nom l'indique, ces structures sont faites de « cellules » identiques répétées de manière périodique. Dans le cadre de ce travail, l'accent est mis sur les structures en deux dimensions dont les cellules sont disposées de manière rectangulaire comme dans l'exemple de la figure 2.3a.

Pour introduire la méthode d'analyse, la représentation d'une distribution de courant périodique sur une surface par les modes de Floquet est tout d'abord étudiée. Par la suite, les contraintes au niveau de la conception sont discutées par rapport aux phénomènes de lobes discordants et de *scan blindness*. Le formalisme utilisé par le logiciel Ansys-HFSS est aussi introduit étant donné que les surfaces sont conçues avec celui-ci. Finalement, la méthode GSM (matrice de répartition généralisée ou *Generalized Scattering Matrix*), qui est une technique pour calculer la réponse d'une cascade de différentes surfaces, est brièvement expliquée.

### 2.2.1 Représentation par les modes de Floquet

Prenons tout d'abord un seul élément dans le plan  $x - y$  dont la distribution de courant sur celui-ci est décrite par la fonction  $\vec{f}(x, y) = \hat{x}f_x(x, y) + \hat{y}f_y(x, y)$ . Cette dernière fonction peut être réelle ou complexe et est bornée entre les dimensions 0 et  $L_x$  selon l'axe des  $x$  et entre 0 et  $L_y$  selon l'axe des  $y$ . Supposons maintenant que l'élément en question est répété  $m$  fois dans la direction  $x$  et  $n$  fois dans la direction  $y$ , de manière similaire à la structure montrée dans la figure 2.3a. La distribution de courant sur toute la structure sera donc décrite par la sommation donnée dans l'équation 2.15

$$\vec{I}(x, y) = \sum_m \sum_n \vec{f}(x - mL_x, y - nL_y). \quad (2.15)$$

Maintenant, si on considère que ce courant sur les éléments de la structure périodique est dû à une onde plane incidente provenant de la direction  $(\theta_0, \phi_0)$ , son expression peut être réécrite selon l'équation 2.16

$$\vec{I}(x, y) = \sum_m \sum_n \vec{g}(x - mL_x, y - nL_y) e^{(-jk_{x0}mL_x - jk_{y0}nL_y)} \quad (2.16)$$

où les nombres d'ondes dans les directions  $x$  et  $y$  sont :

$$k_{x0} = k_0 \sin \theta_0 \cos \phi_0 \quad k_{y0} = k_0 \sin \theta_0 \sin \phi_0 \quad (2.17)$$

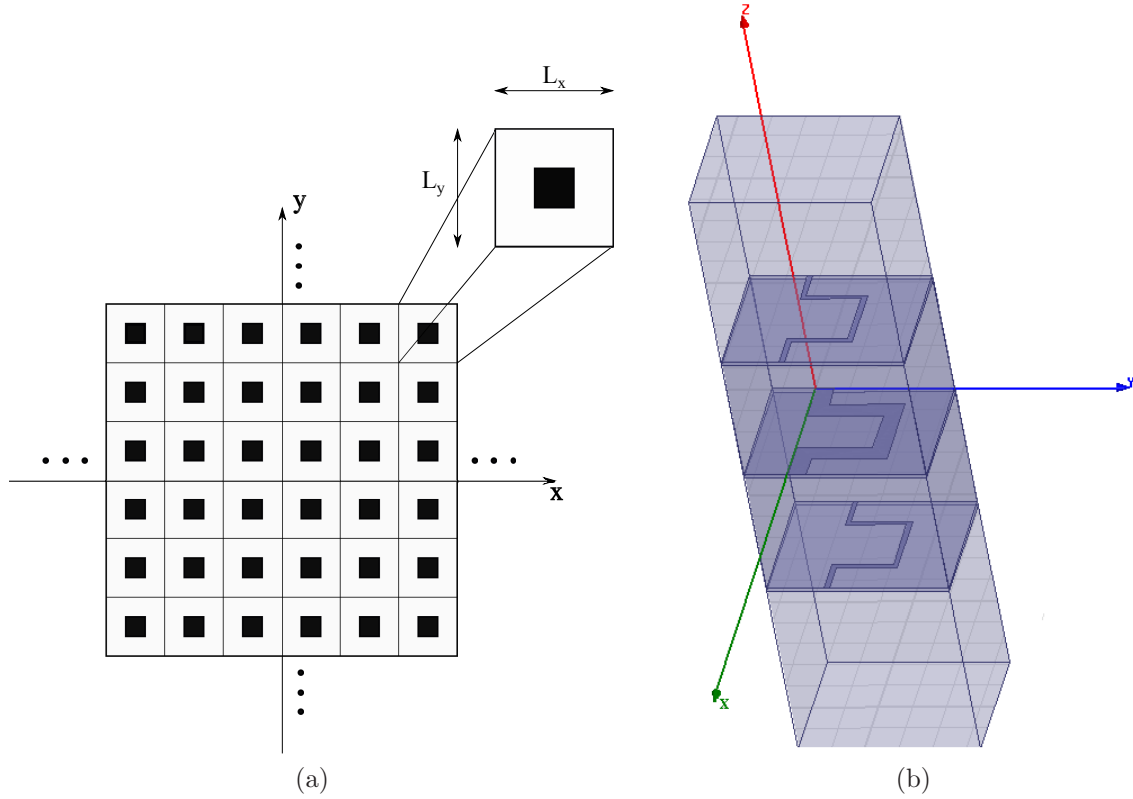


Figure 2.3 Structures périodiques en deux dimensions : (a) représentation schématique d'une couche quelconque dans le plan  $x - y$  et (b) simulation de trois couches cascadées (dont les motifs sont des méandres) avec la méthode de la cellule unitaire et des modes de Floquet dans HFSS.

et où  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  est la constante de propagation dans l'air. Ainsi, pour reformuler autrement, le courant induit sur une structure périodique en deux dimensions est tel que chacune des cellules a la même distribution de courant en amplitude, mais les déphasages varient linéairement d'une cellule à une autre dans le cas d'incidences obliques. Cette distribution de courant est aussi appelée un courant de Floquet.

Cependant, dans le cas d'une structure périodique réelle soumise à une onde incidente, les bords de cette structure vont perturber le courant de sorte que sa distribution variera plus ou moins fortement par rapport à celle déterminée dans l'expression 2.16. Toutefois, plus la taille de la structure est grande par rapport à  $\lambda_0$  ainsi qu'à  $Lx$  et  $Ly$ , moins les effets de bord auront un impact significatif. Dans ce cas, la distribution du courant sera près de celle déterminée dans l'expression 2.16. D'un autre côté, plus le nombre d'éléments ( $m \times n$ ) est élevé, plus cette expression convergera lentement [10]. Par conséquent, en faisant tendre le nombre d'éléments vers l'infini et en manipulant l'équation 2.16 avec l'aide de la transformée

de Fourier et de l'équation de Poisson [10, 11], le courant peut être exprimé par une série de Floquet avec l'expression 2.18

$$\vec{I}(x, y) = \frac{4\pi^2}{L_x L_y} \sum_{p=-\infty}^{p=\infty} \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} \tilde{g}(k_{xpq}, k_{ypq}) e^{(-jk_{xpq}x - jk_{ypq}y)} \quad (2.18)$$

où  $p$  et  $q$  sont définis comme les modes de Floquet et  $\tilde{g}(k_x, k_y)$  est la transformée de Fourier en deux dimensions de  $\vec{g}(x, y)$  tel que

$$\tilde{g}(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{g}(x, y) e^{(jk_x x + jk_y y)} dx dy \quad (2.19)$$

alors que les nombres d'onde associés à chacun des modes sont

$$\begin{aligned} k_{xpq} &= k_{x0} + \frac{2p\pi}{L_x} \\ k_{ypq} &= k_{y0} + \frac{2q\pi}{L_y}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Une des conclusions de cette démarche est que la série de Floquet est en fait une généralisation de la série de Fourier [11]. Par exemple, dans le cas où l'onde incidente sur la surface a un angle  $\theta_0 = 0^\circ$ , l'expression de sa distribution de courant  $\vec{I}(x, y)$  peut être donnée par l'expression 2.15. De cette manière, l'équation 2.18 devient une simple série de Fourier. Toutefois, lorsque l'incidence est oblique,  $\vec{I}(x, y)$  est représenté par 2.16 et l'expression 2.18 est un cas plus général, c'est-à-dire une série de Floquet. Ainsi, d'un point de vue strictement mathématique, la série de Floquet est utilisée pour représenter un signal périodique dont la périodicité de son amplitude est différente de la périodicité de sa phase. Pour cette raison, on dit que la série de Fourier est un cas spécial de la série de Floquet pour laquelle les périodicités d'amplitude et de phase sont les mêmes.

Comme nous le verrons un peu plus loin, l'avantage principal de la représentation de  $\vec{I}(x, y)$  par l'équation 2.18 est que pour la majorité des structures étudiées, l'expression de la distribution de courant converge avec très peu de modes, donc plus rapidement qu'en calculant l'équation 2.16 directement. Ainsi, sachant que les champs rayonnés sont obtenus à partir de cette distribution de courant, ils sont aussi calculés plus rapidement de cette manière. Pour les expressions des champs rayonnés par les structures périodiques, le lecteur intéressé peut consulter des ouvrages tels que [10, 11].

### 2.2.2 Contraintes de conception

Les champs rayonnés par une structure périodique qui a une distribution de courant de la forme décrite dans la sous-section précédente, peuvent être séparés en modes  $TE_{zpq}$  (le

vecteur du champ électrique est transverse à l'axe des  $z$ ) et  $TM_{zpq}$  (le vecteur du champ magnétique est transverse à l'axe des  $z$ ) [11]. De la même manière, lorsqu'une onde plane se propage dans l'espace libre, elle est formée de composantes  $TE$  et  $TM$  à la direction de propagation. Ainsi, pour concevoir une structure périodique en deux dimensions qui va avoir l'effet escompté sur l'onde plane incidente, il faut faire la correspondance entre les modes de l'onde plane et les modes de Floquet  $pq$ , ces derniers ayant théoriquement un nombre infini. Cependant, il sera démontré plus loin que les structures périodiques peuvent être conçues à partir des modes de Floquet « fondamentaux » seulement, c'est-à-dire  $TE_{z00}$  et  $TM_{z00}$ . Pour ce faire, certaines contraintes de conception doivent toutefois être respectées. Ces contraintes nous permettront d'éliminer les lobes discordants ainsi que le couplage entre les modes de Floquet et les modes qui pourraient être guidés sur la surface. Ces deux phénomènes sont expliqués brièvement dans les points suivants.

### Lobes discordants

Dans une structure périodique (ou un réseau d'antennes), un lobe discordant est un lobe dont l'intensité maximale est comparable à celle du lobe principal. Toutefois, contrairement au lobe principal qui est dans la direction où le champ rayonné par les éléments de la structure arrive en phase, le champ rayonné par chacun des éléments dans la direction du lobe discordant est déphasé d'un multiple de  $2\pi$ . La conséquence est donc qu'une grande partie de la puissance qui devrait aller vers le lobe principal est « détournée » vers le ou les lobes discordants. Pour cette raison, les structures périodiques sont généralement conçues de manière à éviter ces derniers. À noter que les lobes discordants n'ont rien à voir avec les lobes secondaires qui eux, sont beaucoup plus faibles que le lobe principal. Les stratégies pour réduire ces lobes secondaires ne sont donc pas du tout les mêmes que celles pour éliminer les lobes discordants.

Prenons le cas d'une onde plane provenant de la direction  $(\theta_0, \phi_0)$  et qui est incidente sur une structure périodique. Le courant qui y sera induit aura la forme décrite par l'équation 2.18, donc les champs électromagnétiques rayonnés auront une infinité de modes ( $TE_{zpq}$  et  $TM_{zpq}$ ). Ces champs peuvent en fait être vus comme la superposition d'une infinité d'ondes planes (une onde plane pour chacun des modes  $pq$ ). Ces ondes sont dirigées dans des directions différentes  $(\theta_{pq}, \phi_{pq})$ . Des expressions alternatives pour les nombres d'ondes  $k_{xpq}$ ,  $k_{ypq}$  et  $k_{zpq}$  sont données ci-dessous

$$\begin{aligned} k_{xpq} &= k_0 \sin \theta_{pq} \cos \phi_{pq} = k_{x0} + \frac{2p\pi}{L_x} \\ k_{ypq} &= k_0 \sin \theta_{pq} \sin \phi_{pq} = k_{y0} + \frac{2q\pi}{L_y} \\ k_{zpq} &= k_0 \cos \theta_{pq} = \sqrt{k_0^2 - k_{xpq}^2 - k_{ypq}^2}. \end{aligned} \tag{2.21}$$



Le vecteur d'onde associé à l'onde plane incidente est donné par  $(k_{x00}, k_{y00}, -k_{z00})$ . Étant donné que la norme de ce vecteur est égale à la constante de propagation  $k_0$ , nous avons que :

$$k_{xpq}^2 + k_{ypq}^2 \leq k_0^2 \quad (2.22)$$

ce qui correspond à un cercle de rayon  $k_0$  centré à l'origine dans le plan  $k_x - k_y$ . Cette région définit le spectre visible des ondes planes. Tout point situé à l'extérieur de ce cercle correspond à une onde évanescence, c'est-à-dire à une valeur imaginaire de la composante  $k_z$ . Utilisant l'équation 2.20 ou l'équation 2.21, on peut également obtenir l'expression suivante pour les modes d'ordre supérieurs qui seront générés lors de la réflexion de l'onde incidente sur la structure périodique :

$$\left(k_{xpq} - \frac{2p\pi}{L_x}\right)^2 + \left(k_{ypq} - \frac{2q\pi}{L_y}\right)^2 \leq k_0^2 \quad (2.23)$$

qui est en fait une équation décrivant plusieurs cercles de centres  $(2p\pi/L_x, 2q\pi/L_y)$  et de rayons  $k_0$ . Ces cercles, associés aux modes  $pq$ , peuvent être tracés dans le plan  $k_x - k_y$  tel qu'illustré avec les lignes continues dans la figure 2.4. Ainsi, dans une direction d'incidence donnée, spécifiée par un point dans le cercle décrit par l'équation 2.22, il existe une infinité d'autres points dans les cercles définis par 2.23. Les modes d'ordre supérieurs correspondant à chaque point  $(k_{xpq}, k_{ypq})$  ne pourront se propager en direction  $+z$  que si  $(k_{xpq}, k_{ypq})$  se situe dans la région visible du spectre définie précédemment. En d'autres mots, pour qu'il y ait propagation du mode fondamental seulement, les cercles associés à tous les modes d'ordre supérieur ne doivent pas croiser le cercle centré à  $(0, 0)$ . Clairement, ceci est obtenu lorsque la distance minimale entre les centres de deux cercles adjacents est de deux fois le rayon, c'est-à-dire  $2k_0$ . Il est ainsi possible de démontrer à partir de cette figure que les conditions  $L_x \leq \lambda_0/2$  et  $L_y \leq \lambda_0/2$  doivent être respectées.

### Couplage des modes de Floquet et des modes de surface

Un autre phénomène pouvant se produire avec les structures périodiques en deux dimensions est l'aveuglement de balayage (*scan blindness*). La conséquence de ce phénomène est qu'une partie de la puissance d'une onde incidente sur la structure ne sera pas réfléchi ni transmise. Elle sera plutôt « emprisonnée » dans celle-ci et s'y propagera. Physiquement, cela se produit lorsque la structure périodique peut supporter un mode guidé qui a la même constante de propagation qu'un mode de Floquet. Ainsi, lorsque ce mode de Floquet est excité, il est couplé au mode guidé.

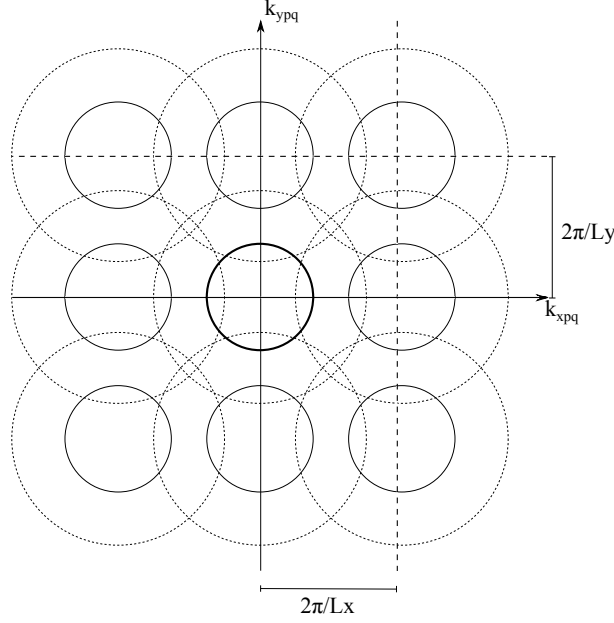


Figure 2.4 Diagramme des cercles représentant les modes de Floquet (traits continus) et les modes guidés (traits pointillés).

Dans ce projet, les structures périodiques sont faites de motifs métalliques tenus sur des matériaux diélectriques. Les modes guidés sont donc les modes de propagation dans ces matériaux. Ainsi, la constante de propagation dans le diélectrique est définie telle que  $\beta^2 = \beta_x^2 + \beta_y^2$  où  $\beta_x$  et  $\beta_y$  sont les composantes selon les axes  $x$  et  $y$  respectivement. Pour qu'il y ait couplage entre un mode d'ordre supérieur et un mode d'onde de surface dans nos structures où les motifs sont disposés de manière rectangulaire (figure 2.3a), il faut que  $\beta_x = k_{x0} + m2\pi/L_x$  et  $\beta_y = k_{y0} + n2\pi/L_y$ , où  $k_{x0}$  et  $k_{y0}$  sont définis dans 2.17 alors que  $m$  et  $n$  sont des entiers. Ces conditions sont obtenues simplement en observant que le déphasage entre les cellules adjacentes produit par une onde incidente ( $k_0$ ) doit être le même que celui produit par l'onde guidée dans la structure ( $\beta$ ), additionné d'un multiple entier de  $2\pi$ .

À partir de ces conditions et de manière similaire à 2.23, on détermine 2.24

$$\left(k_{x0} + \frac{2u\pi}{L_x}\right)^2 + \left(k_{y0} + \frac{2v\pi}{L_y}\right)^2 = \beta^2 \quad (2.24)$$

qui peut ensuite être réécrite en fonction de  $k_{xpq}$  et  $k_{ypq}$  à l'aide des expressions 2.20 :

$$\left(k_{xpq} + \frac{2\pi}{L_x}(u - p)\right)^2 + \left(k_{ypq} + \frac{2\pi}{L_y}(v - q)\right)^2 = \beta^2 \quad (2.25)$$

où finalement, on définit  $p' \equiv u - p$  et  $q' \equiv v - q$  étant donné que  $p$ ,  $q$ ,  $u$  et  $v$  sont tous des

entiers :

$$\left(k_{xpq} - \frac{2p'\pi}{L_x}\right)^2 + \left(k_{ypq} - \frac{2q'\pi}{L_y}\right)^2 = \beta^2. \quad (2.26)$$

De la même manière que pour l'équation 2.23, l'expression 2.26 est l'équation d'une famille de cercles dans le plan  $k_{xpq} - k_{ypq}$ . Ces cercles sont illustrés avec les traits pointillés dans la figure 2.4. Tout comme pour les modes de Floquet, il y a un fort couplage entre les modes dans la direction où les cercles se croisent.

Un aspect important qui est visible dans cette figure est que le mode de Floquet fondamental (cercle central en trait gras continu) sera couplé avec un mode guidé pour des cellules ayant des tailles  $L_x$  et  $L_y$  inférieures à  $\lambda/2$ , contrairement au couplage avec les modes supérieurs de Floquet. Cela est dû au fait que  $\beta > k_0$  dans cette structure. En fait, conformément à la théorie des ondes guidées dans un guide d'onde diélectrique [12], plus les couches des matériaux diélectriques sont épaisses (ou plus la fréquence est élevée), plus  $\beta$  sera élevé et plus les risques de couplage entre les modes de Floquet et les modes de surface seront aussi élevés. À partir de la figure 2.4, on trouve que les conditions pour éviter ce couplage (c'est-à-dire le *scan blindness*) dans toutes les directions est  $\beta < \pi/L_x$  et  $\beta < \pi/L_y$ .

### 2.2.3 Analyse des structures périodiques avec HFSS

Dans le cadre de ce projet, les structures périodiques sont conçues avec le logiciel Ansys-HFSS. À partir de la neuvième version de ce logiciel [13], il est possible d'obtenir les résultats des simulations de structures périodiques sous la forme des modes de Floquet. Un exemple d'un polariseur à trois couches conçu avec ce logiciel a été montré plus tôt dans la figure 2.3b. Cette figure illustre entre autre qu'il est possible de simuler des surfaces cascadiées si celles-ci ont des cellules ayant les mêmes dimensions ( $L_x$  et  $L_y$ ). Cette propriété sera grandement exploitée pour le design des structures proposées.

Les surfaces conçues doivent transmettre le rayonnement dans la même direction que l'onde incidente, ou bien le réfléchir uniquement dans la direction spéculaire. Par conséquent, la taille des cellules doit respecter les conditions mentionnées précédemment pour éviter la propagation de modes supérieurs (lobes discordants), c'est-à-dire que  $L_x \leq \lambda_0/2$  et  $L_y \leq \lambda_0/2$ . Ainsi, à moins d'indication contraire, les modes de propagation dont il sera question dans le reste de ce travail seront les modes  $TE_{z00}$  et  $TM_{z00}$  uniquement. Afin de simplifier l'écriture, la notation plus compacte suivante sera utilisée :  $TE_z$  et  $TM_z$ .

De la même manière que pour un circuit micro-ondes, les coefficients des modes de Floquet dans les plans d'entrée et de sortie du dispositif peuvent aussi être écrits sous la forme d'une matrice de répartition (matrice  $S$ ) afin d'obtenir les coefficients de transmission et de réflexion d'une surface. Lorsque plus d'un mode est présent, cette matrice  $S$  est appelée matrice de

répartition généralisée, habituellement désignée par l'acronyme GSM (*Generalized Scattering Matrix*) [11]. Pour une onde incidente représentée avec ses composantes  $TE_z$  et  $TM_z$ , les champs électriques réfléchis et transmis sont obtenus avec l'équation matricielle 2.27

$$\begin{bmatrix} E_1^{TE_z,s} \\ E_1^{TM_z,s} \\ E_2^{TE_z,s} \\ E_2^{TM_z,s} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^{TE_z,TE_z} & S_{11}^{TE_z,TM_z} \\ S_{11}^{TM_z,TE_z} & S_{11}^{TM_z,TM_z} \\ S_{21}^{TE_z,TE_z} & S_{21}^{TE_z,TM_z} \\ S_{21}^{TM_z,TE_z} & S_{21}^{TM_z,TM_z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{12}^{TE_z,TE_z} & S_{12}^{TE_z,TM_z} \\ S_{12}^{TM_z,TE_z} & S_{12}^{TM_z,TM_z} \\ S_{22}^{TE_z,TE_z} & S_{22}^{TE_z,TM_z} \\ S_{22}^{TM_z,TE_z} & S_{22}^{TM_z,TM_z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1^{TE_z,i} \\ E_1^{TM_z,i} \\ E_2^{TE_z,i} \\ E_2^{TM_z,i} \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

où l'exposant  $i$  indique que l'onde est incidente alors que l'exposant  $s$  (*scattered*) indique qu'elle est réfléchie ( $r$ ) ou transmise ( $t$ ) selon le cas. Les nombres 1 et 2 indiquent les accès, soit deux plans de chaque côté de la structure plane multicouche constituant le polariseur ou le CPSS. L'équation 2.27 ci-dessus montre donc un système ayant deux modes, ce qui explique que les sous-matrices  $[S_{11}]$ ,  $[S_{12}]$ ,  $[S_{21}]$  et  $[S_{22}]$  sont de dimension  $2 \times 2$  alors que  $[E_1^i]$ ,  $[E_2^i]$ ,  $[E_1^s]$  et  $[E_2^s]$  sont des vecteurs colonnes de dimension  $2 \times 1$ . Ce système peut toutefois être augmenté pour le nombre désiré de modes dans chacun des deux accès de la structure plane.

Dans l'équation 2.27, il est important de mentionner que les champs électriques sont en fait les composantes transverses à l'axe des  $z$ . Ces composantes sont toutefois normalisées par rapport à la racine carrée de l'impédance caractéristique de l'onde, ce qui permet de les traiter comme les champs électriques totaux (c'est-à-dire la somme vectorielle des composantes transverse et parallèle à l'axe des  $z$ ). Par exemple,  $E_1^{TE_z,i} = E_{1,trans}^{TE_z,i} / \sqrt{Z_{TE_z}}$  et  $E_1^{TM_z,i} = E_{1,trans}^{TM_z,i} / \sqrt{Z_{TM_z}}$  où  $E_{1,trans}^{TE_z,i}$  et  $E_{1,trans}^{TM_z,i}$  sont les composantes des champs électriques non normalisés transverses à l'axe des  $z$ . Dans ces dernières expressions, les impédances des ondes  $TE_z$  et  $TM_z$  sont définies telles que  $Z_{TE_z} = Z_0 / \cos \theta$  et  $Z_{TM_z} = Z_0 \cos \theta$  où  $Z_0$  est l'impédance caractéristique du vide ( $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ ) alors que  $\theta$  est l'angle d'incidence sur la surface (l'angle défini entre le vecteur de propagation  $\vec{k}$  et le vecteur normal à la surface) de sorte que  $\cos \theta = k_{zpq} / k_0 = k_{z00} / k_0$  pour les deux modes spéculaires  $TE_z$  et  $TM_z$ .

Cette normalisation est utilisée dans les circuits micro-ondes multiports lorsque les différents ports n'ont pas les mêmes impédances caractéristiques. Dans le cas où les impédances sont les mêmes, il n'est évidemment pas nécessaire de normaliser. De la même manière pour la propagation d'ondes planes dans l'espace libre, cette normalisation n'est pas nécessaire pour des incidences normales car dans ce cas,  $Z_{TM_z} = Z_{TE_z} = Z_0$ .

Il est intéressant de noter qu'une autre notation a été utilisée dans [14] pour des surfaces soumises à des incidences obliques. Dans cette référence, les champs électriques transverses ne sont pas normalisés par rapport à la racine carrée de l'impédance de l'onde. Par conséquent, des paramètres  $C$  ont dû être définis par rapport au champ électrique total (pas seulement transverse) de manière à obtenir une GSM unitaire. Cette dernière notation est toutefois

équivalente à celle utilisée dans l'équation 2.27 et ne sera pas utilisée dans la suite de ce travail.

### 2.2.4 Méthode GSM

Lorsque des surfaces sont cascadiées, les dimensions  $L_x$  et  $L_y$  de leurs cellules unitaires sont souvent différentes les unes des autres. Par conséquent, il est très difficile, voire impossible dans certains cas, de simuler toute la structure dans HFSS avec l'analyse des modes de Floquet. Pour ce faire, la méthode GSM, expliquée dans [11] et [15] par exemple, permet d'obtenir la réponse de cette cascade de surfaces.

Pour illustrer le principe, prenons deux structures planaires (deux polariseurs méandres par exemple), dites  $A$  et  $B$ , dont les GSM de chacune sont connues. Il peut ainsi être démontré que si ces structures sont cascadiées, la GSM du système complet peut être obtenue avec les équations 2.28, 2.29, 2.30 et 2.31

$$[S_{11}^{AB}] = [S_{11}^A] + [S_{12}^A][I - S_{11}^B S_{22}^A]^{-1}[S_{11}^B][S_{21}^A] \quad (2.28)$$

$$[S_{12}^{AB}] = [S_{12}^A][I - S_{11}^B S_{22}^A]^{-1}[S_{12}^B] \quad (2.29)$$

$$[S_{21}^{AB}] = [S_{21}^B][I - S_{22}^A S_{11}^B]^{-1}[S_{21}^A] \quad (2.30)$$

$$[S_{22}^{AB}] = [S_{22}^B] + [S_{21}^B][I - S_{22}^A S_{11}^B]^{-1}[S_{22}^A][S_{12}^B]. \quad (2.31)$$

où les indices  $A$  et  $B$  représentent les structures correspondantes alors que l'indice  $AB$  représente la cascade des deux structures. Ces équations peuvent être utilisées dans un algorithme récursif lorsque la réponse d'une cascade de plusieurs surfaces est désirée. La méthode pour construire les matrices correspondant à chacune des surfaces est développée dans [11]. Celle dernière n'est toutefois pas montrée ici, car dans le cadre de ce projet, les matrices sont obtenues directement avec HFSS.

Cette méthode ne peut malheureusement être appliquée de manière systématique que lorsque les modes d'ordre supérieur ne sont pas considérés, c'est-à-dire lorsque que seulement les modes  $TE_{z00}$  et  $TM_{z00}$  sont inclus dans les calculs. La raison est que ces deux modes sont les seuls qui ne varient pas selon la taille des cellules (voir l'équation 2.17), au contraire des modes d'ordre supérieur ( $p \neq 0$  et/ou  $q \neq 0$ ). Ainsi, pour utiliser cette technique en incluant tous les modes, il faut bâtir les matrices GSM de sorte que les modes d'une surface soient associés avec les bons modes des autres surfaces. Cette méthode, définie comme du *mode mapping*, est décrite dans [15] et présentée brièvement ici.

Pour la démonstration de cette méthode, on considère un système à une seule dimension ( $x$ ) de manière à simplifier l'analyse. La technique peut toutefois être généralisée pour deux

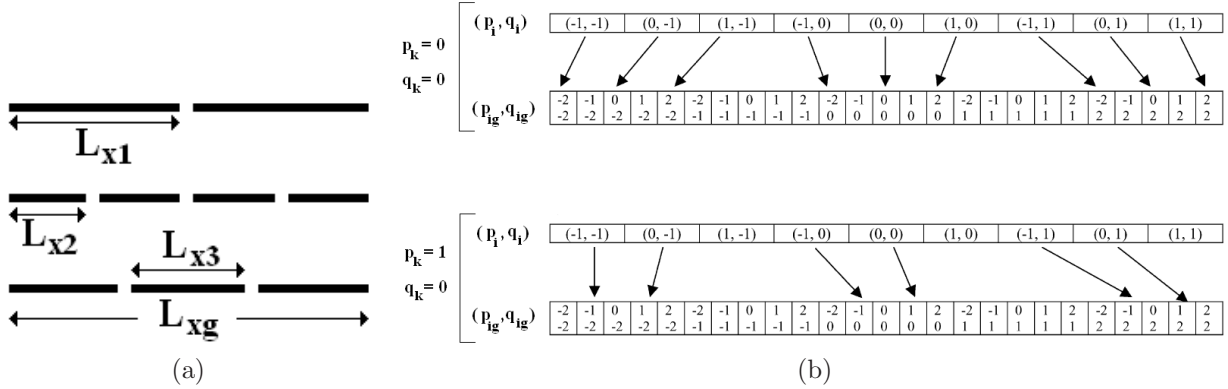


Figure 2.5 (a) Illustration d'une structure périodique à une dimension ayant trois couches et (b) méthode du *mode mapping* de la  $i$ ème couche selon l'équation 2.35 (figure adaptée de [15]).

dimensions. Ainsi, plusieurs surfaces ayant des cellules de dimensions  $L_{xi}$  sont cascadiées,  $i$  étant le numéro identifiant la  $i$ ème surface. Comme première étape, il faut tout d'abord déterminer la taille de la cellule globale du système  $L_{xg}$ . Cette taille est le plus petit commun multiple (PPCM) des dimensions des cellules individuelles de sorte que  $L_{xg} = L_{xi}N_i$  (voir figure 2.5a)<sup>1</sup>. Il est à noter qu'une fois que cette dimension est connue, il est possible de simuler la cascade des surfaces dans HFSS. Toutefois, le PPCM des cellules peut être un nombre très élevé dans certains cas, ce qui augmente considérablement le temps de simulation.

Une fois la taille  $L_{xg}$  déterminée, les nombres d'onde de chacune des cellules  $i$  ainsi que de la cellule globale  $g$  sont déterminés avec les expressions 2.32 et 2.33

$$k_{xi} = k_{xinc} + \frac{2p_i\pi}{L_{xi}} \quad (2.32)$$

$$k_{xg} = k_{xinc} + \frac{2p_{ig}\pi}{L_{xg}} \quad (2.33)$$

où on remarque que l'équation 2.32 est la même que celle qui correspond à  $k_{xpq}$  dans 2.20, les indices  $p$  et  $q$  ayant toutefois été enlevés pour simplifier la notation et  $k_{xinc}$  étant le nombre d'onde de l'onde incidente selon l'axe des  $x$ .

Il faut donc faire correspondre les modes de Floquet pour une cellule unitaire de la couche  $i$  à la cellule globale de cette même couche. Pour ce faire, on fixe  $k_{xi} = k_{xg}$  et à l'aide des termes de droite des équations 2.32 et 2.33 ainsi que de la relation  $L_{xg} = L_{xi}N_i$ , on obtient  $p_{ig} = p_iN_i$ . On peut ensuite faire correspondre les modes  $p_i$  à leur mode correspondant  $p_{ig}$ ,

1. Lorsque le rapport  $L_{xg}/L_{xi}$  donne un nombre irrationnel, une approximation doit être faite. Les détails de l'implémentation sont donnés dans [15].

tel qu'illustré dans la partie supérieure de la figure 2.5b. Par la suite, il faut déterminer les autres modes de la cellule globale pour la couche  $i$  (partie inférieure de la figure 2.5b). Il faut donc simuler une autre fois la cellule unitaire  $i$ , mais en changeant  $k_{x_{inc}}$ , c'est-à-dire l'angle de l'onde incidente. Cela doit être fait pour chacune des valeurs entières de  $p_k$  dans l'équation 2.34, sachant que  $p_k \in [0, N_i - 1]$

$$k_{x_{inc}} = k_{x0} + \frac{2p_k\pi}{L_{xg}} \quad (2.34)$$

où  $k_{x0}$  est obtenue avec l'expression 2.17. Cette procédure est illustrée dans la figure 2.5b. De manière plus générale,  $k_{xi}$  pour la cellule globale peut être calculé avec l'équation

$$k_{xi} = k_{x0} + \frac{2p_k\pi}{L_{xg}}(N_i p_i + p_k). \quad (2.35)$$

### 2.3 Conclusion

Pour conclure ce chapitre, rappelons que les notions sur la théorie des antennes qui sont utilisées dans ce projet ont tout d'abord été expliquées. Ainsi, la polarisation d'une onde rayonnée, le gain et la directivité d'une antenne ont été abordés. Les termes utilisés pour les antennes paraboliques ont aussi été définis. Dans un deuxième temps, les notions fondamentales des structures périodiques et les méthodes pour les simuler ont été discutées. Finalement, la méthode GSM servant à obtenir la réponse d'une cascade de surfaces a aussi été montrée. Ces concepts seront utilisés dans les chapitres subséquents pour faire la conception de nouvelles structures (polariseurs et CPSS) et/ou l'analyse de celles-ci.

## CHAPITRE 3

### REVUE DE LA LITTÉRATURE

L'objectif de ce projet de recherche est la mise en oeuvre d'un réflecteur bi-grille (*dual-gridded reflector* ou DGR) en polarisation circulaire. À notre connaissance, il n'existe pas de tel système à ce jour, donc le point de départ est le réflecteur bi-grille standard, c'est-à-dire celui fonctionnant en polarisation linéaire. Ensuite, étant donné que les approches proposées pour concevoir ce système utilisent des polariseurs circulaires ou des surfaces à sélection de polarisation circulaire, ces deux types de surfaces sont aussi étudiés.

#### 3.1 Réflecteurs bi-grilles

Cette section résume l'état de l'art de la technologie des réflecteurs bi-grilles utilisés sur les satellites. Ainsi, le concept général des DGR en polarisation linéaire est abordé alors que les travaux les plus récents sont mentionnés. Ensuite, certaines solutions qui ont été discutées (sans avoir été réalisées) dans le but de concevoir des réflecteurs bi-grilles en polarisation circulaire sont présentées.

##### 3.1.1 Polarisation linéaire

Un schéma ainsi qu'une photo d'une antenne à réflecteur bi-grille ont été montrés respectivement dans les figures 1.1a et 1.1b de l'Introduction. Dans ces figures, deux réflecteurs paraboliques grillagés, de formes similaires, sont mis l'un derrière l'autre. L'un des réflecteurs est constitué d'une grille de tiges métalliques verticales, donc il est transparent aux ondes à polarisation horizontale et réfléchit les ondes à polarisation verticale. Les tiges de l'autre réflecteur sont horizontales, donc ce dernier accomplit la tâche duale. Chacun des réflecteurs de la structure est associé à une antenne cornet d'alimentation située près de leur foyer respectif, donc un cornet est polarisé verticalement alors que l'autre est polarisé horizontalement.

Un avantage de ce type d'antenne, en plus de prendre moins d'espace que deux réflecteurs, est son faible niveau de contra-polarisation. En effet, étant donné que chacun des réflecteurs est en fait une grille conçue pour rayonner dans une direction différente de l'autre, chacun filtre la polarisation linéaire. Par exemple, si le cornet fonctionnant avec le réflecteur arrière produit de la contra-polarisation, celle-ci sera « filtrée » par le réflecteur avant, c'est-à-dire qu'elle sera réfléchie dans une autre direction que celle de la co-polarisation. De la même manière, le réflecteur avant ne réfléchira pas la contra-polarisation produite par son antenne cornet,



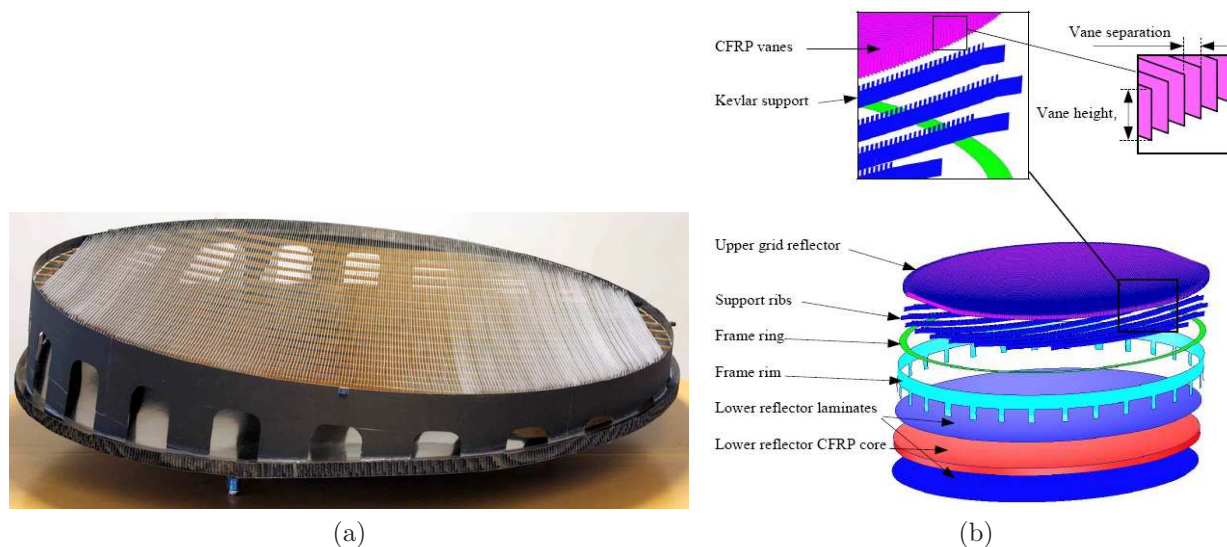


Figure 3.1 (a) Photographie d'un réflecteur bi-grille et (b) schéma de ses différentes composantes (source des figures : [16]).

car elle sera plutôt réfléchiée dans une autre direction par le réflecteur arrière. Pour envoyer la contra-polarisation hors des faisceaux principaux, il faut que les deux réflecteurs aient des excentricités différentes et/ou, que les deux cornets soient séparés spatialement [1, 17]. Il est aussi possible d'utiliser des réflecteurs dont la forme est modifiée [18].

Bien que le concept du réflecteur bi-grille soit assez simple, les recherches dans ce domaine demeurent pertinentes. Si les méthodes pour obtenir des modèles théoriques de plus en plus précis ont été élaborées dans le passé [19–21], de nouvelles solutions quant aux matériaux utilisés sont aujourd'hui mises de l'avant de manière à alléger la structure tout en conservant sa solidité et ses performances [16, 22].

Finalement, il est intéressant de constater qu'en général, les antennes à réflecteur bi-grille sont maintenant constituées d'une seule grille. La grille avant est conservée, mais la grille arrière est remplacée par un réflecteur métallique plein (comme n'importe quel autre réflecteur standard). Cette simplification facilite la fabrication et n'affecte que très peu les résultats [23]. Des technologies récentes concernant les réflecteurs bi-grilles ainsi que d'autres réflecteurs utilisés sur les satellites sont aussi discutés dans [24]. Une photographie d'un réflecteur bi-grille récent ainsi qu'un schéma de ses différentes composantes sont présentés dans [16] et montrés dans les figures 3.1a et 3.1b.

### 3.1.2 Polarisation circulaire

Tel que mentionné précédemment, à notre connaissance, des réflecteurs bi-grilles conçus pour la polarisation circulaire n'ont pas encore été fabriqués. Toutefois, l'Agence Spatiale Européenne (ESA) s'intéresse à ce genre de structures et a indiqué différentes pistes de solutions dans un appel d'offres datant de 2011 [25] ; le but de cet appel d'offres étant justement la mise en oeuvre de certaines de ces solutions.

Tout comme l'organisation de cette thèse, les solutions proposées dans cet appel d'offres sont séparées en deux catégories :

1. fabrication des réflecteurs bi-grilles avec des surfaces à sélection de polarisation circulaire (*circular polarization selective surface* ou CPSS) ;
2. utilisation d'un polariseur circulaire monté sur un réflecteur bi-grille standard.

La première solution proposée est assez simple : il s'agit de remplacer les grilles du DGR standard par des CPSS. Ces CPSS font une tâche équivalente à celle des grilles, mais pour la polarisation circulaire. Le montage final de ce réflecteur est donc identique au réflecteur bi-grille schématisé dans la figure 1.1a, à la différence que les antennes cornets polarisées horizontalement (HP) et verticalement (VP) doivent aussi être remplacées par des cornets à polarisations circulaires droite (*right hand circular polarization* ou RHCP) et gauche (*left hand circular polarization* ou LHCP).

Pour ce qui est de la solution utilisant un polariseur circulaire monté sur un réflecteur bi-grille standard, le principe est le suivant : il s'agit de convertir les ondes à polarisations linéaires réfléchies par les réflecteurs en ondes à polarisations circulaires. Parmi les différentes approches discutées dans [25, 26], celles qui semblaient les plus intéressantes sont illustrées dans les figures 3.2a et 3.2b. Dans la figure 3.2a, les deux antennes cornets sont polarisées linéairement (HP et VP) et la surface polarisante est positionnée derrière ces cornets. Ainsi, le champ réfléchi par les réflecteurs est très près d'être orthogonal à la surface du polariseur (les angles sont exagérés dans la figure 3.2a). Quant au prototype de la figure 3.2b, le polariseur circulaire est positionné sur le rebord du réflecteur. Dans ce cas-ci, les antennes cornets sont polarisées circulairement (RHCP et LHCP) et l'angle d'incidence sur le polariseur est oblique. Cet angle d'incidence n'est toutefois pas le même à tous les points sur la surface polarisante. En plus, pour un même point sur cette surface, le champ incident la traverse deux fois, sous deux angles différents. Ces détails sont abordés dans les chapitres 8 et 9 où des prototypes sont proposés.

Malgré les différences entre les deux prototypes montrés dans les figures 3.2a et 3.2b, les spécifications concernant les polariseurs circulaires utilisés dans les deux cas doivent être les mêmes. Généralement, ces spécifications varient d'une application à une autre. Cependant,

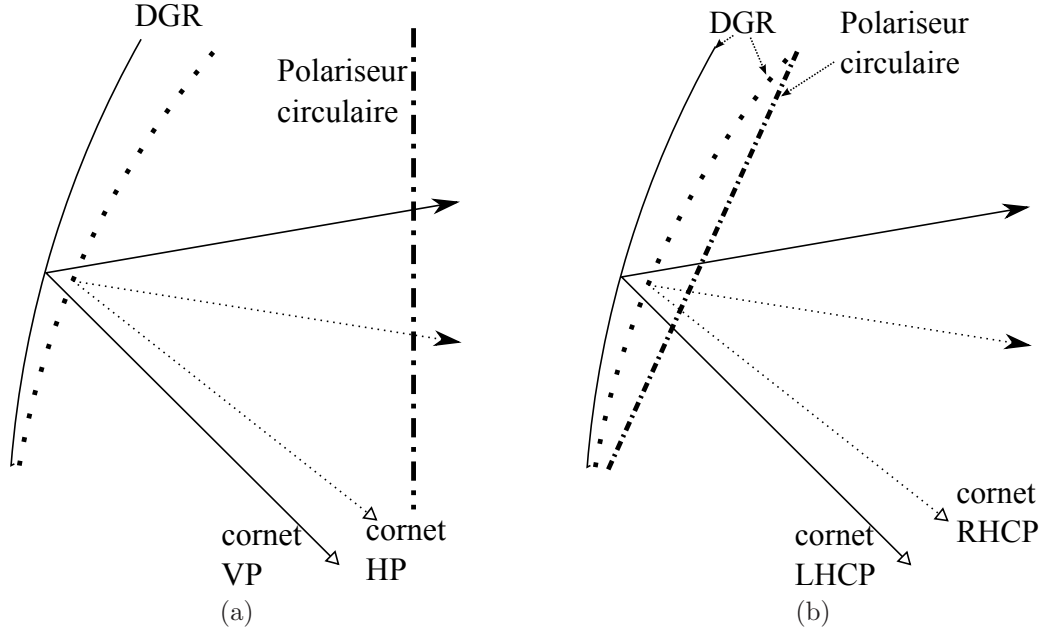


Figure 3.2 Prototypes de réflecteurs bi-grilles avec un polariseur circulaire : (a) situé derrière les points focaux et (b) situé sur la surface du réflecteur.

Tableau 3.1 Spécifications fournies dans [26] concernant les performances des polariseurs circulaires

Paramètres	Spécifications
Bande passante	17.7-20.2 GHz
Coefficient de transmission	$\geq -0.5$ dB
Coefficient de réflexion	$\leq -20$ dB
Rapport axial transmis	$\leq 0.77$ dB

dans le cadre de ce projet, les valeurs qui ont été suivies sont généralement celles déterminées dans [26] pour la bande Ka en liaison descendante (bande de fréquences entre 18-20 GHz). Ces valeurs sont données dans le tableau 3.1. Il est toutefois important de noter qu'elles sont utilisées à titre indicatif seulement et ne constituent pas des spécifications absolues. Par exemple, la plupart du temps, nos résultats sont montrés dans la bande de fréquences 18-20 GHz plutôt que 17.7-20.2 GHz. Aussi, étant donné que l'antenne cornet est loin des polariseurs circulaires, la spécification sur le coefficient de réflexion a été assouplie.

À titre d'information, une mise en oeuvre alternative discutée dans [25, 26] est montrée dans les figures 3.3a et 3.3b. L'antenne résultante n'est pas de type bi-grille, mais le but est le même, c'est-à-dire d'avoir deux antennes avec un seul réflecteur en découplant les deux polarisations orthogonales. Dans ce montage, les deux antennes cornets sont orientées à  $90^\circ$

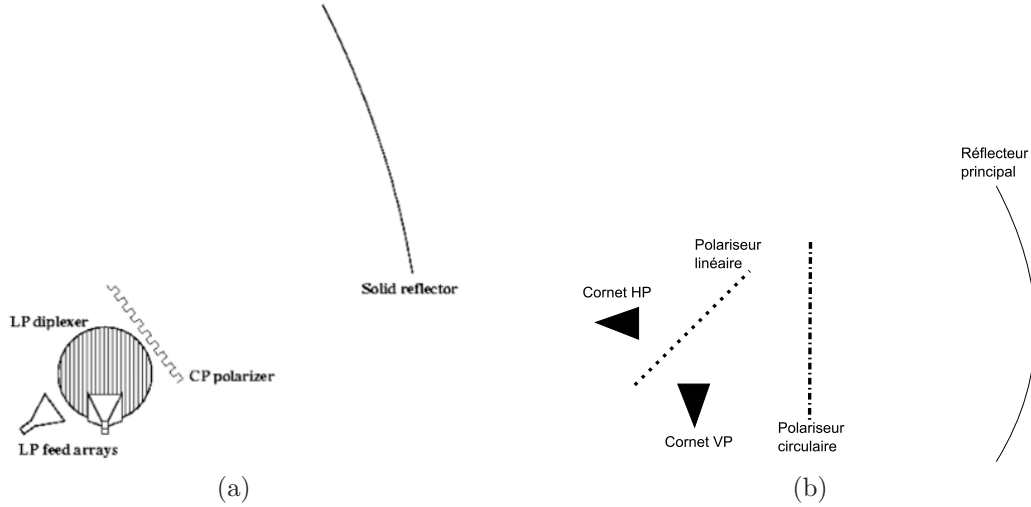


Figure 3.3 Un des prototypes proposés dans [26] pour la séparation des deux polarisations circulaires (a) vue de côté (source de la figure : [26]) et (b) vue du dessus.

l'une par rapport à l'autre. Un des cornets est en polarisation horizontale (HP) alors que l'autre est en polarisation verticale (VP). Un polariseur linéaire agissant comme un filtre est ensuite orienté selon la bissectrice de l'angle formé par les axes principaux des deux cornets, tel qu'illustré dans la figure 3.3b montrant la vue du dessus du système. Ensuite, un polariseur circulaire est ajouté au montage pour faire la conversion entre les ondes à polarisation linéaire et les ondes à polarisation circulaire. Finalement, un réflecteur plein est utilisé comme réflecteur principal. Le fonctionnement est donc le suivant : en réception, lorsqu'une onde RHCP est incidente sur le réflecteur principal, celle-ci y est réfléchi et convertie en onde HP par le polariseur circulaire. Cette dernière sera ensuite transmise par le polariseur linéaire jusqu'au cornet HP. De la même manière, une onde LHCP sera convertie par le polariseur circulaire en une onde VP et cette dernière sera réfléchi par le polariseur linéaire pour aller finalement vers le cornet VP. Le fonctionnement est analogue en transmission.

Les résultats obtenus en polarisation linéaire (donc pour une structure sans le polariseur circulaire) montrent toutefois que cette configuration est inférieure à celle du réflecteur bi-grille standard en terme de discrimination de la contra-polarisation (*cross-polarization discrimination* ou XPD) [23].

### 3.2 Polariseurs circulaires

Le principe général des polariseurs circulaires est schématisé dans la figure 3.4. Une surface dont les propriétés sont anisotropes, décompose l'onde à polarisation linéaire incidente en deux composantes orthogonales. Ainsi, pour obtenir de la polarisation circulaire en sortie, les

deux composantes orthogonales transmises doivent subir une différence de déphasage de 90 degrés l'une par rapport à l'autre, tout en ayant la même amplitude [27, 28]. Si le polariseur est réciproque, une onde incidente polarisée circulairement sera aussi convertie en une onde polarisée linéairement.

De tels polariseurs (*lames quart d'onde*) sont utilisés depuis longtemps en optique [29]. Dans le domaine des micro-ondes, différentes applications utilisèrent des principes similaires afin d'obtenir de la polarisation circulaire [30–32]. Ce n'est toutefois qu'en 1964 qu'un polariseur utilisant plusieurs couches ayant des motifs métalliques fut modélisé à l'aide de circuits et fabriqué pour la première fois [33]. Il a ensuite fallu attendre jusqu'en 1973 pour voir la première version de ce qu'on appelle le polariseur méandre [28, 34].

Dans les années suivantes et ce, jusqu'à tout récemment, diverses applications ainsi que différentes configurations des polariseurs méandres furent mises en oeuvre [35–56]. Aussi, quelques méthodes furent proposées dans le but d'analyser ces polariseurs [57–63]. Malgré tout, le principe de fonctionnement demeura sensiblement le même. Celui-ci est bien expliqué dans [27] et illustré dans les figures 3.5a et 3.5b pour une structure à trois couches. Une onde incidente dont le vecteur du champ électrique est tourné de  $45^\circ$  par rapport aux méandres est décomposée par ceux-ci en deux polarisations orthogonales : perpendiculaire ( $\perp$ ) et parallèle ( $\parallel$ ) aux méandres. À cause de la symétrie des méandres (selon l'axe des  $x$  dans la figure 3.5a), ces deux polarisations sont découplées et les surfaces peuvent être modélisées par les deux circuits de la figure 3.5b. Ces circuits doivent être adaptés afin d'éliminer les réflexions à l'entrée alors que la différence de déphasage introduite entre eux doit être de  $90^\circ$ . Les composantes capacitatives et inductives sont ainsi calculées sachant que l'espacement entre les couches est de  $\lambda/4$  à la fréquence centrale.

Plusieurs autres types de polariseurs ont aussi été proposés avec des méthodes plus ou moins semblables depuis ce temps. Par exemple, certaines surfaces ont été fabriquées avec des motifs métalliques autres que des méandres [30, 64–75]. Aussi, des motifs en trois dimensions [76, 77] ou bien d'autres matériaux comme des cristaux liquides [78, 79] ont été utilisés pour fabriquer des surfaces faisant la conversion de la polarisation linéaire à la polarisation circulaire ou vice versa. Certains polariseurs sont aussi faits avec une seule surface, mais dans ce cas, la réflexion est généralement plus élevée [80, 81].

Selon les résultats présentés dans les références citées jusqu'ici, le polariseur méandre (multicouche) est celui qui semble posséder la plus large bande lorsqu'on compare les rapports axiaux des polarisations circulaires transmises. Cela s'explique par les comportements capacitifs et inductifs des surfaces pour les deux polarisations orthogonales. En fait, il est démontré dans [28] que si les valeurs capacitatives et inductives sont choisies judicieusement, la variation du déphasage entre les deux polarisations varie faiblement en fonction de la fré-

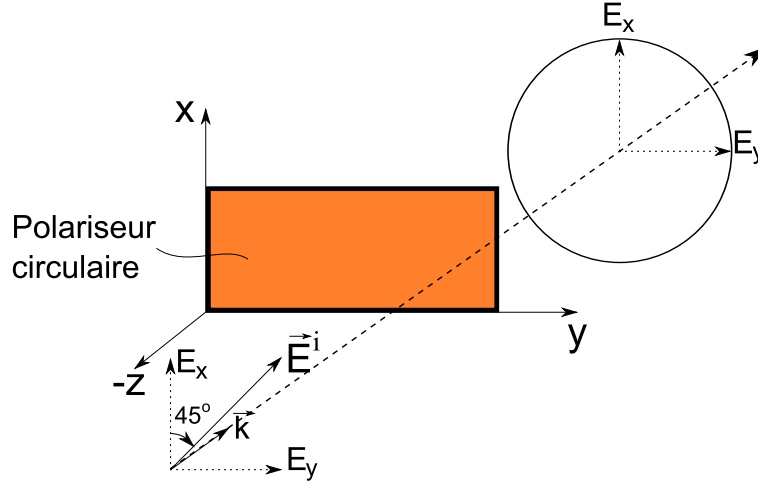


Figure 3.4 Principe d'une surface polarisante arbitraire faisant la conversion de la polarisation linéaire à la polarisation circulaire ou vice versa (figure adaptée de [27]).

quence. Ainsi, le déphasage nécessaire de  $90^\circ$  entre les deux polarisations est obtenu sur une large bande.

Une autre raison de choisir le polariseur méandre dans ce projet est le domaine d'application, c'est-à-dire les technologies spatiales. En effet, les satellites sont soumis au rayonnement solaire, lequel rayonne des particules qui restent emprisonnées dans les matériaux diélectriques des satellites. Il y a donc des charges (électrons et ions) qui s'accumulent dans ces matériaux. Au fil des ans, ces charges créent des champs statiques forts. Lorsque le champ statique dépasse le champ de claquage du diélectrique, il y a décharge, ce qui peut occasionner de sérieux dommages au satellites. Pour éviter ces décharges, il faut donc réduire le plus possible l'accumulation des charges dans les matériaux. Une stratégie consiste à « drainer » ces dernière à travers des équipements [82]. Étant donné que les motifs métalliques des polariseurs méandres sont interconnectés (contrairement à des patchs séparés par exemple) ils pourraient être connectés à la masse du système de manière à drainer les charges pour en réduire l'accumulation.

Pour ce qui est des polariseurs méandres soumis à des angles d'incidence obliques, peu de résultats exhaustifs existent à ce jour. Concernant la sensibilité à l'angle d'incidence, il est mentionné dans [58, 83] que la susceptance normalisée d'une surface d'un polariseur méandre demeure stable jusqu'à un angle d'incidence d'environ  $\theta = 30^\circ$ . Dans le cas de la conception d'un polariseur méandre optimisé pour un angle d'incidence autre que  $\theta = 0^\circ$ , il y a généralement du couplage entre les modes orthogonaux, ce qui fait en sorte de dégrader la performance et de compliquer les simulations [55]. Par conséquent, une méthode pour découpler ces modes orthogonaux a été proposée par [48]. La méthode de conception de

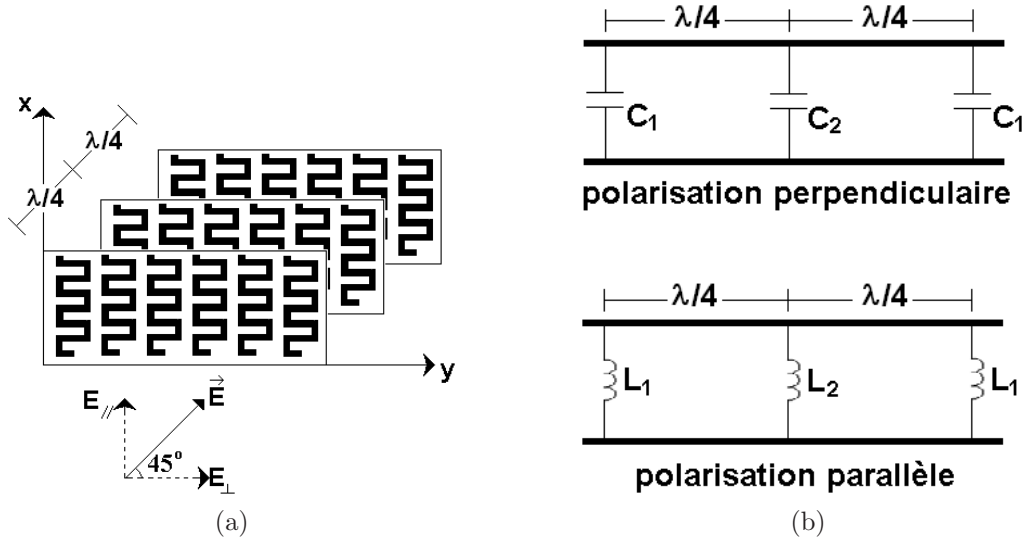


Figure 3.5 (a) Polariseur de type méandre avec trois surfaces et (b) son modèle circuit dans lequel les condensateurs et les inductances sont utilisés pour modéliser les susceptances des surfaces pour les polarisations perpendiculaire ( $\perp$ ) et parallèle ( $\parallel$ ) respectivement.

polariseurs circulaires optimisés pour des angles d'incidence obliques proposée dans le chapitre 6 est d'ailleurs fortement inspirée de cette dernière.

### 3.3 Surfaces à sélection de polarisation circulaire

Une surface à sélection de polarisation circulaire (*circular polarization selective surface* ou CPSS) est une surface qui est transparente à un sens de polarisation circulaire et qui réfléchit l'autre sens. Par exemple, un LHCPSS (*left-handed CPSS*) réfléchit la polarisation circulaire gauche et transmet la droite, alors qu'un RHCPSS (*right-handed CPSS*) fait l'inverse.

Le premier CPSS connu fut proposé dans [84], mais redécouvert un peu plus tard dans [85]. Ce dispositif, appelé la cellule de Pierrot, est en fait un réseau d'éléments comme celui illustré dans la figure 3.6a. Dans ce cas-ci, l'élément est une cellule d'un LHCPSS.

Ainsi, lorsqu'une onde incidente à polarisation circulaire gauche se propage dans la direction  $-z$ , l'hélice décrite par celle-ci est droite et les deux monopôles (orientés selon les axes  $x$  et  $y$ ) sont alimentés par des courants qui ont la même phase. Ils sont donc séparés par un circuit ouvert au centre de la tige sur l'axe des  $z$  et résonnent chacun sur leur axe. Dans ce cas, le rayonnement est dans les deux directions (les  $z$  positifs et négatifs). Étant donné que ce rayonnement est déphasé de 180 degrés par rapport à l'onde incidente, il y a un zéro de transmission dans la direction de propagation. À l'inverse, lorsqu'une onde incidente à pola-

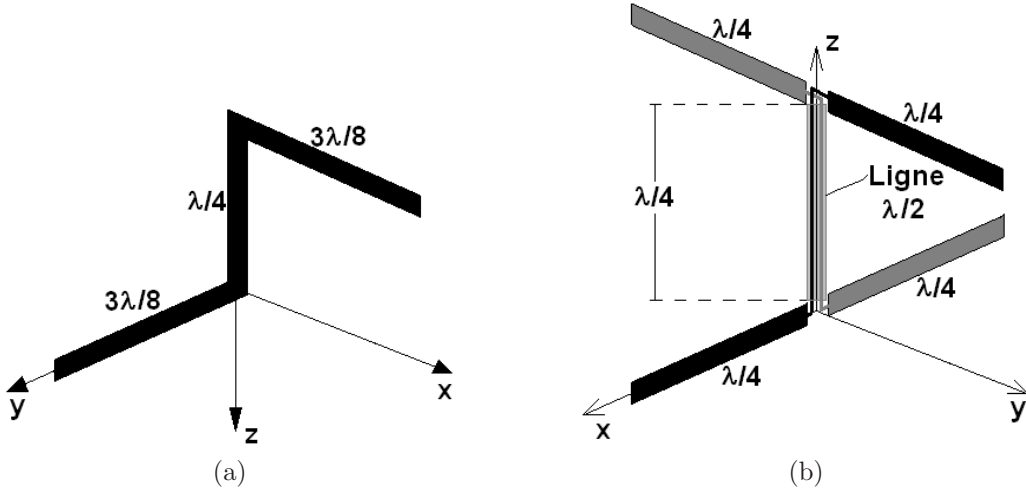


Figure 3.6 Cellule d'un LHCPS (a) proposé dans [84] et redécouvert dans [85] et (b) proposé dans [86].

risation circulaire droite frappe cette structure, les courants induits sont de phases inverses et il y a une antirésonance. Le courant induit est alors très faible et la structure est essentiellement transparente. Des simulations illustrant les deux cas sont montrées dans [14, 87]. Une telle structure a aussi été fabriquée et mesurée expérimentalement dans [88]. Bien que les résultats ne soient pas mauvais, la largeur de bande demeure plutôt étroite.

Un autre type de CPSS fut aussi proposé dans [86]. Une cellule LHCPS de ce type est illustrée dans la figure 3.6b. Deux dipôles sont interconnectés par une ligne de transmission ayant une longueur électrique de  $\lambda/2$ , mais la distance dans l'air entre ces deux dipôles est de  $\lambda/4$ . Ainsi, si l'onde incidente est en polarisation circulaire gauche, elle sera réfléchiée par la structure alors qu'elle sera transmise si elle est en polarisation circulaire droite. Les résultats obtenus avec ce CPSS montrent encore une fois que la largeur de bande est assez étroite pour ces structures résonantes.

Des versions alternatives inspirées par ces deux CPSS ont aussi été proposées et testées dans [89]. La conclusion principale est que ces CPSS fonctionnent en bande relativement étroite. En plus ils sont généralement difficiles à fabriquer. Dans la plupart des réalisations proposées, les techniques utilisées sont plutôt rudimentaires et fonctionnent en basses fréquences. En fait, pour augmenter la fréquence d'utilisation d'un certain facteur, il faudrait réduire la taille des cellules du même facteur. Malheureusement il semble être difficile de fabriquer de tels dispositifs à des fréquences élevées avec les techniques de fabrication standards. De bons vias ayant des longueurs de  $\lambda/2$  ou  $\lambda/4$  sont difficilement réalisables et répétables pour chacune des cellules du CPSS. Par conséquent, un CPSS inspiré de ceux proposés



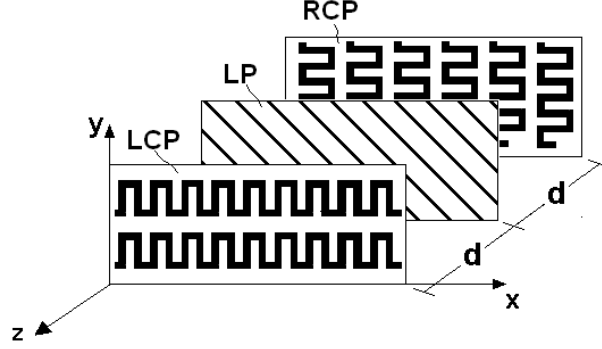


Figure 3.7 CPSS cascadié conçu avec un polariseur linéaire (grille) et deux polariseurs circulaires méandres (LCP et RCP). Chacun des polariseurs méandres a trois couches.

dans [84,85] a été fait sur des circuits imprimés et les vias nécessaires pour interconnecter les dipôles orthogonaux ont été supprimés au profit d'un couplage entre les couches. Toutefois, les performances ne furent pas convaincantes [90,91] (voir aussi le tableau 6.1).

Pour remédier aux problèmes de la largeur de bande et de la difficulté de fabrication, un autre type de CPSS, proposé dans [87,92–94], peut être envisagé. En effet, il s'agit d'une structure implémentée avec une cascade de deux polariseurs circulaires et d'un polariseur linéaire. À notre connaissance, cette configuration n'a jamais été fabriquée et mesurée. Aussi, les polariseurs utilisés dans les premières simulations de [87] étaient tous faits avec des grilles (incluant les polariseurs circulaires). Par conséquent, étant donné que les polariseurs circulaires méandres fonctionnent sur une large bande, un CPSS cascadié fabriqué à partir de ceux-ci sera proposé dans le chapitre 8. Une illustration du concept est montrée dans la figure 3.7. Il est à noter que les polariseurs méandres doivent avoir plus d'une couche chacun pour un fonctionnement adéquat de ce CPSS, contrairement à ce qui est montré dans la figure.

Le fonctionnement de ce CPSS est assez simple. Par exemple, celui illustré dans la figure 3.7 est un LHCPSS (un RHCPSS peut se faire de la même manière, la seule différence étant que la grille est tournée de  $\pm 90^\circ$  selon l'axe des  $z$  par rapport aux polariseurs circulaires). Ainsi, une onde incidente LHCP est convertie en une onde à polarisation linéaire par le premier polariseur méandre (polariseur circulaire gauche, *left-hand circular polarizer* ou LCP) dont le champ électrique est parallèle aux grilles du polariseur linéaire (*linear polarizer* ou LP). L'onde est donc réfléchiée et reconvertie en LHCP par le LCP. À l'inverse, pour une onde incidente RHCP, celle-ci est convertie par le LCP en une onde à polarisation linéaire dont le champ électrique est orthogonal aux grilles du LP. Cette onde est transmise et reconvertie en RHCP par le deuxième polariseur méandre (polariseur circulaire droit, *right-hand circular polarizer* ou RCP).

Enfin, mentionnons la mise en oeuvre plus récente du CPSS de type cellule de Pierrot proposé dans [95, 96], dont les résultats semblent montrer une amélioration de la largeur de bande, dans le but justement d'implémenter un réflecteur bi-grille en polarisation circulaire. Les CPSS peuvent toutefois être utilisés pour plusieurs autres applications. Différentes configurations d'antennes à réflecteur sont donc proposées dans [97] alors qu'un réseau réflecteur fonctionnant pour les deux polarisations circulaires orthogonales et qui serait reconfigurable est discuté et envisagé dans [98–101]. Finalement, le comportement CPSS est aussi utilisé pour certaines applications en très hautes fréquences [102], voir même dans les THz par exemple [103–108].

### 3.4 Conclusion

En conclusion, rappelons qu'en premier lieu, une revue de la littérature des réflecteurs bi-grilles a été faite. Cette revue a permis de mettre en évidence qu'à ce jour, il n'existe aucune tentative connue de conception d'une telle structure fonctionnant en polarisation circulaire. Ainsi, dans le but d'analyser différentes méthodes de conception de tels prototypes, les polariseurs circulaires et les surfaces à sélection de polarisation circulaire ont été étudiés. La suite de la thèse sera essentiellement dédiée aux concepts décrits dans ce chapitre.

## CHAPITRE 4

### DÉMARCHE DE L'ENSEMBLE DU TRAVAIL INDIQUANT LA COHÉRENCE ENTRE LES ARTICLES ET LES OBJECTIFS DE LA RECHERCHE

Tel que mentionné dans l'Introduction, ce projet de recherche consiste à évaluer différentes solutions afin de mettre en oeuvre un réflecteur bi-grille en polarisation circulaire. Ensuite, la solution qui semble la meilleure sera retenue et un prototype sera fabriqué.

Tout d'abord, pour ce qui est de l'article présenté dans le chapitre 5, une nouvelle méthode est proposée dans le but de concevoir des polariseurs circulaires méandres optimisés pour une onde incidente normale. La technique proposée offre une plus grande flexibilité que ce qui est connu jusqu'à maintenant ainsi qu'une méthode de simulation simple. Aussi, une étude y est faite quant à la sensibilité du rapport axial de l'onde transmise en fonction de l'angle d'incidence. Les résultats de cette étude sont utilisés pour évaluer les configurations de réflecteurs bi-grilles illustrées dans les figures 3.2a et 3.2b lorsque le polariseur utilisé est conçu pour une incidence normale.

Dans le chapitre 6, une surface à sélection de polarisation circulaire est conçue et fabriquée. Tel que discuté dans le chapitre 3, la plupart des CPSS sont résonants et fonctionnent donc en bande étroite. Par conséquent, le CPSS proposé dans l'article du chapitre 6 est un CPSS cascadié, c'est-à-dire qu'il est fait d'une cascade de deux polariseurs circulaires méandres et d'un polariseur linéaire. Ce nouveau CPSS est mesuré pour une incidence normale ainsi que pour différents angles d'incidence obliques. Les résultats obtenus dans cette deuxième étude sont utilisés pour évaluer la solution d'un réflecteur bi-grille en polarisation circulaire dont chacun des réflecteurs serait fait avec un CPSS.

Ensuite, les résultats obtenus dans les deux chapitres précédents sont comparés dans le chapitre 7, de manière à choisir la meilleure option pour fabriquer un réflecteur bi-grille. Une fois que le choix est fait, l'article proposé dans le chapitre 8 montre un prototype de réflecteur bi-grille avec un polariseur circulaire. Ce polariseur doit donc être optimisé pour un angle d'incidence oblique. Ainsi, la méthode de conception de polariseurs proposée dans le chapitre 5 est modifiée en conséquence. Une étude quant à la sensibilité du rapport axial à l'angle d'incidence ainsi qu'à la fréquence y est aussi faite.

Finalement, le chapitre 9 montre des résultats et des analyses complémentaires de structures optimisées pour des angles d'incidence obliques ainsi que du réflecteur bi-grille proposé dans le chapitre 8, en plus de présenter le prototype final du projet et ses résultats.

## CHAPITRE 5

### ARTICLE 1 : ANALYSIS AND DESIGN OF THIN CIRCULAR POLARIZERS BASED ON MEANDER LINES

Marc-André Joyal et Jean-Jacques Laurin

Publié dans *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Juin 2012

#### 5.1 Abstract

A circular polarizer is a single layer or multi-layer structure that converts linearly polarized waves into circularly polarized ones and vice versa. In this communication, a simple method based on transmission line circuit theory is proposed to model and design circular polarizers. This technique is more flexible than those previously presented in the way that it permits to design polarizers with the desired spacing between layers, while obtaining surfaces that may be easier to fabricate and less sensitive to fabrication errors. As an illustrating example, a modified version of the meander-line polarizer being twice as thin as its conventional counterpart is designed. Then, both polarizers are fabricated and measured. Results are shown and compared for normal and oblique incidence angles in the planes  $\phi = 0^\circ$  and  $\phi = 90^\circ$ .

#### 5.2 Introduction

Circular polarizers convert linearly polarized waves into circularly polarized ones. In optics, quarter-wave plates are well known and have been in use for a long time [29]. At microwave frequencies, broadband circular polarizers were reported in [27, 28, 32–34, 58, 65, 72]. Examples of applications include the possibility to change the polarization of antennas [26] or, as suggested by [87], in the implementation of circular polarization selective surfaces.

Today's polarizers are mostly based on meander-line types, such as the one proposed in [28] and presented in details in [27, 58]. As shown in Fig. 5.1a, to convert an incident linearly polarized (LP) wave into a circularly polarized (CP) one the incident electric field vector  $\vec{E}$  has to make an angle of  $45^\circ$  with respect to the meander-lines axis. Thus, both orthogonal polarizations (say  $E_\perp$  and  $E_\parallel$ ) are decomposed and the polarizer can be modeled with the circuit models of Fig. 5.1b for each orthogonal polarization. To transform the LP wave into a CP wave without loss, both circuits must be designed to have a transmission coefficient magnitudes of unity ( $|\tau| = 1$ ) and must be in phase quadrature.

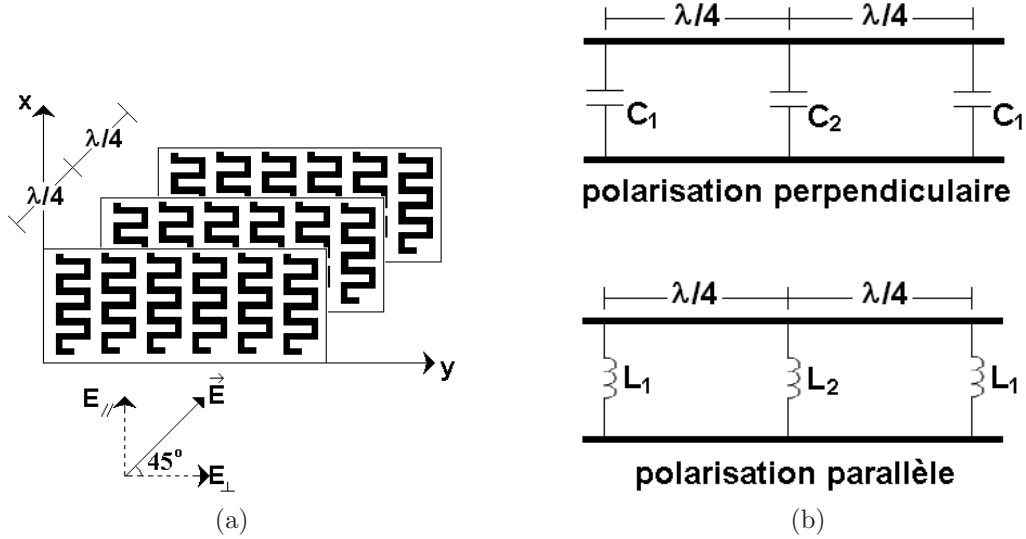


Figure 5.1 (a) Meander-line circular polarizer with three surfaces and (b) its circuit model in which capacitors and inductors model the susceptances of the surfaces for perpendicular ( $\perp$ ) and parallel ( $\parallel$ ) polarizations respectively.

A limitation with most of the polarizer designs is the imposed spacing between layers. Also, in the case of the “conventional” meander-line polarizers (Fig. 5.1), the required susceptances of the surfaces cannot always be realized in practice due to fabrication limitations. This is typically the case with high inductive surfaces in which very thin meanders are required. To overcome this issue, this communication proposes a simple method to design “modified” meander-line circular polarizers of arbitrary thicknesses. It will be used to implement thin polarizers with surfaces that are easier to pattern. As a demonstration, two three-layer circular polarizers are fabricated. The first one is the conventional meander-line polarizer (spacing of  $\lambda/4$  between its surfaces) while the second one, a modified meander-line polarizer, is designed with spacing of  $\lambda/8$  between its surfaces. Simulated and measured results for both of them are reported for normal and oblique incidence angles in the planes  $\phi = 0^\circ$  and  $\phi = 90^\circ$ .

### 5.3 Circuit Model of a Three-Layer Phase Shifter

To design circular polarizers with the circuit models of Fig. 5.1b, a systematic procedure is developed with a general circuit modeling each polarization, as shown in Fig. 5.2. In this circuit,  $Z_0 = 377\Omega$  and  $Z_1$  is the wave impedance of the material holding the surfaces, which is Rohacell 71 HF ( $\epsilon_r = 1.1$ ). The susceptance values of the surfaces,  $b_1$  and  $b_2$ , are normalized with respect to  $Z_1$  (see Fig. 5.3).

The goal is to design the circuit to have  $|\tau| = 1$  and a desired phase shift  $\alpha$  for a given electrical spacing  $\beta d$ , as done in [65]. However, instead of an analytical technique, we use a graphical approach that leads to polarizers with fewer surfaces since each one is designed for both polarizations. To do so,  $b_1$  and  $b_2$  are calculated with the admittance Smith chart of Fig. 5.3 to obtain a matched circuit. In this way, a simple routine can be implemented to obtain the design curves  $\alpha(b_1)$  and  $b_2(b_1)$  shown Fig. 5.4 [109]. They are given for the cases of  $\beta d = \pi/2$  and  $\beta d = \pi/4$  (i.e.  $\lambda/4$  and  $\lambda/8$  respectively).

## 5.4 Circular Polarizers

### 5.4.1 Circuits Design

Using the approach of the previous section, a circular polarizer is obtained by designing one phase shifter for each of the orthogonal polarization ( $\perp$  and  $\parallel$ ). Both phase shifters must have the same spacing  $\beta d$  and must be in phase quadrature, i.e.  $\Delta\alpha = |\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}| = \pi/2$ . This can be accomplished with the help of Fig. 5.4 in which two designs of different spacings are illustrated : one with  $\beta d = \pi/2$  ( $\square$ ) and the other with  $\beta d = \pi/4$  (\*).

The chosen susceptances for the first polarizer ( $\beta d = \pi/2$ ) are  $b_{1\perp,\parallel} = \pm 0.3950$  and  $b_{2\perp,\parallel} = \pm 0.7416$  where “+” sign (capacitive) is for perpendicular polarization and “-” sign (inductive) is for parallel polarization. For the second polarizer ( $\beta d = \pi/4$ ),  $b_{1\perp,\parallel} = \pm 0.7253$ ,  $b_{2\perp} = 0.8840$  and  $b_{2\parallel} = 0.2240$ . These susceptance values are shown with the arrows in Fig. 5.4. They can be chosen arbitrarily, as long as the phase difference between the orthogonal polarizations  $\Delta\alpha$  is  $\pi/2$ . However, these values have been chosen for bandwidth considerations. Based on the observation of Figs. 5.4a and 5.4b, simple heuristic guidelines to improve the polarizers’ frequency bandwidth can be deduced. First of all, it can be seen that both the  $\alpha$  and  $b_2$  curves tend to flatten for large values of  $|b_1|$ . If the two selected points move in these flat regions when the frequency changes, it clearly becomes impossible to maintain  $\Delta\alpha = \pi/2$ . A first guideline is therefore to choose the two points in the steeper slope region of the  $\alpha$

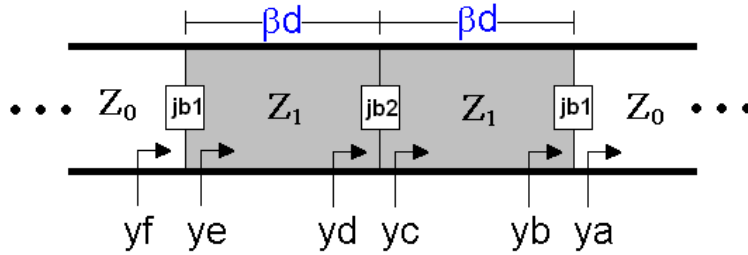


Figure 5.2 Circuit model of one polarization ( $\perp$  or  $\parallel$ ) with  $b_1$  and  $b_2$  being the normalized susceptances of the surfaces.

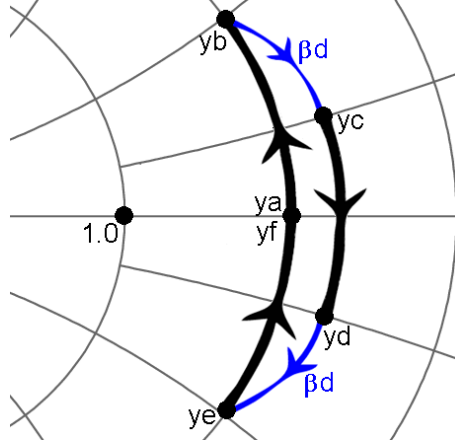


Figure 5.3 Admittance Smith chart (normalized with respect to  $Y_1 = 1/Z_1$ ). Movement of the admittances of the filter shown in Fig. 5.2 for arbitrary  $\beta d$  and  $Z_1$ .

versus  $b_1$  curve. A second simple guideline is to keep  $|b_1|$  and  $|b_2|$  as small as possible, so that the solution stays near the impedance matched point  $y = Z_1/Z_0$  of the Smith chart (see Fig. 5.3). It is clear however that the choice of susceptances leading to the best frequency response directly depends on the spacing between surfaces. In Fig. 5.4, it can be seen that if  $\beta d = \pi/2$ , the steeper slope regions of the  $\alpha$  and  $b_2$  curves are centered on the axes  $b_1 = 0$  and  $b_2 = 0$ . However, for  $\beta d = \pi/4$ , the steeper slope regions of both have moved to more capacitive values of  $b_1$  and  $b_2$ . This behavior is observed for every  $\beta d < \pi/2$ . On the other hand, if  $\beta d \in [\pi/2, \pi]$ , susceptance values in the steeper regions go more inductive (not shown in the figure).

For the case of  $\beta d = \pi/2$ , it is seen in Fig. 5.4 that both guidelines are respected. However, in all other cases (e.g.  $\beta d = \pi/4$ ), it is not possible to follow both guidelines simultaneously and one must choose the values that give the best trade-off. Many designs were tried and it was found that maintaining small susceptance values has a more important impact on the bandwidth than being in the steeper slope regions of the curves. This is why the thinner polarizer ( $\beta d = \pi/4$ ) has been designed to have minimum values for  $|b_1|$  and is therefore not in the steeper region of the phase response curve.

#### 5.4.2 Design of the Reactive Surfaces

The susceptance values obtained previously are used to adjust the dimensions and general shapes of the printed patterns implementing  $b_1$  and  $b_2$ . For the conventional meander-line polarizer ( $\beta d = \pi/2$ ), all the susceptances are either capacitive or inductive for perpendicular and parallel polarizations respectively. Thus, the three surfaces are implemented with meander-line patterns (see Fig. 5.1). In the case of the modified meander-line polarizer

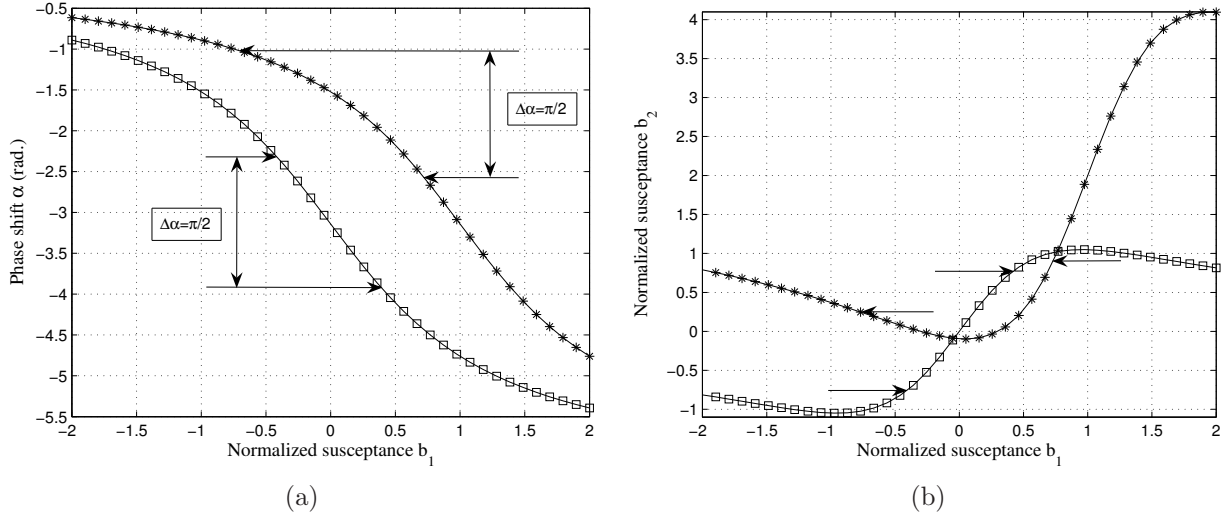


Figure 5.4 (a)  $\alpha$  vs  $b_1$  and (b)  $b_2$  vs  $b_1$ . Separation between layers of  $\lambda/4$  ( $\square$ ) and  $\lambda/8$  (\*).

( $\beta d = \pi/4$ ), the external surfaces are also patterned with meander-lines, but the internal one is made with patches because its susceptance is capacitive for both polarizations. It is illustrated in Fig. 5.5a while its circuit model is shown in Fig. 5.5b.

Once the general shapes of the printed patterns are known, we use the Floquet analysis capabilities of Ansoft-HFSS to design and analyze the polarizer surfaces as infinite arrays. Their dimensions are adjusted separately for each surface to obtain the desired orthogonal susceptance values ( $b_{\perp, \parallel}$ ) from their reflection coefficients ( $\Gamma_{\perp, \parallel}$ ). The periodicity of each surface was chosen small enough to avoid grating lobes so only the  $TE_{00}$  and  $TM_{00}$  modes were used. For these modes, the  $E$  field is respectively parallel to the  $y$  and  $x$  axes in Fig. 8.4 thus one might use  $\Gamma_{\perp} = S_{11TE_{00}}$  and  $\Gamma_{\parallel} = S_{11TM_{00}}$ .

In practice, even if mutual coupling interaction is ignored, this procedure can lead to good polarizers but some conditions must be respected. Firstly, as mentioned above, grating lobes must be avoided. To eliminate these higher order propagating Floquet modes, the unit cells must be smaller than  $\lambda/2$ . Secondly, even if only the  $TE_{00}$  and  $TM_{00}$  modes propagate, higher order evanescent modes may also have an impact on the polarizers response if their level is high enough at the neighbor surfaces. Consequently, it is important to reduce the size of the cells to increase the attenuation of the higher order modes [11]. Also, one must keep in mind that the closer the surfaces are from each other, the more the response will be influenced by these higher order modes. Thus, for thin polarizers, results could be more different than what is expected from the calculated uncoupled susceptances circuit model. Nevertheless, this “surface by surface” design technique is only a starting point. After designing each surfaces



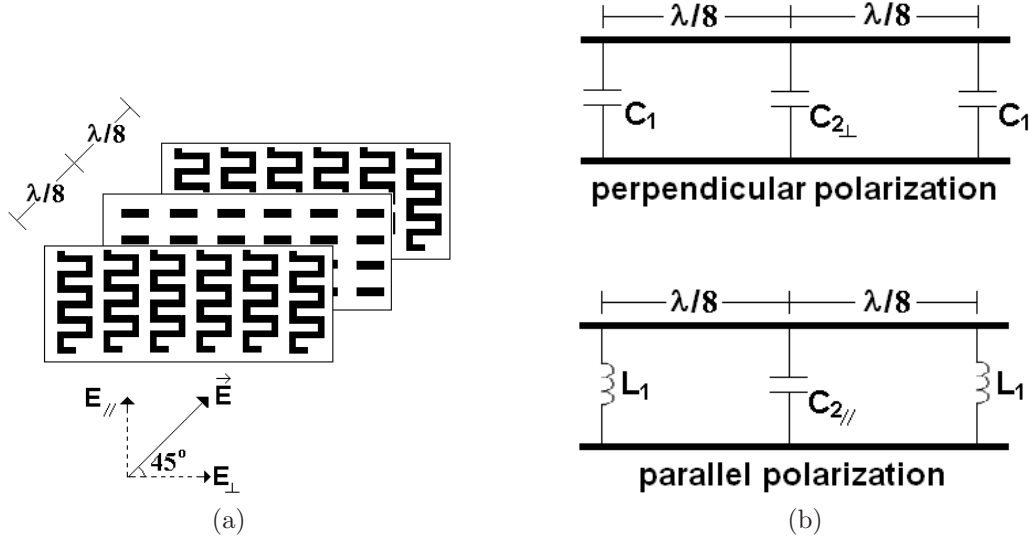


Figure 5.5 (a) Modified meander-line circular polarizer (spacing of  $\lambda/8$  between surfaces) and (b) its circuit model.

individually, the complete polarizer must be simulated and optimized numerically (e.g. in Ansoft-HFSS) to have the desired response.

## 5.5 Results

To illustrate the proposed design procedure, polarizers have been designed for an operation frequency of 19 GHz. They were printed on 5 mils polyimide (Pyralux from Dupont of  $\epsilon_r = 3.4$  and  $\tan \delta = 0.002$ ) and held between sheets of Rohacell 71 HF ( $\epsilon_r = 1.1$  and  $\tan \delta = 0.01$ ).

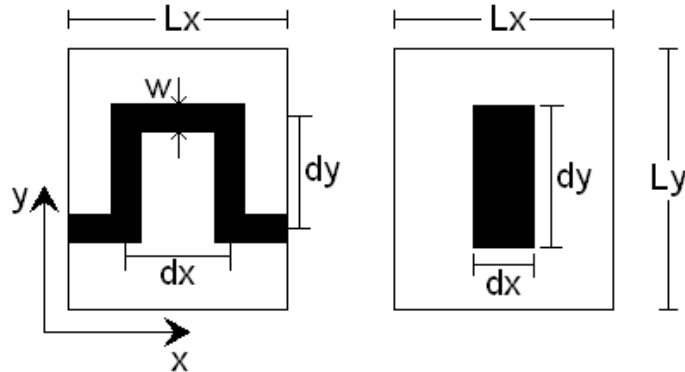


Figure 5.6 Unit cells of meander-line and patch surfaces with the definitions of their dimensions (see Tab. 5.1).

Tableau 5.1 Sizes of Internal (int) and External (ext) Surfaces for Both Polarizers

parameters	conventional (mils)	modified (mils)
$w_{int}$	21	—
$w_{ext}$	6	23
$dy_{int}$	85	139
$dy_{ext}$	79	77
$dx_{int}$	80	31
$dx_{ext}$	80	80
$Lx$	160	160
$Ly$	207	201

To characterize these polarizers, they are held between two linearly polarized horn antennas connected to a network analyzer. Between both antennas and the device under test (DUT), lenses are used to form an incident planar phase front. In the experimental results, TRM (Thru-Reflect-Match) calibration was performed to eliminate ripples due to standing waves between the DUT, lenses, and horn antennas. Moreover, because of the scattering produced by the DUT, time gating is also performed.

Simulation and experimental results of both polarizers have firstly been computed at normal incidence. The axial ratio of the transmitted circularly polarized output waves is shown in Fig. 5.7. For an axial ratio of less than 0.5 dB, knowing that optimization could be used to shift the center frequency, both polarizers seem to have similar bandwidths. A good agreement between the measured and simulated results is observed, which supports the proposed design approach. Also, Figs. 5.8a and 5.8b show orthogonal co-polarized  $S_{21}$  parameters. It appears that the -1 dB bandwidth of the modified meander-line polarizer is broader than that of the conventional one. However, simulations for frequencies lower than 16 GHz (not shown) revealed that the -1 dB bandwidth of  $S_{21}$  for both polarizers were similar. Unfortunately, it is impossible to measure under 16 GHz with our test setup.

Thus, in regards of these results, both polarizers seem to provide a comparable quality of the output signal. It is worth to mention that in the  $S_{21}$  results, insertion losses are mostly due to the high loss tangent of the foam layers supporting the polyimide layers. Also visible in these results is a small apparent gain in certain frequency intervals. This phenomenon is due to the use of non uniform incident waves in the measurement setup, as suggested in [110]. When the cells near the center of the DUT are illuminated by the incident wave, their scattered fields are coupled to other cells exposed to weaker incident fields. The effective size of the reradiating surface is thus increased, which increases  $S_{21}$ .

Because the dimensions of the printed patterns are quite small (see Table 5.1), even small etching errors may affect results substantially. To analyze the sensitivity of the axial

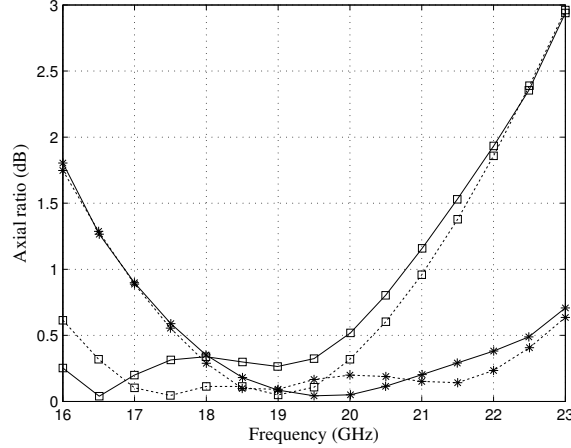


Figure 5.7 Axial ratios of conventional ( $\square$ ) and modified (\*) meander-line polarizers. Solid and dotted lines are for experimental and simulated results respectively.

ratio to these errors, both polarizers have been simulated for two cases : a 1 mil overetching and a 1 mil underetching of the printed patterns. Then, the difference of these axial ratios with the simulated ones of Fig. 5.7 have been defined as the errors for overetching and underetching. Finally, the mean error, defined as the average of overetching and underetching errors, has been calculated for each polarizers and plotted in Fig. 5.9. It shows that the modified polarizer is less sensitive to etching errors at normal incidence. This is explained by the larger dimensions of its printed patterns compared to the conventional polarizer as shown in Table 5.1. Obviously, a  $\pm 1$  mil error is more significant on a small pattern than on a large one. Also, it is worth to mention that smaller patterns may be more difficult to fabricate.

Axial ratios of the conventional and modified meander-line polarizers have also been measured for oblique incidence angles of  $\theta = 30^\circ$ ,  $\theta = 45^\circ$ , and  $\theta = 60^\circ$  in both principal planes (i.e.  $\phi = 0^\circ$  and  $\phi = 90^\circ$ ). Results are shown respectively in Figs. 5.10a and 5.10b, where we can see that they deteriorate for high values of  $\theta$ . Interestingly, this deterioration is more pronounced for higher frequencies when the incidence is in the plane  $\phi = 0^\circ$  and for lower frequencies in the plane  $\phi = 90^\circ$ . This behavior is more visible in the case of the conventional meander-line polarizer. Also, it is worth to mention that near the center frequency of 19 GHz, the conventional polarizer seems less sensitive to the incidence angle variations.

## 5.6 Analysis

Results obtained in the previous section are analyzed qualitatively with the circuit models to explain the behavior of the designed polarizers. It must be mentioned that these models

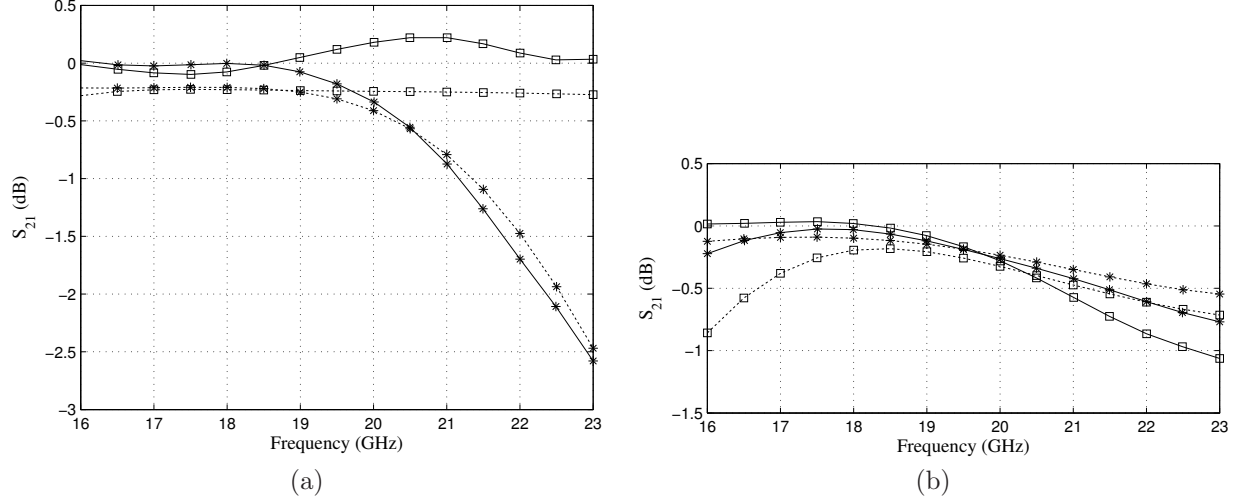


Figure 5.8  $S_{21}$  parameters for perpendicular (\*) and parallel (□) components of the linearly polarized incident wave on (a) the conventional and (b) the modified meander-line polarizers. Solid and dotted lines are for experimental and simulated results respectively.

can be used only to analyze polarizers under the incidences discussed here, which are normal or oblique in the planes  $\phi = 0^\circ$  and  $\phi = 90^\circ$  since the surfaces do not introduce mode coupling in these cases [58]. Mutual coupling between surfaces can also be neglected since higher order modes are attenuated of at least 20 dB and 40 dB at the neighbor surfaces for the modified and the conventional polarizers respectively.

### 5.6.1 Normal Incidence

As shown in Figs. 5.7 and 5.8 both polarizers have similar performances at normal incidence. This is explained by the fact that even if the susceptance values of the modified meander-line polarizer are higher than the conventional one, they are compensated by the reduced spacing between surfaces. However, it must be mentioned that when the spacing is much more reduced, susceptances significantly increase and their effects on the frequency response of the polarizer is more important than what is gained by shortening the spacing. Moreover, coupling between surfaces cannot be neglected anymore.

### 5.6.2 Oblique Incidence

At oblique incidences, Figs. 5.10a and 5.10b show that axial ratios deteriorate for high angles of incidence. However, it is dependent on the plane of the incident wave, i.e.  $\phi = 0^\circ$  or  $\phi = 90^\circ$ . This behavior is easily explained with the approximate variations of surface susceptances with frequency and incidence angles.

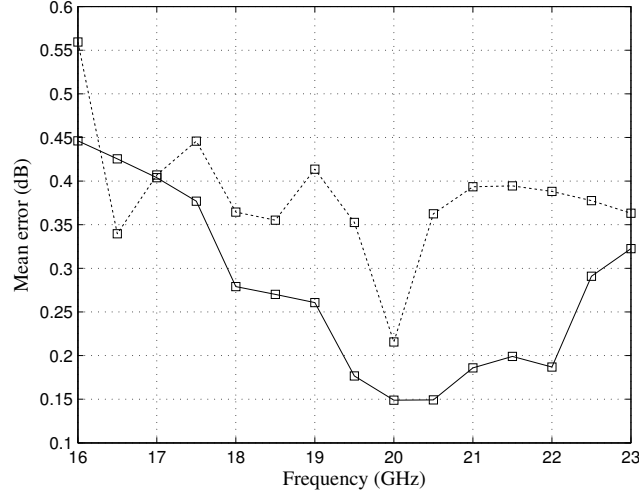


Figure 5.9 Mean error on the axial ratio values for a  $\pm 1$  mil etching error on the printed patterns for the conventional (dotted line) and modified (solid line) meander-line polarizers under normal incidence.

As shown in [83] for TE and TM incidences, susceptance values are modified as  $b_{TE} = b_0 / \cos \theta$  and  $b_{TM} = b_0 \cos \theta$  where  $b_0$  is the normalized susceptance of a given surface at normal incidence. Also, the frequency variation of purely capacitive and inductive surfaces are respectively  $b_C = Z_1 \omega C$  and  $b_L = -\frac{Z_1}{\omega L}$  (normalized with respect to  $Z_1$ ). Thus, from the circuit models (see Figs. 5.1b and 5.5b) and with respect to the orientation of the meander-line surface of Fig. 8.4, it can be seen that if the incident wave is from the direction  $(\theta, \phi = 0^\circ)$ ,  $|b_C|$  will increase and  $|b_L|$  will decrease because the incidences are TE and TM respectively for perpendicular and parallel polarizations. In addition, if the frequency increases,  $|b_C|$  will increase and  $|b_L|$  will decrease, which explains the deterioration of the axial ratio for higher frequencies in Fig. 5.10a. On the other hand, axial ratio is more stable for lower frequencies since the decrease of  $|b_C|$  and the increase of  $|b_L|$  with frequency compensate for the susceptance variations due to the incidence angle. The same observations can be made in the plane  $(\theta, \phi = 90^\circ)$ , but the variation of the susceptances are opposite. That is why the polarizer is more stable for higher frequencies.

For the modified polarizer, similar effects can be observed in Fig. 5.10b. However, they are not seen as clearly as for the former polarizer because only two of the three surfaces have meander-line patterns. This means that for parallel polarization, susceptances of the external surfaces are inductive while the one of the internal surface is capacitive. Because they do not vary in the same way, a qualitative analysis cannot be done.

This analysis shows that for oblique incidences in planes  $\phi = 0^\circ$  and  $\phi = 90^\circ$ , circuit models give a good insight of the polarizer's frequency response. Then, it explains that

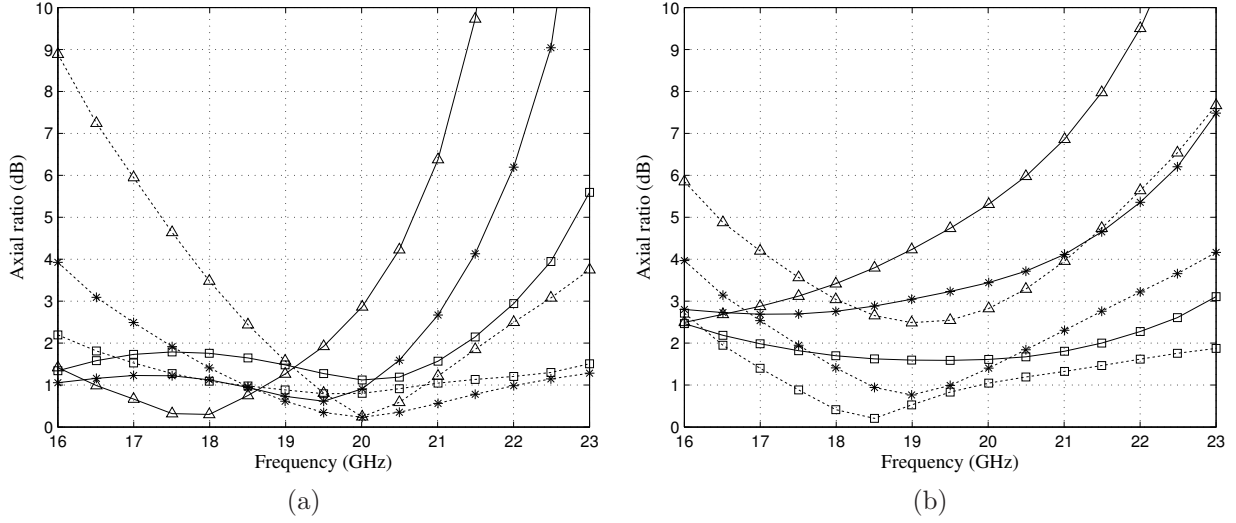


Figure 5.10 Experimental axial ratios of (a) the conventional and (b) the modified meander-line polarizers for oblique incidences of  $(\theta = 30^\circ, \phi = 0^\circ)$  —  $\square$ ,  $(\theta = 30^\circ, \phi = 90^\circ)$   $\cdots \square$ ,  $(\theta = 45^\circ, \phi = 0^\circ)$  —  $*$ ,  $(\theta = 45^\circ, \phi = 90^\circ)$   $\cdots *$ ,  $(\theta = 60^\circ, \phi = 0^\circ)$  —  $\triangle$ ,  $(\theta = 60^\circ, \phi = 90^\circ)$   $\cdots \triangle$ .

the axial ratio of the conventional meander-line polarizer is more stable near the center frequency because its surface susceptances are lower. Finally, it should be mentioned that in this analysis, we did not take into account the variation of the spacing between the surfaces as done by [58]. In fact, because this spacing is small ( $\beta d < \pi/2$ ), the effects of its variation can be neglected in this qualitative analysis.

## 5.7 Conclusion

In this communication, a simple technique was proposed to design circular polarizers of arbitrary thickness with the help of a simple circuit model and the Floquet modal expansion analysis. It allowed to have thinner circular polarizers made of surfaces that are easier to fabricate and less sensitive to fabrication errors. With this method, two meander-line circular polarizers have been designed : a conventional and a modified version having half the thickness of the former one. It was shown that similar results were obtained at normal incidence, but the conventional seemed more stable under oblique incidences. Finally, the results of both polarizers were qualitatively analyzed with the circuit models and it was shown that this method can quickly give an insight on the performance of a desired circular polarizer.

## Acknowledgment

The authors would like to thank the technical staff of the Poly-Grames Research Center for their assistance in the fabrication and testing of the prototypes.

## CHAPITRE 6

### ARTICLE 2 : DESIGN AND ANALYSIS OF A CASCADE CIRCULAR POLARIZATION SELECTIVE SURFACE AT K BAND

Marc-André Joyal et Jean-Jacques Laurin

Publié dans *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Juin 2014

#### 6.1 Abstract

This paper proposes a Circular Polarization Selective Surface (CPSS) design consisting of two meander-line circular polarizers and a linear polarizer. No vias are required. These polarizers are individually designed with ANSYS-HFSS (High Frequency Structure Simulator) software whereas the response of the overall cascade CPSS is computed with the GSM approach. A cascade CPSS which includes three-layer meander-line polarizers is designed and fabricated. Good agreement is shown between experimental and simulated results, with only the  $TE_{00}$  and  $TM_{00}$  modes in the GSM analysis. Finally, analysis of the circular polarizers based on simple filter theory is done to better understand how the performance of the whole structure can be improved.

#### 6.2 Introduction

Circular Polarization Selective Surfaces (CPSSs) are periodic structures that reflect one sense of circular polarization and transmit the other. In this paper, we present a LHCPSS (Left-Hand CPSS) which reflects left-hand circular polarization (LHCP) and transmits right-hand circular polarization (RHCP).

Potential applications considered are satellite antennas that use polarization filtering. Because base stations are implemented more easily and mobile users are served more efficiently with circular polarization, CPSSs could be used to filter orthogonal circular polarizations. Thus, instead of grids that filter vertical and horizontal polarizations in linearly polarized antenna systems, CPSSs would filter RHCP and LHCP. These devices could thus be used in dual-gridded reflectors [95]. Moreover, dual curved reflector antennas, dual-offset reflector antennas, the mirror antenna discussed in [97] and the reconfigurable reflectarray considered in [98] could also be implemented. More generally, devices like diplexers and filters done in linear polarization [111, 112] could be designed in circular polarization with CPSSs.



Five different types of CPSS can be found in the literature. The first one is based on the Pierrot cell [84, 85, 88]. It consists of two orthogonal monopoles interconnected by a segment of a quarter wavelength. It is assumed that the cell is repeated periodically to form a 2D array. Another version of this Pierrot cell was proposed in [97]. This CPSS is similar to the latter, but the unit cells are interconnected. The Tilston cell proposed in [86] is also similar but it uses dipoles instead of monopoles. Moreover, the vertical interconnecting segment is replaced by a half-wave transmission line section having a quarter wavelength physical length in free space. For these three types of CPSS, a wave circularly polarized in one sense will produce a resonance on the wires and be reflected. At the opposite, a wave in the other sense of circular polarization will produce an antiresonance and will be mostly transmitted. The fourth design presented in [113] is inspired from the Pierrot cell concept, but there are intermediate conducting strips that were meant to replace Pierrot's longitudinal segment in order to avoid the use of a via hole in fabricating the structure in PCB technology.

All of these designs consist of unit cells that have resonant or “antiresonant” behavior. However, the fifth design discussed in [87, 92–94] is made of a linear polarizer inserted between two circular polarizers. The fundamental difference with this “cascade” CPSS is the non-resonant nature of the unit cells, which may help to increase the bandwidth and reduce the sensitivity to the incidence angle due to their small sizes.

One problem with the first three designs is the difficulty of fabrication with standard printed circuit techniques. In fact, it may be difficult to make good quality quarter-wavelength vias for every cell of the CPSS. The fourth design does not use vertical metallization, but simulation and experimental results give a transmission insertion loss of at least 2 dB [113], which may be unacceptable in applications requiring high efficiency.

To increase the bandwidth and avoid the need of vias, a CPSS based on the fifth design has

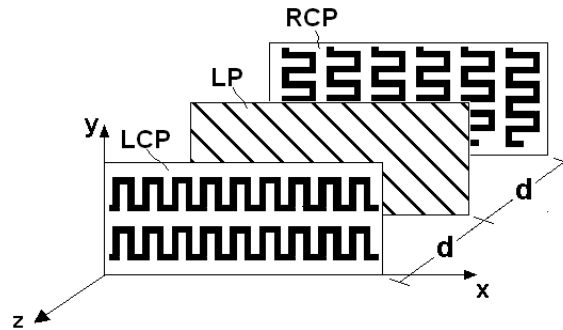


Figure 6.1 Cascaded CPSS with a linear polarizer (LP) and two meander-line circular polarizers (LCP and RCP) used to convert linear to circular polarization and vice versa. Each meander-line polarizer includes three metallized surfaces.

been proposed in [114]. Instead of using circular polarizers made of simple grids as suggested in [87, 92], broadband meander-line polarizers have been used as shown in Fig. 6.1. Meander-line polarizers are illustrated with only one metallic layer to simplify the figure, but they have to be made with two layers or more to reduce the return loss. In fact, as it is the case with passive filters, the more layers the meander-line polarizer has, the broader the bandwidth can be.

This paper constitutes an extension beyond [114] since the general scattering matrix (GSM) method used is given with more details. Moreover, each polarizer is analyzed in depth and circuit models of meander-line polarizers are used to explain the remarkable effect of adding a layer over the axial ratio bandwidth of the whole CPSS. The performance under oblique incidence in both principal planes ( $\phi = 0^\circ$  and  $\phi = 90^\circ$ ) is also shown and discussed whereas results at normal incidence are given for transmission, and in some cases, for reflection too.

### 6.3 Cascade CPSS design

The cascade CPSS of Fig. 6.1 is made of a left-hand circular polarizer (LCP), a linear polarizer (LP) consisting of a grid of straight parallel wires, and a right-hand circular polarizer (RCP).

When an LHCP wave is incident on the LHCPSS, say on the LCP side, it is converted to a linearly polarized wave with the electric field parallel to the wires of the LP. Then, the wave is reflected and converted back to an LHCP wave by the LCP. Therefore in this case, the LHCP and RHCP reflected waves are defined as co-polarized and cross-polarized waves, respectively.

On the other hand, when the incident wave is RHCP, the linearly polarized wave at the output of the LCP has its  $E$  field perpendicular to the wires of the LP. In this case, it is transmitted through the LP and converted back to an RHCP wave by the RCP. Therefore in this case, the RHCP and LHCP transmitted waves are defined as co-polarized and cross-polarized waves, respectively.

The next subsections will give the guidelines for the design of the whole cascade CPSS and its polarizers. Before going into these details, let us remind that each surface is done and simulated individually with ANSYS-HFSS (High Frequency Structure Simulator). With the infinite array simulator (a waveguide with Master and Slave boundary conditions), only one cell of the surface is implemented. The cells are shown in Figs. 6.3a and 6.3b. Floquet ports are positioned on each side of the cell and the generalized scattering matrix (GSM) of the layer can thus be computed. With this simulation setup, it is possible to cascade layers as

long as their unit cell size is the same (as it is the case for the meander-line polarizers used herein). However, it is not the case for the cascade CPSS. It is therefore analyzed with the GSM approach described at the end of this section.

### 6.3.1 Linear Polarizer

Linear polarizers made of simple metallic grids are generally broadband devices. In the CPSS concept presented here they are not the limiting factor for bandwidth. Consequently, the LP used here has only one layer. Printed lines rotated by 45 degrees with respect to the meander-lines axis (see Fig. 6.1) are patterned. As mentioned in [115], good performance is obtained when these printed lines are narrow and closely spaced.

### 6.3.2 Circular Polarizers

As mentioned in the previous section, LCP and RCP are both implemented with meander-line surfaces. It is easy to show that the RCP can be made identical to the LCP, but rotated by 90 degrees around the  $z$  axis (see Fig. 6.1).

The three-layer meander-line circular polarizer is shown in Fig. 6.2a. Its operation and design methodology are described in details in [116]. As shown in Fig. 6.2b, the components of the incident electric field parallel ( $E_{\parallel}$ ) and perpendicular ( $E_{\perp}$ ) to the meander axis are treated separately with independent circuits. A shunt susceptance is associated with each layer.

Using the procedure given in [116], the calculated normalized susceptances of external and internal surfaces of each polarizer are  $b_{(C,L)_{ext}} \approx \pm 0.3950$  and  $b_{(C,L)_{int}} \approx \pm 0.7416$  where “+” sign (capacitive) is for perpendicular polarization and “-” sign (inductive) is for parallel polarization. These values assume spacers made of low permittivity foam (Rohacell with  $\epsilon_r = 1.1$ ) between the metallized layers with a thickness close to  $\lambda/4$  in the medium at the center frequency (see Section 6.4). This design is chosen in order to obtain the maximum bandwidth and the lowest sensitivity to variations of the incidence angle, as demonstrated in [116].

As noted in [27], it is also interesting to mention that if the polarizer has three layers or more, it is possible to design it with only two different types of surface i.e., one type for the two external layers (layers at the input and output of the polarizer) and one type for all the internal layers (the surfaces between the input and output surfaces are thus identical). Obviously, in the three-layer case presented here, there is only one internal surface.

Once the susceptances are calculated, layers can be designed independently. However, some precautions must be taken. Firstly, higher-order modes must not be allowed to pro-

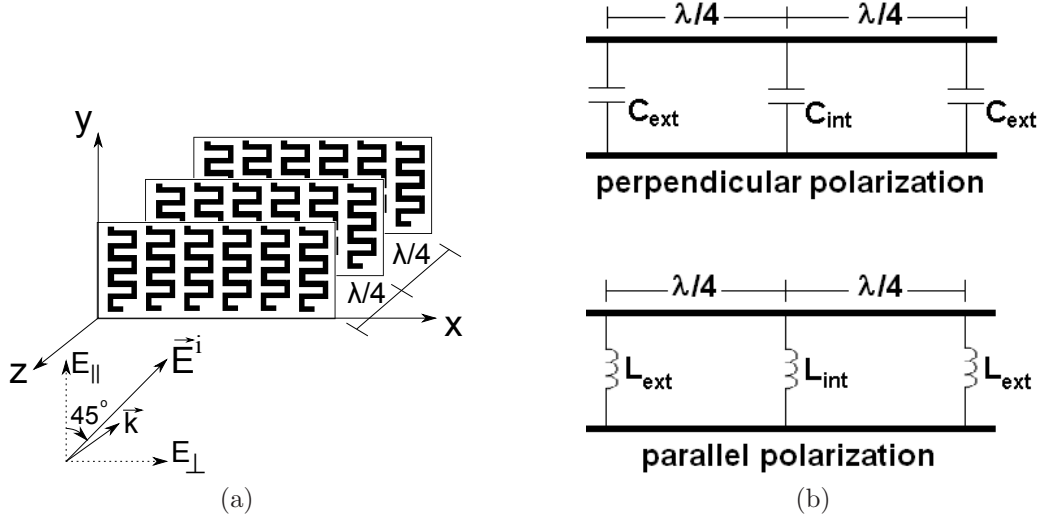


Figure 6.2 (a) Meander-line circular polarizer made of three surfaces and (b) its circuit model in which capacitors and inductors model the susceptances of the surfaces for perpendicular ( $\perp$ ) and parallel ( $\parallel$ ) polarizations, respectively.

pagate. This is achieved by making the size of the cells less than  $\lambda/2$ . However, even if the higher-order modes are evanescent, they can have an effect on the response of the polarizer if their level is high enough at the subsequent surface. It is therefore also important to have the cell size as small as possible to increase the attenuation of these modes between layers of the polarizer and through the whole cascade CPSS [11]. As it will be shown in the next subsection, a benefit of this is a reduction in the complexity of the GSM computation because fewer modes are needed. Nevertheless, the design of the individual surfaces is only a starting point. Once each surface is designed, the complete polarizer can be optimized, for instance with HFSS, to have the desired response.

### 6.3.3 Cascade CPSS with GSM Approach

Once the three polarizers are designed, the response of the cascade CPSS can be computed. However, the LP period is typically 5-8 times smaller than that of the circular polarizers (see Figs. 6.3a, 6.3b, and Table 6.1). Moreover, the LCP and RCP have rectangular cells and are rotated by 90 degrees with respect to each other whereas the LP has square unit cells (see Figs. 6.1, 6.3a, and 6.3b). In this case, to use the infinite array analysis, the simulated unit cell of each layer must have the size ( $L_{cell}$ ) of the lowest common multiple of all the individual cell sizes i.e  $L_{cell} = l \times L_{LCP} = m \times L_{LP} = n \times L_{RCP}$  where  $[l, m, n]$  is the set of non-zero integers minimizing  $L_{cell}$  (which may even not exist if the ratio between the three

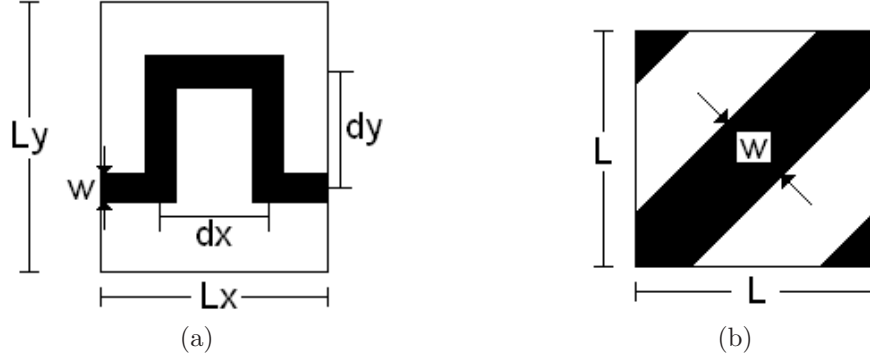


Figure 6.3 Definition of parameters listed in Table 6.1 for (a) the two meander-line polarizers and (b) the linear polarizer.

Tableau 6.1 Dimensions of Printed Patterns for Internal (int) and External (ext) Surfaces of the Polarizers

parameters	LCP (mils)	RCP (mils)	LP (mils)
$w_{int}$	21	21	7
$w_{ext}$	6	6	—
$dy_{int}$	89	85	—
$dy_{ext}$	72	79	—
$dx$	80	80	—
$Lx$	160	160	—
$Ly$	214	207	—
$L$	—	—	28

cell sizes are not rational numbers). Thus, these individual cells may have to be repeated a large number of times, which increases the complexity and time of the simulation.

To this end, the GSM approach described in [11] and [15] can be used to simplify the simulation. Actually, the GSM of a layer is simply its  $S$  parameters, but with more than one mode considered at each interface. Each of these modes is a  $TE_{pq}$  or  $TM_{pq}$  plane wave, where  $TE$  ( $TM$ ) means that the electric (magnetic) field is transverse to a vector normal to the surface whereas  $pq$  subscripts represent the mode order. In our case, it is assumed that the vector normal to the surface is parallel to the  $z$  axis since the CPSS lies in the  $xy$  plane.

With the GSM formulation for each individual layer, the basic concept of this technique is to apply the cascading rules to compute the GSM of the overall cascaded layers. These rules are applied in the following way. For example, let us consider two adjacent layers,  $A$  and  $B$ . If the GSM of  $A$  and the GSM of  $B$  are known, then the overall GSM of the system

$(AB)$  is computed with the following equations [117] :

$$[S_{11}^{AB}] = [S_{11}^A] + [S_{12}^A][I - S_{11}^B S_{22}^A]^{-1}[S_{11}^B][S_{21}^A] \quad (6.1)$$

$$[S_{12}^{AB}] = [S_{12}^A][I - S_{11}^B S_{22}^A]^{-1}[S_{12}^B] \quad (6.2)$$

$$[S_{21}^{AB}] = [S_{21}^B][I - S_{22}^A S_{11}^B]^{-1}[S_{21}^A] \quad (6.3)$$

$$[S_{22}^{AB}] = [S_{22}^B] + [S_{21}^B][I - S_{22}^A S_{11}^B]^{-1}[S_{22}^A][S_{12}^B]. \quad (6.4)$$

This technique can be applied recurrently for any number of layers to calculate the overall GSM of a multi-layer structure.

In the case of the cascade CPSS, the GSM is computed for a cascade of three layers : LCP, LP, and RCP. The same spacing of a quarter wavelength ( $d = \lambda/4$  in Fig. 6.1) was used between adjacent polarizers, i.e., between LCP and LP polarizers and between LP and RCP polarizers. Thus, even if the polarizers have more than one layer, they are treated as a single network because their GSM is simulated completely with HFSS.

In most of the cases, when the GSM approach is used, higher-order modes need to be considered [11, 15, 118]. In fact, a rule of thumb developed with the image screen technique in [118] says that if a Floquet mode that is excited by a preceding surface is attenuated by 22 dB or more at the following surface, it is not necessary to include it in the GSM analysis. Otherwise, it must be considered. This attenuation can be calculated with the cell dimensions of a periodic structure [11]. In our case, at the design frequency of 19 GHz and based on the dimensions given in Table 6.1, the attenuation factors of the lowest higher-order modes are approximately 10 dB/mm for the LCP and RCP and 75 dB/mm for the LP. Because of the availability of the materials and in order to keep a safe margin, the spacers between surfaces have a thickness of 4 mm ( $\lambda/4$  at 19 GHz). Therefore, the corresponding circular and linear polarizers attenuations at the next surface are 40 dB and 300 dB, respectively. These values are much higher than the lower limit of 22 dB specified by the rule of thumb. This justifies our choice of ignoring the higher-order modes in the simulations. It should also be noted that according to [92], when higher order modes and standing waves between polarizers can be neglected, the inter-polarizer spacing is not critical. Another benefit of the fast decay of high-order modes is the low sensitivity of the CPSS characteristics to relative shifts of the seven metallized layers along  $x$  and  $y$ , since the zero order modes have no field variations along these directions.

Once the GSM of the whole system is computed, the goal is to analyze the results of the cascade CPSS. In this way, when a wave is incident from port 1, transmitted and reflected

waves are easily obtained with (6.5) and (6.6),

$$[E^r] = [S_{11}][E^i] \quad (6.5)$$

$$[E^t] = [S_{21}][E^i] \quad (6.6)$$

where  $E$  is the electric field and the superscripts  $i$ ,  $r$ , and  $t$  designate the incident, reflected, and transmitted fields, respectively.

Because only the  $TE_{00}$  and  $TM_{00}$  modes are considered, each GSM is a 4x4 matrix (four 2x2 sub-matrices) whereas  $[E^i]$ ,  $[E^r]$ , and  $[E^t]$  are two-element column vectors. Both orthogonal scattered modes have  $E_{TE}$  and  $E_{TM}$  components, i.e.,  $[E^c] = [E_{TE}^c \ E_{TM}^c]^\top$ , where  $c$  stands for  $i$ ,  $r$ , or  $t$ . Also, according to the GSM theory [12],  $E_{TX} = A_{TX}/\sqrt{Z_{TX}}$ , where  $A_{TX}$  is the electric field component perpendicular to  $z$  in the TE and TM modes, and  $Z_{TX}$  is the  $TE$  and  $TM$  characteristic impedances when  $X = E$  and  $X = M$ , respectively. More specifically we have  $Z_{TM} = \eta \cos(\theta)$  and  $Z_{TE} = \eta / \cos(\theta)$ , where  $\eta$  is the impedance of free space ( $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ ) and  $\theta$  refers to the angle (of incidence, reflection, or transmission) associated with the mode indices  $p$  and  $q$  considered. This normalization with the square-root of the wave impedance must be done in order to have a unitary  $S$  matrix [12]. Actually, this is needed to be able to compare directly the measured electric field to the simulated field  $[E^c]$  since the bistatic measurement of the scattering coefficients at oblique incidence entails the measurement of the whole electric field, not just its transverse component. It is therefore equivalent to defining the scattering coefficients in terms of the whole electric field as done in [87]. However, we emphasize that this normalization is already done in HFSS and it agrees with the well known multi-ports  $S$  parameters definitions.

The assumed directions for the reflected and transmitted waves are  $+z$  and  $-z$ , respectively (see Fig. 6.1). To calculate the axial ratio ( $AR$ ) of the reflected and transmitted waves, the following well-known equations are used :

$$E_R = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{TE}^s \pm jE_{TM}^s) \quad (6.7)$$

$$E_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{TE}^s \mp jE_{TM}^s) \quad (6.8)$$

$$AR = \frac{|E_R| + |E_L|}{||E_R| - |E_L||} \quad (6.9)$$

where the transverse component of the electric field for the TE or TM mode is in the  $-y$  or  $x$  direction, respectively, for the incidence plane being  $\phi = 0$  (according to HFSS convention). In (6.7) and (6.8),  $s = r$  and the upper sign is used for reflected waves, whereas for transmitted

waves,  $s = t$  and the lower sign is used. Also, R and L are used for RHCP and LHCP, respectively.

Finally, it is important to mention that because we are interested in the response of the CPSS to circularly polarized waves, we have  $[E^i] = \sqrt{1/2}[1 \ j]^T$  for RHCP and  $[E^i] = \sqrt{1/2}[j \ 1]^T$  for LHCP, incident in the  $-z$  direction.

## 6.4 Results

The procedure is illustrated by the design of a cascade LHCPSS at 19 GHz. Each polarizer is printed on a flexible 5 mils polyimide (Pyrallux from Dupont with  $\varepsilon_r = 3.4$  and  $\tan \delta = 0.002$ ) held between sheets of Rohacell 71 HF ( $\varepsilon_r = 1.1$  and  $\tan \delta = 0.01$ ). Thus, the whole structure has a thickness of approximately 24 mm. The printed patterns of a layer of the meander-line circular polarizers and the linear polarizer are shown in Figs. 6.4a and 6.4b, respectively.

Our experimental setup uses linearly polarized horns so it does not allow the measurement of linear cross-polar components in reflection. It is therefore not possible to measure the reflection coefficient when LHCP wave is incident on the CPSS. In addition to the linearly polarized horn antennas, this setup uses lenses set on both sides of the device under test (DUT). The lenses form an incident planar phase front. In the results shown, TRM (Thru-Reflect-Match) calibration was used to remove the ripples due to standing waves in the measurement setup. However, since the calibration is done for one linear polarization, linear cross-polar components not present during the calibration process will appear and create additional standing waves when the DUT is added. Time gating was used to remove the contributions of these cross-polarized standing waves coming from multiple reflections between the DUT and the other elements of the test setup. Once the calibration and time gating settings are completed, four measurements are taken, that is with the transmit and receive horns in the two orthogonal linear polarizations. The circularly polarized wave coefficients are then calculated from these measurements.

Before giving any results, let us first define the variables that will be used to characterize the CPSS. For an LHCPSS, insertion losses in transmission and in reflection are defined respectively as  $-20 \log_{10}(|S_{21}^{RR}|)$  and  $-20 \log_{10}(|S_{11}^{LL}|)$ , respectively. These S parameters are defined as,

$$S_{21}^{RR} = \frac{E_R^t}{E_R^i} \quad (6.10)$$

$$S_{11}^{LL} = \frac{E_L^r}{E_L^i} \quad (6.11)$$

where the first and the second superscripts identify respectively the rotation sense (R or L) of



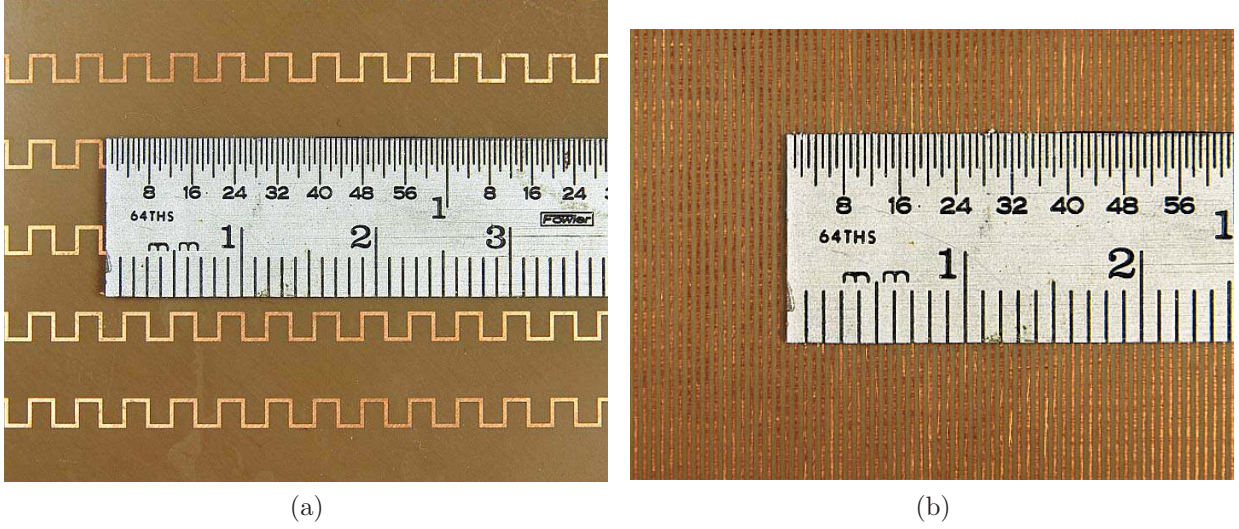


Figure 6.4 Pictures of (a) a meander-line layer and (b) the linear polarizer.

the output and input fields, and the first and second subscripts the output and input regions respectively.

Similarly, isolations in transmission and in reflection are defined as  $-20 \log_{10}(|S_{21}^{LL}|)$  and  $-20 \log_{10}(|S_{11}^{RR}|)$ , respectively. These parameters are defined as

$$S_{21}^{LL} = \frac{E_L^t}{E_L^i} \quad (6.12)$$

$$S_{11}^{RR} = \frac{E_R^r}{E_R^i}. \quad (6.13)$$

It is worth mentioning that for an RHCPSS, the same expressions are used, but  $L$  and  $R$  must be interchanged. Also,  $S_{21}^{RL}$ ,  $S_{21}^{LR}$ ,  $S_{11}^{RL}$ , and  $S_{11}^{LR}$  are defined as the cross-polarized terms.

The S parameters of the LHCPSS based on the definitions (6.10)-(6.13) are shown in Figs. 6.5a and 6.5b. These results are obtained under normal incidence. In these figures, the S parameters measured in transmission ( $S_{21}^{RR}$  and  $S_{21}^{LL}$ ) are shown together with a region of uncertainty (shaded region). This region has been obtained from a Monte Carlo analysis based on different errors that may be caused by the measurement setup. As mentioned before, the measurement procedure requires pivoting the linearly polarized horns to transmit and receive in two parallel and orthogonal polarizations. This procedure is likely to introduce experimental errors, as for instance at 20 GHz, a positioning error of only 1 mm can translate into a phase error of  $24^\circ$ . There are several sources of error associated with the mechanical pivot of the horns. An error can occur in the polarization direction if the pivot is not exactly  $90^\circ$ ; the main beam directions of the two horns might not be well aligned with each other

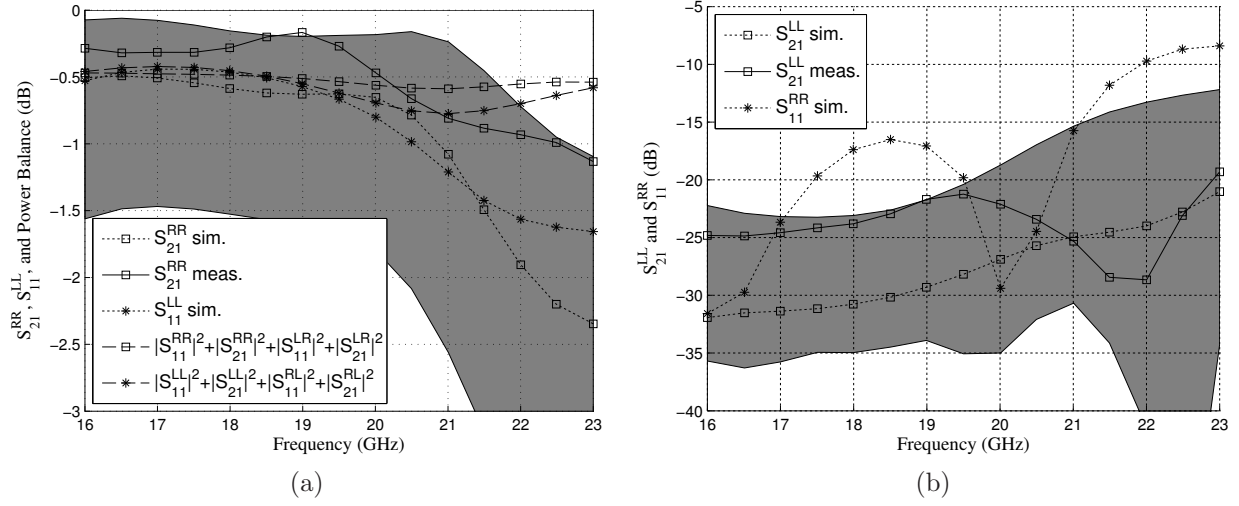


Figure 6.5 In (a),  $S_{21}^{RR}$  (measured and simulated),  $S_{11}^{LL}$  (simulated), and the simulated power balance computed when the incident wave is LHCP ( $|S_{11}^{LL}|^2 + |S_{21}^{LL}|^2 + |S_{11}^{RL}|^2 + |S_{21}^{RL}|^2$ ) and RHCP ( $|S_{11}^{RR}|^2 + |S_{21}^{RR}|^2 + |S_{11}^{LR}|^2 + |S_{21}^{LR}|^2$ ). In (b),  $S_{21}^{LL}$  (measured and simulated) and  $S_{11}^{RR}$  (simulated). The shaded regions show uncertainty ranges on  $S_{21}^{RR}$  and  $S_{21}^{LL}$  due to experimental error sources. Normal incidence case.

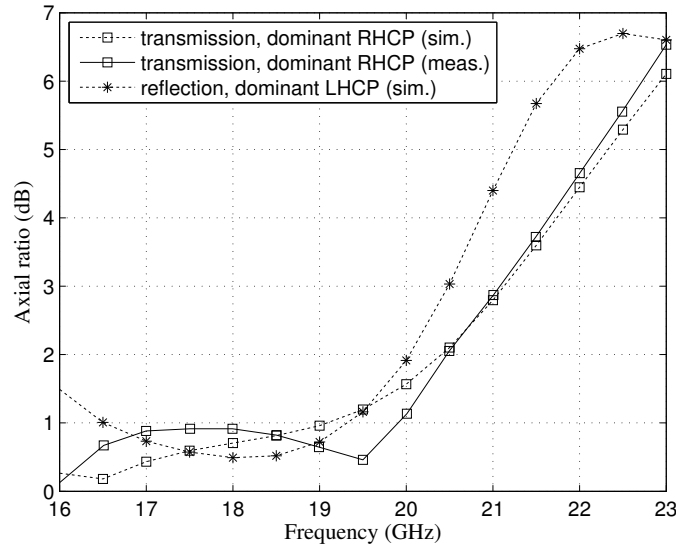


Figure 6.6 Measured and simulated  $AR$  in transmission (dominant RHCP) for an incident RHCP wave and simulated  $AR$  in reflection (dominant LHCP) for an incident LHCP wave. Normal incidence case.

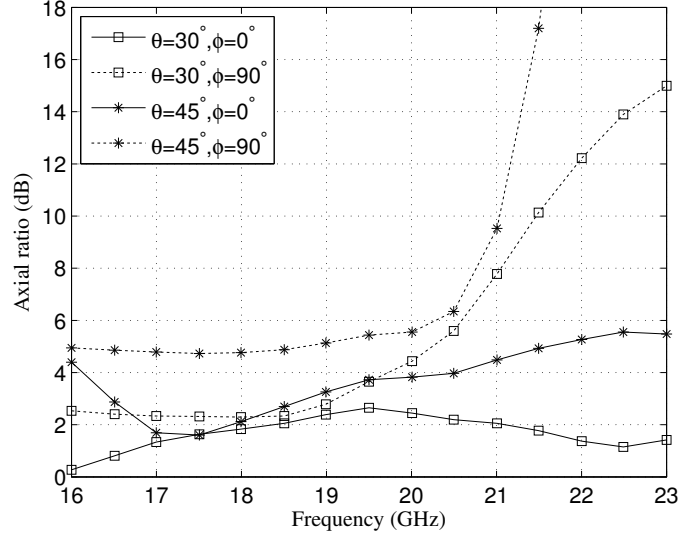


Figure 6.7 Measured  $AR$  in transmission (dominant RHCP) for an incident RHCP wave under different incidence angles.

and with the axis of the optical system (i.e., lenses), which can introduce magnitude errors; a phase error can occur if the phase centers of the horns do not stay on the system axis during the pivoting; the coaxial cables connected to the horns are bent by  $90^\circ$  during the pivoting, which causes phase and amplitude variations; etc. Measurements have shown that cable bending alone can cause phase and magnitude errors of about 10 degrees and 0.1 dB respectively, but the other sources of error are difficult to quantify accurately. For instance, errors may be higher when we measure at levels lower than -20 dB due to the noise floor level of the system.

In order to see how polarization, phase and magnitude errors can affect our measurements and make them deviate from simulation results, a Monte Carlo analysis was conducted by varying randomly these three parameters within bounded uncertainty intervals. It was found that by introducing bounds of  $\pm 3^\circ$  and  $\pm 24^\circ$  on the polarization direction and phase uncertainties respectively, in addition to amplitude error bounds between 0 and 0.2 dB, it was possible to have error intervals that included most of the differences between the simulated and measured  $S_{21}^{RR}$  and  $S_{21}^{LL}$  results. The uncertainty regions obtained with these bounds are shown as shaded regions in Figs. 6.5a and 6.5b.

There are also other factors causing discrepancies between simulations and measurements. According to [110], the non-uniform amplitude distribution of the incident waves in this type of setup can increase the measured  $S_{21}$  parameters. This phenomenon, called apparent gain, is difficult to quantify since it may differ depending on the surface under test. Fabrication errors

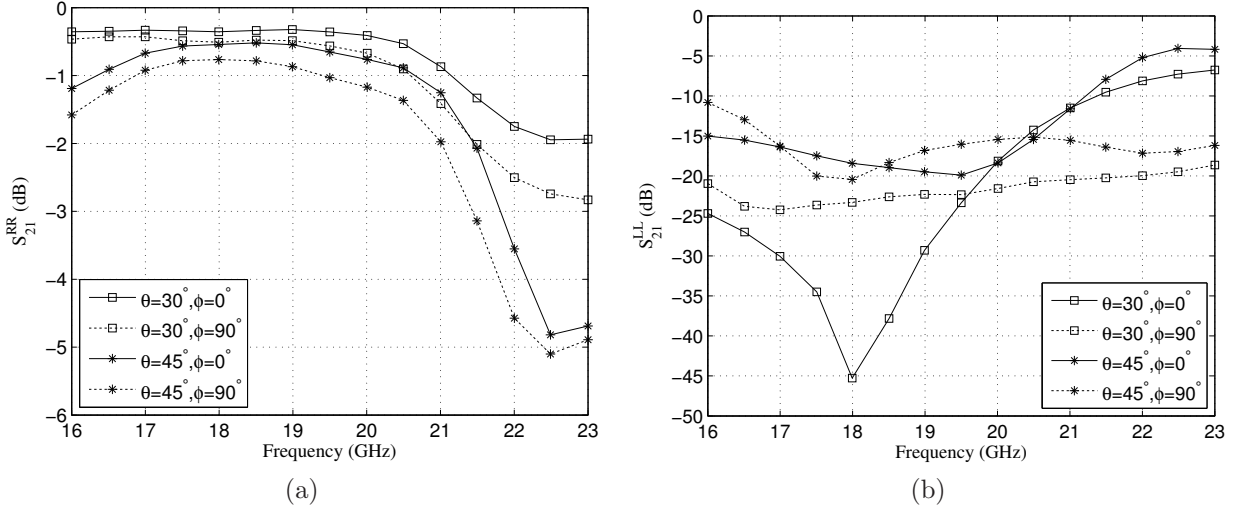


Figure 6.8 Measured (a)  $S_{21}^{RR}$  and (b)  $S_{21}^{LL}$  under different incidence angles.

in the assembly of the multilayer polarizers may also be a source of discrepancies between simulations and measurements. These errors become more important when the frequency increases. Because the Pyralux layers were affixed manually to the Rohacell sheets, randomly distributed air gaps were present between the layers but were not taken into account in the simulations.

As a reference, the simulated  $S_{21}^{RR}$  and  $S_{21}^{LL}$  curves obtained when the errors in the measurement setup are not considered are shown in Figs. 6.5a and 6.5b. Also, because it is not possible to measure circular polarization in reflection with our measurement setup, the curves  $S_{11}^{RR}$  and  $S_{11}^{LL}$  are shown in simulation only (without considering the measurement setup errors). For the same reason, the power balance curves (i.e.,  $|S_{11}^{RR}|^2 + |S_{21}^{RR}|^2 + |S_{11}^{LR}|^2 + |S_{21}^{LR}|^2$  and  $|S_{11}^{LL}|^2 + |S_{21}^{LL}|^2 + |S_{11}^{RL}|^2 + |S_{21}^{RL}|^2$ ) shown in Fig. 6.5a were also obtained in simulation.

For Fig. 6.5a, the results show that  $S_{21}^{RR}$  is greater than -1 dB at least between 16 and 20 GHz. In this figure, the simulated  $S_{21}^{RR}$  and  $S_{11}^{LL}$  curves are seen to be close to their respective simulated power balance curves over this band. This gives an indication that the difference between their values and the value of 0 dB is mostly due to non negligible dissipation losses in the materials. However, above this band, losses seem to be due to cross-polarization (i.e.,  $S_{11}^{LR}$ ,  $S_{21}^{LR}$ ,  $S_{11}^{RL}$ , and  $S_{21}^{RL}$ ) since the power balance curves move away from the  $S_{21}^{RR}$  and  $S_{11}^{LL}$  curves. This will be confirmed in the sequel from the axial ratio curves in Fig. 6.6.

On the other hand, Fig. 6.5b shows that  $S_{21}^{LL}$  is lower than -20 dB over this band. Results in Figs. 6.5a and 6.5b compare advantageously to most of the previous work summarized in Table 6.2. This broad bandwidth obtained with the cascade CPSS is due to the filter-based

design of the polarizers. The experimental curves seem to indicate that the performance would also be good below 16 GHz. Unfortunately, testing at lower frequencies was not possible with the setup at hand.

For an RHCP incident wave, simulated and measured axial ratios of the transmitted fields (dominant RHCP) are shown in Fig. 6.6. This figure also shows the simulated axial ratio of the reflected wave (dominant LHCP) when the incident wave is LHCP. We can observe a good agreement between the measured and predicted values. The measured  $AR$  is lower than 1 dB over the 16-20 GHz frequency band which corresponds to a value of  $|E_R|/|E_L| > 24.8$  dB (see (6.9)). This is a significant improvement compared to the results shown in [88] where  $AR$  oscillates between 1-4 dB in the 9.6-10.4 GHz band. This also explains the more pronounced differences between the  $S_{21}$  and power balance curves in Fig. 6.5a above 20 GHz. Actually, the increase in the axial ratio is a direct consequence of the increase in the cross-polarization components  $S_{11}^{RL}$  and  $S_{21}^{LR}$ .

Finally, Figs. 6.7, 6.8a, and 6.8b show experimental results of the LHCPSS for the following oblique incidence angles :  $(\theta = 30^\circ, \phi = 0^\circ)$ ,  $(\theta = 30^\circ, \phi = 90^\circ)$ ,  $(\theta = 45^\circ, \phi = 0^\circ)$ , and  $(\theta = 45^\circ, \phi = 90^\circ)$ . Here,  $\theta$  is the angle between the incident wave vector and the  $z$  axis, and it is assumed that the incident wave enters the structure on the LCP side and exits on the RCP side. The orientation of the meanders on each polarizer is as illustrated in Fig. 6.1. For an incident RHCP wave, the axial ratio curves of the transmitted wave (dominant RHCP) under different incidence angles are given in Fig. 6.7. Around the design frequency of 19 GHz, the  $AR$  has increased compared to the normal incidence case, but it varies slowly with frequency. However, away from the design frequency and for higher values of  $\theta$ , it deteriorates faster. Interestingly, axial ratio results seem more stable for  $\phi = 0^\circ$  than for  $\phi = 90^\circ$ , especially above 20 GHz. This is due to the characteristics of the RCP (i.e., the output circular polarizer of the CPSS). In fact, according to the meander-line circular polarizers behavior under oblique

Tableau 6.2 Comparisons of  $S_{21}^{RR}$  and  $S_{21}^{LL}$  Obtained from Different References

References	$S_{21}^{RR}$ (dB)	$S_{21}^{LL}$ (dB)	Frequencies (GHz)
[97]	$> -1$	$-25$	6.8
	$> -1$	$< -15$	6.5-6.9 (6.0%)
[85]	$> -1$	$-27$	7.5
	$> -1$	$< -13$	7.2-7.7 (6.7%)
[88]	$> -1$	$-45$	9.88
	$> -1.5$	$< -16$	9.85-10.0 (1.5%)
	$> -1.5$	$< -10$	9.65-10.2 (5.5%)
[86]	$> -1.5$	$< -15$	7.3-7.7 (5.3%)
[113]	$-2.28$	$-14$	30 GHz

incidence discussed in [116], when a linearly polarized wave is converted into a circularly polarized wave, the axial ratio of this circularly polarized wave deteriorates more rapidly above the design frequency when the direction of incidence is in a plane that is parallel to the meander axis (i.e.,  $xz$ -plan for the LCP and  $yz$ -plane for the RCP according to Fig. 6.1) than when it is in a plane that is perpendicular to the meanders (i.e.,  $yz$ -plane for the LCP and  $xz$ -plane for the RCP of Fig. 6.1). Therefore, in the case of the cascade LHCPSS, the LCP will convert the incident RHCP mostly into a linearly polarized wave that has its  $E$  field perpendicular to the grids of the LP. However, since the LCP is not ideal, a part of this RHCP will also be converted into a linearly polarized wave that has its  $E$  field parallel to the grids of the LP. Since this undesired component (for which the level is higher above the design frequency) is reflected by the LP, its contribution to the transmitted cross-polarization (i.e.,  $S_{21}^{LR}$ ) is negligible. Consequently, the  $S_{21}^{LR}$  level of the CPSS is mostly dependent on the performance of the output polarizer, which is the RCP in our design. Because the incidence plane  $\phi = 90^\circ$  is parallel to the meanders of the RCP, the  $S_{21}^{LR}$  level is higher in this plane, especially above 20 GHz, which leads to an axial ratio deterioration.

Curves for  $S_{21}^{RR}$  are shown in Fig. 6.8a. From this figure, it is seen that contrary to the axial ratio results, there are no significant differences between the curves obtained from the incidence planes  $\phi = 0^\circ$  and  $\phi = 90^\circ$  at the same  $\theta$  angle. Due to symmetry, the relative decrease of  $S_{21}^{RR}$  (resulting from the generation of an undesired component by the circular polarizers) is the same for the LCP in the  $\phi = 0^\circ$  and  $\phi = 90^\circ$  planes than for the RCP in the  $\phi = 90^\circ$  and  $\phi = 0^\circ$  planes, respectively. Therefore, the total  $S_{21}^{RR}$  through the LHCPSS should be similar in both planes if an ideal LP were assumed.

Results for  $S_{21}^{LL}$  are also shown in Fig. 6.8b. For the incidence angle ( $\theta = 30^\circ, \phi = 0^\circ$ ), there is a resonance with a minimum value of -45 dB at 18 GHz. Actually, the frequency response of  $S_{21}^{RR}$  and  $S_{21}^{LL}$  is affected by a number of parameters that are changing when the angle of incidence varies, namely  $Z_{TE}$ ,  $Z_{TM}$ , the admittance of the layers in the circular polarizers and the mutual interaction between them, and the electrical length of the dielectric spacers. The degradation of  $S_{21}^{LL}$  at high frequencies in the plane  $\phi = 0^\circ$  visible in Fig. 6.8b coincides with a degradation of the LCP performance over the same frequency interval (see [116]) when the angle  $\theta$  increases. This suggests that the  $S_{21}^{LL}$  performance of the CPSS is strongly dependent on the performance of the input LCP. In this case, the peak at 18 GHz when  $\phi = 0^\circ$  and  $\theta = 30^\circ$  would correspond to a situation where the wave transmitted by this LCP has its E-field almost parallel to the strips of the LP, causing a strong reflection of the incident wave.

To the authors' knowledge, CPSS measurement results for oblique incidence were given only in [88]. At the design frequency, the  $S_{21}^{LL}$  obtained was below -10 dB and  $S_{21}^{RR}$  was still near 0 dB for angles up to 30 degrees. At this same frequency, the axial ratio was lower than 3



dB for incidence angles of 30 and 45 degrees. These results are comparable to those obtained here for the plane  $\phi = 0^\circ$ . However, the CPSS structure presented here has stable results over a broader bandwidth.

## 6.5 Analysis

In this section, an analysis of the LP, LCP, and RCP is done to understand their effect on the whole cascade CPSS. It will be shown that, at least for the desired signals (i.e.,  $S_{21}^{RR}$  and  $S_{11}^{LL}$ ) and their corresponding axial ratios, the LCP and RCP are responsible for most of the performance degradation. To improve the design of the cascade CPSS, the addition of a layer to the meander-line circular polarizers is proposed, according to filter theory and the polarizer circuit models. All the results of this section are for the case of normal incidence. The same notation as in (6.10)-(6.13) will be used to designate the S parameters but two other superscripts, namely  $\parallel$  and  $\perp$ , will be used to designate linear polarizations parallel and perpendicular to a specific direction. In the case of the LP, this direction is parallel to the wires of the polarizers and in the case of the RCP and LCP it is parallel to the axes of the meanders (e.g. direction  $x$  for the LCP in Fig. 6.1).

### 6.5.1 Effect of the Polarizers on the CPSS Response

The first polarizer studied is the LP. Results are not shown here, but they are presented in [114]. They show that a good selectivity of the linear polarization is obtained. For a wave polarization that has its electric field perpendicular ( $\perp$ ) to the wires, the co-polarized transmission coefficient  $S_{21}^{\perp\perp}$  is around -0.1 dB. On the other hand, when the electric field of the incident wave is parallel ( $\parallel$ ) to the wires,  $S_{21}^{\parallel\parallel}$  is between -30 and -25 dB over the 16-23 GHz band.

In the case of the LCP and RCP, we combine incident waves along  $\parallel$  and  $\perp$  to form a linearly polarized wave with its E field oriented in the direction of  $+45^\circ$  with respect to the axis of the meanders (see Fig. 6.2a). At the output, the resulting transmitted wave has a dominant RHCP component. Simulated and measured transmitted axial ratios of the wave at the output of both polarizers are shown in Fig. 6.9. Discrepancies between LCP and RCP curves are due to slight differences in their designs (see Table 6.1). It is worth mentioning that because of the symmetry of the meander-line surfaces with respect to the  $\perp$  direction, we would obtain the same axial ratio for an incident  $E$  field oriented along the direction of  $-45^\circ$ , but the transmitted wave would be mostly LHCP.

Figs. 6.10a and 6.11a show the linearly polarized  $S_{21}^{\perp\perp}$  and  $S_{21}^{\parallel\parallel}$  parameters whereas Figs. 6.10b and 6.11b show  $S_{11}^{\perp\perp}$  and  $S_{11}^{\parallel\parallel}$ . As mentioned previously, these coefficients are analogous

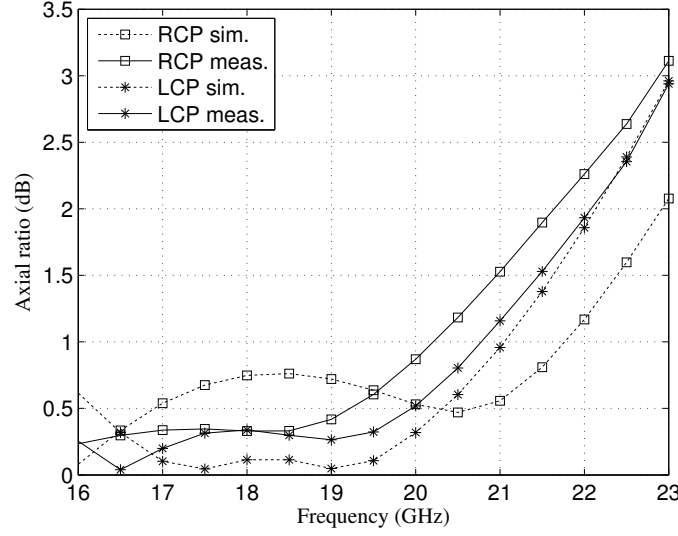


Figure 6.9 Simulated and measured axial ratios of the transmitted (dominant RHCP) waves by the LCP and RCP under a normal incident wave linearly polarized as in Fig. 6.2a.

to those given in (6.10)-(6.13), except that they use linear polarization. Also, cross-polarized components ( $S_{21}^{\perp\parallel}$ ,  $S_{21}^{\parallel\perp}$ ,  $S_{11}^{\perp\parallel}$ , and  $S_{11}^{\parallel\perp}$ ) are not shown because they are very low, i.e., below -70 dB. The fact that the  $\perp$  and  $\parallel$  polarizations are decoupled is the main reason why we show the reflection and transmission results of the LCP and RCP in linear polarization. Actually, it was shown in Section 6.3.2 that we could benefit from this property to design the meander-line polarizer easily because we can use the uncoupled circuit models to simplify the process. Similarly, the analysis of these circular polarizers and their effects on the CPSS results can be understood based on these circuit models. In fact a meander-line circular polarizer can be viewed as a high-pass filter for the parallel polarization and a low-pass filter for the perpendicular polarization.

It must be mentioned that in Figs. 6.10b and 6.11b, the experimental  $S_{11}$  curves show a frequency downshift of the resonances for the perpendicular polarization and an upshift for the parallel polarization. Based on an analysis of the circuit models (see Fig. 6.2b), these frequency shifts occur when  $|b_{(C,L)ext}|$  decreases. This happens because  $w_{ext}$  decreases due to over-etching of the printed patterns. Over-etching of the internal surface patterns is less critical because  $w_{int} > w_{ext}$  (see Table 6.1). Also, it is seen that the frequency shift is more pronounced for the parallel polarization. This is because the width variation of the meander-lines affects more severely the surface susceptance when the incident electric field is parallel to the lines (inductive susceptance) than when it is perpendicular (capacitive susceptance).

Also, the experimental results in transmission shown in Figs. 6.10a and 6.11a exhibit a small gain at certain frequencies that is due to the apparent gain mentioned in the previous



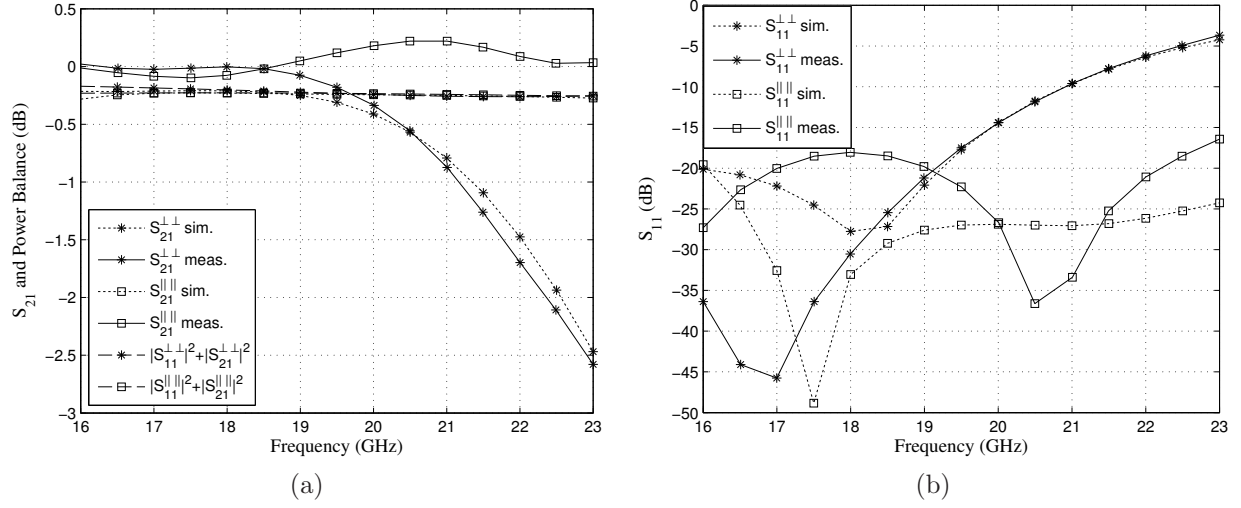


Figure 6.10 Both orthogonal (a)  $S_{21}$  and (b)  $S_{11}$  parameters in linear co-polarizations of the LCP under normal incidence. Also shown with the dashed curves in (a) are the simulated power balance values ( $|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2$ ) for the polarizations perpendicular and parallel to the meander lines.

section [110]. This gain is more visible for parallel polarization because the coupling between meander lines is stronger in this case. Also shown in these figures are the simulated power balance values in dB for both orthogonal linear co-polarizations i.e.,  $|S_{11}^{\perp\perp}|^2 + |S_{21}^{\perp\perp}|^2$  and  $|S_{11}^{\parallel\parallel}|^2 + |S_{21}^{\parallel\parallel}|^2$  (note that cross-polarization components are also neglected here). It is seen that these curves are overlapping with  $S_{21}^{\parallel\parallel}$ . This indicates that for this polarization, return losses are negligible compared to other loss mechanisms, such as dissipation in the materials (Rohacell, metal, and Pyralux substrate). In the case of perpendicular polarization, the difference between the power budget and  $S_{21}^{\perp\perp}$  above 19 GHz indicates that in addition to dissipation, return losses are significant.

Figs. 6.10a and 6.11a also show a decrease of  $S_{21}^{\perp\perp}$  with frequency. This is a direct consequence of the perpendicular polarization mismatch for the LCP and RCP at high frequencies, as confirmed by the results in reflection shown in Figs. 6.10b and 6.11b. As discussed previously, this is explained with the circuit model of the meander-line polarizer (see Figs. 6.2a and 6.2b) which shows that a linearly polarized wave perpendicular to the meander lines sees the polarizer as a low-pass filter. Therefore, there are non negligible standing waves between the polarizers in the cascade CPSS, especially above the center frequency. Even if the axial ratios of the LCP and RCP are good, that of the cascade CPSS may be affected because these multiple reflections between polarizers will affect differently the magnitudes and the phases of the transmitted  $E_{\perp}$  and  $E_{\parallel}$  components. This is consistent with the observed deterioration

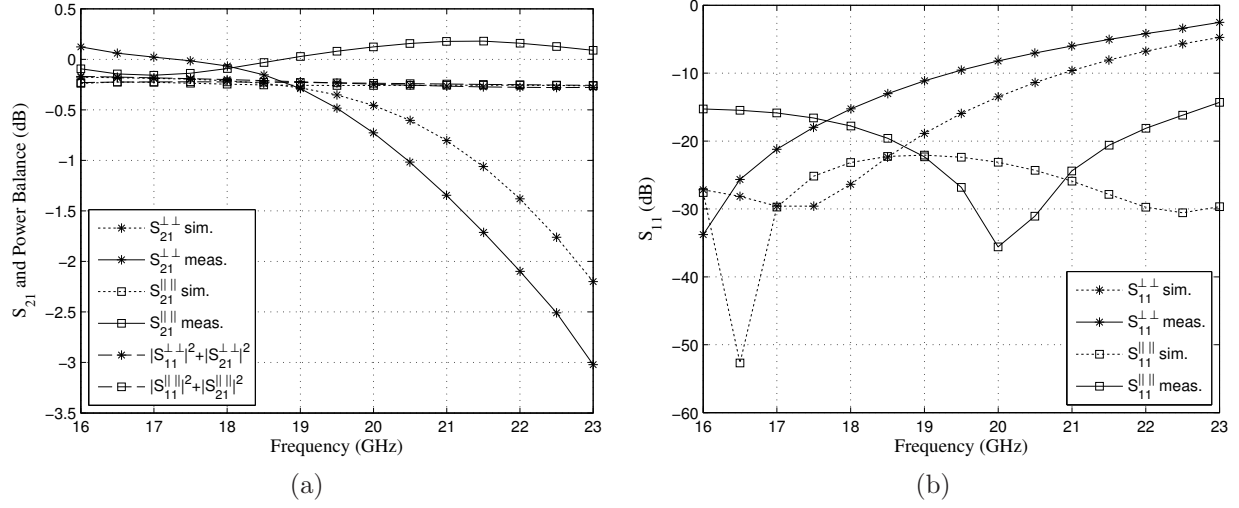


Figure 6.11 Both orthogonal (a)  $S_{21}$  and (b)  $S_{11}$  parameters in linear co-polarizations of the RCP under normal incidence. Also shown with the dashed curves in (a) are the simulated power balance values ( $|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2$ ) for the polarizations perpendicular and parallel to the meander lines.

of the CPSS axial ratio between 21-23 GHz (Fig. 6.6) compared to that of the individual polarizers (Fig. 6.9).

To validate this conjecture the CPSS was simulated in three cases. In the first case, an ideal LP with the three-layer meander-line LCP and RCP was considered. In the second case, the LCP and RCP were assumed ideal, but not the LP. The third case is similar to the CPSS presented in previous sections, but the LCP and RCP were designed with four layers instead of three in order to reduce reflections over a wider band. The results for these three cases are shown in Figs. 6.12a, 6.12b, and 6.13.

For the first case, we can see that the  $S_{21}^{RR}$  and the  $S_{11}^{LL}$  curves in Fig. 6.12a are comparable to the corresponding simulated curves shown in Fig. 6.5a. There are only slight differences between the curves of Fig. 6.12a and the corresponding ones in Fig. 6.5a, which suggests that the real LP performs very well. The same remark applies to the  $S_{11}^{RR}$  curve in Fig. 6.12b, which is similar to the corresponding simulated curve in Fig. 6.5b. Since the LP is assumed ideal for Fig. 6.12b, this reflection can only be due to the polarizers, i.e., LCP, RCP or both. In fact, with an ideal LP  $S_{11}^{LL}$  can be different from 0 dB only if we have a non ideal operation of the LCP. On the other hand, when comparing  $S_{21}^{LL}$  in Fig. 6.12b with that in Fig. 6.5b, the differences are more important, especially between 16-20 GHz. The better performance in Fig. 6.12b is due to the ideal LP that reflects totally the wave linearly polarized in the direction of the LP wires (see Fig. 6.1), combined with the fact that the input LCP is very

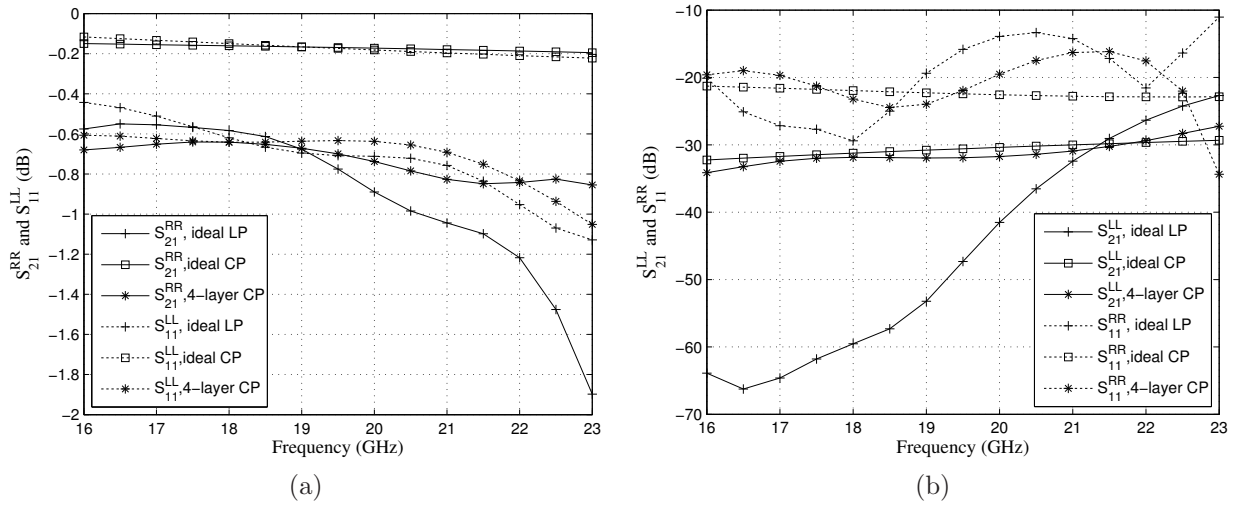


Figure 6.12 In (a), simulated  $S_{21}^{RR}$  and  $S_{11}^{LL}$  whereas in (b), simulated  $S_{21}^{LL}$  and  $S_{11}^{RR}$  for the three LHCPSSs. Normal incidence case.

efficient in converting the incident LHCP wave in the transmitted wave linearly polarized in the direction of the LP wires below 20 GHz. This is confirmed by the very good axial ratio performance shown in Fig. 6.9 for the reciprocal situation (i.e., incident linear polarization and transmitted LHCP).

For the second case, i.e., with a real LP and ideal LCP and RCP, Fig. 6.12a shows that the  $S_{21}^{RR}$  and  $S_{11}^{LL}$  results are much better than for the other CPSS designs. This is because there are no losses in the ideal LCP and RCP. In fact, because the circular polarizers are ideal, the  $S_{21}^{RR}$  and  $S_{11}^{LL}$  curves simply correspond to the  $S_{21}^{\perp\perp}$  and  $S_{11}^{\parallel\parallel}$  responses of the LP. The same thing can be said for the curves  $S_{21}^{LL}$  and  $S_{11}^{RR}$  in Fig. 6.12b, that are equivalent to the  $S_{21}^{\parallel\parallel}$  and  $S_{11}^{\perp\perp}$  curves of the LP, respectively. It should be emphasized here that for this second case, the ideal LCP and RCP have a perfect axial ratio, no return losses, and no dissipation losses.

Since meander-line circular polarizers act as “spatial” filters, it is still possible to reduce their reflection by increasing the number of layers. This is what has been done in the third case, where the LCP and RCP are now made of four layers. The  $S_{21}^{RR}$  and  $S_{11}^{LL}$  curves of this third CPSS are shown in Fig. 6.12a. They are seen to be comparable with those of the CPSS made of the ideal LP and the three-layer LCP and RCP (first case), at least below 20 GHz. Again, this is explained by the high losses of the Rohacell spacers, combined with the fact that both three-layer and four-layer circular polarizers have a good axial ratio over the 16-20 GHz band. In Fig. 6.12b, it is seen that the  $S_{21}^{LL}$  curve of this CPSS is very similar to that of the CPSS made of ideal LCP and RCP, which shows the improvement of this parameter

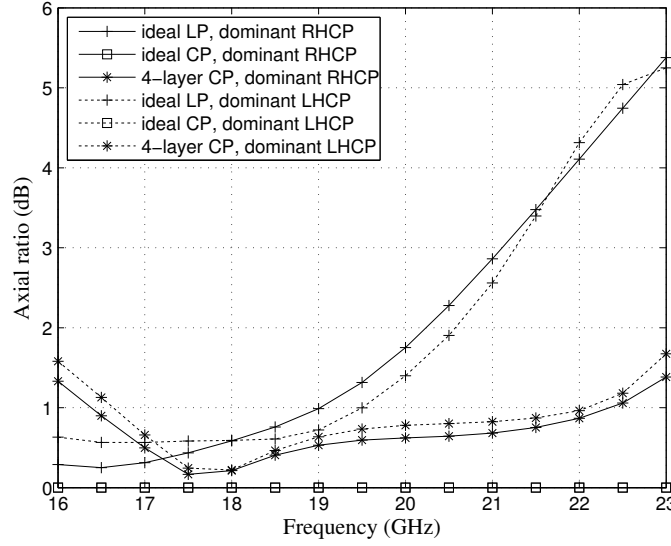


Figure 6.13 For the three LHCPSSs, simulated  $AR$  in transmission with dominant RHCP (continuous lines) and in reflection with dominant LHCP (dotted lines) for incident RHCP and LHCP waves, respectively. Normal incidence case.

provided by the addition of the layer. The fact that the  $S_{21}^{LL}$  curve of this CPSS is slightly lower than that of the CPSS made of the ideal LCP and RCP can be due to losses in the materials (8 foam layers and 9 Pyralux layers for the CPSS) and reflections at the input of the four-layer polarizers. On the other hand, the  $S_{11}^{RR}$  curve for the CPSS made of the four-layer LCP and RCP is similar to that obtained from the CPSS made of the three-layer LCP and RCP. In this case, this is due to the  $S_{11}^{\perp\perp}$  parameter of the LP and the standing waves between the polarizers, that are low but still present.

For the three cases discussed above, the axial ratios in transmission (with dominant RHCP) and in reflection (with dominant LHCP) are shown in Fig. 6.13. Obviously, the CPSS with ideal LCP and RCP has an axial ratio very close to 0 dB. However, a more interesting observation is the great improvement of the CPSS made of four-layer instead of three-layer circular polarizers (see Fig. 6.6 for comparison). In fact, the 1 dB  $AR$  bandwidth is increased by more than 60% for the CPSS with four-layer LCP and RCP. The reason of this improvement is due to the decrease of the standing waves between the different polarizers of the CPSS, which is achieved because the reflection coefficients of the four-layer LCP and RCP are lower. This is discussed in more details in the next subsection.

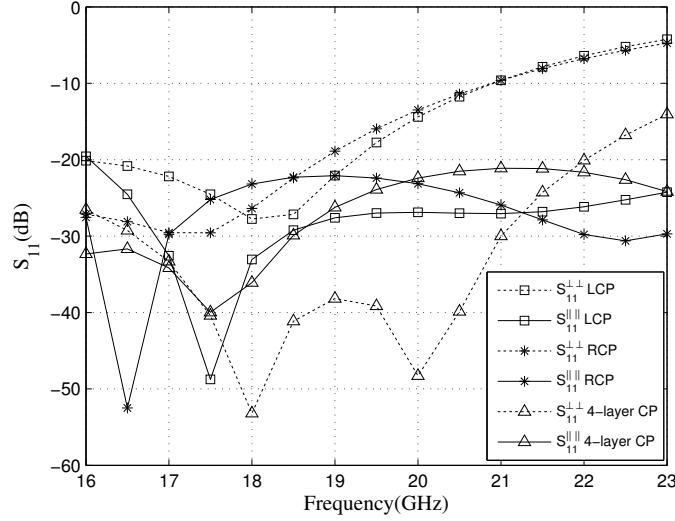


Figure 6.14 Simulated linearly co-polarized  $S_{11}^{\perp}$  and  $S_{11}^{\parallel}$  for the three-layer LCP, the three-layer RCP, and a four-layer meander-line circular polarizer that could be used as an LCP or an RCP. These simulation results are obtained under normal incidence for linearly polarized  $E$  fields perpendicular ( $\perp$ ) and parallel ( $\parallel$ ) to the meander-lines.

### 6.5.2 Improvement of the Design

According to the results shown in the preceding section, we can improve the CPSS design by reducing the circular polarizers reflection coefficients. With the help of the meander-line polarizer circuit model (see Fig. 6.2b) and well known filter theory, we designed identical four-layer LCP and RCP based on the procedure proposed in [116]. This has led to the following orthogonal normalized susceptance values :  $b_{(C,L)_{ext}} \approx \pm 0.27$  and  $b_{(C,L)_{int}} \approx \pm 0.51$  where the positive and negative susceptances are associated respectively with the  $\perp$  (capacitive susceptance) and  $\parallel$  (inductive susceptance) polarizations. Fig. 6.14 shows the reflection coefficients for both orthogonal polarizations. It is seen that over the 16-22 GHz frequency band, the highest level of reflection is -20 dB, which is much better than the value of -6 dB that is obtained from the simulated values of the three-layer polarizer in Figs. 6.10b and 6.11b (and repeated in Fig. 6.14).

The GSM approach is then used to simulate the cascade CPSS using this four-layer meander-line polarizer as LCP and RCP. Because we keep the same spacing between layers and the cell size of the circular polarizers is smaller than that of the three-layer ones used before, the GSM approach is computed the same way, i.e., with only the  $TE_{00}$  and  $TM_{00}$  modes. Results of this simulated CPSS were shown in Figs. 6.12a, 6.12b, and 6.13. In this latter figure, one can see that this four-layer circular polarizer has increased the bandwidth of the axial ratio that is now under 2 dB over the entire frequency band.

Although the simulated results of this latter CPSS are better, the overall thickness has increased by 8 mm (the CPSS is now 32 mm thick). However, the structure could still be practical in terms of weight because it is made of lightweight materials, i.e., 5 mils Pyralux layers held by Rohacell sheets. Actually, this weight would be reduced when increasing the design frequency. Also, according to [116] and the 22 dB rule of thumb described previously [118], it is thought that the thickness of the cascade CPSS could be reduced by a factor of two without affecting significantly the results under normal incidence. Finally, we should however mention that the effect of misalignment between layers has not been studied when increasing their number.

## 6.6 Conclusion

A simple cascade CPSS was proposed. It was implemented with two meander-line circular polarizers and a linear polarizer between them. The performance of the individual polarizers was computed with HFSS, while the global response of the CPSS was calculated with the GSM approach including only two Floquet modes, i.e., one for each orthogonal polarization. Simulation and measured results are in good agreement over the 16-21 GHz range of frequencies. It was also shown that for normal and oblique incidence angles, the bandwidth of this structure is greater than that of well known resonant CPSSs. Finally, it has been demonstrated numerically that adding one layer to the three-layer meander-line circular polarizers improves significantly the performance of the cascade CPSS, especially for the axial ratio bandwidth.

## Acknowledgment

The authors would like to thank the technical staff of the Poly-Grames Research Center for their assistance in the fabrication and testing of the prototypes.

## CHAPITRE 7

### ASPECTS COMPLÉMENTAIRES SUR LES POLARISEURS CIRCULAIRES ET LES CPSS

Dans les deux chapitres précédents, des polariseurs circulaires et un CPSS optimisés pour une incidence normale ont été conçus et mesurés. Dans ce chapitre, ces résultats sont comparés en fonction de l'objectif du projet, qui est de concevoir un réflecteur bi-grille en polarisation circulaire. Ensuite, à partir de ces résultats, la méthode pour mettre en oeuvre le prototype final est choisie. Toutefois, avant d'en arriver à ces discussions, des notes additionnelles concernant la conception des surfaces méandres ainsi que la notion de réciprocité pour les polariseurs circulaires sont présentées.

#### 7.1 Notes additionnelles concernant la conception des surfaces des polariseurs circulaires

Lorsque les valeurs des composantes capacitatives et inductives des polariseurs méandres sont obtenues, il faut ensuite concevoir les surfaces méandres correspondantes, ce qui n'est pas nécessairement évident. Les dimensions de ces surfaces ont été définies dans les deux chapitres précédents (voir figure 6.3a par exemple). Ainsi, de manière à faciliter le processus dans HFSS, les lignes directrices suivantes ont été suivies :

- Lorsqu'on augmente (diminue)  $w$ , la capacité (C) de la surface vue par la polarisation orthogonale aux méandres augmente (diminue) alors que l'inductance (L) vue par la polarisation parallèle diminue (augmente) ;
- Lorsqu'on augmente (diminue)  $dy$ , C et L augmentent (diminuent) ;
- Lorsqu'on augmente (diminue)  $Ly$ , C et L diminuent (augmentent) ;
- Lorsqu'on augmente (diminue)  $Lx$  et  $dx$  (ces deux paramètres doivent varier ensemble), C augmente (augmente) et L diminue (augmente) ;
- Finalement, les dimensions des cellules ( $Lx$  et  $Ly$ ) doivent être aussi petites que possible afin d'augmenter l'atténuation des modes d'ordre supérieur. Dans le pire des cas, les dimensions  $Lx$  et  $Ly$  doivent être inférieures à  $\lambda/2$  pour éviter les lobes discordants.

Ces lignes directrices sont surtout utilisées pour concevoir la surface externe du polariseur. Une fois celle-ci conçue, les paramètres de la surface interne conservent les mêmes dimensions,

à l'exception de  $dy$  et  $w$  qui doivent être modifiés pour obtenir les susceptances désirées. De cette manière, les tailles de cellules demeurent les mêmes pour les surfaces internes et externes.

Une fois que les surfaces sont conçues individuellement, elles doivent être cascadiées pour simuler le polariseur complet. Suite à cette simulation, s'il est nécessaire que la courbe du rapport axial de l'onde transmise soit optimisée, il est possible de le faire en modifiant légèrement les dimensions des méandres à l'aide des observations suivantes :

- Normalement, pour un polariseur à trois couches dont les surfaces sont parfaitement réactives et dont les susceptances sont obtenues de la manière présentée dans le chapitre 5, la courbe du rapport axial devrait décrire un « U » où sa valeur optimale est à la fréquence centrale ;
- En diminuant (augmentant)  $C$  et en augmentant (diminuant)  $L$ , il y a maintenant deux fréquences où le rapport axial est optimal et ces deux fréquences s'éloignent (se rapprochent) lorsque  $C$  diminue (augmente) et  $L$  augmente (diminue). Toutefois, le rapport axial à la fréquence centrale augmente (diminue) en même temps, ce qui donne à la courbe une forme en « W » ;
- En augmentant (diminuant)  $C$  et  $L$ , on déplace la courbe vers les hautes (basses) fréquences.

Il est à noter que ces variations doivent être faibles pour avoir les effets escomptés sur le rapport axial. Dans le cas contraire, ce dernier se dégradera considérablement, tout comme les coefficients de transmission et de réflexion. Aussi, les fréquences où le rapport axial est optimal ne peuvent pas s'éloigner indéfiniment car le polariseur n'est pas adapté sur une largeur de bande infinie. Toutefois, comme pour les filtres, plus il y a de couches, plus il est possible d'avoir une grande largeur de bande. Dans ce dernier cas, il est donc possible d'éloigner un peu plus ces fréquences tout en conservant une structure adaptée. Finalement, ces observations sont surtout valides pour la conception d'un polariseur méandre conventionnel, c'est-à-dire pour lequel les couches sont espacées de  $\lambda/4$ .

## 7.2 Concepts de réciprocité pour les polariseurs circulaires

Jusqu'à maintenant, les polariseurs circulaires ont été caractérisés par le rapport axial de l'onde à polarisation circulaire transmise lorsque l'onde incidente est polarisée linéairement. Cependant, il est légitime de se demander si la qualité de la polarisation transmise par un polariseur sera préservée dans des conditions réciproques, c'est-à-dire pour une onde incidente à polarisation circulaire convertie en une onde à polarisation linéaire. Ce principe est défini comme la *réciprocité de la pureté de la polarisation*. Dans cette section, les caractéristiques des polariseurs circulaires qui font que cette propriété est respectée ou ne l'est pas sont



déterminées. Cependant, avant d'aborder ce sujet, le concept plus général de la *réciprocité de la polarisation* est présenté. On montre ainsi qu'un polariseur circulaire qui ne respecte pas cette seconde propriété est un polariseur pour lequel le couplage entre les modes orthogonaux  $\perp$  et  $\parallel$  (voir le chapitre précédent pour la définition de ces modes) est non négligeable. Il sera démontré que dans ce cas, ce polariseur ne peut pas être utilisé dans des applications comme le réflecteur bi-grille en polarisation circulaire illustré dans la figure 3.2b ou bien dans le CPSS cascadié.

### 7.2.1 Réciprocité de la polarisation

La réciprocité de la polarisation est une propriété qui est analogue au théorème plus général de réciprocité en électromagnétisme, ce dernier stipulant que le fonctionnement d'une surface réciproque ne change pas lorsqu'on inverse la direction des vecteurs de propagation (en pratique, on aura donc  $[S_{21}] = [S_{12}]$  pour une surface réciproque). Ainsi, le concept de la réciprocité de la polarisation pourrait être formulé de la manière suivante : si une onde incidente provenant de la région 1 a une polarisation  $X$  et est transmise par une surface dans la région 2 en une onde à polarisation  $Y$ , une onde incidente de polarisation  $Y$  provenant de la région 2 sera transmise par cette même surface en une onde de polarisation  $X$  dans la région 1. Dans cette section, il est démontré à l'aide d'un exemple que les polariseurs circulaires méandres respectent la condition de réciprocité de polarisation. À l'inverse, on montre aussi qu'un polariseur circulaire quelconque pour lequel le couplage entre les modes orthogonaux  $\perp$  et  $\parallel$  serait significatif ne respecte pas cette condition. La démonstration est basée sur une méthodologie décrite dans [14]. Avant d'en arriver à cet exemple, il est important de mentionner que le polariseur méandre dont il est question doit respecter les deux conditions suivantes<sup>1</sup> :

1. Il doit avoir une symétrie longitudinale. Par exemple, pour un polariseur à trois couches comme ceux proposés dans le cadre de ce travail, la première et la troisième couches doivent être identiques<sup>2</sup>.
2. Il doit avoir une symétrie de rotation pour un angle  $\phi = 180^\circ$ , c'est-à-dire que chacune des surfaces doit être vue par l'onde comme ayant les mêmes motifs (à l'exception d'une translation dans le plan  $x - y$ ) lorsqu'elle subit une rotation de  $180^\circ$  autour de l'axe des  $z$ .

---

1. On suppose que les surfaces sont dans le plan  $x - y$  et que la propagation est dans la direction  $\pm z$ , donc l'angle d'incidence est normal au polariseur dans cet exemple. Toutefois, cette preuve est aussi applicable pour les incidences obliques.

2. À proprement parler, un polariseur ayant un nombre impair de couches ne peut pas avoir une symétrie longitudinale parfaite, car les motifs métalliques sont imprimés seulement sur un côté des surfaces. Cependant, lorsque le matériel diélectrique est mince, ce détail peut être négligé.

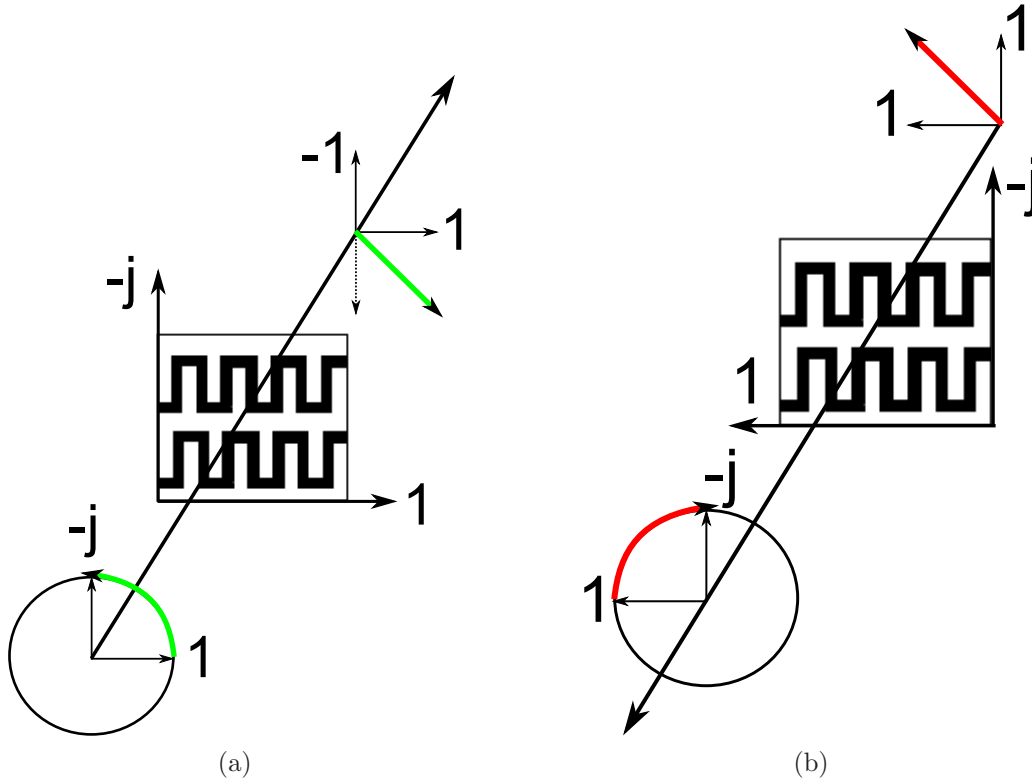


Figure 7.1 (a) Un polariseur méandre idéal, soumis à une onde incidente à polarisation circulaire gauche (bas de la figure), transmet celle-ci en une onde à polarisation linéaire (haut de la figure). (b) Après avoir été réfléchi par un conducteur électrique parfait (non visible dans la figure), l'onde à polarisation linéaire (haut de la figure) est retransmise vers le polariseur méandre qui la retransforme en une onde à polarisation circulaire gauche.

En d'autres termes, une onde incidente sur le polariseur qui proviendrait du port 1 (propagation dans la direction  $+z$  par exemple) doit voir la même structure que si elle provenait du port 2 (propagation dans la direction  $-z$ ). De même, une rotation du polariseur de  $180^\circ$  autour d'un vecteur normal à sa surface ne doit pas affecter sa réponse. Les polariseurs méandres utilisés dans ce projet respectent tous ces deux conditions.

Dans l'exemple suivant, une onde à polarisation circulaire est transformée par un polariseur méandre idéal en une onde à polarisation linéaire. Celle-ci est ensuite réfléchi dans sa direction d'origine par un conducteur électrique parfait et reconvertie par le polariseur en une onde à polarisation circulaire. Cette opération est illustrée dans les figures 7.1a et 7.1b.

Ainsi, une onde incidente à polarisation circulaire gauche est montrée dans le bas de la figure 7.1a avec ses deux vecteurs orthogonaux normalisés en amplitude. Le vecteur qui a un retard de phase de  $\pi/2$  par rapport à l'autre est caractérisé par le nombre complexe  $-j$ . À

partir du modèle circuit du polariseur méandre (figure 6.2b), il est possible de déterminer que c'est la polarisation perpendiculaire ( $\perp$ ) à l'axe des méandres qui subit un retard de phase de  $\pi/2$  par rapport à celle qui est parallèle ( $\parallel$ ) aux méandres. Étant donné que la contra-polarisation générée par le polariseur méandre est négligeable à incidence normale, la polarisation du signal transmis est obtenue à partir d'une simple multiplication membre à membre des vecteurs orthogonaux. Le signal transmis a donc la polarisation montrée dans le haut de la figure 7.1a. De manière plus formelle, cette opération peut être décrite par l'équation suivante :

$$\begin{bmatrix} b_{\parallel} = 1 \\ b_{\perp} = -1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{\parallel,\parallel} = 1 & T_{\parallel,\perp} = 0 \\ T_{\perp,\parallel} = 0 & T_{\perp,\perp} = -j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{\parallel} = 1 \\ a_{\perp} = -j \end{bmatrix} \quad (7.1)$$

où les termes  $a$  et  $b$  sont respectivement les valeurs normalisées des champs incidents et transmis alors que les termes  $T$  sont les coefficients de transmission du polariseur. Dans cet exemple, la réflexion est négligée car on suppose que le polariseur est idéal.

La même procédure peut être appliquée pour le cas illustré dans la figure 7.1b. Ainsi, lorsque l'onde à polarisation linéaire transmise par le polariseur de la figure 7.1a est réfléchiée par un conducteur métallique parfait, sa polarisation devient celle illustrée dans le haut de la figure 7.1b. Ensuite, lorsqu'elle revient vers le polariseur circulaire méandre, elle est reconvertie en une onde à polarisation circulaire gauche tel qu'illustré dans le bas de la figure 7.1b. Il est à noter que si le sens de rotation de l'onde obtenue dans le bas de cette dernière figure est différent de celui du bas de la figure 7.1a, c'est parce que les directions de propagation sont inversées. Cette opération peut être décrite par l'équation 7.2 :

$$\begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (7.2)$$

Cet exemple simple démontre clairement que les polariseurs méandres utilisés dans le cadre de ce projet respectent la condition de réciprocité de polarisation. Le fait que le polariseur méandre respecte cette condition est primordial pour la mise en oeuvre du CPSS cascadié proposé dans le chapitre précédent, ainsi que des réflecteurs bi-grilles en polarisation circulaire proposés dans les chapitres 8 et 9.

Un dernier point à étudier est la conséquence d'un mauvais polariseur sur la réciprocité de la polarisation. En fait, un mauvais polariseur circulaire serait une surface qui génère beaucoup de polarisation croisée, c'est-à-dire que la polarisation orthogonale à celle qui est désirée est à un niveau non négligeable par rapport à la polarisation désirée. Pour caractériser l'effet de la polarisation croisée générée par le polariseur, on récrit l'équation 7.1 de la manière

suivante :

$$\begin{bmatrix} A - jC \\ D - B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & C \\ D & -Bj \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix} \quad (7.3)$$

où les termes  $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$  sont des nombres complexes qui caractérisent la polarisation croisée. Cette contra-polarisation peut être causée de trois manières différentes :

1. Le déphasage entre les deux composantes orthogonales transmises ( $\parallel$  et  $\perp$ ) n'est pas de  $90^\circ$ . Dans ce cas,  $C = D = 0$  alors que  $A = e^{j\phi_\parallel}$ ,  $B = e^{j\phi_\perp}$  où  $|\phi_\parallel - \phi_\perp| \neq 90^\circ$ .
2. Le polariseur introduit des pertes (réflexion ou dissipation) et les amplitudes des deux composantes orthogonales transmises ( $\parallel$  et  $\perp$ ) ne sont pas égales. Dans ce cas,  $C = D = 0$  et  $|A| \neq |B|$ , sachant que  $|A| \leq 1$  et/ou  $|B| \leq 1$ .
3. Il y a un couplage non négligeable entre les deux composantes orthogonales transmises  $\parallel$  et  $\perp$ . Dans ce cas,  $C \neq 0$  et/ou  $D \neq 0$ , ce qui fait que  $|B|^2 = 1 - |C|^2$  et/ou  $|A|^2 = 1 - |D|^2$ .

Dans cette liste, une seule des trois causes suffit pour affecter le fonctionnement du polariseur circulaire. Aussi, il est intéressant de noter que dans ce cas, le polariseur ne respecte plus la condition de réciprocité de la polarisation. Cela peut être démontré avec la même approche qui a été suivie pour obtenir les équations 7.1 et 7.2. Ainsi, lorsqu'un signal incident de polarisation circulaire gauche est transmis à travers un polariseur générant de la polarisation croisée, le signal résultant est celui décrit dans la matrice de gauche de l'équation 7.3. Ensuite, lorsque celui-ci est réfléchi sur un conducteur métallique et retransmis par le même polariseur, le signal résultant est obtenu dans le terme de gauche de l'expression suivante :

$$\begin{bmatrix} A^2 + BC - CD - jAC \\ AD + j(-B^2 + BD - CD) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & C \\ D & -Bj \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A - jC \\ -(D - B) \end{bmatrix} \quad (7.4)$$

duquel on constate que la polarisation de l'onde n'est pas la même que celle du signal de départ ( $[1 \ -j]^T$ ), à moins d'avoir  $|A| = |B|$  et  $C = D = 0$ , ce qui équivaut à avoir un polariseur circulaire pour lequel le couplage entre les modes orthogonaux est nul. Par conséquent, pour les applications visées du CPSS cascadié ou du réflecteur bi-grille illustré dans la figure 3.2b, le polariseur circulaire utilisé doit être conçu de manière à réduire le plus possible le couplage entre les modes orthogonaux. Cette condition est facilement respectée pour les polariseurs méandres soumis à une onde incidente normale, mais il en est tout autrement pour les incidences obliques, comme nous le verrons dans le chapitre 8.

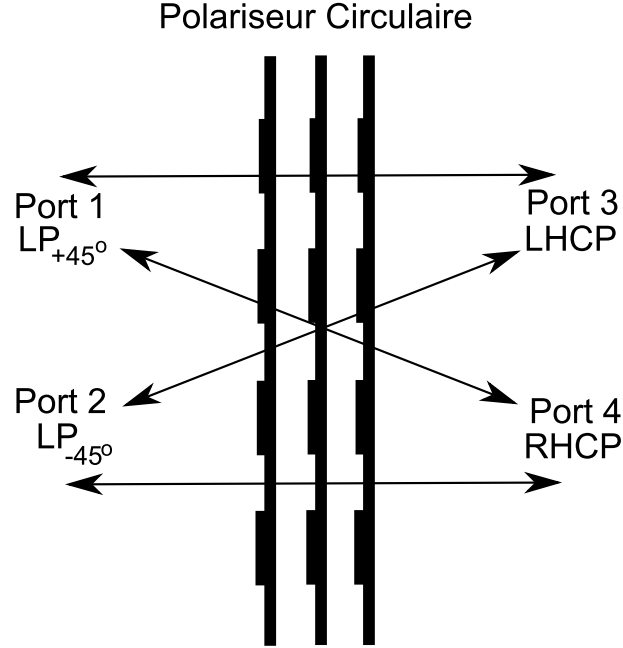


Figure 7.2 Schématisation d'un polariseur circulaire dans un système de mesures à quatre ports.

### 7.2.2 Réciprocité de la pureté de la polarisation

Soit une onde à polarisation purement linéaire convertie par un polariseur circulaire méandre non idéal en une onde à polarisation circulaire ayant un niveau  $|X|$  de polarisation croisée ( $|X| = 0$  pour un polariseur idéal). On dira du polariseur méandre qu'il est réciproque quant à la pureté de sa polarisation si, pour une onde incidente à polarisation purement circulaire, celui-ci la convertit en une onde à polarisation linéaire ayant aussi un niveau de contra-polarisation  $|X|$ .

Pour vérifier dans quelles conditions le polariseur méandre respecte ce critère, on peut représenter l'opération de conversion de polarisation avec le réseau à quatre ports illustré dans la figure 7.2. Dans cette figure, si le polariseur circulaire est idéal, l'onde incidente à polarisation linéaire  $LP_{+45^\circ}$  provenant du port 1 est totalement convertie en une onde à polarisation circulaire gauche (LHCP) au port 3 et vice versa. De la même manière, l'onde  $LP_{-45^\circ}$  provenant du port 2 est totalement convertie en une onde à polarisation circulaire droite (RHCP) au port 4 et vice versa. Cette opération peut aussi être décrite avec l'équation

matricielle  $S$  suivante :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{bmatrix} \quad (7.5)$$

où les termes  $a$  et  $b$  sont des vecteurs de dimension  $2 \times 1$  (composantes  $\parallel$  et  $\perp$ ) quantifiant respectivement les ondes incidentes et transmises (ou réfléchies) alors que les paramètres  $S$  correspondants sont des matrices de dimension  $2 \times 2$ .

Étant donné que le polariseur est utilisé en transmission, les paramètres de réflexion en co-polarisation ( $S_{11}$ ,  $S_{22}$ ,  $S_{33}$  et  $S_{44}$ ) et en polarisation croisée ( $S_{12}$ ,  $S_{21}$ ,  $S_{34}$  et  $S_{43}$ ) ne sont pas considérés dans cette analyse. Aussi, le polariseur méandre étant réciproque, on a  $S_{13} = S_{31}$ ,  $S_{14} = S_{41}$ ,  $S_{23} = S_{32}$  et  $S_{24} = S_{42}$ .

Tout d'abord, on détermine le coefficient de transmission  $S_{13}$ , c'est-à-dire lorsqu'une onde LHCP est transformée en une onde à polarisation linéaire  $LP_{+45}$ . Pour ce faire, l'équation 7.3 peut être utilisée dans laquelle on fixe  $A = B$  et  $C = D = 0$ . En faisant le même exercice pour la conversion d'une onde incidente RHCP en une onde  $LP_{-45}$ , on trouve que  $S_{13} = S_{24}$ . Ainsi, par réciprocité, on détermine que les coefficients de transmission en co-polarisation du polariseur méandre sont tous égaux, donc :

$$S_{13} = S_{24} = S_{31} = S_{42} = \begin{bmatrix} A & 0 \\ 0 & -Aj \end{bmatrix} \quad (7.6)$$

où  $|A| = 1$  pour un polariseur circulaire méandre idéal. Le même procédé peut être suivi pour déterminer les paramètres  $S$  de polarisation croisée  $S_{14}$ ,  $S_{23}$ ,  $S_{32}$  et  $S_{41}$ , ce qui mène à l'expression 7.7

$$S_{14} = S_{23} = S_{32} = S_{41} = \begin{bmatrix} B & 0 \\ 0 & Bj \end{bmatrix} \quad (7.7)$$

et démontre que peu importe si l'onde incidente est polarisée linéairement ou circulairement, le niveau de contra-polarisation  $|X|$  sera le même.

La preuve de la sous-section précédente a montré que pour qu'un polariseur puisse faire la conversion de la polarisation linéaire vers la polarisation circulaire et vice versa, le couplage entre les deux modes orthogonaux transmis doit être négligeable. Ainsi, si cette condition est respectée, le niveau de pureté de la polarisation à la sortie du polariseur sera le même, que l'onde incidente soit polarisée de manière purement circulaire ou purement linéaire. Cette conclusion est à la base de l'analyse de certains résultats présentés dans le chapitre 6.

### 7.3 Comparaison des méthodes proposées par rapport aux spécifications du prototype

Pour déterminer la configuration qu'aura le prototype final, il faut comparer le comportement des polariseurs et des CPSS. Une fois ce choix fait, il restera à déterminer comment le prototype sera mis en oeuvre, c'est-à-dire quelle sera la géométrie du ou des réflecteurs.

Pour faire ce choix, les spécifications requises du réflecteur bi-grille ont été dictées par les données fournies dans des documents produits par l'ESA [25, 26]. Tout d'abord, la bande de fréquences choisie est le bas de la bande satellitaire Ka (17,7-20,2 GHz). Cette bande est utilisée pour la transmission de données des satellites vers les stations terrestres (*downlink*). Concernant le niveau de XPD requis entre la LHCP et RHCP (c'est-à-dire  $|20 \log_{10}(E_R/E_L)|$ ), il semble que ce dernier varie d'une application à l'autre. Toutefois, une limite de 27 dB est mentionnée dans [25, 26]. C'est donc cette dernière valeur qui sera utilisée comme référence pour faire nos prototypes, bien qu'elle ne doive pas être considérée comme une spécification absolue. Enfin, à l'aide de l'équation 6.9, on déduit qu'une valeur de  $XPD \geq 27$  dB se traduit par un rapport axial des ondes transmises inférieur ou égal à 0,77 dB.

#### 7.3.1 Polariseurs circulaires vs CPSS

Pour faire le choix entre la technologie des polariseurs ou des CPSS, les résultats des chapitres 5 et 6 sont comparés entre eux et par rapport aux résultats déjà connus des CPSS résonants. Ces résultats sont aussi analysés dans le contexte des spécifications désirées du réflecteur bi-grille en polarisation circulaire. Dans cette optique, l'option des CPSS pour mettre en oeuvre le prototype a été écartée pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les résultats des CPSS résonants connus jusqu'à maintenant montrent des performances en deçà de ce qui peut être obtenu avec les polariseurs circulaires en terme de largeur de bande du rapport axial, malgré les derniers résultats encourageants montrés dans [96]. Aussi, même le CPSS cascadié présenté dans le chapitre 6, qui a une largeur de bande supérieure, ne respecte pas les spécifications requises en termes de rapport axial et de pertes d'insertion. Finalement, cette dernière structure cascadiée est très épaisse et il est difficile d'envisager des réflecteurs fabriqués de cette manière alors qu'actuellement, beaucoup d'efforts sont faits dans le but de réduire le poids des antennes sur les satellites.

Pour ces raisons, le prototype de réflecteur bi-grille en polarisation circulaire qui sera fabriqué consistera en un réflecteur bi-grille conventionnel sur lequel est polariseur circulaire sera ajouté.

### 7.3.2 Structure du réflecteur bi-grille

Le choix de la mise en oeuvre du prototype s'étant arrêté sur les options utilisant les polariseurs circulaires, les deux solutions montrées dans les figures 3.2a et 3.2b seront comparées. Dans le but de favoriser la stabilité des performances lorsque l'angle d'incidence varie (voir chapitre 5), le polariseur circulaire utilisé sera un polariseur méandre conventionnel, c'est-à-dire pour lequel les couches sont espacées de  $\lambda/4$ .

En ce qui concerne les différentes structures pour le réflecteur bi-grille, chacune présente des avantages et des inconvénients. Tout d'abord, le concept bi-grille de la figure 3.2a est très simple étant donné que l'antenne n'est pas du tout modifiée. En plus, le polariseur est positionné de manière à ce que le champ incident soit normal à ses surfaces, donc celui-ci est plus facile à concevoir. Toutefois, l'inconvénient est au point de vue mécanique. À cause de la position du polariseur, cette antenne a un plus grand volume. Aussi, il serait plus compliqué de faire tenir solidement ce polariseur sur la structure.

Pour ce qui est du montage illustré dans la figure 3.2b, la conception du polariseur risque d'être plus complexe, car les rayons incidents de l'antenne cornet forment différents angles avec la surface du polariseur. Aussi, lorsque l'onde est réfléchiée par le réflecteur, le rayon doit traverser une deuxième fois le polariseur sous un angle d'incidence différent. Toutefois, la structure mécanique est plus simple. En fait, le polariseur circulaire pourrait être fixé sur le rebord du réflecteur, ce qui n'augmenterait que très peu le volume de la structure.

Étant donné les contraintes mécaniques du montage illustré dans la figure 3.2a, il a été choisi d'implémenter celui montré dans la figure 3.2b. Il faudra donc concevoir un polariseur qui sera optimisé pour un angle d'incidence oblique, selon la géométrie du réflecteur qui sera utilisé. La méthode de conception d'un polariseur optimisé pour une incidence oblique ainsi qu'un premier prototype seront donc proposés dans le chapitre suivant.

## 7.4 Conclusion

Dans ce chapitre, des notes additionnelles concernant la conception et l'optimisation des surfaces des polariseurs circulaires ainsi que sur la réciprocité de ces structures ont été présentées. Ensuite, les résultats obtenus dans les chapitres 5 et 6 ont été analysés et il a été déterminé qu'un premier prototype de réflecteur bi-grille en polarisation circulaire serait mis en oeuvre selon la configuration illustrée dans la figure 3.2b. Par conséquent, il faudra optimiser le polariseur circulaire pour un angle d'incidence oblique, ce qui sera montré dans le prochain chapitre.



## CHAPITRE 8

### ARTICLE 3 : A CP DGR PROTOTYPE MADE WITH A MEANDER-LINE CIRCULAR POLARIZER OPTIMIZED FOR OBLIQUE INCIDENCE

Marc-André Joyal, Mathieu Riel, Yves Demers et Jean-Jacques Laurin

Soumis à *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*

#### 8.1 Abstract

This paper presents the design of a dual-gridded reflector (DGR) antenna working in dual circular polarization. The operation of this antenna relies on a meander-line circular polarizer which is optimized for oblique incidence and for a direction off from the principal planes ( $\phi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ , or  $270^\circ$ ). To illustrate the procedure, a polarizer is designed and fabricated and its performance is examined in detail. Measurements and simulations are in good agreement. Moreover, the sensitivity of the results to frequency and incidence angle variations is studied. The results show that the bandwidth of the meander-line circular polarizer is maximum when it is designed for normal incidence or for an oblique incidence in the two principal planes because coupling between orthogonal modes is weaker. Finally, a circular polarization (CP) DGR prototype consisting of an assembly of a three-layer meander-line circular polarizer with a DGR is fabricated and measured. Results show good performance compared with the typical specifications of future satellite-based downlink Ka-band for dual CP systems (between 18-20 GHz).

#### 8.2 Introduction

Dual-gridded reflector (DGR) antennas have been used on satellites since almost forty years [119, 120]. These antennas usually consist of two superposed reflectors made of orthogonal grids, as illustrated in Fig. 8.1. One of the reflectors reflects vertical polarization (VP) and is transparent to the horizontal polarization (HP) while the other one does the opposite. Actually, the rear reflector can be solid instead of gridded without affecting the performance. Two orthogonally polarized feeds (in VP and HP) are associated with their respective reflector.

A DGR system acts as two reflector antennas whereas taking half the space and moreover, very low cross-polarization is achievable with this structure. However, it works in linear polarization (LP) only. By analogy with the LP DGR, a CP DGR could be implemented by

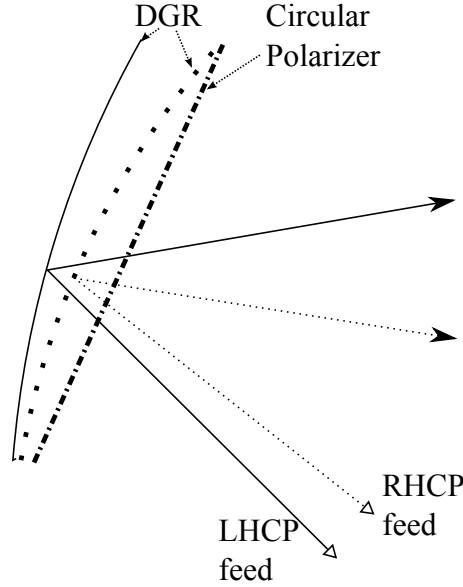


Figure 8.1 A CP DGR made of a meander-line polarizer and an LP DGR.

having one reflector reflecting right-hand CP (RHCP) and transmitting left-hand CP (LHCP) whereas the other one would do the opposite.

A possible solution to realize a CP DGR would be to use Circular Polarization Selective Surfaces (CPSSs), which are reflecting one sense of circular polarization and transmitting the other [84–87, 121]. Those surfaces could be used as reflectors instead of the LP DGR orthogonal grids. Similar applications with CPSS, such as Cassegrain and dual reflector antennas, have been proposed in [97]. However, it is mentioned that the CPSS degrades rapidly when the angle of incidence of the incoming wave moves away from normal.

An alternative solution would be to combine a conventional LP DGR with a circular polarizer, the latter being a surface that converts LP waves into CP waves and vice versa. This solution has been proposed in [26] and is illustrated in Fig. 8.1 where the polarizer is positioned in front of the DGR. In such an offset-fed configuration, and when the polarizer is mounted on the rim of the first reflector, the polarizer has to be optimized for oblique incidence. This is not the case for most of the existing circular polarizer designs [28, 33, 72, 116]. Typically, at a given design frequency, the normalized susceptance of a surface is stable from normal incidence ( $\theta = 0^\circ$ ) up to about  $\theta = 30^\circ$  [83]. Therefore, the response of a meander-line circular polarizer when the frequency and the angle  $\theta$  vary is much more affected. Such a treatment under oblique incidence has been presented in [58]<sup>1</sup>. The axial ratio degradation can be reduced by increasing the permittivity of the dielectric spacers between the metallic layers of the polarizer [27], but this may not be appropriate for space applications because it may

1. The reader must be aware that some equations contain errors in this reference and are modified in [122].

lead to static charge storage. Consequently, the design of a CP DGR with good performance on a wide band would require the circular polarizer to be optimized for oblique incidence angle. A technique to do so has been proposed in [48], but the simulation and implementation were more complicated because the various surfaces had different cell sizes and these surfaces were rotated one with respect to each other. Moreover, the design was not optimized to achieve a broad bandwidth (the results were obtained at a single frequency). A more recent paper [55] also proposes another technique to design meander-line circular polarizers optimized for oblique incidence. However, coupling between orthogonal modes were not considered in the design, which is one of the causes that lead to discrepancies between simulation and experimental results for oblique incidence angles, especially in the plane  $\phi = 45^\circ$ .

In this paper, a CP DGR based on the concept shown in Fig. 8.1 is presented. As a first step, an extension of the technique proposed in [116] is used to design a meander-line circular polarizer optimized for arbitrary direction and polarization of an incident plane wave. The method is based on a transmission line model of the Floquet modes and the infinite array approximation. It allows to achieve a maximum bandwidth with a lower sensitivity to the incidence angle. As a matter of fact, the proposed method lies on similar principles than those discussed in [48] to decouple both orthogonal  $TE_{00}$  and  $TM_{00}$  Floquet modes. A sensitivity analysis of the polarizer performance to frequency and incidence angle is performed. Based on these results, a three-layer meander-line circular polarizer is designed in order to implement the proposed CP DGR prototype and an analysis of this prototype done.

### 8.3 Meander-Line Circular Polarizers Under Normal Incidence

An impedance matched meander-line circular polarizer designed for normal incidence can be made with a cascade of surfaces, in a similar way as a filter design. The polarizer in Fig. 8.1 shows only one layer to simplify the illustration but the polarizers considered in this paper have three layers, as illustrated in Fig. 8.2a.

To convert an incident LP wave into a CP wave, the incident LP electric field vector  $\vec{E}^i$  has to make an angle  $\nu_{\pm} = 45^\circ$  with respect to the axis of the meander ( $x$  axis in Fig. 8.2a). Let us consider the case of  $\nu_+ = 45^\circ$ . Therefore,  $\vec{E}_+^i$  can be decomposed into two orthogonal LP components of equal magnitudes and phases, that is  $E_{\perp}$  and  $E_{\parallel}$ , where  $\perp$  and  $\parallel$  refer to the directions perpendicular and parallel to the main axis of the meander lines respectively (not to be confused with the parallel and perpendicular polarizations with respect to the incidence plane). The same decomposition can be applied to the incident electric field  $\vec{E}_-^i$  which is polarized in the direction  $-\nu_- = 45^\circ$ .

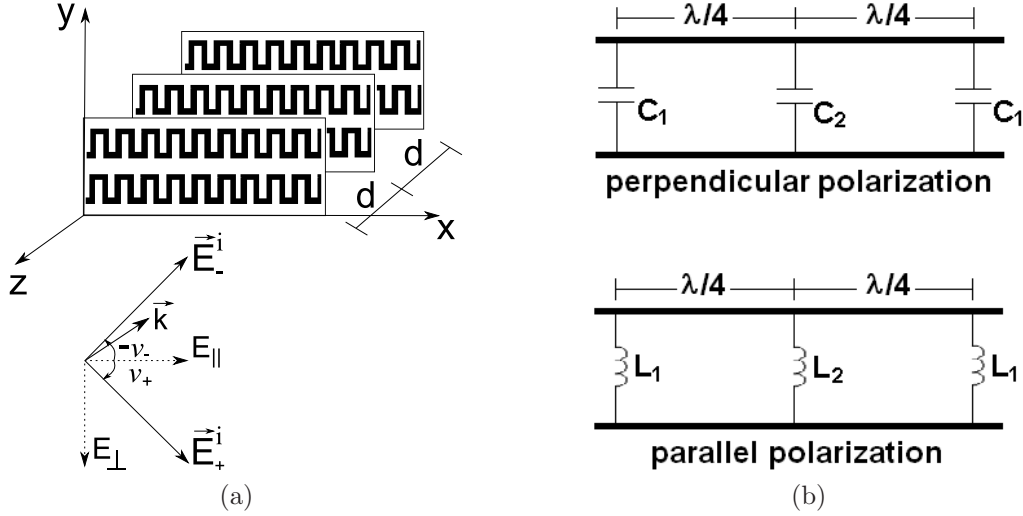


Figure 8.2 (a) Meander-line circular polarizer with three surfaces and (b) its circuit model in which capacitors and inductors model the susceptances of the surfaces for perpendicular ( $\perp$ ) and parallel ( $\parallel$ ) polarizations respectively.

The circuit models of the three-layer polarizer associated to both polarizations are shown in Fig. 8.2b. Because  $E_{\perp}$  and  $E_{\parallel}$  see the meander-line layers as capacitive and inductive impedances respectively,  $C$  and  $L$  elements are chosen to model the shunt loads introduced by the surfaces for both polarizations. The dielectric spacers between the metallic surfaces are modeled with transmission lines having a characteristic impedance equal to the wave impedance of the medium. In conventional polarizer design, their length  $d$  is a quarter wavelength [28], but it is possible to use other spacings as shown in [116].

Therefore, to obtain circular polarization at the output of the polarizer, both circuits of Fig. 8.2b are designed to have transmission coefficient magnitudes of unity and a phase difference of  $\pi/2$ . Actually, it can be shown that for the polarizer illustrated in Fig. 8.2a, an RHCP wave is transmitted when  $\vec{E}^i = \vec{E}_+^i = E_{\parallel}\hat{\parallel} + E_{\perp}\hat{\perp}$  whereas an LHCP wave is transmitted when  $\vec{E}^i = \vec{E}_-^i = E_{\parallel}\hat{\parallel} - E_{\perp}\hat{\perp}$ , where  $\hat{\parallel} = \hat{x}$  and  $\hat{\perp} = -\hat{y}$ .

It is important to mention that in these circuit models, no coupling is considered between orthogonal modes, i.e.  $E_{\perp}^i$  scatters only  $E_{\perp}^s$  and  $E_{\parallel}^i$  scatters only  $E_{\parallel}^s$  (we will consider that the scattered fields include the reflected and total transmitted fields, in accordance with the standard modal S-parameter definitions). This assumption is acceptable because a very low level of cross-polarization is scattered by the meander-line surfaces at normal incidence. In terms of Floquet mode representation, if modes  $TE_{00}$  and  $TM_{00}$  have their  $E$  field parallel and perpendicular (or perpendicular and parallel) to the main axis of the meander lines, it means that the  $TE_{00}$  incident mode scatters only  $TE_{00}$  and  $TM_{00}$  scatters only  $TM_{00}$ . In

this paper we will only consider the zeroth order modes. Higher-order Floquet modes cannot propagate away from the polarizer because the size of the unit cells in the periodic surfaces is considered shorter than  $\lambda/2$  in both  $x$  and  $y$  directions.

Because only  $TE_{00}$  and  $TM_{00}$  modes are used in the polarizer design, their notation will be simplified to  $TE_z$  and  $TM_z$  in the text. To recall the definitions,  $TE_z$  and  $TM_z$  describe the modes for which the  $z$  component of electric and magnetic fields are respectively zero. The unit vector  $\hat{z}$  is assumed normal to the surfaces and the source of incident waves is in the  $z > 0$  half space, as shown in 8.2a.

#### 8.4 Circular Polarizers Optimized Under Oblique Incidence

In the previous section, it was seen that under normal incidence, circular polarizers could be modeled by two uncoupled circuits. By designing these circuits first (i.e. calculating  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $L_1$ , and  $L_2$  in Fig. 8.2b), it is then possible to implement each surface of the polarizer, as done in [116] for instance.

In this section, we extend this method for arbitrary incidence angles. This is not as simple as for the normal incidence case due to coupling between scattered modes. This can be seen from Figs. 8.3a and 8.3b where the two unit vectors  $\hat{e}$  ( $E_{TE_z}$ ) and  $\hat{m}$  ( $E_{TM_z}$ ) are defined. These vectors are respectively parallel and perpendicular to the plane of incidence. Based on these definitions we can write

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \phi & \cos \theta \cos \phi \\ -\cos \phi & \cos \theta \sin \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{TE_z}^i \\ E_{TM_z}^i \end{bmatrix} \quad (8.1)$$

where  $E_{TE_z}^i$  and  $E_{TM_z}^i$  are the  $TE_z$  and  $TM_z$  components of the incident E-field whereas  $E_x$  and  $E_y$  are the projections of this E-field on the  $x$  and  $y$  axes (see Fig. 8.3a). From (8.1), it is seen that when  $\theta \neq 0^\circ$  and  $\phi \neq 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, \text{ or } 270^\circ$ , the projections on the surface of  $E_{TE_z}^i$  and  $E_{TM_z}^i$  along the direction of wave propagation are no longer parallel and perpendicular to the meander lines. In other words,  $E_x$  and  $E_y$  both include contributions from  $E_{TE_z}$  and  $E_{TM_z}$ . As a consequence, the meander surface will scatter a purely  $TE_z$  or  $TM_z$  incident wave into  $TE_z$  and  $TM_z$  waves. This is defined as mode coupling.

Since the design procedure under normal incidence outlined in the previous section uses decoupled circuit models (as in Fig. 8.2b) based on decoupled  $TE_z$  and  $TM_z$  scattered modes, we propose a method in order to decouple the modes scattered by a meander-line surface under oblique incidence angles. This method lies on similar principles than that reported in [48], but the implementation is different. In this latter reference, the susceptance values and the incidence plane for which the modes will remain decoupled after being scattered by

the surface are determined based on the eigenvectors and eigenvalues of the scattering matrix of the surface. In our case, this incidence plane is roughly determined at the beginning and from this plane, the  $TE_z/TM_z$  mode set is converted into the  $\perp/\parallel$  set. Then, we use the systematic approach proposed in [116] in order to design the surfaces and we finally optimize the response of the structure. This procedure is described step-by-step in the sequel.

### 1) Determination of the Distance Between Layers and Computation of the Normalized Susceptance Values

Results from the models presented in [116] showed that a spacing of  $\lambda/4$  between the polarizer layers results in larger bandwidths under normal incidence and a lower sensitivity to the incidence angle variation. Moreover, for this spacing, the printed patterns of the three layers are “similar” i.e., only the dimensions  $w$  and  $dy$  are different between external and internal surfaces (see Fig. 8.4 and Table 8.1). It will become clear later that this is a very useful feature for the design under oblique incidence. For these reasons, a  $\lambda/4$  spacing is used for the proposed polarizers. However, in order to maintain the same electrical distance of  $\pi/2$  between the layers when the incidence is not normal, the spacing  $d$  between the layers should be set according to  $k_z d = \pi/2$ , where  $k_z$  is the  $z$  component of the wave vector  $\vec{k}$  in the spacers material. Finally, according to [116], for  $\lambda/4$  spacings between the meander-line layers, assuming that the spacers material is Rohacell (i.e.  $\varepsilon_r = 1.1$ ), the orthogonal normalized susceptance values (in the Rohacell) between the three surfaces are  $b_{1\perp,\parallel} = \pm 0.3950$  and  $b_{2\perp,\parallel} = \pm 0.7416$  where “+” sign (capacitive) is for perpendicular ( $\perp$ ) polarization and “-” sign (inductive) is for parallel ( $\parallel$ ) polarization.

### 2) Conversion from the $TE_z/TM_z$ to the $\perp/\parallel$ Mode Set

Once the distance between layers is set, we have to design each surface in order to obtain the specified normalized orthogonal susceptance values ( $b_{1\perp}$ ,  $b_{1\parallel}$ ,  $b_{2\perp}$ , and  $b_{2\parallel}$ ) given in the previous step. However, this is impossible when there is strong coupling between the scattered  $TE_z$  and  $TM_z$  modes. As mentioned before, this coupling occurs under oblique incidence angles off from the principal planes and is stronger when the incidence planes are about  $\phi = \pm 45^\circ$  or  $\phi = \pm 135^\circ$ .

In this cases, the  $TE_z$  and  $TM_z$  modes no longer see the meander-line surfaces as shunt capacitive and inductive impedances. Therefore, we need to convert from the  $TE_z/TM_z$  mode set representation into another mode set. We define this new mode set as  $\perp/\parallel$ , similarly as for the normal incidence case, where the unit vectors  $\hat{\perp}$  and  $\hat{\parallel}$  are also orthogonal. The conversion between the  $TE_z/TM_z$  mode set and the  $\perp/\parallel$  set consists in a simple rotation, characterized

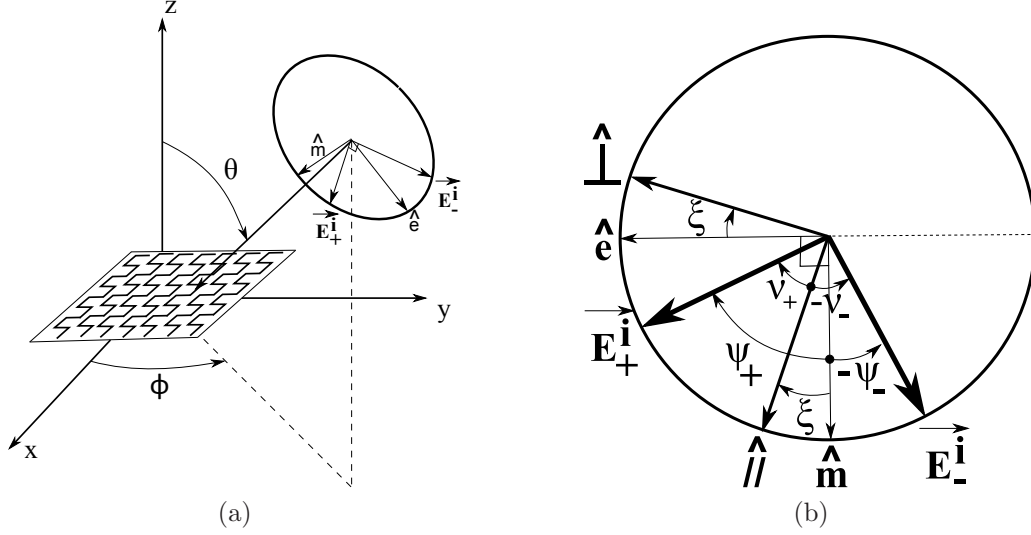


Figure 8.3 In (a), a meander-line surface under an arbitrary oblique incidence. The incident electric field ( $\vec{E}_+^i$  or  $\vec{E}_-^i$ ) and the  $TE_z/TM_z$  mode set ( $\hat{e}/\hat{m}$ ) are shown in the “polarization circle” which is in a plane perpendicular to the propagation direction. In (b), the polarization circle shows that  $\vec{E}_+^i$  and  $\vec{E}_-^i$  can be represented with the  $TE_z/TM_z$  mode set or with the  $\perp/\parallel$  set. The *transformation angle*  $\xi$  is the angle between both mode sets ( $TE_z/TM_z$  and  $\perp/\parallel$ ) whereas the *polarization angles*  $\psi_{\pm}$  characterize the incident linear polarization.

by the *transformation angle*  $\xi$ , around the propagation direction. This transformation is illustrated with the *polarization circle* in Figs. 8.3a and 8.3b. In these figures, the directions of the  $TE_z$  and  $TM_z$  electric fields are represented respectively by the unit vectors  $\hat{e}$  and  $\hat{m}$ . For an observer looking toward the polarizer in the propagation direction, these two vectors are always parallel and perpendicular to the plane of incidence  $\phi$ . The directions of the vectors  $\hat{\perp}$  and  $\hat{\parallel}$  vary as a function of  $\xi$ . The expression of this conversion is given in (8.2)

$$\begin{bmatrix} \hat{\perp} \\ \hat{\parallel} \end{bmatrix} = [U] \begin{bmatrix} \hat{e} \\ \hat{m} \end{bmatrix} \quad (8.2)$$

where  $U$  is called the *transformation matrix* and is defined in (8.3)

$$[U] = \begin{bmatrix} \cos \xi & -\sin \xi \\ \sin \xi & \cos \xi \end{bmatrix} \quad (8.3)$$

and where the angle  $\xi$  is determined according to the discussion in the following paragraph.

Because  $\hat{\perp}$  and  $\hat{\parallel}$  are orthogonal, it should be understood that when the plane of incidence is not in the principal planes, their projections on the meander-line surface cannot be perfectly

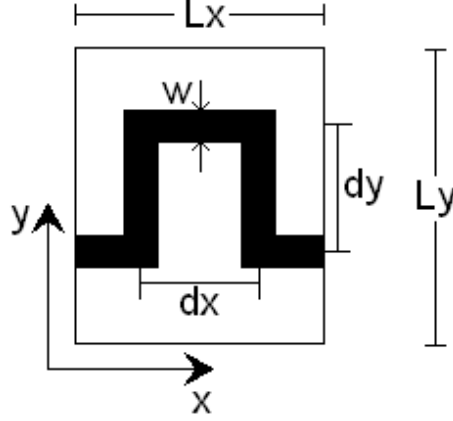


Figure 8.4 Meander-line unit cell with the definition of its dimensions.

perpendicular and parallel to the meander lines at the same time. Consequently, we need to find a  $\xi$  value in (8.3) for which a compromise will be achieved such that the projections of  $\hat{\perp}$  and  $\hat{\parallel}$  on the surface will be *as much as possible* perpendicular and parallel to the meander lines. From the geometry of the problem in Figs. 8.3a and 8.3b, we find that a compromise is obtained by setting  $\xi = \phi_0$ , where  $\phi_0$  is the initial  $\phi$  value in the optimization process that will be discussed in the next section. This optimization is needed because the new mode set ( $\perp/\parallel$ ) does not ensure that  $\perp$  and  $\parallel$  are decoupled so far.

### 3) Design of a Meander Surface from its Reflection Coefficients

With the  $U$  matrix, we can convert the reflection coefficients ( $\Gamma$ ) of a meander-line surface from the  $TE_z/TM_z$  to the  $\perp/\parallel$  mode representation with (8.4)

$$\begin{bmatrix} \Gamma_{\perp,\perp} & \Gamma_{\perp,\parallel} \\ \Gamma_{\parallel,\perp} & \Gamma_{\parallel,\parallel} \end{bmatrix} = [U] \begin{bmatrix} \Gamma_{TE,TE} & \Gamma_{TE,TM} \\ \Gamma_{TM,TE} & \Gamma_{TM,TM} \end{bmatrix} [U]^T \quad (8.4)$$

where  $\Gamma_{TE,TE}$ ,  $\Gamma_{TE,TM}$ ,  $\Gamma_{TM,TE}$ , and  $\Gamma_{TM,TM}$  are computed with HFSS. Then, the normalized susceptance values  $b_{\perp}$  and  $b_{\parallel}$  are computed from  $\Gamma_{\perp,\perp}$  and  $\Gamma_{\parallel,\parallel}$ , respectively, and can be varied by changing the geometry of the meander unit cell.

Also, since a high level of mode coupling is related to high values of  $|\Gamma_{\perp,\parallel}|$  and  $|\Gamma_{\parallel,\perp}|$ , and it is required to have negligible coupling between orthogonal modes, we need to design each surface in order to minimize  $|\Gamma_{\perp,\parallel}|$  and  $|\Gamma_{\parallel,\perp}|$ . As shown in [48], this can be achieved by rotating the meander-line surface around the  $z$  axis. In other words, we change  $\phi$  by an increment  $\Delta\phi$  while keeping the transformation angle constant ( $\xi = \phi_0$ ) in (8.3) and (8.4). For this reason, we call  $\Delta\phi$  the *rotation angle*.



The above procedure does not allow to design the polarizer for a specified  $\phi$  angle. However, for applications like the CP DGR we are proposing, it is possible to rotate the meander-line polarizer on the rim of the reflector antenna in order to account for the  $\Delta\phi$  variation. Strictly speaking, it could be possible to design the polarizer for a desired  $\phi$  by using a different  $\xi$  starting value. However, it is difficult to do this in practice because we do not know *a priori* the  $\Delta\phi$  value. In any case, for all the designs that we have realized, this  $\Delta\phi$  variation was never more than  $3^\circ$ .

In summary, a meander-line surface is designed as follows :

- Compute  $\Gamma_{TM,TM}$ ,  $\Gamma_{TM,TE}$ ,  $\Gamma_{TE,TM}$ , and  $\Gamma_{TE,TE}$  from the initial meander-line surface ;
- Use  $\xi = \phi_0$  ( $\phi_0$  being the initial value of  $\phi$ ) and compute  $\Gamma_{\perp,\perp}$ ,  $\Gamma_{\perp,\parallel}$ ,  $\Gamma_{\parallel,\perp}$ , and  $\Gamma_{\parallel,\parallel}$  with (8.4) ;
- From  $\Gamma_{\perp,\perp}$  and  $\Gamma_{\parallel,\parallel}$ , compute  $b_\perp$  and  $b_\parallel$ . Optimize these values by changing the meander-line dimensions (see Fig. 8.4) ;
- The mode coupling level is  $|\Gamma_{\perp,\parallel}|$  and  $|\Gamma_{\parallel,\perp}|$ . The magnitude of these values must be as low as possible (near zero). They can be minimized by changing slightly the  $\phi$  angle by an amount  $\Delta\phi$ . At this point, the purpose of keeping the  $\xi$  angle constant is to ease the iteration process.

The two last points are done simultaneously and must be repeated iteratively until the desired values of  $b_\perp$  and  $b_\parallel$  are obtained and while  $|\Gamma_{\perp,\parallel}| \approx |\Gamma_{\parallel,\perp}| \approx 0$ .

This is the general procedure to design a meander-line surface. The three-layer meander-line polarizer proposed herein is designed with two types of surfaces : two identical external surfaces (modeled with  $C_1$  and  $L_1$  in Fig. 8.2b) and one internal surface ( $C_2$  and  $L_2$ ). The external surfaces are designed first with the above procedure. Once this is done, the inner surface is designed with the same unit cell dimensions ( $L_x$  and  $L_y$ ) and the same transformation ( $\xi$ ) and incidence ( $\theta$  and  $\phi$ ) angles. In other words, only  $w_2$  and  $dy_2$  are changed to obtain the required orthogonal susceptance values for the inner surface.

From a practical point of view, some guidelines and principles could ease the design procedure. As a first guideline, it is important to keep  $L_x$  and  $L_y$  as small as possible to reduce coupling via evanescent higher-order modes between the layers, and of course to avoid grating lobes [116]. Also, the susceptance values of the inner and outer surfaces must be kept as low as possible and the meander patterns of the inner surface must be as similar as possible to those of the outer surface. These two last points are helpful in order to maintain good decoupling between orthogonal modes if the same  $\Delta\phi$  is used for the inner and outer surfaces. This is because  $\Delta\phi$  depends on the scattering properties of the surface. With the above procedure, we designed many polarizers where we calculated the required  $\Delta\phi$  values

for the inner and outer surfaces and the difference between them was always about  $1^\circ$ . It was observed that this difference can be neglected without affecting too much the results of the whole polarizer.

#### 4) Optimization of the Polarizer Results

Finally, the meander surfaces and the dielectric spacers are cascaded to obtain the complete polarizer. Because we impose the same rotation angle and the same unit cell size on all the layers, the whole polarizer can be simulated and optimized in the same Floquet mode framework. To do so, the  $E$ -field direction of the linearly polarized incident wave must first be chosen judiciously in order to achieve a good polarization conversion. As shown in Figs. 8.3a and 8.3b, there are two possibilities for the polarization of the incident electric field, i.e.  $\vec{E}_+^i$  and  $\vec{E}_-^i$ , which are converted by the meander-line polarizer into RHCP and LHCP, respectively. To characterize these incident polarizations, we define the polarization angles  $\psi_+$  and  $\psi_-$  respectively, such that the  $TE_z$  and  $TM_z$  components of the incident electric field are respectively  $E_{TE}^i = E_0 \sin \psi$  and  $E_{TM}^i = E_0 \cos \psi$  [48], where  $E_0$  is the incident  $E$ -field magnitude and  $\psi$  is used for  $\psi_+$  or  $\psi_-$ . For instance, a purely  $TE_z$  ( $TM_z$ ) wave is characterized by  $\psi = 90^\circ$  ( $\psi = 0^\circ$ ).

For the meander-line polarizer, this polarization angle is dependent on the  $\xi$  angle such as (8.5)

$$\psi_{\pm} = \nu_{\pm} \pm \xi \quad (8.5)$$

where  $\nu_{\pm} = 45^\circ$ . It can be shown that isolating  $\xi$  in (8.5) and using it in (8.3) gives the same transformation matrix obtained in [48] for the meander-line polarizer when the positive signs are used in (8.5).

To obtain the transmission performance of the polarizer under an incidence angle  $(\theta, \phi)$ , the  $TE_z/TM_z$  transmission coefficients matrix is firstly computed. Then, both transmitted

Tableau 8.1 Dimensions of Printed Patterns for External (#1) and Internal (#2) Surfaces of the Polarizer

parameters	dimensions (mils)
$w_2$	27
$w_1$	7
$dy_2$	78
$dy_1$	68
$dx_1, dx_2$	68
$Lx_1, Lx_2$	136
$Ly_1, Ly_2$	212

orthogonal modes ( $E_{TE}^t$  and  $E_{TM}^t$ ) are obtained with (8.6)

$$\begin{bmatrix} E_{TE}^t \\ E_{TM}^t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{TE,TE} & T_{TE,TM} \\ T_{TM,TE} & T_{TM,TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \sin(\pm\psi_{\pm}) \\ E_0 \cos(\pm\psi_{\pm}) \end{bmatrix} \quad (8.6)$$

where  $E_0 = \|\vec{E}_+^i\|$  or  $\|\vec{E}_-^i\|$ , depending on the polarization of the incident electric field (see Fig. 8.3b). Then, it is straightforward to compute the axial ratio and the transmission coefficients from the  $E_{TE}^t$  and  $E_{TM}^t$  transmitted fields.

## 8.5 Results of Circular Polarizers

In the first part of this section, the simulated and measured results of a polarizer designed for a specific incidence direction are shown. Then, the second part uses these results in addition to other simulation results in order to study the sensitivity of the meander-line polarizer to the frequency and incidence angle variations.

### 8.5.1 Measurement of the Fabricated Polarizer

To illustrate the procedure outlined in the previous section, a three-layer polarizer has been designed to convert an LP wave from the direction ( $\theta = 40^\circ, \phi = 45^\circ$ ) into a CP wave. In other words, from the previous definitions, the polarization angles of the incident wave can be  $\psi_- = 0^\circ$  and  $\psi_+ = 90^\circ$  for instance, which means that the device is optimized for incident  $TM_z$  ( $\psi_-$ ) and  $TE_z$  ( $\psi_+$ ) waves.

The polarizer has been designed and fabricated for the center frequency of 19 GHz. The frequency band of interest is 18-20 GHz, which is a transmit Ka-band in some satellite applications. Each meander layer was printed on a 0.127 mm polyimide (Pyrallux from Dupont of  $\epsilon_r = 3.4$  and  $\tan \delta = 0.002$ ) substrate. A photograph of a meander layer is given in Fig. 4a of [121]. The spacers between each layer consisted of 5 mm sheets of Rohacell 71 HF ( $\epsilon_r = 1.1$  and  $\tan \delta = 0.01$ ). As mentioned previously, this spacing ( $d$ ) is set according to  $k_z d = \pi/2$ .

Considering an effective spacing between layers of a quarter wavelength (for  $\theta = 40^\circ$ ) at the center frequency, the surfaces are designed in order to achieve the orthogonal susceptance values  $b_1 = \pm 0.3950$  and  $b_2 = \pm 0.7416$  at this frequency. Also, at the beginning of the iteration process, the incidence direction is  $\phi_0 = 45^\circ$ . By following the steps described in Section 8.4, we obtain the required susceptance values and a minimum level of mode coupling with the unit cell patterns given in Table 8.1 (see Fig. 8.4 for the definitions of the dimensions) and an incidence plane  $\phi \approx 46^\circ$  (i.e.  $\Delta\phi \approx 1^\circ$ ). Therefore, if this polarizer was used in our CP DGR application, the meander-line polarizer would need to be rotated by  $1^\circ$  on the surface of the reflector.

To characterize the polarizer, it was placed between two linearly polarized horn antennas connected to a network analyzer. Both horns are in front of dielectric lenses in order to illuminate the polarizer with plane waves. In this measurement setup, results at oblique incidence can only be obtained in transmission. Also, it should be noted that time-gating and TRM (Thru-Reflect-Match) calibration were used to eliminate ripples due to standing waves between the polarizer, lenses, and horn antennas. The measurements in linear polarization are then processed in order to obtain the amplitude of the transmitted wave in the desired (co-pol) circular polarization.

Axial ratio (AR) and transmission coefficient results are shown in Fig. 8.5 for  $TE_z$  and  $TM_z$  incident waves. A good agreement can be observed between simulations and measurements. This is because coupling between surfaces and mode coupling are considered in the simulation of the whole polarizer with HFSS. As a comparison, the agreement over the frequency band is much better than that obtained in [55] since in this latter case, mutual coupling between the  $\perp$  and  $\parallel$  modes was not considered in the simulation. On the other hand, mutual coupling has been included in the model proposed in [48], but the results presented were only shown at a single frequency. To our knowledge, the results we present herein for a circular polarizer optimized for an oblique incidence angle off the principal planes show a performance and an agreement between measurements and simulations that are better than those of previously published work.

The axial ratio results presented in Fig. 8.5 shows that the bandwidth with  $AR < 1$  dB is better for the  $TE_z$  incident wave. On the other hand, it has slightly higher insertion loss than that of the  $TM_z$  incident wave. An *apparent gain* of about 0.1 dB near 16 GHz is also visible in one of the measured transmission coefficient curves. As also observed in [116], and explained in [110], this phenomenon is due to the use of non uniform incident waves in the measurement setup. As mentioned previously, it was impossible to measure reflection coefficients with the setup at hand, but simulation results showed that they were less than -20 dB between 17 and 20 GHz and they increase up to -10 dB at 23 GHz.

As a comparison, Fig. 8.5 also includes simulation results for a polarizer optimized for the incidence angle ( $\theta = 40^\circ, \phi = 0^\circ$ ), i.e. when the  $\perp$  and  $\parallel$  modes are decoupled. In this case, according to (8.5),  $\psi_{\pm} = 45^\circ$  and the incidence polarization is therefore 50%  $TE_z$  and 50%  $TM_z$ , which means that axial ratios and transmission coefficients are the same for the incident electric-fields  $\vec{E}_+^i$  and  $\vec{E}_-^i$  (only the rotation sense is different). As seen in the plots, the bandwidth has improved, particularly for the axial ratio. The reasons for this will be explained in the next subsection. On the other hand, the transmission coefficients are almost the same. Finally, the simulated reflection coefficients (not shown) were less than -18 dB between 17 and 20 GHz and they increase up to -6 dB at 23 GHz.

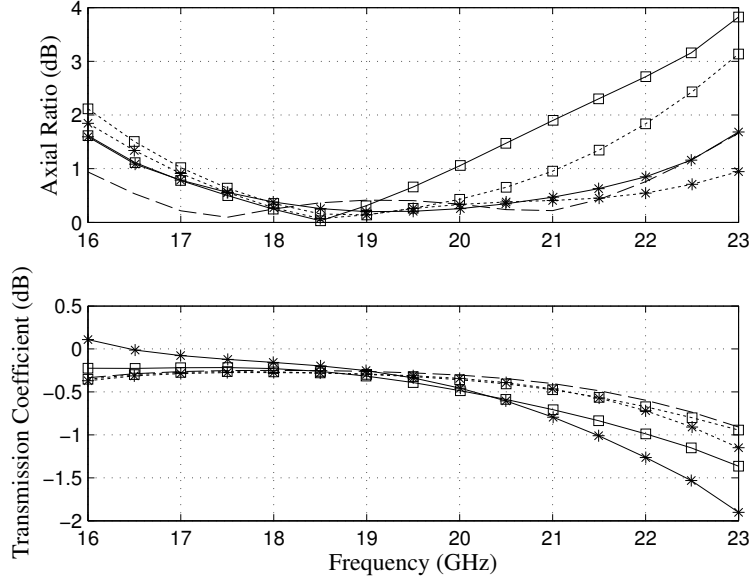


Figure 8.5 Simulated ( $\cdots$ ) and measured ( $—$ ) results. Axial ratio (upper graph) and transmission coefficient (lower graph) for the polarizer under  $TE_z$  (\*) and  $TM_z$  (□) incident waves from the direction ( $\theta = 40^\circ, \phi = 45^\circ$ ). Also shown ( $- -$ ) are the simulation results of a polarizer optimized for the direction ( $\theta = 40^\circ, \phi = 0^\circ$ ).

### 8.5.2 Study of the Sensitivity

In this section, the sensitivity of the axial ratio and transmission coefficients to variations of frequency and incidence angle is studied. The sensitivity of the polarizer optimized for the incidence direction ( $\theta = 40^\circ, \phi = 45^\circ$ ) is compared with that of the polarizer optimized for ( $\theta = 40^\circ, \phi = 0^\circ$ ).

Referring to Fig. 8.5, if we compare bandwidths for an axial ratio lower than 0.5 dB, we see that it is wider when the polarizer is optimized for the plane  $\phi = 0^\circ$ . This is explained by the weak level of coupling between orthogonal modes in this case (the same observation holds for the plane  $\phi = 90^\circ, 180^\circ$ , and  $270^\circ$ ). Off from the principal planes, the mode coupling increases with  $\theta$ . This can be understood from Fig. 8.3a. When  $\theta = 0^\circ$ , the incident electric field can be represented by the  $\perp/\parallel$  mode set for which the projection on the polarizer of the  $E_\perp^i$  and  $E_\parallel^i$  components will be perfectly perpendicular and parallel, respectively, to the meander lines (thus giving  $\Gamma_{\parallel,\perp} = \Gamma_{\perp,\parallel} = 0$ ). However, as  $\theta$  increases, both modes of this set will no longer have projections perpendicular and parallel to the meander lines. This means that in this case, the meander-line surface will not be seen as purely capacitive and inductive respectively by a set of two orthogonal modes. Actually, the procedure presented in Section 8.4 and strongly inspired from [48], will partially solve the problem. However, this technique is based on the fact that the direction that decouples the modes is dependent on

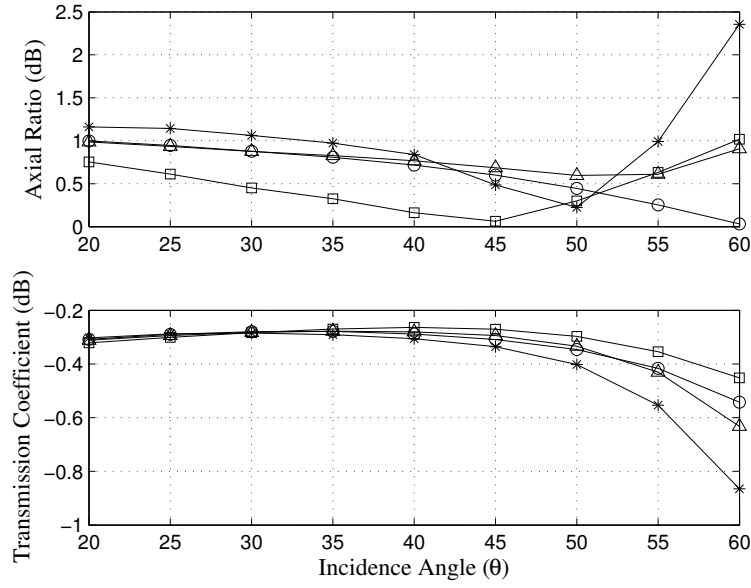


Figure 8.6 Simulated axial ratio (upper graph) and transmission coefficient (lower graph) with variation of the incidence angle  $\theta$  for different incidence planes [ $\phi = 0^\circ$  ( $\square$ ),  $\phi = 45^\circ$  ( $TE_z$  -  $\circ$  and  $TM_z$  -  $\triangle$ ), and  $\phi = 90^\circ$  (\*)] at 19 GHz. The polarizer was optimized for the direction ( $\theta = 40^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$ ).

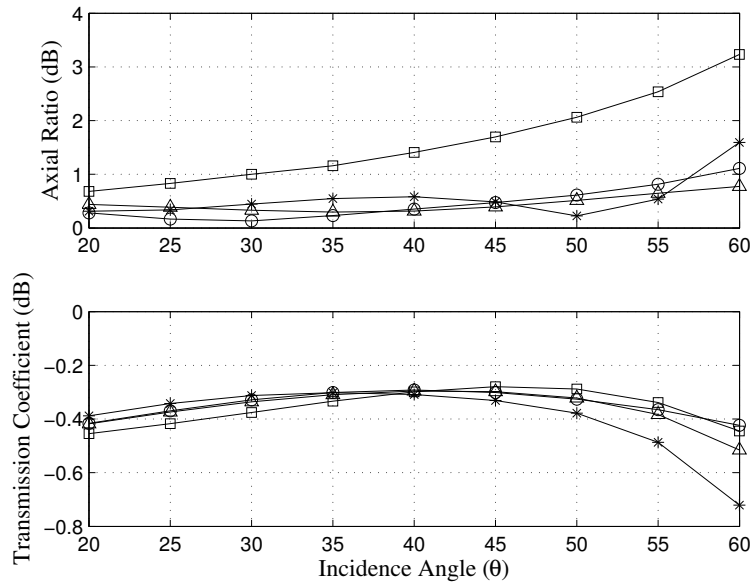


Figure 8.7 Simulated axial ratio (upper graph) and transmission coefficient (lower graph) with variation of the incidence angle  $\theta$  for different incidence planes [ $\phi = 0^\circ$  ( $\square$ ),  $\phi = 45^\circ$  ( $TE_z$  -  $\circ$ ),  $TM_z$  -  $\triangle$ , and  $\phi = 90^\circ$  (\*)] at 19 GHz. The polarizer was optimized for the direction ( $\theta = 40^\circ$ ,  $\phi = 45^\circ$ ).

the  $S$  parameters of the polarizer. Therefore this direction varies with frequency. Since the polarizer is designed for the center frequency, the mode coupling is stronger and the axial ratio deteriorates considerably away from this frequency, reducing the bandwidth. This effect is not seen in the transmission coefficient results because it is less sensitive since it does not depend on the relative phase of the orthogonal polarizations.

We also studied the sensitivity of the axial ratio and transmission coefficients to variations of  $\theta$  for different incidence planes ( $\phi$ ) at a fixed frequency of 19 GHz. Simulated results are illustrated in Figs. 8.6 and 8.7. It is shown that when both polarizers are used in the incidence plane for which they are optimized and  $\theta$  varies between  $20^\circ$  and  $60^\circ$ , axial ratios remain between approximately 0 dB and 1 dB whereas transmission coefficients are between -0.3 dB and -0.45 dB.

However, when we look at the variation in other planes of incidence, Fig. 8.6 shows that axial ratio and transmission coefficient are more sensitive to  $\theta$  variations in the plane  $\phi = 90^\circ$ . This was expected because this latter plane is the farthest from the designed one, that is  $\phi = 0^\circ$ . The same conclusions could be found for the planes  $\phi = 180^\circ$  and  $\phi = 270^\circ$  since the structure exhibits a  $180^\circ$  rotational invariance about the  $z$  axis (neglecting translation in the  $x - y$  plane).

Finally, the behavior of the axial ratio and transmission coefficient values shown in Fig. 8.7 are not so obvious to analyze. As it was expected, good performances are obtained for the design angle ( $\theta = 40^\circ, \phi = 45^\circ$ ). However, the axial ratio results for the plane  $\phi = 90^\circ$  are very good whereas those for the plane  $\phi = 0^\circ$  deteriorates rapidly when  $\theta$  increases. Actually, this is mostly due to the susceptances variation of the surfaces when the incidence angle varies. This subject has been treated in [116] and will not be developed here. However, let us simply remember that for a  $TE_z$  ( $TM_z$ ) incident wave, the normalized surface susceptance value is  $b_{TE} = b_0 / \cos \theta$  ( $b_{TM} = b_0 \cos \theta$ ) where  $b_0$  is the normalized susceptance at normal incidence. For instance, when  $\phi = 0^\circ$ ,  $b_C$  and  $b_L$  are respectively associated with  $TE_z$  and  $TM_z$  waves. So,  $|b_C|$  will increase and  $|b_L|$  will decrease when  $\theta$  increases. On the other hand, when  $\phi = 90^\circ$ , the opposite is true. Also, the effective spacing between layers changes with  $\theta$ . Now, according to the design procedure proposed in [116], when the spacing between the surfaces changes, the susceptance values must also change to keep a low axial ratio. Because these values vary in opposite directions for  $\phi = 0^\circ$  and  $\phi = 90^\circ$ , if the axial ratio is very good for one incidence plane ( $\phi = 90^\circ$  in this case), it will deteriorate rapidly in the other orthogonal plane.

## 8.6 Simple Prototype of a CP DGR

As mentioned in the introduction, our goal in designing a circular polarizer optimized for oblique incidence is to use it to fabricate a CP DGR from a simple LP DGR. This latter one is designed for frequencies between 18 and 20 GHz, which are typically used for Ka-band broadband communication. Based on [26], a minimum cross-polarization discrimination (defined as the ratio of the co-polarized signal over the cross-polarized signal in a given direction) of 27 dB and a maximum added loss of 1 dB in the polarizers would be reasonable targets for this type of application. The latter objective means that we should try to have about 0.5 dB insertion loss in the two surfaces since the rays pass through the polarizers twice.

### 8.6.1 Design of the Prototype

Based on the design simulated in [116], a CP DGR prototype intended for the satellite transmit Ka band has been built and measured. A simple LP DGR is first made of a planar grid that is superposed to a solid parabolic reflector. The grid reflects HP waves and is transparent to VP waves (see Fig. 4b of [121] for a photograph of the grid). Then, the circular polarizer is added. Due to the lack of space, only one feed working under both RHCP and LHCP is used. This feed is the dual band horn proposed in [123]. The dimensions of the prototype are given in Fig. 8.8a where  $D = 25$  cm,  $H = 3.5$  cm, and  $F = 40$  cm. A phototgraph of the CP DGR is also shown in Fig. 8.8b.

The position and the orientation of the polarizers are important. As a matter of fact, the grid is inclined by an angle  $\delta_{LP} = 2^\circ$  in order to radiate a beam  $18^\circ$  above the boresight direction of the parabolic reflector (i.e.  $\theta_R = 18^\circ$  in Fig. 8.8a). Also, based on the meander-line polarizer operation (see Fig. 8.2a), in order to end up with E-field vectors that are parallel and perpendicular to the horizontal strips of the planar grid once they are transmitted by the circular polarizer to the LP DGR, the meander lines must be oriented with an angle of  $45^\circ$  with respect to those of the planar grid. By trying different configurations, we ended up with a meander-line circular polarizer optimized for an incidence angle of  $(\theta = 20^\circ, \phi = 45^\circ)$  and inclined by an angle  $\delta_{CP} = 20^\circ$ . This configuration (see Fig. 8.8a) was achieved in order to obtain the best cross-polarization discrimination (XPD) performance in CP (which is the ratio of the desired CP to the undesired CP in the direction of the main beam radiated by the parabolic reflector) without too much affecting the gain. Based on geometrical optics, the incidence angle of rays propagating from the feed to different positions on the circular polarizer varies between approximately  $0^\circ$  and  $20^\circ$ , with an angle of  $2^\circ$  in the direction of the feed beam. Also, the direction of the main beam originating from the reflection on the



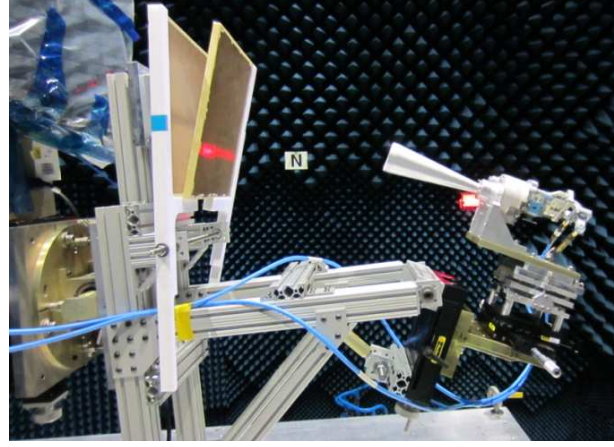
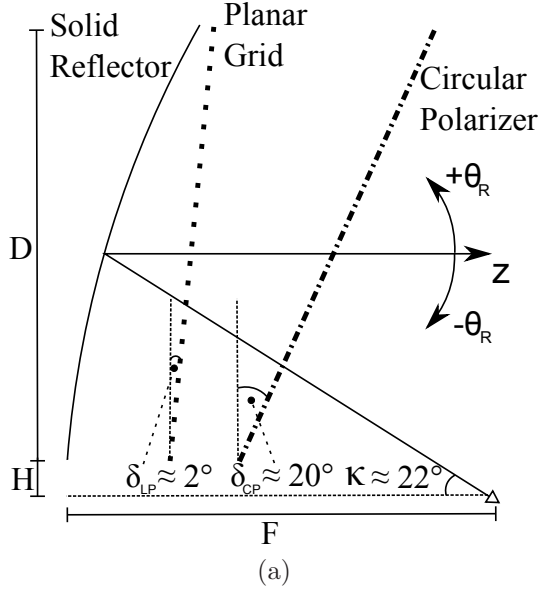


Figure 8.8 (a) A CP DGR prototype consisting of a solid parabolic reflector and a planar grid with a meander-line polarizer and (b) a photograph of the prototype.

parabolic surface makes an angle of  $20^\circ$  with the normal of the polarizer.

### 8.6.2 Results

Simulated and measured radiation patterns of the CP DGR prototype with respect to the angle  $\theta_R$  are shown in Fig. 8.9 for the center frequency of 19 GHz. Simulations of the reflector system were computed with the TICRA-GRASP software. However, different S matrices of the meander-line circular polarizer were simulated in HFSS for multiple directions of incidence  $(\theta, \phi)$  before being imported into GRASP.

The results in Fig. 8.9 show that when the feed is LHCP, the planar grid reflector is mostly transparent and the highest contribution of the CP DGR main beam is from the parabolic reflector. For this case, the cross-polarization discrimination (XPD) has been measured on the 18-20 GHz band in the direction  $\theta_R = 0^\circ$ . This result, given in the lower graph of Fig. 8.10, shows that in this direction, the objective of an  $XPD \geq 27$  dB is respected over this band [26]. However, when looking at the radiation patterns shown in the upper graph of Fig. 8.9, we realize that this target is reached only for very low values of  $\theta_R$ . Based on the measurements we obtained of the reflector antenna alone (not shown<sup>2</sup>), we realize that the surfaces added on the CP DGR structure affect its XPD. The same conclusions apply over the whole 18-20 GHz bandwidth, so they are not shown here for lack of space.

2. Les diagrammes de rayonnement du réflecteur seul ne sont pas montrés ici, mais sont disponibles dans l'annexe A de la thèse.

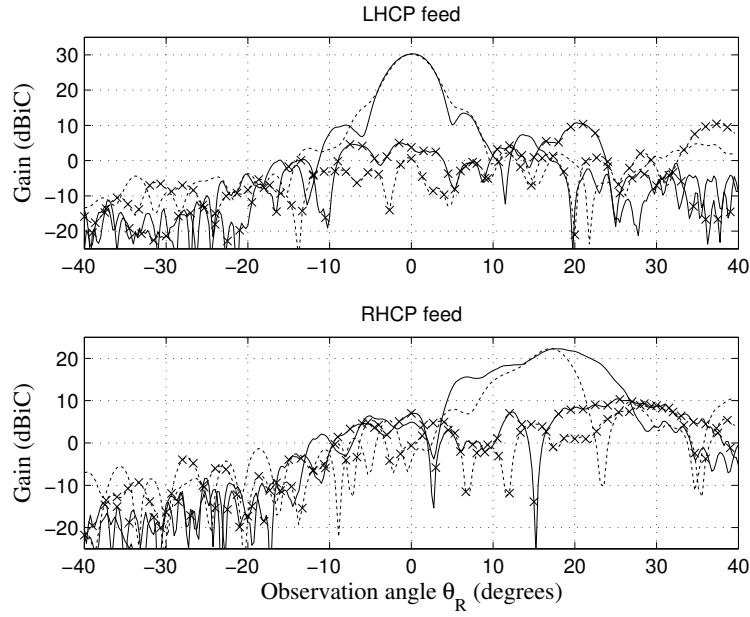


Figure 8.9 Radiation patterns at 19 GHz of the CP DGR when illuminated by an LHCP (upper graph) and an RHCP (lower graph) feed. Solid and dashed lines are for measured and simulated results respectively. Cross marks are for cross-polarized patterns.

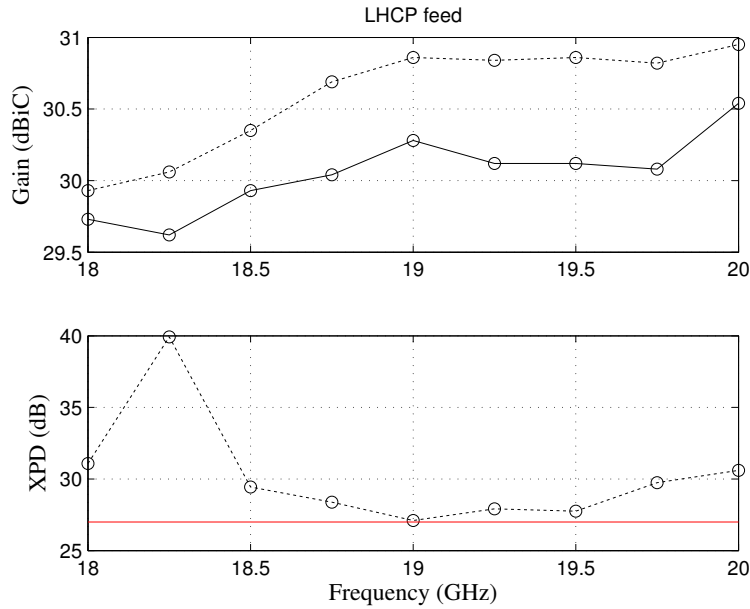


Figure 8.10 The upper graph shows the measured gains versus frequency of the reflector alone (dashed line) and of the CP DGR prototype (solid lines) with frequency. The lower graph shows the measured XPD at broadside of the CP DGR. These results are obtained with the LHCP feed.

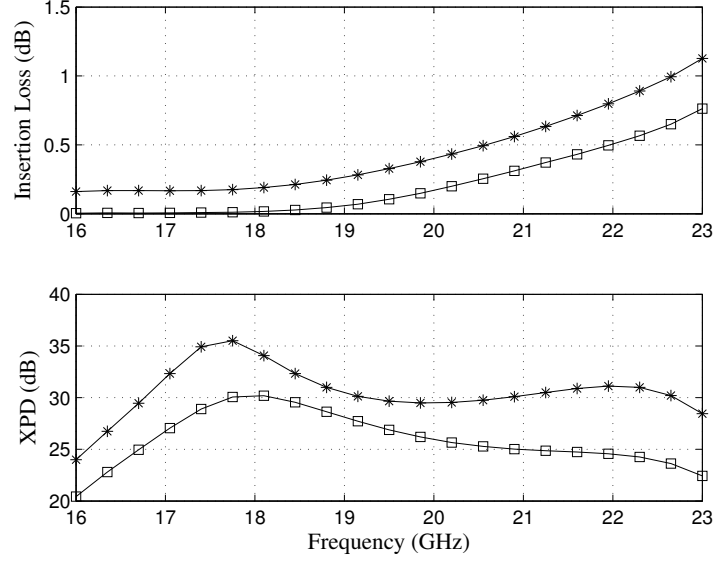


Figure 8.11 The upper graph shows the measured insertion loss versus frequency of the circular polarizer under plane wave incidence whereas the lower graph shows the measured XPD for the transmitted waves. Incident linearly polarized waves on the surface are  $TE_z$  (\*) and  $TM_z$  (□).

The added loss in the polarizers can also be deduced from the upper graph of Fig. 8.10. In fact, the added loss is simply the difference between the two curves. It is shown that this value is always less than 1 dB over the 18-20 GHz band, which is in agreement with the objective in [26].

When the feed is RHCP, the reflected field is mostly due to the planar grid (see the lower graph of Fig. 8.9). Interestingly, the beam is not symmetrical. This is because for  $\theta_R > 20^\circ$ , the wave reflected by the linear polarizer passes above the circular polarizer and is therefore linearly polarized. In any case, since the planar grid is not doing any focusing, we would not analyze more the performance under RHCP. That being said, despite this limitation, the results show that the concept of CP DGR can be implemented with the proposed approach.

To complete the analysis, Fig. 8.11 shows the measured results of the polarizer alone submitted to  $TE_z$  and  $TM_z$  plane waves for  $\theta = 20^\circ$  (average incidence angle of the wave onto the circular polarizer in the DGR setup) and  $\phi = 45^\circ$ . In the upper graph of this figure, the XPD is shown instead of the axial ratio in order to compare the results with the CP DGR. Of course, the circular polarizer on the CP DGR is submitted to incident waves between  $0^\circ$  and  $40^\circ$ , not only  $20^\circ$ . Moreover, the rays pass through the polarizer twice under different incidence angles. However, the circular polarizer results give an indication on the performance of the CP DGR. For instance, Fig. 8.11 shows that the circular polarizer XPD is better near 18 GHz, which is also the case for the CP DGR, as shown in Fig. 8.10. Therefore,

this suggests that the polarizer could be reoptimized to improve the results, at least at the center frequency of 19 GHz.

## 8.7 Conclusion

In this paper, the transmission line method for the design of meander-line type circular polarizers is extended to oblique incidence angles. Results show that the bandwidth of the axial ratio is wider than that obtained so far for meander-line circular polarizers optimized for oblique incidences off the principal planes. This is mostly due to the fact that mode coupling is almost cancelled when designing each layer. In addition, this method provides a greater flexibility in the optimization process because the meander cells of all layers have the same dimensions. This allows the simulation of the whole polarizer in a single run, which eases substantially the optimization. The sensitivity of the polarizer to the frequency and to the incidence angle has also been studied. It is shown that the axial ratio is sensitive to the incidence plane  $\phi$  for oblique incidence. Moreover, at one single frequency and in the optimized plane of incidence, the axial ratio and transmission coefficients do not seem to be much sensitive to the incidence angle within the range  $20^\circ < \theta < 50^\circ$  when the polarizer is optimized for  $\theta = 40^\circ$ . Finally, a CP DGR is designed with this kind of circular polarizers. At boresight, the prototype XPD is above 27 dB, which is very encouraging for future development since the polarizer can be improved by adding more layers for instance.

## Acknowledgment

The authors would like to thank the technical staff of the Poly-Grames Research Center, Pulsar Circuits Inc., and MDA for their assistance in the fabrication and testing of the prototypes.

## CHAPITRE 9

### ANALYSES COMPLÉMENTAIRES ET PRÉSENTATION DU PROTOTYPE FINAL

Tout d’abord, ce chapitre débute avec une preuve à partir de la GSM d’un polariseur circulaire, qui démontre qu’il n’est pas impossible, théoriquement, de concevoir une telle structure qui aurait un comportement idéal, lorsqu’elle est optimisée pour un angle d’incidence oblique, à une fréquence spécifique. La raison de cette démonstration est que le concept même d’un polariseur circulaire optimisé pour un angle d’incidence oblique a été mis en doute dans [14] et ce concept est des plus importants pour la mise en oeuvre du prototype. À partir de cette preuve ainsi que des résultats obtenus dans le chapitre précédent, la conception de CPSS optimisés pour des angles d’incidence obliques est aussi discutée.

Ensuite, des résultats complémentaires du prototype proposé dans le chapitre précédent ainsi que les résultats du prototype final proposé dans ce chapitre sont présentés. Idéalement, ces prototypes auraient été réalisés à partir d’un réflecteur bi-grille standard (en polarisation linéaire). Malheureusement, étant donné qu’aucun réflecteur bi-grille n’était disponible, il a fallu utiliser une grille planaire montée sur un réflecteur parabolique plein, tel qu’abordé dans le chapitre précédent. Dans ce chapitre, le prototype final proposé est très similaire à celui montré dans le chapitre 8, mais la grille est remplacée par un réseau réflecteur (*reflectarray*) qui réfléchit une polarisation linéaire, mais qui est transparent à sa polarisation orthogonale. Ce dernier prototype a été fabriqué dans le but d’améliorer les performances de la structure lorsque l’onde réfléchit sur la grille.

Avant de présenter les résultats, le montage utilisé pour effectuer les mesures des prototypes est illustré dans les figures 9.1a et 9.1b. Ce montage a été réalisé dans la chambre anéchoïde (*Compact range*) chez MDA. Tel que montré dans ces figures, tout comme pour le schéma de la figure 8.8a, les surfaces ne sont pas directement collées sur le réflecteur, mais fixées à des tiges de plastique sur les côtés. Étant donné que ces tiges sont mobiles, il est possible de faire varier les angles légèrement, ce qui donne un peu de liberté pour corriger et optimiser les résultats. Enfin, la méthode qui a été utilisée pour simuler les structures sur ce montage est décrite dans l’Annexe B.

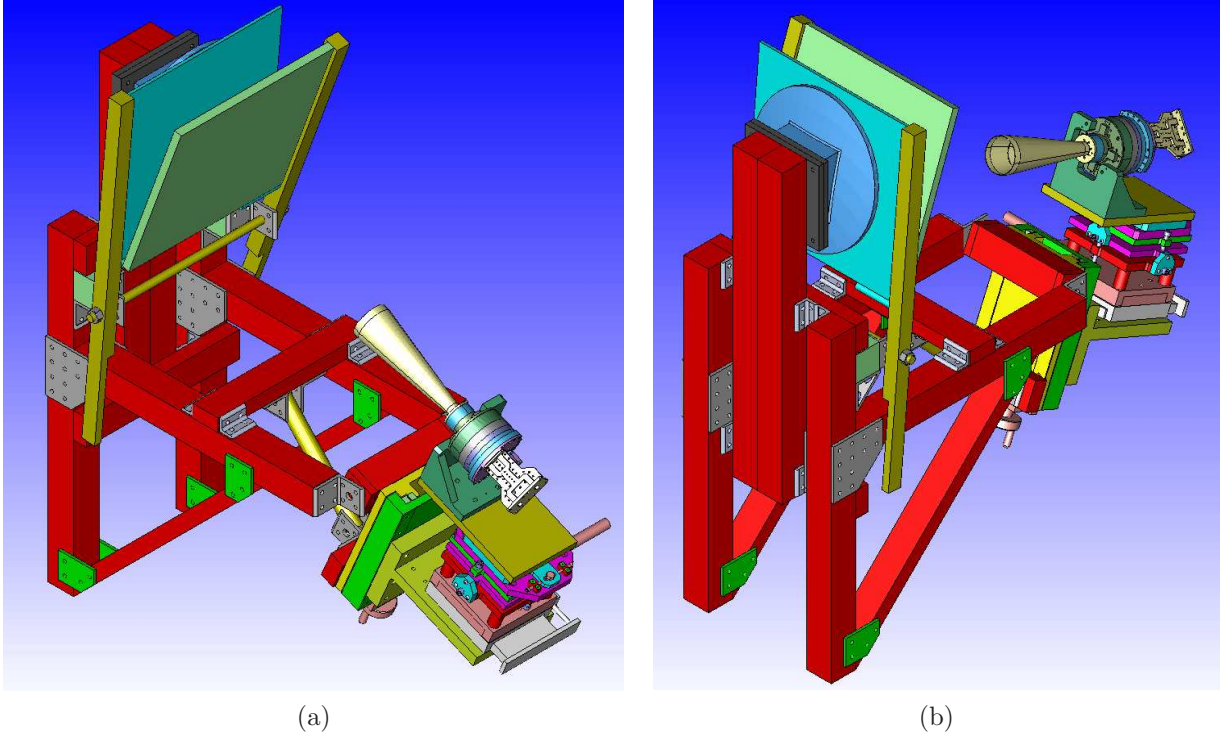


Figure 9.1 Montage (a) vu de face et (b) vu de derrière, pour effectuer les mesures dans la chambre anéchoïque chez MDA. Les surfaces verte et bleue situées devant le réflecteur représentent respectivement les polariseurs circulaire et linéaire (ou le réseau réflecteur dans le cas du prototype final).

### 9.1 Étude théorique des polariseurs circulaires optimisés pour des angles d'incidence obliques

Même si les résultats expérimentaux ont montré qu'il était possible de concevoir des polariseurs circulaires optimisés pour différents angles d'incidence, il est intéressant de voir s'il existe une limite théorique sur cet angle. En fait, la question est la suivante : est-il possible, théoriquement, de concevoir un polariseur circulaire idéal pour un angle d'incidence oblique arbitraire, à une fréquence spécifique ?

À prime abord, cette hypothèse a été rejetée dans [14]. Par conséquent, cette section propose deux preuves dont la méthodologie est similaire à celle utilisée dans [14]. Le but est de démontrer que pour l'application de ce projet de recherche, le principe d'un polariseur circulaire idéal optimisé pour un angle d'incidence oblique, à une fréquence spécifique, ne nous semble pas impossible sur la base de la GSM du polariseur.

### 9.1.1 Hypothèse du polariseur circulaire idéal optimisé pour un angle d'incidence oblique : preuve générale

Pour prouver qu'il est possible de concevoir un polariseur circulaire idéal pour un angle d'incidence oblique arbitraire sur la base de sa GSM, il faut démontrer que pour cet angle, une onde incidente à polarisation linéaire est complètement transmise (réflexion nulle) et convertie en une onde à polarisation circulaire d'un sens de rotation donné (gauche ou droite). En même temps, il faut aussi prouver qu'une autre onde incidente à polarisation linéaire provenant de la même direction, mais dont l'orientation du vecteur de son champ électrique est orthogonale, sera convertie en une onde à polarisation circulaire ayant le sens de rotation inverse.

Par exemple, en se référant aux figures 8.3a et 8.3b du chapitre précédent, on peut exprimer les deux champs électriques incidents orthogonaux  $\vec{E}_+^i$  et  $\vec{E}_-^i$ , tel que :

$$\begin{aligned}\vec{E}_+^i &= E_{TE}\hat{e} + E_{TM}\hat{m} \\ &= E_0(\sin\psi_+\hat{e} + \cos\psi_+\hat{m})\end{aligned}\tag{9.1}$$

$$\begin{aligned}\vec{E}_-^i &= -E_{TE}\hat{e} + E_{TM}\hat{m} \\ &= E_0(-\sin(-\psi_-)\hat{e} + \cos(-\psi_-)\hat{m}) \\ &= E_0(\sin\psi_-\hat{e} + \cos\psi_-\hat{m})\end{aligned}\tag{9.2}$$

où  $E_0 = |\vec{E}_+^i| = |\vec{E}_-^i|$ .

Donc, si l'onde transmise est en polarisation circulaire droite, elle peut être définie telle que :

$$E_{TE}^t = -jE_{TM}^t\tag{9.3}$$

alors qu'en polarisation circulaire gauche, elle est plutôt définie telle que

$$E_{TE}^t = jE_{TM}^t.\tag{9.4}$$

Ensuite, la relation entre l'onde incidente et l'onde transmise peut être décrite avec l'équation 9.5

$$\begin{bmatrix} E_{TE}^t \\ E_{TM}^t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{TE,TE} & T_{TE,TM} \\ T_{TM,TE} & T_{TM,TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{TE}^i \\ E_{TM}^i \end{bmatrix}\tag{9.5}$$

où  $T$  est le coefficient de transmission (c'est-à-dire  $S_{21}$ ). Ainsi, on décide arbitrairement que les ondes incidentes décrites par les vecteurs des champs électriques  $\vec{E}_+^i$  et  $\vec{E}_-^i$  seront converties respectivement en ondes à polarisations circulaires droite et gauche. En substituant

les expressions 9.1, 9.2, 9.3 et 9.4 dans l'équation 9.5, on obtient la relation suivante

$$\begin{bmatrix} \mp j E_{TM}^t \\ E_{TM}^t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{TE,TE} & T_{TE,TM} \\ T_{TM,TE} & T_{TM,TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \sin \psi_{\pm} \\ E_0 \cos \psi_{\pm} \end{bmatrix} \quad (9.6)$$

où les signes supérieurs sont utilisés lorsque l'onde incidente est définie par  $\vec{E}_+^i$  et l'onde transmise est en polarisation circulaire droite alors que les signes inférieurs sont utilisés pour  $\vec{E}_-^i$  et l'onde transmise est en polarisation circulaire gauche.

En développant l'expression matricielle 9.6, on obtient les expressions 9.7, 9.8, 9.9 et 9.10.

$$-j E_{TM}^t = T_{TE,TE} E_0 \sin \psi_+ + T_{TE,TM} E_0 \cos \psi_+ \quad (9.7)$$

$$j E_{TM}^t = T_{TE,TE} E_0 \sin \psi_- + T_{TE,TM} E_0 \cos \psi_- \quad (9.8)$$

$$E_{TM}^t = T_{TM,TE} E_0 \sin \psi_+ + T_{TM,TM} E_0 \cos \psi_+ \quad (9.9)$$

$$E_{TM}^t = T_{TM,TE} E_0 \sin \psi_- + T_{TM,TM} E_0 \cos \psi_- \quad (9.10)$$

Il faut ensuite déterminer les paramètres  $T_{TE,TE}$ ,  $T_{TE,TM}$ ,  $T_{TM,TE}$  et  $T_{TM,TM}$ . Tout d'abord, on divise les expressions 9.7 et 9.8 par  $\cos \psi_+$  et  $-\cos \psi_-$  respectivement. On fait ensuite la somme des deux expressions résultantes et on isole  $T_{TE,TE}$ , ce qui permet d'obtenir l'expression 9.11

$$T_{TE,TE} = \frac{-jA(\cos \psi_+ + \cos \psi_-)}{(\tan \psi_+ - \tan \psi_-) \cos \psi_+ \cos \psi_-} \quad (9.11)$$

où on définit  $A = E_{TM}^t / E_0$ . Par la suite, on utilise l'expression 9.11 dans l'équation 9.7. On peut ainsi isoler  $T_{TE,TM}$  et obtenir l'expression 9.12.

$$T_{TE,TM} = \frac{jA(\sin \psi_+ + \sin \psi_-)}{(\tan \psi_+ - \tan \psi_-) \cos \psi_+ \cos \psi_-} \quad (9.12)$$

De la même manière, en divisant les expressions 9.9 et 9.10 par  $\cos \psi_+$  et  $-\cos \psi_-$  respectivement et en faisant la somme des deux expressions résultantes, on peut isoler  $T_{TM,TE}$  et obtenir l'expression 9.13.

$$T_{TM,TE} = \frac{A(\cos \psi_- - \cos \psi_+)}{(\tan \psi_+ - \tan \psi_-) \cos \psi_+ \cos \psi_-} \quad (9.13)$$

Finalement, on trouve l'équation 9.14 en remplaçant l'expression 9.13 dans 9.9.

$$T_{TM,TM} = \frac{A(\sin \psi_+ - \sin \psi_-)}{(\tan \psi_+ - \tan \psi_-) \cos \psi_+ \cos \psi_-} \quad (9.14)$$



Une fois les expressions pour les paramètres  $T_{TE,TE}$ ,  $T_{TE,TM}$ ,  $T_{TM,TE}$  et  $T_{TM,TM}$  obtenues en fonction des angles  $\psi_+$  et  $\psi_-$ , il reste à trouver une solution pour ces derniers. Dans la définition des polariseurs qui sont proposés, la condition liant ces angles est  $\psi_+ = 90 - \psi_-$  (voir figure 8.3b). Ainsi, la preuve doit démontrer ces conditions pour conclure si oui ou non, le polariseur est réalisable. Pour ce faire, sachant que la réflexion d'un polariseur idéal doit être nulle, il faut que la matrice de transmission soit unitaire. Cela se traduit par l'équation 9.15

$$|T_{TE,TE}|^2 + |T_{TM,TE}|^2 = 1 \quad (9.15)$$

où les valeurs  $|T_{TE,TE}|$  et  $|T_{TM,TE}|$  sont remplacées par les expressions 9.11 et 9.13, respectivement. Cela permet de trouver l'expression 9.16.

$$A^2 = \frac{(\tan \psi_+ - \tan \psi_-)^2 \cos^2 \psi_+ \cos^2 \psi_-}{2 \cos^2 \psi_+ + 2 \cos^2 \psi_-} \quad (9.16)$$

De la même manière, à partir des expressions 9.12 et 9.14 qu'on remplace dans l'équation 9.17 décrivant aussi la propriété de la matrice de transmission unitaire

$$|T_{TE,TM}|^2 + |T_{TM,TM}|^2 = 1 \quad (9.17)$$

on trouve l'expression 9.18 :

$$A^2 = \frac{(\tan \psi_+ - \tan \psi_-)^2 \cos^2 \psi_+ \cos^2 \psi_-}{2 \sin^2 \psi_+ + 2 \sin^2 \psi_-}. \quad (9.18)$$

En égalant les deux termes de droite dans les équations 9.16 et 9.18, on obtient l'expression 9.19.

$$2 \sin^2 \psi_+ + 2 \sin^2 \psi_- = 2 \cos^2 \psi_+ + 2 \cos^2 \psi_- \quad (9.19)$$

Finalement, en utilisant les deux identités trigonométriques  $\cos^2 \theta = \frac{1+\cos 2\theta}{2}$  et  $\sin^2 \theta = \frac{1-\cos 2\theta}{2}$ , il est possible d'obtenir l'expression 9.20 suivante

$$\cos 2\psi_+ = -\cos 2\psi_- \quad (9.20)$$

à partir de laquelle on déduit la condition  $\psi_+ = 90 \pm \psi_-$ , qui inclue la condition de départ  $\psi_+ = 90 - \psi_-$ . En se référant à la figure 8.3b, ces conditions indiquent simplement que  $\vec{E}_+^i$  et  $\vec{E}_-^i$  doivent être orthogonaux, ce qui était supposé dès le départ. Ainsi, cette preuve démontre qu'il n'est pas impossible de concevoir un polariseur circulaire idéal pour un angle d'incidence oblique donné, à une fréquence spécifique, si les polariseurs fonctionnent tels qu'ils sont définis dans ce chapitre.

Il est donc intéressant de revenir sur le travail de [14] qui mettait en doute ce concept. En étudiant sa preuve, on remarque que la différence est au niveau de la définition du fonctionnement du polariseur. Dans son travail, au lieu que les vecteurs  $\vec{E}_+^i$  et  $\vec{E}_-^i$  soient orthogonaux, c'est plutôt l'angle entre leurs projections sur la surface du polariseur qui est fixé à  $90^\circ$  dès le départ. Avec cette dernière condition, il est en effet impossible d'obtenir un polariseur circulaire idéal.

### 9.1.2 Hypothèse du polariseur circulaire idéal optimisé pour un angle d'incidence oblique : preuve alternative où la contra-polarisation est négligée

La preuve précédente est plus générale en ce sens qu'elle inclut les termes de contra-polarisation. Cependant, tel que démontré jusqu'à maintenant, les méthodes de conception présentées dans ce travail sont efficace seulement si la contra-polarisation est négligeable. Dans ce cas, il est possible de simplifier la preuve en négligeant ces contributions.

Pour ce faire, à partir de la figure 8.3a, on détermine tout d'abord les expressions 9.21 et 9.22

$$\vec{E}_+^i = E_{\parallel}^i \hat{\parallel} + E_{\perp}^i \hat{\perp} \quad (9.21)$$

$$\tan \nu_+ = \frac{E_{\perp}^i}{E_{\parallel}^i} \quad (9.22)$$

sachant que les vecteurs unitaires  $\hat{\parallel}$  et  $\hat{\perp}$  sont orthogonaux. Ensuite, étant donné que la contra-polarisation est négligée, les composantes transmises du champ électrique sont calculées avec les équations 9.23 et 9.24

$$E_{\parallel}^t = T_{\parallel,\parallel} E_{\parallel}^i \quad (9.23)$$

$$E_{\perp}^t = T_{\perp,\perp} E_{\perp}^i. \quad (9.24)$$

En utilisant ces dernières expressions dans 9.22, on obtient 9.25

$$\tan \nu_+ = \frac{E_{\perp}^t / T_{\perp,\perp}}{E_{\parallel}^t / T_{\parallel,\parallel}} \quad (9.25)$$

qui peut finalement se simplifier de la manière suivante

$$\tan \nu_+ = -\frac{jT_{\parallel,\parallel}}{T_{\perp,\perp}} \quad (9.26)$$

sachant que l'onde incidente  $\vec{E}_+^i$  est convertie par le polariseur méandre en une onde à polarisation circulaire droite et que cette dernière peut être décrite par  $E_{\perp}^t = -jE_{\parallel}^t$ .

De la même manière, à partir de la figure 8.3a, l'onde incidente  $\vec{E}_-^i$  est définie de sorte que

$$\vec{E}_-^i = E_{\parallel}^i \hat{\parallel} - E_{\perp}^i \hat{\perp} \quad (9.27)$$

$$\tan \nu_- = \frac{E_{\perp}^i}{E_{\parallel}^i}. \quad (9.28)$$

Ensuite, toujours en négligeant la contra-polarisation, on obtient

$$E_{\parallel}^t = T_{\parallel,\parallel} E_{\parallel}^i \quad (9.29)$$

$$E_{\perp}^t = T_{\perp,\perp} (-E_{\perp}^i) \quad (9.30)$$

où le signe négatif dans l'équation 9.30 est dû au sens du vecteur unitaire  $\hat{\perp}$ , qui est dans la direction opposée de la composante  $E_{\perp}^i$  (voir figure 8.3b). Ainsi, en suivant la même procédure que précédemment, on détermine que le champ incident  $\vec{E}_-^i$  est converti par le polariseur en une onde à polarisation circulaire gauche décrite par  $E_{\perp}^t = jE_{\parallel}^t$ , ce qui donne l'expression suivante

$$\tan \nu_- = -\frac{jT_{\parallel,\parallel}}{T_{\perp,\perp}} \quad (9.31)$$

qui est équivalente à 9.26. Ainsi, en comparant 9.26 et 9.31, on trouve  $\nu_+ = \nu_- = 45^\circ$ , prouvant du même coup que  $\hat{\parallel}$  et  $\hat{\perp}$  sont orthogonaux. En observant la figure 8.3b, cette condition pourrait se traduire ainsi : pour avoir un polariseur circulaire idéal optimisé pour un angle d'incidence, à une fréquence donnée, il faut au moins que  $\vec{E}_+^i$  et  $\vec{E}_-^i$  soient orthogonaux et que  $E_{\parallel}^i$  et  $E_{\perp}^i$  aient la même amplitude.

## 9.2 Étude de surfaces à sélection de polarisation circulaire optimisées pour des angles d'incidence obliques

Dans cette section, on suppose qu'il est théoriquement possible de concevoir un polariseur circulaire idéal optimisé pour un angle d'incidence oblique à une fréquence spécifique. Dans ce cas, qu'en est-il du CPSS constitué d'une cascade de deux polariseurs circulaires et d'un polariseur linéaire ? À notre connaissance, aucun CPSS n'a encore été optimisé pour un angle d'incidence oblique. En fait, il est démontré dans [14] que pour qu'un CPSS puisse avoir un fonctionnement idéal sous un angle d'incidence oblique, deux conditions doivent être respectées :

- Le CPSS ne doit pas avoir de symétrie longitudinale (selon l'axe des  $z$  lorsque la structure est dans le plan  $x - y$ ).
- Le CPSS doit avoir une symétrie de rotation pour un angle  $\phi = 180^\circ$  (plan  $x - y$ ).

La cellule de Pierrot ne respecte pas la première condition, ce qui fait qu'en principe, un tel CPSS ne pourrait pas être optimisé pour un angle d'incidence oblique. D'un autre côté, le CPSS proposé par Tilston [86] ainsi que le CPSS cascadié respectent tous les deux cette contrainte.

Le CPSS cascadié, en plus de posséder les propriétés qui lui permettent d'être optimisé pour un angle d'incidence oblique, est fait avec deux polariseurs circulaires pour lesquels la méthode de conception sous un angle d'incidence oblique est connue (voir chapitre précédent). Il ne reste donc plus qu'à étudier comment le polariseur linéaire se comporte à incidence oblique.

Pour cette étude, reprenons les figures 8.3a et 8.3b du chapitre précédent, mais en considérant un polariseur linéaire (une surface avec des lignes métalliques minces parallèles au lieu de méandres) dans la figure 8.3a. Si on suppose que le polariseur linéaire peut être idéal, son fonctionnement doit être le suivant : une onde incidente dont la projection du champ électrique est parallèle aux conducteurs métalliques sera totalement réfléchié alors que celle dont la projection de son champ électrique est perpendiculaire aux conducteurs sera totalement transmise. Pour que le polariseur linéaire ait un fonctionnement idéal, ces deux projections doivent donc inévitablement être orthogonales.

Dans le cas du CPSS, les deux ondes à polarisations circulaires gauche et droite, qui sont incidentes sur la structure, sont converties par les polariseurs circulaires en deux ondes à polarisations linéaires orthogonales. Dans ce cas, lorsque l'angle d'incidence sur le CPSS est oblique, les projections de ces deux polarisations linéaires sur la surface ne seront pas nécessairement orthogonales. En fait, pour être orthogonales, il faut que la condition suivante soit respectée : l'une des polarisations doit être purement *TM* et l'autre, purement *TE*.

À partir de la structure du CPSS cascadié schématisée dans la figure 6.1 ainsi que du fonctionnement des polariseurs circulaires méandres soumis à des angles d'incidence obliques décrit dans le chapitre 8, on détermine que pour que la condition précédente soit respectée, l'onde incidente sur le CPSS doit provenir des plans d'incidence  $\phi = \pm 45^\circ$  et  $\phi = \pm 135^\circ$  (selon le schéma de la figure 6.1). Ainsi, pour concevoir un CPSS cascadié optimisé pour un angle d'incidence oblique désiré  $\theta$ , les deux polariseurs circulaires peuvent être optimisés pour cet angle  $\theta$ , mais doivent l'être absolument dans les plans d'incidence  $\phi = \pm 45^\circ$  ou  $\phi = \pm 135^\circ$ . Cela peut sembler restrictif, mais en pratique, la condition peut être respectée facilement en faisant simplement une rotation du CPSS dans son plan (plan  $x - y$ ).

Tableau 9.1  $LF_{XPD \geq 27}$  du prototype avec le polariseur linéaire pour la polarisation circulaire gauche à différentes fréquences. Les faisceaux sont dirigés dans la direction  $\theta_R = 0^\circ$

Fréquence (GHz)	$\theta_{R-}$ (degrés)	$\theta_{R+}$ (degrés)	$\theta_{R+} - \theta_{R-}$ (degrés)	$LF_{XPD \geq 27}$ (degrés)
18	-2,25	3,50	5,75	4,50
18,25	-1,50	1,75	3,25	3,00
18,5	-0,50	4,00	4,50	1,00
18,75	0,00	3,25	3,25	0,00
19	0,25	1,00	0,75	0,00
19,25	-1,00	0,25	1,25	0,50
19,5	-2,25	0,25	2,50	0,50
19,75	-1,00	1,00	2,00	2,00
20	-0,50	2,50	3,00	1,00

Tableau 9.2  $LF_{XPD \geq 27}$  du prototype avec le réseau réflecteur pour la polarisation circulaire gauche à différentes fréquences. Les faisceaux sont dirigés dans la direction  $\theta_R = 0^\circ$

Fréquence (GHz)	$\theta_{R-}$ (degrés)	$\theta_{R+}$ (degrés)	$\theta_{R+} - \theta_{R-}$ (degrés)	$LF_{XPD \geq 27}$ (degrés)
18	-2,00	2,75	4,75	4,00
18,25	-3,00	2,50	5,50	5,00
18,5	-3,50	3,25	6,75	6,25
18,75	-4,50	4,00	8,50	8,00
19	-1,25	2,25	3,50	2,50
19,25	0,00	2,00	2,00	0,00
19,5	-1,50	2,25	3,75	3,00
19,75	-2,75	3,00	5,75	5,50
20	-4,75	2,75	7,50	5,50

Tableau 9.3  $LF_{XPD \geq 27}$  du prototype avec le réseau réflecteur pour la polarisation circulaire droite à différentes fréquences. Les faisceaux sont dirigés dans la direction  $\theta_R = 7^\circ$

Fréquence (GHz)	$\theta_{R-}$ (degrés)	$\theta_{R+}$ (degrés)	$\theta_{R+} - \theta_{R-}$ (degrés)	$LF_{XPD \geq 27}$ (degrés)
18	4,75	7,50	2,75	0,50
18,25	4,75	9,50	4,75	4,50
18,5	6,75	10,00	3,25	0,25
18,75	6,75	10,00	3,25	0,25
19	5,00	9,75	4,75	4,00
19,25	4,75	9,75	5,00	4,50
19,5	5,75	8,50	2,75	2,50
19,75	5,75	8,50	2,75	2,50
20	5,75	8,50	2,75	2,50

### 9.3 Prototype avec le polariseur linéaire

Comme décrit dans le chapitre précédent, le prototype avec la grille planaire a été mesuré entre 18 et 20 GHz et les diagrammes de rayonnement à 19 GHz (fréquence centrale) ont été montrés dans la figure 8.9. Les diagrammes mesurés aux autres fréquences sont aussi fournis dans l'Annexe A. Ainsi, pour la polarisation circulaire gauche, l'essentiel du signal est réfléchi par le réflecteur parabolique et le lobe principal est envoyé dans la direction  $\theta_R = 0^\circ$ . Dans le cas de la polarisation circulaire droite, le signal est surtout réfléchi par le polariseur linéaire, ce qui fait que le lobe principal dans la direction  $\theta_R = 18^\circ$  est plus large, donc son gain est plus faible.

Ainsi, ces résultats ont montré que le prototype se comportait comme un réflecteur bi-grille en polarisation circulaire. À partir de ces diagrammes de rayonnement, il a été possible de quantifier la qualité la polarisation circulaire transmise dans le lobe principal à partir de la valeur de discrimination de contra-polarisation (XPD). Cette valeur a été calculée seulement pour la polarisation circulaire gauche, c'est-à-dire pour l'onde qui réfléchit sur le réflecteur parabolique. La courbe de XPD en fonction de la fréquence a été montrée dans la figure 8.10 du chapitre précédent pour  $\theta_R = 0^\circ$  sur la bande 18-20 GHz.

Il est intéressant de noter que dans cette direction, la spécification sur la discrimination de la contra-polarisation, qui a été fixée à  $XPD \geq 27$  dB dans [25, 26], est respectée. Il faut toutefois rappeler que tel que mentionné dans les chapitres 3 et 7, cette spécification n'est donnée qu'à titre indicatif et ne constitue pas une norme absolue. Aussi, il faut garder en tête que cette mesure n'est que dans la direction du lobe principal. Ainsi, aussitôt qu'on cherche une largeur de faisceau de quelques degrés, la XPD diminue rapidement. Pour quantifier la largeur du faisceau pour lequel on a  $XPD \geq 27$  dB, on définit le terme  $LF_{XPD \geq 27}$  dans l'équation 9.32

$$LF_{XPD \geq 27} = 2 \min(|\theta_{R+}|, |\theta_{R-}|) \quad (9.32)$$

où la notation  $\min(|\theta_{R+}|, |\theta_{R-}|)$  représente la valeur la plus faible entre  $|\theta_{R+}|$  et  $|\theta_{R-}|$  et où  $\theta_{R-}$  et  $\theta_{R+}$  sont les angles les plus éloignés de chaque côté de  $\theta_R = 0$  pour lesquels la spécification  $XPD \geq 27$  dB est respectée.

La dernière colonne du tableau 9.1 montre la valeur de  $LF_{XPD \geq 27}$  calculée pour ce prototype. Ces résultats montrent que lorsque l'onde réfléchit par la structure est surtout due au réflecteur parabolique (dans le cas de la polarisation circulaire gauche), une valeur intéressante de  $LF_{XPD \geq 27}$  est obtenue pour certaines fréquences. Cependant, pour d'autres fréquences à l'intérieur de la bande 18-20 GHz,  $LF_{XPD \geq 27}$  est presque nulle. Cette valeur est très variable en fonction de la fréquence et cette variation est due principalement au polariseur circulaire lui-même ainsi qu'à son interaction avec le polariseur linéaire et le réflecteur

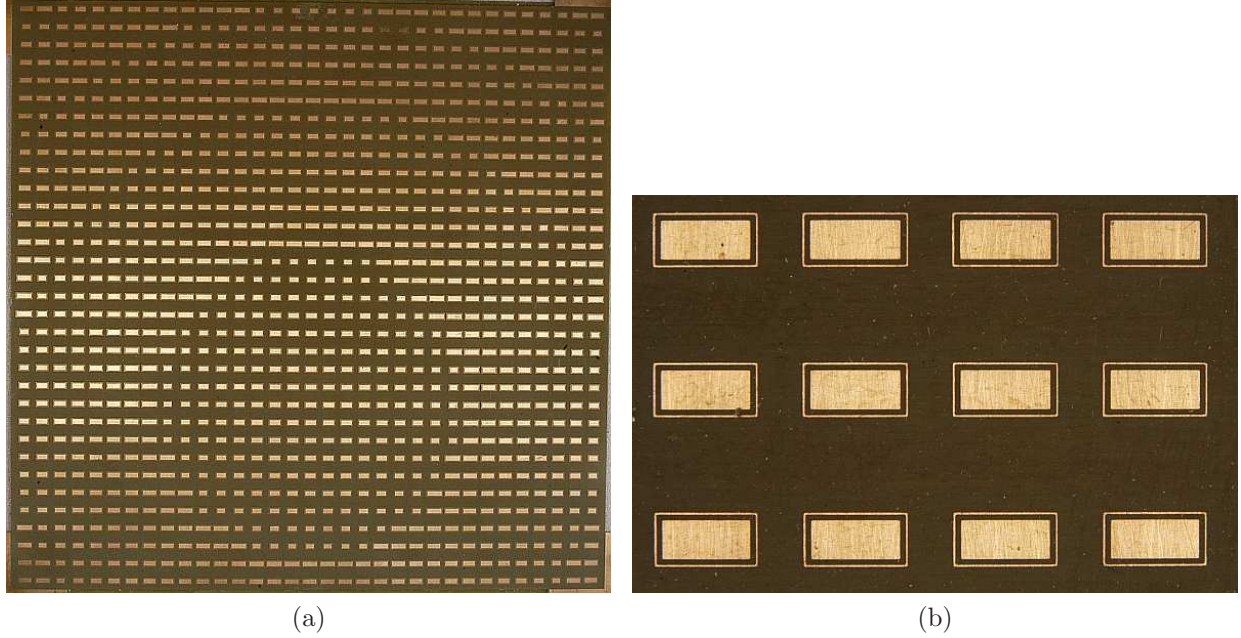


Figure 9.2 (a) Photo du réseau réflecteur utilisé sur le prototype de réflecteur bi-grille en polarisation circulaire et (b) vue rapprochée de ce réseau réflecteur pour voir les détails de la surface.

parabolique. En effet, ce même réflecteur n'a pas ce comportement lorsqu'il est mesuré seul (voir les diagrammes de rayonnement dans l'Annexe A).

#### 9.4 Prototype avec le réseau réflecteur

Pour le prototype final, le même montage que celui illustré dans la figure 8.8a est utilisé, à l'exception que le polariseur linéaire est remplacé par un réseau réflecteur et que ce dernier est collé sur la surface du réflecteur parabolique, son angle par rapport à la verticale étant  $\delta_{LP} = 11^\circ$  au lieu de  $2^\circ$ . De la même manière que pour le polariseur linéaire, ce réseau réflecteur est transparent à la polarisation verticale, alors qu'il réfléchit la polarisation horizontale dans la direction  $\theta_R = 7^\circ$ . La mise en oeuvre de ce réseau réflecteur n'est pas décrite ici car il a été conçu par un autre étudiant et est l'objet d'un article en préparation. Des photographies de la surface sont toutefois montrées dans les figures 9.2a et 9.2b. Le dos du réseau réflecteur est fait avec des lignes métalliques parallèles identiques à celles utilisées sur le polariseur linéaire du prototype précédent ainsi que sur le CPSS cascadié (voir figure 6.4b). L'avantage d'utiliser ce réseau réflecteur par rapport au simple polariseur linéaire est que son gain est plus élevé, ce qui donne un prototype dont les caractéristiques ressemblent plus à un vrai réflecteur bi-grille.



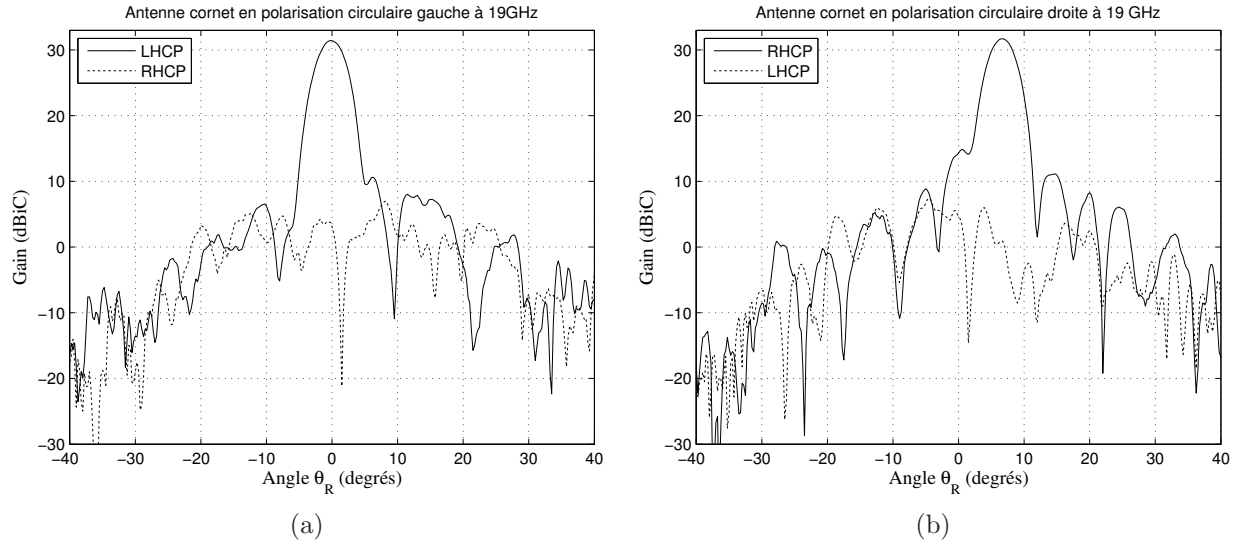


Figure 9.3 Diagrammes de rayonnement à 19 GHz dans le plan vertical (angle azimutal de  $0^\circ$ ) du CP DGR utilisant le réseau réflecteur. Les diagrammes de rayonnement sont obtenus lorsque l'antenne cornet est (a) en polarisation circulaire gauche et (b) en polarisation circulaire droite (b).

Les diagrammes de rayonnement lorsque l'antenne cornet est en polarisation circulaire gauche et droite sont montrés respectivement dans les figures 9.3a et 9.3b pour la fréquence centrale de 19 GHz (les diagrammes de rayonnement aux autres fréquences de la bande 18-20 GHz sont montrés dans l'Annexe A). Les courbes de la figure 9.3b montrent un lobe secondaire dans la direction  $\theta_R = 0^\circ$  qui est plus élevé que les autres lobes secondaires d'au moins 5 dB. Ce lobe est causé par la réflexion spéculaire sur le réseau réflecteur. En fait, ce dernier a été conçu pour envoyer le maximum de son rayonnement dans une direction non spéculaire ( $\theta_R = 7^\circ$ ). Malgré cela, il a été démontré dans [124] qu'une partie non négligeable du rayonnement réfléchi par le réseau réflecteur ira toujours dans la direction spéculaire. Dans le cas de ce prototype, la direction spéculaire est  $\theta_R = 0^\circ$ , car  $\kappa = 22^\circ$  et  $\delta_{LP} = 11^\circ$ , ce qui explique le lobe secondaire significatif dans cette direction.

Les valeurs de XPD dans la direction des lobes principaux entre 18 et 20 GHz sont montrées dans la figure 9.4a pour les deux polarisations circulaires orthogonales. Selon ces résultats, le prototype respecte la limite de 27 dB sur toute la plage de fréquences pour les deux polarisations, ce qui montre son bon fonctionnement. Encore une fois, cela n'est toutefois vrai que dans les directions des maximums des lobes principaux. Selon les données des tableaux 9.2 et 9.3, on constate que la largeur de bande du prototype est réduite si on désire augmenter  $LF_{XPD \geq 27}$ . En fait, de la même manière que pour le prototype précédent, et



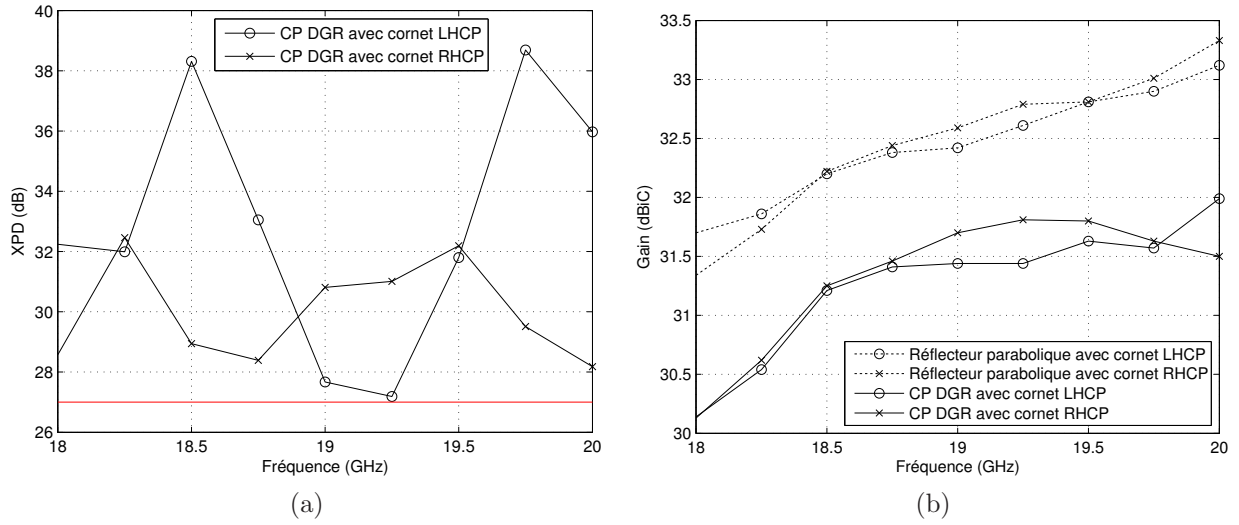


Figure 9.4 (a) XPD et (b) gain en fonction de la fréquence pour le réflecteur bi-grille utilisant le réseau réflecteur. Ces résultats sont obtenus dans la direction des faisceaux principaux du réflecteur parabolique ( $\theta_R = 0^\circ$ ) et du réseau réflecteur ( $\theta_R = 7^\circ$ ) lorsque l'antenne cornet est en polarisation circulaire gauche et droite, respectivement.

ce pour les deux polarisations, on retrouve cet effet « gruyère » lorsqu'on calcule  $LF_{XPD \geq 27}$ . C'est-à-dire que pour certaines fréquences dans la bande 18-20 GHz, une valeur appréciable de  $LF_{XPD \geq 27}$  est obtenue, alors que pour d'autres fréquences, cette valeur est presque nulle.

Le gain du prototype selon la fréquence est comparé avec celui du réflecteur seul dans la figure 9.4b. Tout d'abord, pour ce qui est du gain du réflecteur seul (traits pointillés), celui-ci est mesuré dans deux cas, c'est-à-dire lorsque l'antenne cornet est en polarisation circulaire gauche et droite. Comme il fallait s'y attendre, les deux courbes sont presque identiques. Il est toutefois important de noter qu'elles montrent un gain maximal qui dépasse d'environ 1 à 2 dB celui du réflecteur seul montré dans le graphique du haut de la figure 8.10 (voir chapitre précédent). Cela s'explique par le fait qu'après les mesures du premier prototype, le réflecteur parabolique a été perdu. Un deuxième réflecteur (supposé identique) a donc dû être fabriqué pour mesurer le deuxième prototype et il est possible que ce dernier ait un gain plus élevé que le précédent. Aussi, une autre cause possible qui pourrait expliquer l'écart des gains entre les deux mesures est une erreur d'alignement de l'antenne cornet.

En ce qui concerne le gain du prototype pour les deux polarisations circulaires, il est très semblable dans les deux cas, comme le montrent les courbes en traits continus dans le graphique de la figure 9.4b. Cela illustre que le réseau réflecteur a un gain comparable au réflecteur parabolique sur la bande 18-20 GHz. En comparant ces courbes avec celles du réflecteur parabolique seul, on peut évaluer que les pertes totales dues au polariseur circulaire

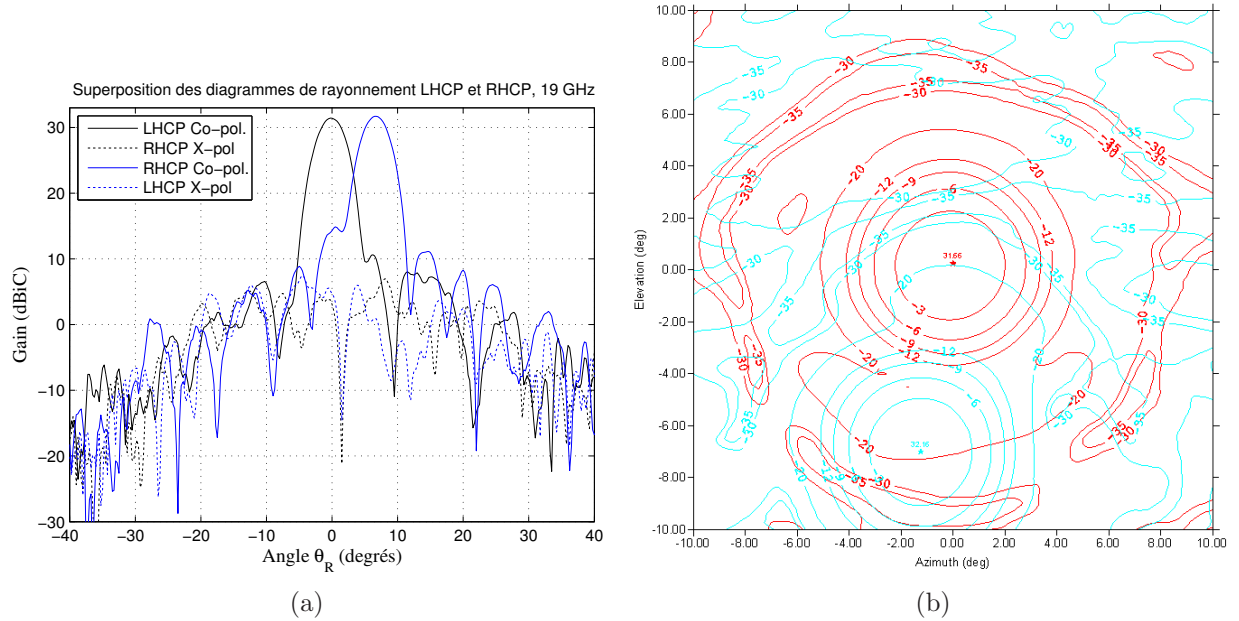


Figure 9.5 (a) Diagrammes de rayonnement à 19 GHz dans le plan vertical (angle azimutal de 0°) du CP DGR utilisant le réseau réflecteur et (b) courbes isométriques des gains obtenues en superposant les polarisations circulaires gauche (rouge) et droite (bleu) du prototype. L'angle  $\theta_R$  dans (a) correspond à l'angle d'élévation dans (b).

et au réseau réflecteur sont d'environ 1 dB. Étant donné que l'onde incidente provenant du cornet doit traverser deux fois le polariseur circulaire (et le réseau réflecteur dans le cas LHCP), cela indique que les pertes d'insertion dans les surfaces peuvent être évaluées grossièrement à environ 0,5 dB.

Finalement, pour montrer le fonctionnement du réflecteur bi-grille en polarisation circulaire, les diagrammes de rayonnement à 19 GHz dans le plan vertical du système (angle azimutal de 0°) pour les deux polarisations sont superposés dans la figure 9.5a. Aussi, la figure 9.5b montre les courbes isométriques de ces diagrammes<sup>1</sup>. Ces deux figures illustrent bien le fonctionnement des réflecteurs bi-grilles pour lesquels les deux lobes principaux sont polarisés de manière orthogonale. Deux détails importants apparaissent toutefois dans ces courbes. Tout d'abord, la première figure montre que le rapport de la polarisation désirée sur celle non-désirée dans la direction du lobe principal est plus élevé que le niveau de XPD mesuré précédemment, car les deux faisceaux se croisent à des niveaux de gain assez élevés. Cela n'était pas visible en étudiant les polarisations séparément, mais cette interférence entre

1. Les courbes isométriques montrées dans la figure 9.5b ont été obtenues avec le polariseur circulaire incliné de  $\delta_{CP} = 18^\circ$  au lieu de  $\delta_{CP} = 20^\circ$  (voir figure 8.8a), comme c'est le cas pour les autres graphiques. Cela explique les légères différences obtenues pour les gain.

les deux lobes principaux causerait effectivement un problème. Pour corriger la situation, il faudrait espacer un peu les faisceaux ou bien réduire leur largeur. Pour ce qui est de la figure 9.5b, celle-ci montre que le diagramme de rayonnement en polarisation circulaire droite est légèrement dépointé. Cet effet peut être causé par un petit désalignement du réseau réflecteur et/ou par de la polarisation croisée, qui en polarization circulaire, se traduit par un dépointage.

## 9.5 Conclusion

Pour conclure ce chapitre, mentionnons tout d'abord qu'il a été démontré qu'il n'était pas impossible de concevoir un polariseur circulaire idéal optimisé pour un angle d'incidence oblique, contrairement à ce qui a été avancé dans [14]. À partir de cette conclusion, il a été montré qu'il était aussi possible de concevoir un CPSS cascadié optimisé pour un certain angle d'incidence oblique  $\theta$ , mais que le plan d'incidence devait être  $\phi = \pm 45^\circ$  ou  $\phi = \pm 135^\circ$ .

Ensuite, le prototype final d'un réflecteur bi-grille en polarisation circulaire a été présenté. Celui-ci est très semblable à celui présenté dans le chapitre précédent, mais le polariseur linéaire est remplacé par un réseau réflecteur qui réfléchit une polarisation linéaire et qui est transparent sa polarisation orthogonale. Les résultats montrent le potentiel de l'approche qui a été favorisée dans ce projet, c'est-à-dire l'utilisation d'un polariseur circulaire sur la surface d'un réflecteur bi-grille conventionnel. Les spécifications de XPD sont respectées dans la direction des maximums des lobes principaux pour les deux polarisations circulaires orthogonales et sur toute la bande 18-20 GHz. Toutefois, il est à noter que les valeurs de  $LF_{XPD \geq 27}$  ne sont pas appréciables sur toute la bande de fréquences. Aussi, les faisceaux principaux des deux polarisations devront être un peu plus espacés lors de la mise en oeuvre des prochains prototypes.

## CHAPITRE 10

### DISCUSSION GÉNÉRALE

L'objectif ultime de ce projet était la mise sur pied d'un prototype de réflecteur bi-grille en polarisation circulaire. Ce prototype final fut présenté dans le chapitre 9. Avant d'en arriver à ce prototype, les différentes étapes parcourues ont été décrites dans l'ordre chronologique dans les chapitres précédents.

Tout d'abord, dans l'article du chapitre 5, il fallait vérifier s'il était possible de fabriquer un polariseur circulaire optimisé pour une incidence normale ayant les caractéristiques requises pour fonctionner sur un système comme celui montré dans la figure 3.2a. Ensuite, il a fallu tester son comportement lorsque l'angle d'incidence variait, de manière à déterminer s'il pouvait aussi être utilisé sur le prototype schématisé dans la figure 3.2b. Suite à ces résultats, il a été constaté que ces surfaces donnaient de bons résultats à incidence normale, mais que les performances se dégradaient rapidement à incidence oblique. À noter que dans ce chapitre, une nouvelle méthode de conception des polariseurs a été proposée de manière à obtenir des structures plus compactes et une plus grande flexibilité dans la fabrication.

Par la suite, les surfaces à sélection de polarisation circulaire ont été étudiées dans le but de vérifier si ces structures pouvaient remplacer les grille du réflecteur bi-grille de manière à obtenir de la polarisation circulaire. Selon les résultats qui étaient disponibles dans la littérature, il est apparu que les structures résonantes présentées jusqu'à maintenant fonctionnaient sur une bande étroite. Par conséquent, le CPSS proposé dans l'article du chapitre 6 a été conçu avec une cascade de polariseurs au lieu des cellules de Pierrot. Les résultats ont montré que la bande obtenue était plus large qu'avec les structures résonantes. Toutefois, les rapports axiaux ainsi que les coefficients de transmission à travers ces CPSS furent moins bons que pour les polariseurs présentés dans le chapitre 5, en grande partie à cause du nombre plus élevé de couches dans les CPSS. Aussi, les résultats à incidence oblique ne furent pas meilleurs.

Les résultats obtenus dans les chapitres 5 et 6 ont ensuite été comparés dans le chapitre 7. Étant donné que les polariseurs seuls ont montré de meilleurs résultats que les CPSS, il a été décidé que le prototype serait mis en oeuvre avec un réflecteur bi-grille standard sur lequel un polariseur circulaire serait fixé. Il restait donc à choisir si le montage utilisé serait celui de la figure 3.2a ou 3.2b. Selon les résultats obtenus dans le chapitre 5, seul le montage illustré dans la figure 3.2a était susceptible de donner de bons résultats, car dans celui-ci, les rayons réfléchis par le réflecteur bi-grille ont une incidence normale sur le polariseur circulaire.

Toutefois, la structure mécanique du montage de la figure 3.2b est beaucoup plus simple à mettre en oeuvre, car le polariseur circulaire peut être simplement fixé sur réflecteur.

Ainsi, pour fabriquer un prototype selon le schéma de la figure 3.2b, il fallait être en mesure de concevoir un polariseur circulaire qui donne de bons résultats pour des angles d'incidence plus élevés. C'est donc ce qui fut fait et présenté dans l'article du chapitre 8. La méthode de conception proposée dans ce chapitre est inspirée d'une méthode qui existait déjà, mais l'amélioration est surtout au niveau de la simplicité de la mise en oeuvre ainsi que de l'optimisation des polariseurs. Aussi, une étude du comportement de tels polariseurs a été présentée suite aux résultats simulés et expérimentaux. Finalement, un prototype simple d'un réflecteur bi-grille en polarisation circulaire a été proposé et les résultats obtenus ont montré qu'il était possible de concevoir un réflecteur bi-grille en polarisation circulaire avec le montage de la figure 3.2b, à condition que le polariseur circulaire soit optimisé pour un angle d'incidence oblique approprié, c'est-à-dire selon la géométrie du montage.

Finalement, le chapitre 9 présente des résultats complémentaires du prototype présenté dans le chapitre 8. Par la suite, le prototype final est présenté et ses résultats sont montrés et analysés. Ces derniers respectent en grande partie les spécifications suggérées dans [25,26]. Cependant, la largeur des zones couvertes par les lobes principaux pour lesquelles  $XPD \geq 27$  dB (c'est-à-dire  $LF_{XPD \geq 27}$ ) est considérablement réduite à certaines fréquences dans la bande 18-20 GHz. Aussi, les deux lobes principaux des polarisations orthogonales sont un peu trop rapprochés. Ce dernier point peut cependant être facilement corrigé dans les implémentations futures en modifiant légèrement l'angle d'inclinaison du réseau réflecteur.

## CHAPITRE 11

### CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Pour conclure cette thèse, les différentes contributions proposées au cours de ce projet sont tout d'abord rappelées. Les trois thèmes centraux sont les polariseurs circulaires, les surfaces à sélection de polarisation circulaire (CPSS) et les réflecteurs bi-grilles. Une liste des publications résultantes de ce travail est ensuite fournie. Enfin, quelques recommandations sont données quant à la suite du projet.

#### 11.1 Polariseurs circulaires

Tout d'abord, une nouvelle méthode pour concevoir des polariseurs circulaires méandres à incidence normale à partir des modèles circuits, jusqu'à la conception des surfaces avec un logiciel spécialisé (Ansys-HFSS dans notre cas), a été proposée dans le chapitre 5. Cette approche permet de réduire la longueur électrique entre les surfaces des polariseurs (très utile en basses fréquences) tout en facilitant la fabrication des surfaces étant donné que les motifs résultants peuvent être plus larges. Les simulations dans Ansys-HFSS ont montré une bonne concordance avec les résultats expérimentaux.

Ensuite, une généralisation de cette méthode a permis de proposer un polariseur circulaire optimisé pour un angle d'incidence oblique dans le chapitre 8. Les résultats obtenus furent meilleurs et plus complets que pour les méthodes qui existaient jusqu'à maintenant. Aussi, la méthode proposée ici est plus simple à appliquer et le polariseur est plus facile à optimiser.

#### 11.2 Surfaces à sélection de polarisation circulaire

Bien qu'il ait été écarté de la solution finale pour les réflecteurs bi-grilles en polarisation circulaire, le CPSS cascadié proposé dans le chapitre 6 demeure tout de même une contribution originale. Malgré que l'idée avait déjà été suggérée, personne ne l'avait mise en oeuvre. Nous avons ainsi conçu, simulé, fabriqué et analysé en profondeur cette structure cascadiée qui semble avoir de meilleures performances, en terme de largeur de bande, que les CPSS résonnants proposés jusqu'à maintenant.

### 11.3 Antennes à réflecteur bi-grille en polarisation circulaire

En ce qui concerne les réflecteurs bi-grilles, il n'existe, à notre connaissance, aucune structure de ce type fonctionnant en polarisation circulaire. Ainsi, les prototypes proposés dans les chapitres 8 et 9 sont possiblement les premiers de ce genre. Aussi, autant en polarisation linéaire que circulaire, le fait d'utiliser un réseau réflecteur transparent à une polarisation linéaire au lieu d'une structure parabolique grillagée dans le deuxième prototype (chapitre 9) est aussi une contribution originale.

### 11.4 Publications

Voici une liste des articles de revues et de conférences qui ont été publiés et/ou soumis dans le cadre de ce travail :

1. M.-A. Joyal et J.-J. Laurin, "Design of Thin Circular Polarizers", *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (AP-S/URSI)*, Spokane, WA, États-Unis, Juillet 2011.
2. M.-A. Joyal et J.-J. Laurin, "A Cascaded Circular-Polarization-Selective Surface at K Band", *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (AP-S/URSI)*, Spokane, WA, États-Unis, Juillet 2011.
3. M.-A. Joyal et J.-J. Laurin, "Polarisers for Circularly Polarised Dual-Grid Reflector Antennas", *33<sup>rd</sup> ESA Antenna Workshop on Challenges for Space Antenna Systems*, Noordwijk, Pays-Bas, Octobre 2011.
4. M.-A. Joyal, M. Riel, Y. Demers et J.-J. Laurin, "A Circularly Polarized Dual-Gridded Reflector Prototype with a Meander-Line Circular Polarizer", *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (AP-S/URSI)*, Chicago, IL, États-Unis, Juillet 2012.
5. M.-A. Joyal et J.-J. Laurin, "Solutions for a Circularly Polarized Dual-Gridded Reflector Antenna", *30<sup>th</sup> International Communication Satellite Systems Conference (ICSSC)*, Ottawa, ON, Canada, Septembre 2012.
6. M.-A. Joyal et J.-J. Laurin, "Analysis and Design of Thin Circular Polarizers Based on Meander Lines", *Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 60, No. 6, Juin 2012.
7. M.-A. Joyal et J.-J. Laurin, "Design and Analysis of a Cascade Circular Polarization Selective Surface at K band", *Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 62, No. 6, Juin 2014.

8. M.-A. Joyal, M. Riel, Y. Demers et J.-J. Laurin, “A CP DGR Prototype Made with a Meander-Line Circular Polarizer Optimized for Oblique Incidence”, *Transactions on Antennas and Propagation*, soumis.
9. M.-A. Joyal, R. El hani, M. Riel, Y. Demers et J.-J. Laurin, “A Reflectarray-Based Dual-Polarization Reflector Working in Circular Polarization”, *Transactions on Antennas and Propagation*, soumis.

### 11.5 Recommandations

Pour conclure ce travail, notons que l’approche proposée pour mettre en oeuvre le réflecteur bi-grille en polarisation circulaire a donné des résultats intéressants. Toutefois, pour améliorer ces résultats, l’augmentation du nombre de couches des polariseurs circulaires pourrait aider à augmenter la largeur de bande alors que l’ajout de matériaux diélectriques entre les surfaces pourrait aider à réduire la sensibilité à l’angle d’incidence. Cette dernière proposition est d’autant plus utile si les polariseurs sont conçus pour être utilisés sur de grands réflecteurs. Toutefois, il n’est pas clair s’il est souhaitable ou non d’utiliser dans l’espace des couches épaisses de matériaux diélectriques. Aussi, différents motifs ou bien l’introduction de variantes dans la forme des méandres sont des avenues qui pourraient être explorées.

Il est à noter que pour tous les polariseurs qui ont été fabriqués, les surfaces de Pyralux ont été fixées sur du Rohacell. Tel que montré dans les résultats tout au long de ce travail, les pertes dans ce matériau sont très élevées. Étant donné que le Rohacell est isotrope, ces pertes n’affectent pas la qualité de la polarisation du signal, mais pour des applications spatiales, elles doivent être minimisées. Ainsi, dans les implémentations futures, il est suggéré d’utiliser des matériaux qui introduisent moins de pertes.

La prochaine étape du projet pourrait être la fabrication d’un prototype ayant les dimensions d’un vrai réflecteur bi-grille. Il faudrait donc un polariseur circulaire beaucoup plus grand qui devrait fonctionner pour différents angles d’incidence, selon l’endroit éclairé par l’antenne cornet. Ainsi, chacune des surfaces du polariseur circulaire serait faite de motifs qui varient selon leur position par rapport à l’antenne cornet (un peu comme la surface d’un réseau réflecteur par exemple). Il pourrait aussi être intéressant, mais sans doute plus complexe, d’étudier l’effet d’un polariseur circulaire légèrement courbé.

Aussi, il serait intéressant d’étudier la performance du prototype dans un environnement spatial, c’est-à-dire lorsqu’il y a des écarts de température importants, du rayonnement solaire, de l’accumulation de charges statiques, de l’intermodulation passive, etc.

Malheureusement, le réflecteur bi-grille en polarisation circulaire, tel qu’il est conçu, ne fonctionne pas pour les deux plages de fréquences satellitaires utilisées, c’est-à-dire 18-20 GHz



et 28-30 GHz. C'est le désavantage majeur d'utiliser de la polarisation circulaire dans cette application. En polarisation linéaire, les performances des grilles (utilisées sur le réflecteur bi-grille) ne varient que très faiblement en fonction de la fréquence, ce qui n'est pas le cas des polariseurs méandres ou des CPSS. La raison principale est que les surfaces des polariseurs méandres agissent comme des composantes capacitatives et inductives, donc le polariseur se comporte comme un filtre. Ainsi, il est possible d'obtenir une bonne adaptation et un déphasage constant de  $90^\circ$  entre les deux polarisations dans la bande passante du polariseur, mais hors de cette bande, le polariseur n'est plus adapté et la variation du déphasage en fonction de la fréquence est différente pour les deux polarisations. En théorie, il serait possible de concevoir un polariseur circulaire ayant de bonnes performances à deux fréquences séparées, mais beaucoup de couches seraient nécessaires, ce qui augmenterait la difficulté et les erreurs dues à la fabrication ainsi que les pertes d'insertion. Pour ce qui est des CPSS résonants, il ne semble pas évident qu'ils puissent résonner tout en gardant un déphasage de  $90^\circ$  entre les deux polarisations orthogonales à deux fréquences différentes.

En ce qui concerne les surfaces à sélection de polarisation circulaire, peu importe la méthode de conception choisie, le défi demeure au niveau de la fabrication. En plus, les CPSS résonnants comme la cellule de Pierrot et de Tilston fonctionnent généralement en bande étroite, bien que de récents résultats aient montré une amélioration [96]. Le CPSS cascadié, quant à lui, peut fonctionner sur une plus large bande, mais des erreurs d'alignement entre les surfaces peuvent affecter les résultats. Aussi, le fait que plusieurs surfaces soient nécessaires peut aussi augmenter les pertes d'insertion, si on considère que les matériaux utilisés ne sont pas idéaux. Pour toutes ces raisons, il semble que la mise en oeuvre d'une antenne bi-grille en polarisation circulaire à partir d'un CPSS soit assez difficile. En fait, les résultats connus jusqu'à maintenant ne semblent pas indiquer que les performances seraient meilleures que celles obtenues avec les polariseurs circulaires.

Finalement, la dernière recommandation concerne les techniques de mesures. Tout d'abord, si des tests en polarisations circulaires doivent être faits sur le banc de tests à ondes planes, il faudrait utiliser des antennes cornets qui fonctionnent aussi en polarisations circulaires pour éviter les erreurs de manipulation. Aussi, il serait intéressant de penser à une méthode pour tester les grandes surfaces avant de les fixer sur les réflecteurs bi-grilles. Une méthode qui pourrait être efficace est la mise sur pied d'un système en champ proche sur lequel cette surface serait fixée. D'un côté de la surface, il y aurait l'antenne cornet positionnée selon l'angle désiré des rayons incidents. De l'autre côté, une antenne pourrait balayer la surface dans son champ proche. Ainsi, dans le cas de ce projet, il serait possible de calculer, dans une même ronde de mesures, les coefficients de transmission et le rapport axial transmis dans différentes directions et à différents endroits sur le polariseur.

## RÉFÉRENCES

- [1] P. Ramanujam, P. H. Law, N. Garcia, and D. A. White, “Dual gridded reflector antenna,” United States of America Patent 6,052,095, April 18, 2000.
- [2] W. L. Stutzman and G. A. Thiele, *Antenna Theory and Design, Second Edition*. New York : Wiley, 1998.
- [3] E. C. Jordan and K. G. Balmain, *Electromagnetic Waves and Radiating Systems, Second Edition*. Englewood Cliffs, N.J. : Prentice-Hall, 1968.
- [4] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*. New York : Wiley, 1989.
- [5] “IEEE standard test procedures for antennas,” Tech. Rep., 1979.
- [6] K. Pontoppidan, “Grasp 9 : Technical description,” TICRA Engineering Consultants, Copenhagen, Tech. Rep., 2005.
- [7] T.-S. Chu and R. Turrin, “Depolarization properties of offset reflector antennas,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 21, no. 3, pp. 339–345, May 1973.
- [8] N. Adatia and A. Rudge, “Beam squint in circularly polarised offset-reflector antennas,” *Electronics Letters*, vol. 11, no. 21, pp. 513–515, October 1975.
- [9] A. Rudge and N. Adatia, “Offset-parabolic-reflector antennas : A review,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 66, no. 12, pp. 1592 – 1618, December 1978.
- [10] B. A. Munk, *Frequency Selective Surfaces : Theory and Design*. New York : Wiley, 2000.
- [11] A. K. Bhattacharyya, *Phased Array Antennas : Floquet Analysis, Synthesis, BFNs, and Active Array Systems*. Hoboken : Wiley, 2006.
- [12] D. M. Pozar, *Microwave engineering 2nd edition*. Wiley, 1998.
- [13] *Getting started with HFSS : Floquet ports*, 2007.
- [14] J. E. Roy, “Reciprocal circular polarization selective surfaces,” Ph.D. dissertation, University of Manitoba, 1995.
- [15] J.-F. Ma, R. Mittra, and N. Huang, “Analysis of multiple fss screens of unequal periodicity using an efficient cascading technique,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, pp. 1401 – 1414, April 2005.
- [16] M. Baunge, H. Ekstrom, P. Ingvarson, and M. Petersson, “A new concept for dual gridded reflectors,” in *4th European Conference on Antennas and Propagation*, Barcelona, Spain, April 2010.

- [17] P. Ramanujam, P. Law, and D. White, "An adaptable dual-gridded reflector geometry for optimum cross-polar performance," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 1, 2002, pp. 646 – 649.
- [18] G. Ruggerini, S. Contu, and G. Crone, "Optimum shaping technique for advanced dual-gridded shaped reflectors," in *Ninth International Conference on Antennas and Propagation*, vol. 1, London, UK, 1995, pp. 179 – 82.
- [19] T. S. Chu, "Cancellation of polarization rotation in an offset paraboloid by a polarization grid," *Bell System Technical Journal*, vol. 56, pp. 977–986, 1977.
- [20] G. Evans and D. Malik, "Predicted and measured performance of a shaped reflector in a dual-gridded reflector system," in *Eighth International Conference on Antennas and Propagation*, London, UK, 1993, pp. 22 – 5.
- [21] H. Luh, R. Hsu, and B. Lee, "An analysis of a dual gridded reflector antenna," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 2, Orlando, FL, USA, July 1999, pp. 1128 – 31.
- [22] E. Pfeiffer, O. Reichmann, A. Ihle, S. Linke, C. Tschepe, N. Nathrath, M. Santos, A. Grillenbeck, J. Santiago-Prowald, P. Rinous, and L. Rolo, "Compact and stable earth deck multi-beam ka-band antenna structure and dual gridded reflector," in *5th European Conference on Antennas and Propagation*, Rome, Italy, April 2011, pp. 3345 – 53.
- [23] Z. B. Dutrizac, "Étude de l'utilisation d'une grille polarisante pour une antenne à réflecteur parabolique excentré dans des applications satellites," Master's thesis, École Polytechnique de Montréal, 2004.
- [24] H. Ohmine and Y. Kobayashi, "High performance reflectors for telecom space antennas in melco," in *5th European Conference on Antennas and Propagation*, Rome, Italy, 2011, pp. 3331 – 3335.
- [25] "Appel d'offres : Circular polarisation dual-optics proof-of-concepts," Agence Spatiale Européenne, Tech. Rep., 2011.
- [26] M. Albani, P. Balling, L. Datashvili, G. Gerini, P. Ingvarson, K. Pontoppidan, M. Sabbadini, D. Sjoberg, S. Skokic, and G. Vecchi, "Concepts for polarising sheets "dual-gridded" reflectors for circular polarisation," in *Int. Conf. Applied Electromagnetics and Communications*, 2010.
- [27] B. A. Munk, *Finite Antenna arrays and FSS*. New York : Wiley, 2003.
- [28] L. Young, L. Robinson, and C. Hacking, "Meander-line polarizer," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 21, pp. 376–378, May 1973.

- [29] M. V. Klein, *Optics*. New York : Wiley, 1970.
- [30] C. Goatley and F. Green, "Circularly-polarized biconical horns," *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 4, no. 4, pp. 592–596, October 1956.
- [31] H. S. Kirschbaum and S. Chen, "A method of producing broad-band circular polarization employing an anisotropic dielectric," *IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 5, no. 3, pp. 199–203, July 1957.
- [32] J. J. Pakan, "Antenna polarizer having two phase shifting medium," U.S. Patent No. 2,978,702, 1961.
- [33] D. Lerner, "A wave polarization converter for circular polarization," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 13, no. 1, pp. 3–7, January 1965.
- [34] J. T. Epis, "Broadband antenna polarizer," United States of America Patent 3,754,271, 1973.
- [35] A. Ludwig, M. Miller, and G. Wideman, "Design of a meanderline polarizer integrated with a radome," in *Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 15, June 1977, pp. 17–20.
- [36] D. McNamara, "An octave bandwidth meanderline polariser consisting of five identical sheets," in *Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 19, June 1981, pp. 237–240.
- [37] L. Goldstone, "A compact broadband c.p. mm wave horn," in *Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 20, May 1982, pp. 640–643.
- [38] T.-K. Wu and D. Helms, "Wide-angle-scanning polarization twister," in *Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 21, May 1983, pp. 429–431.
- [39] L.-g. Xie, S.-j. Wang, and D.-z. Chen, "A new approach to the design of meanderline circular polarizer," in *Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 25, June 1987, pp. 207–210.
- [40] K. Chan and S. Gauthier, "Design of meanderline polarizer based on modal technique," in *Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 2, July 1992, pp. 699–702.
- [41] J.-F. Zurcher, "Meander-line polarizer covering the full e-band (60 - 90 ghz)," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 18, pp. 320 – 323, August 1998.
- [42] A. Bhattacharyya, "Scan characteristics of polarizer loaded horn array," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 1, July 2000, pp. 102–105.

- [43] F. Jian, "The optimum designing method for wide bandwidth meander-line circular polarizer," in *5th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory*, 2000, pp. 10–13.
- [44] M. Mazur and W. Zieniutycz, "Multi-layer meander line polarizer for ku band," in *13th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications*, vol. 1, 2000, pp. 78–81.
- [45] M. Sironen, Y. Qian, and T. Itoh, "A 60 ghz conical horn antenna with polarizer fed by quasi-yagi antenna," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 4, 2001, pp. 216–219.
- [46] K. Delihacioglu, "Meander line polarizer on a chiral slab (transverse electric case)," *Electrical Engineering*, vol. 85, no. 5, pp. 241 – 245, 2003.
- [47] A. Hoorfar and R. Sun, "Optimization of dual-band meander-line polarizer plates using a hybrid evolutionary programming algorithm," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 3, June 2004, pp. 2325–2328.
- [48] J. Lynch and J. Colburn, "Modeling polarization mode coupling in frequency-selective surfaces," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, no. 4, pp. 1328–1338, April 2004.
- [49] J. Tharp, B. Lail, B. Munk, and G. D. Boreman, "Design and demonstration of an infrared meanderline phase retarder," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, no. 11, pp. 2983–2988, 2007.
- [50] J.-C. Zhang, Y.-Z. Yin, and J.-P. Ma, "Multifunctional meander line polarizer," *Progress In Electromagnetics Research Letters*, vol. 6, pp. 55 – 60, 2009.
- [51] E. Arnaud, R. Chantalat, M. Koubeissi, T. Monediere, E. Rodes, and M. Thevenot, "Global design of an ebg antenna and meander-line polarizer for circular polarization," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 9, pp. 215–218, 2010.
- [52] S. Wadsworth and G. Boreman, "Broadband infrared meanderline reflective quarter-wave plate," *Optics Express*, vol. 19, no. 11, pp. 10 604 – 12, 2011.
- [53] S. L. Wadsworth and G. D. Boreman, "Comparison of quarter-wave retarders over finite spectral and angular bandwidths for infrared polarimetric-imaging applications," *Appl. Opt.*, vol. 50, no. 36, pp. 6682–6688, December 2011.
- [54] H. Chreim, E. Arnaud, M. Thevenot, T. Monediere, B. Palacin, R. Chiniard, and G. Caille, "Circularly polarized ebg antenna using meander lines polarizer as a reflector focal feed for ka-band space applications," in *15th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics*, 2012, pp. 1–5.

- [55] M. Letizia, B. Fuchs, C. Zorraquino, J. Zurcher, and J. Mosig, "Oblique incidence design of meanderline polarizers for dielectric lens antennas," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 45, pp. 309 – 335, 2012.
- [56] M. Letizia, J. Zurcher, B. Fuchs, C. Gaston, and J. Mosig, "Circularly polarized multi-beam lens antenna system. comparison between 2 polarizers," in *6th European Conference on Antennas and Propagation*, 2012, pp. 2775–2778.
- [57] C. Terret, J. Levrel, and K. Mahdjoubi, "Susceptance computation of a meander-line polarizer layer," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 32, no. 9, pp. 1007–1011, September 1984.
- [58] R.-S. Chu and K.-M. Lee, "Analytical model of a multilayered meander-line polarizer plate with normal and oblique plane-wave incidence," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 35, no. 6, pp. 652 – 661, 1987.
- [59] P. Poey and P.-L. Guigue, "Determination of the current distribution on a bidimensional infinite periodic structure of thin metallic wires using the method of the singular integral equation," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 35, no. 2, pp. 221–224, 1987.
- [60] S. Uckun and T. Ege, "Computation of susceptance for thick meander-line polariser," *Electronics Letters*, vol. 27, no. 22, pp. 2076–2077, 1991.
- [61] A. Bhattacharyya and T. Chwalek, "Investigations of meanderline polarizers," in *Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 2, 1992, pp. 892–895.
- [62] A. K. Bhattacharyya and T. J. Chwalek, "Analysis of multilayered meander line polarizer," *International journal of microwave and millimeter-wave computer-aided engineering*, vol. 7, no. 6, pp. 442 – 454, 1996.
- [63] R. A. Marino, "Accurate and efficient modeling of meander-line polarizers," *Microwave Journal*, vol. 41, no. 11, 1998.
- [64] N. Hill and S. Cornbleet, "Microwave transmission through a series of inclined gratings," *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 120, no. 4, pp. 407–412, 1973.
- [65] A. D. Shatrow, A. D. Chuprin, and A. N. Sivov, "Constructing the phase converters consisting of arbitrary number of translucent surfaces," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 43, no. 1, pp. 109 – 113, 1995.
- [66] K. S. Min, J. Hirokawa, K. Sakurai, M. Ando, and N. Goto, "Single-layer dipole array for linear-to-circular polarisation conversion of slotted waveguide array," *IEE Proceedings : Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 143, no. 3, pp. 211–216, 1996.

- [67] H. Uchida, K. Sakurai, M. Ando, and N. Goto, "Double-layer dipole array polarizer for planar antenna," *Electronics and Communications in Japan, Part I : Communications (English translation of Denshi Tsushin Gakkai Ronbunshi)*, vol. 80, no. 11, pp. 86 – 97, 1997.
- [68] D. Pilz and W. Menzel, "A novel linear-circular polarization converter," in *28th European Microwave Conference*, vol. 2, October 1998, pp. 18–23.
- [69] K. Leong and W. Shiroma, "Waffle-grid polariser," *Electronics Letters*, vol. 38, no. 22, pp. 1360 – 1361, 2002.
- [70] C. Dietlein, A. Luukanen, Z. Popovic, and E. Grossman, "A w-band polarization converter and isolator," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, no. 6, pp. 1804–1809, 2007.
- [71] M. Euler and V. Fusco, "Sub-millimetre wave linear to circular polariser converter," in *Antennas and Propagation Conference*, Loughborough, 2008, pp. 77–80.
- [72] M. Euler, V. Fusco, R. Cahill, and R. Dickie, "Comparison of frequency-selective screen-based linear to circular split-ring polarisation convertors," *IET Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 4, pp. 1764 – 1772, November 2010.
- [73] R. Shibayama, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Flat thin polarizer-lens based on multiple resonance behavior," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 2010, pp. 1–4.
- [74] M. Euler, V. Fusco, R. Dickie, R. Cahill, and J. Verheggen, "Sub-mm wet etched linear to circular polarization fss based polarization converters," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 59, no. 8, pp. 3103–3106, 2011.
- [75] C. Pfeiffer and A. Grbic, "Cascaded metasurfaces for complete phase and polarization control," *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 23, pp. 231 116.1–231 116.4, 2013.
- [76] M. Silveirinha, "Linear to circular polarization conversion using a metamaterial with helical inclusions," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 1B, 2005, pp. 619–622.
- [77] A. Balmakou, I. Semchenko, and M. Nagatsu, "Realization of linear-to-circular polarization conversion by a single bifilar particle," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 31, pp. 231 – 246, 2013.
- [78] M. Xu, K. Park, C. Nah, M.-H. Lee, and H. Ren, "Liquid crystal polarization converters using circular-buffed polystyrene film," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 10, pp. 102 205.1–102 205.4, 2011.



- [79] R. Komanduri, J. Kim, K. Lawler, and M. Escuti, “Multi-twist retarders for broadband polarization transformation,” in *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2012.
- [80] A. C. Strikwerda, K. Fan, H. Tao, D. V. Pilon, X. Zhang, and R. D. Averitt, “Comparison of birefringent metamaterials and meanderline structure as quarter-wave plates at terahertz frequencies,” in *Conference on Quantum electronics and Laser Science Conference*, Baltimore, MD, United states, 2009.
- [81] I. Morrow and P. Thomas, “Compact frequency selective surface for polarisation transform,” *Electronics Letters*, vol. 50, no. 2, pp. 64 – 65, 2014.
- [82] C. K. Purvis, H. B. Garrett, A. C. Whittlesey, and N. J. Stevens, “Design guidelines for assessing and controlling spacecraft charging effects,” National Aeronautics and Space Administration, Tech. Rep., 1984.
- [83] J. Montgomery, “Scattering by an infinite periodic array of thin conductors on a dielectric sheet,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 23, no. 1, pp. 70–75, January 1975.
- [84] R. Pierrot, “Éléments résonants en polarisation circulaire et réflecteur semi-transparent composé de ces éléments,” French Patent 89.609, No. 1.512.598, December 30, 1966.
- [85] G. Morin, “A simple circular polarization selective surface (CPSS),” in *Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 1, May 1990, pp. 100–103.
- [86] W. Tilston, T. Tralman, and S. Khanna, “A polarization selective surface for circular polarization,” in *Antennas and Propagation Society International Symposium*, New York, NY, USA, June 1988, pp. 762 – 5.
- [87] J. Roy and L. Shafai, “Reciprocal circular-polarization-selective surface,” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 38, no. 6, pp. 18 – 33, December 1996.
- [88] V. Fusco and B. Nair, “Circular polarisation selective surface characterisation and advanced applications,” *IEE Proceedings : Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 153, no. 3, pp. 247 – 252, 2006.
- [89] V. Liljegren and D. Sjöberg, “Evaluation of circular polarization selective surfaces for space applications,” Master’s thesis, Lund University, April 2013.
- [90] I. Lopez, “New circular polarization selective surface concepts based on the pierrot cell using printed circuit technology,” Master’s thesis, École Polytechnique de Montréal, 2013.
- [91] I. Lopez and J.-J. Laurin, “A circular polarization selective surface implemented on a flexible substrate,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 62, no. 7, pp. 3847–3852, July 2014.



- [92] P. W. Hannan and H. A. Wheeler, “Double-reflector, double-feed antenna for crossed polarizations and polarization changing devices usefull therein,” United States of America Patent 3,271,771, 1966.
- [93] P. Bossuet and F. Gauthier, “Electromagnetic wave spatial filter with circular polarization,” United States of America Patent 4,652,891, 1987.
- [94] —, “Electromagnetic wave spatial filter with circular polarization and a cassegrain antenna comprising such a filter,” United States of America Patent 4,728,961, 1988.
- [95] J. Sanz-Fernandez, E. Saenz, P. de Maagt, and C. Mangenot, “Circular polarization selective surface for dual-optics cp offset reflector antennas in ku-band,” in *6th European Conference on Antennas and Propagation*, March 2012, pp. 2683 –2687.
- [96] J. Sanz-Fernandez, E. Saenz, and P. De Maagt, “Experimental demonstration of low axial-ratio circular polarization selective surface,” in *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation*, Orlando, FL, United states, 2013, pp. 474 – 475.
- [97] G. A. Morin, “A circular polarization selective surface made of resonant helices,” Defence Research Establishment Ottawa, Tech. Rep., 1995.
- [98] S. Mener, R. Gillard, R. Sauleau, C. Cheymol, and P. Potier, “A cpss-based reflectarray cell with reconfigurable capabilities,” in *6th European Conference on Antennas and Propagation*, March 2012, pp. 808 –811.
- [99] —, “Design of a cpss-based reflectarray cell with controllable reflected phase for dual-circularly-polarised reflectarrays,” in *15th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics*, Toulouse, June 2012, pp. 1–4.
- [100] —, “An improved topology for reconfigurable cpss-based reflectarray cell,” in *7th European Conference on Antennas and Propagation*, Gothenburg, April 2013, pp. 2721 – 5.
- [101] —, “Design and characterization of a cpss-based unit-cell for circularly polarized reflectarray applications,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, no. 4, pp. 2313 – 18, 2013.
- [102] N. Burford, Y. Zhang, and J. Dahiya, “Polarization rotation by helix metamaterial,” in *IEEE International Symposium on Antennas Propagation*, Spokane, WA, USA, 2011, pp. 1163–1165.
- [103] J. Gansel, M. Thiel, M. Rill, M. Decker, K. Bade, V. Saile, G. von Freymann, S. Linden, and M. Wegener, “Gold helix photonic metamaterial as broadband circular polarizer,” *Science*, vol. 325, no. 5947, pp. 1513 – 15, September 2009.

- [104] J. Gansel, M. Thiel, M. Wegener, K. Bade, V. Saile, G. von Freymann, and S. Linden, "Polarizing properties of three-dimensional helical metamaterials," in *International Quantum Electronics Conference*, Baltimore, MD, USA, 2009, pp. 1–2.
- [105] J. Gansel, M. Wegener, S. Burger, and S. Linden, "Gold helix photonic metamaterials : a numerical parameter study," *Optics Express*, vol. 18, no. 2, pp. 1059 – 69, 2010.
- [106] J. Gansel, M. Latzel, A. Frolich, J. Kaschke, M. Thiel, and M. Wegener, "Tapered gold-helix metamaterials as improved circular polarizers," *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 10, pp. 101 109.1–101 109.3, 2012.
- [107] Y. Zhao and A. Alu, "Broadband circular polarizers using plasmonic metasurfaces," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, Spokane, WA, USA, 2011.
- [108] —, "Broadband circular polarizer formed by stacked plasmonic metasurfaces," in *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2011.
- [109] M.-A. Joyal and J.-J. Laurin, "Design of thin circular polarizers," in *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation*, Spokane, WA, USA, July 2011.
- [110] E. J. Hopkins, G. D. Hopkins, and C. D. Bailey, "Mechanism of apparent gain observed in focused beam measurements of a planar FSS," in *International Symposium on Antennas and Propagation*, Toronto, ON, Canada, July 2010.
- [111] M. H. Chen, "The network representation and the unloaded  $q$  for a quasi-optical band-pass filter," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 27, no. 4, pp. 357 – 60, 1979.
- [112] —, "Design formulas for a quasi-optical diplexer or multiplexer," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 28, no. 4, pp. 363 – 8, 1980.
- [113] I.-Y. Tarn and S.-J. Chung, "A new advance in circular polarization selective surface - a three layered cpss without vertical conductive segments," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, no. 2, pp. 460 – 467, February 2007.
- [114] M.-A. Joyal and J.-J. Laurin, "A cascaded circular-polarization-selective surface at  $k$  band," in *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation*, Spokane, WA, USA, July 2011.
- [115] M. A. Jensen and G. P. Nordin, "Characterization of two-dimensional finite-aperture wire grid polarizers by a spectral-domain technique," *Applied Optics*, vol. 40, no. 26, pp. 4738 – 4745, September 2001.
- [116] M. Joyal and J. Laurin, "Analysis and design of thin circular polarizers based on meander lines," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 6, pp. 3007–3011, June 2012.

- [117] R. Redheffer, "On the relation of transmission-line theory to scattering and transfer," *Journal of Mathematics and Physics*, vol. 41, pp. 1–41, 1962.
- [118] J. D. Vacchione and R. Mittra, *Frequency selective surface and grid array*. Wiley, 1995, ch. Cascading of Multiscreen Frequency Selective Surfaces, pp. 87–112.
- [119] A. R. Raab, "Cross-polarization performance of the rca satcom frequency reuse antenna," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1976*, vol. 14, October 1976, pp. 100–104.
- [120] S. Rao, L. Shafai, and S. Sharma, *Handbook of Reflector Antennas and Feed Systems*, A. House, Ed., 2013, vol. 3.
- [121] M.-A. Joyal and J.-J. Laurin, "Design and analysis of a cascaded circular polarization selective surface at k band," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 62, no. 6, pp. 3043–3053, June 2014.
- [122] R.-S. Chu and K.-M. Lee, "Correction to "analytical model of a multilayered meanderline polarizer plate with normal and oblique plane-wave incidence"," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 36, no. 7, p. 1041, July 1988.
- [123] E. Amyotte, Y. Demers, L. Martins-Camelo, Y. Brand, A. Liang, J. Uher, G. Carrier, and J.-P. Langevin, "High performance communications and tracking multi-beam antennas," in *First European Conference on Antennas and Propagation*, November 2006, pp. 1 –8.
- [124] R. El hani and J.-J. Laurin, "Specular reflection analysis for off-specular reflectarray antennas," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, pp. 3573–3581, July 2013.
- [125] *GRASP Reference Manual*, TICRA, September 2011.

## **ANNEXE A**

### **DIAGRAMMES DE RAYONNEMENT DES DEUX PROTOTYPES DE CP DGR**

Les diagrammes de rayonnement mesurés de l'antenne parabolique (seule et avec différentes surfaces devant son ouverture) sont montrés dans les figures suivantes. Toutes ces mesures ont été effectuées dans la chambre anéchoïde de la compagnie MDA.

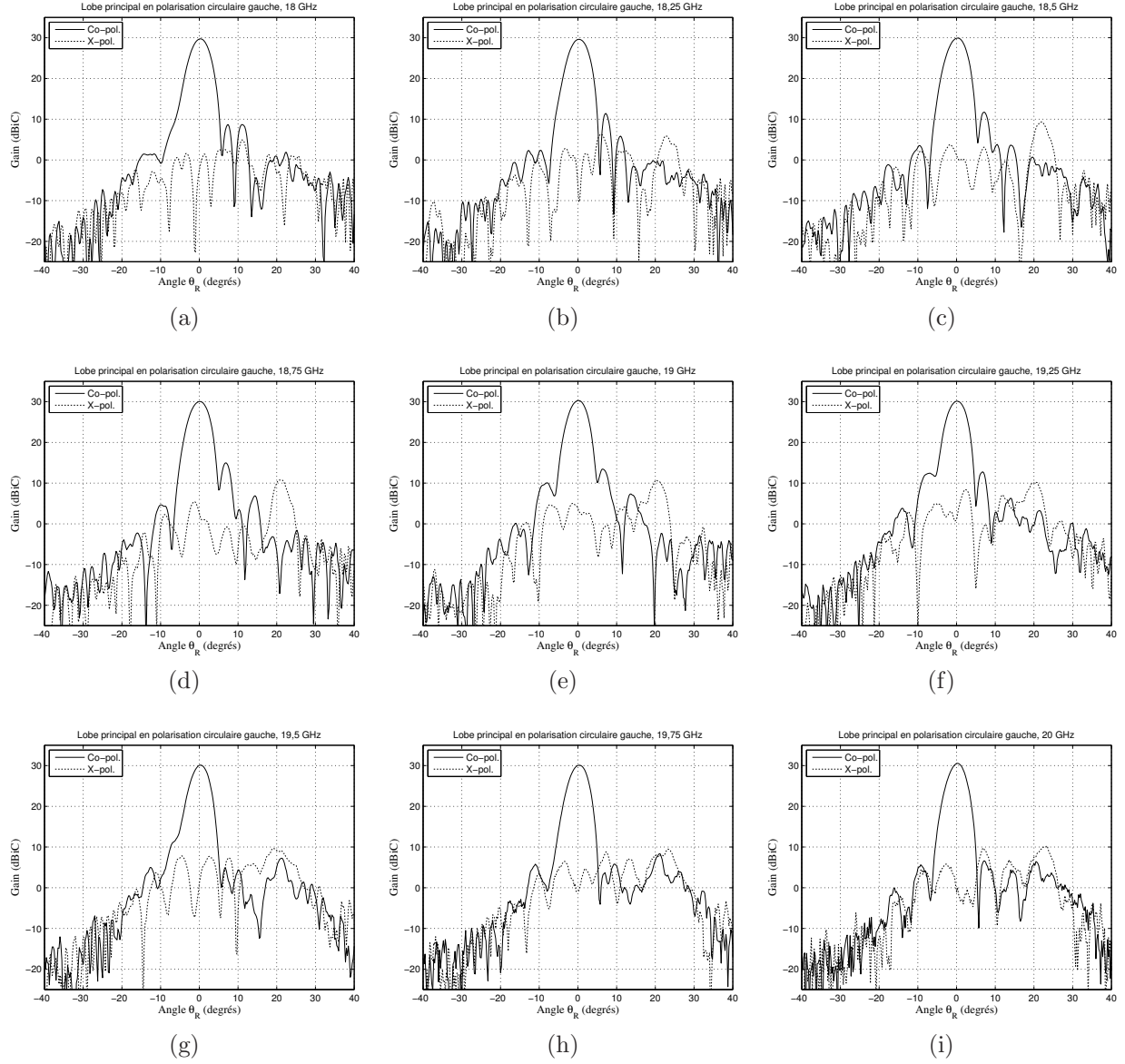


Figure A.1 Diagrammes de rayonnement du premier prototype de CP DGR (avec le polariseur linéaire) en polarisation circulaire gauche. Les diagrammes montrés le sont pour les fréquences entre 18 et 20 GHz avec un incrément de 0,5 GHz.

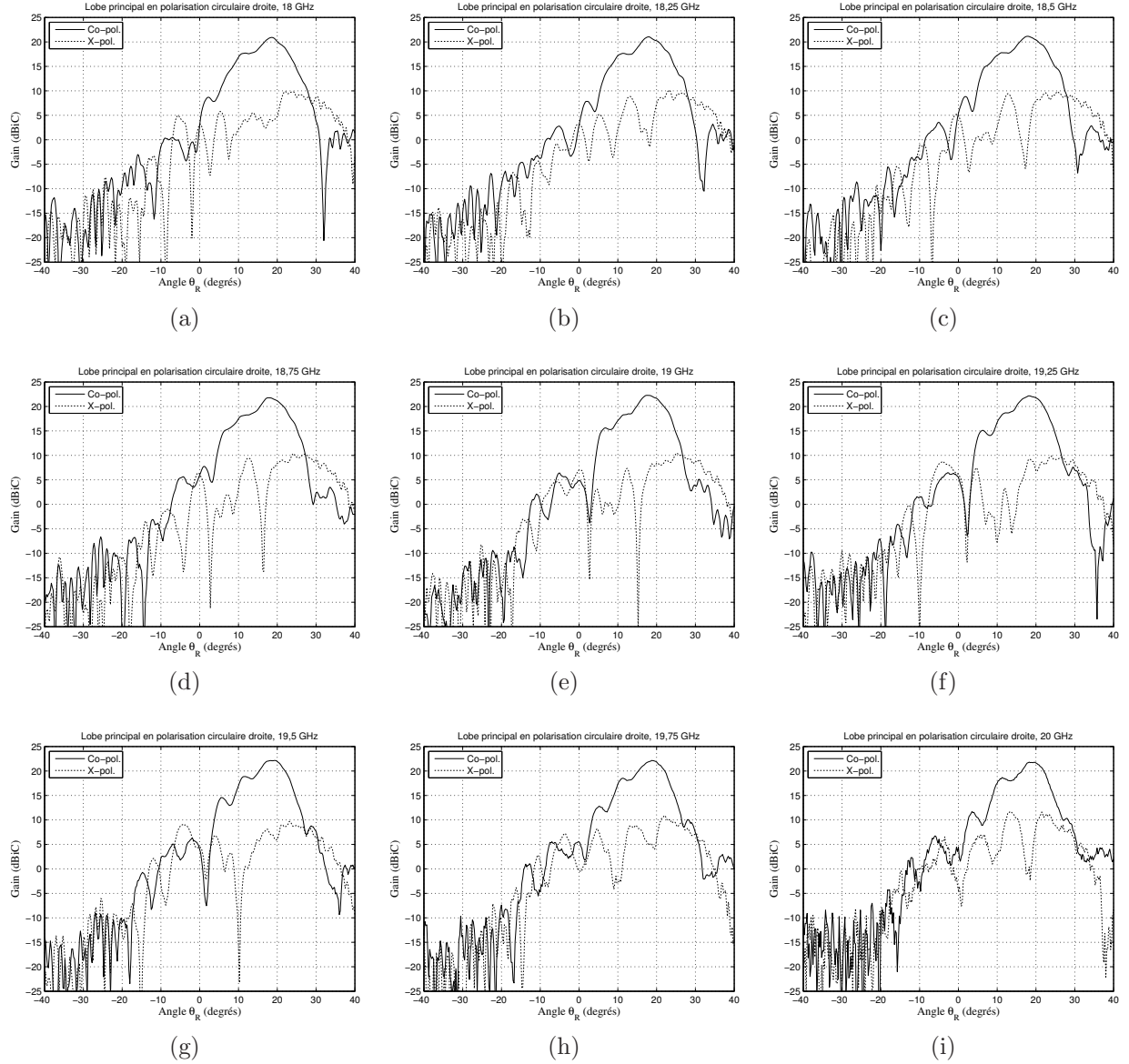


Figure A.2 Diagrammes de rayonnement du premier prototype de CP DGR (avec le polariseur linéaire) en polarisation circulaire droite. Les diagrammes montrés le sont pour les fréquences entre 18 et 20 GHz avec un incrément de 0,5 GHz.

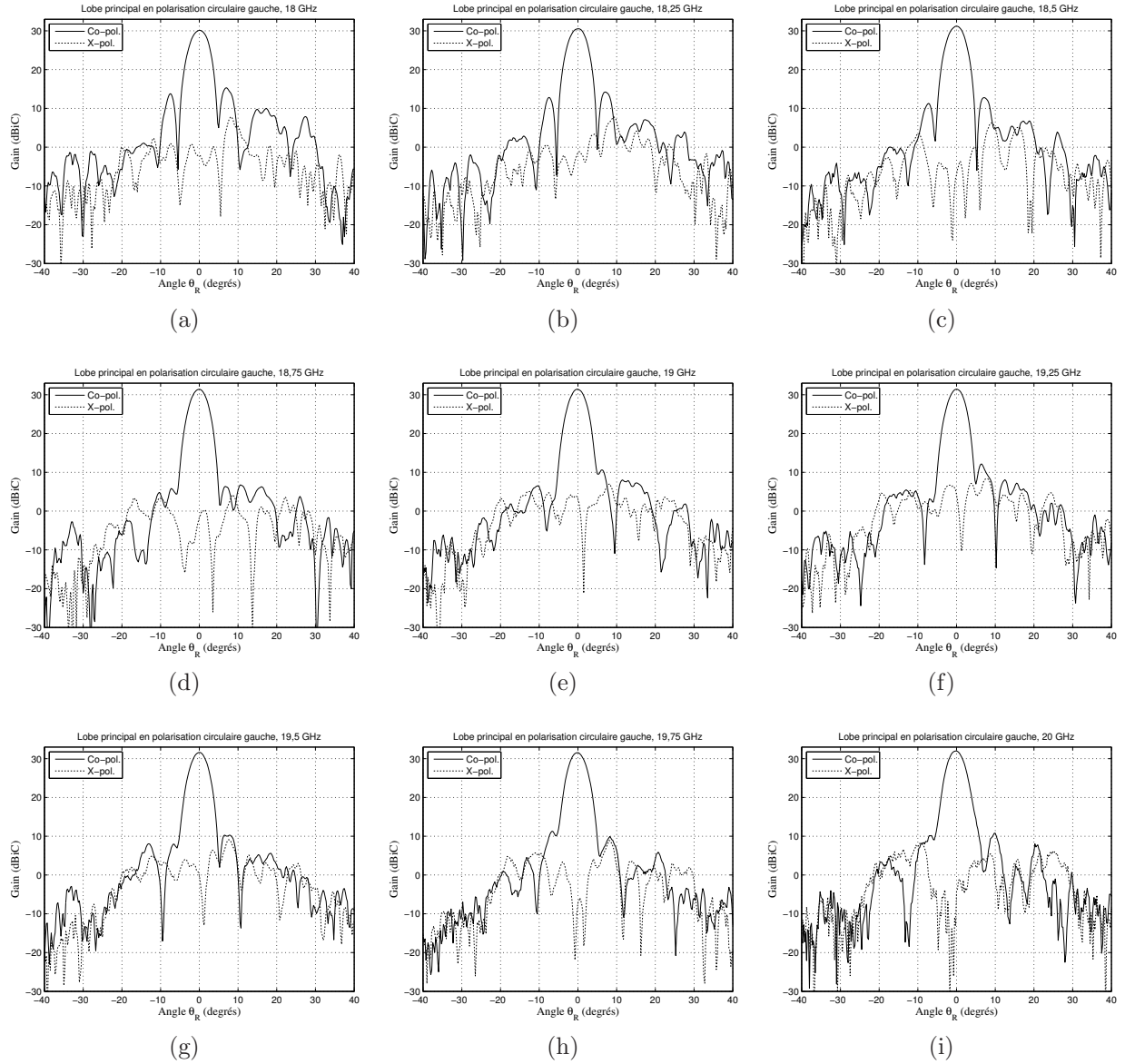


Figure A.3 Diagrammes de rayonnement du deuxième prototype de CP DGR (avec le réseau réflecteur) en polarisation circulaire gauche. Les diagrammes montrés le sont pour les fréquences entre 18 et 20 GHz avec un incrément de 0,5 GHz.

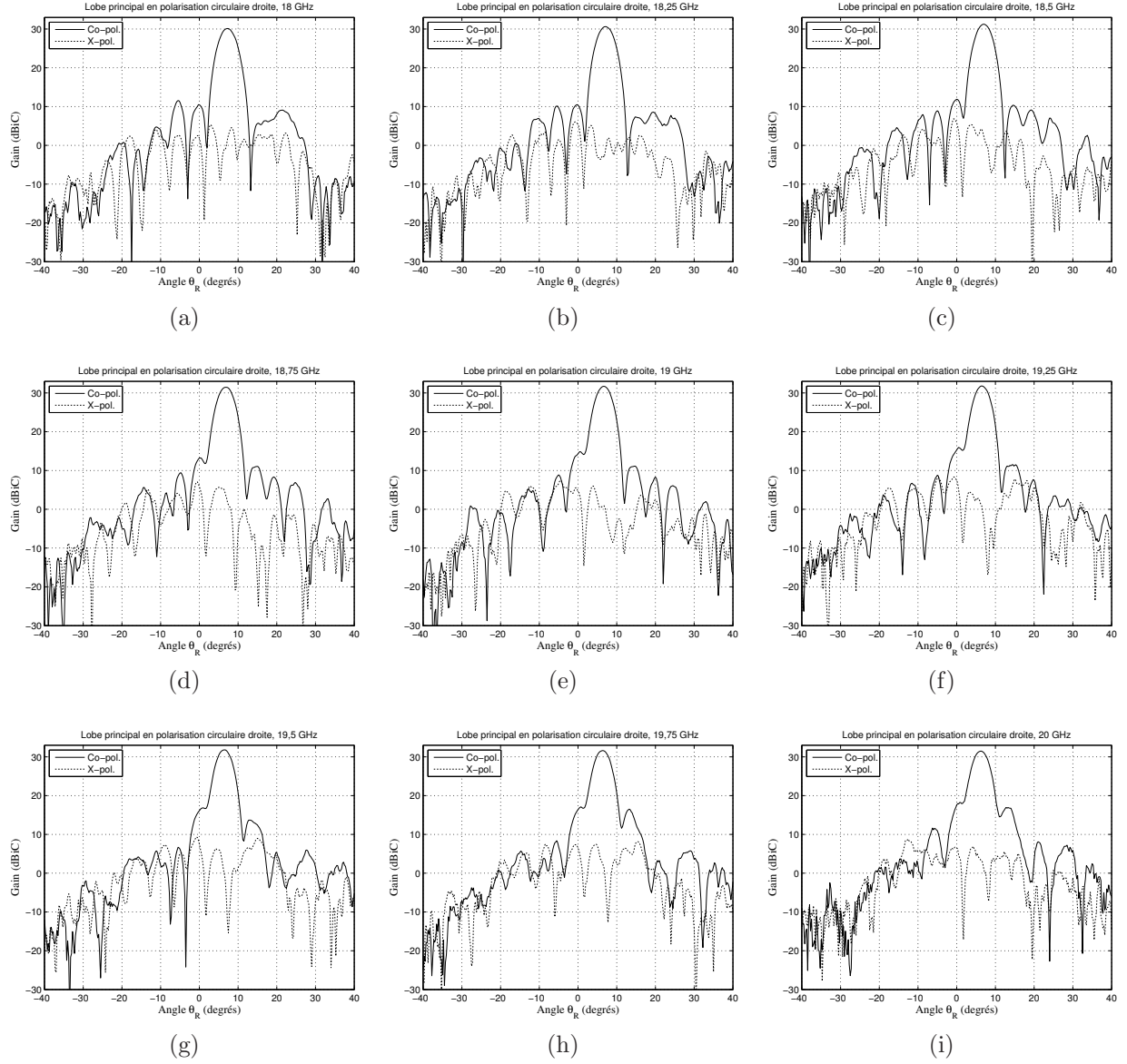


Figure A.4 Diagrammes de rayonnement du deuxième prototype de CP DGR (avec le réseau réflecteur) en polarisation circulaire droite. Les diagrammes montrés le sont pour les fréquences entre 18 et 20 GHz avec un incrément de 0,5 GHz.



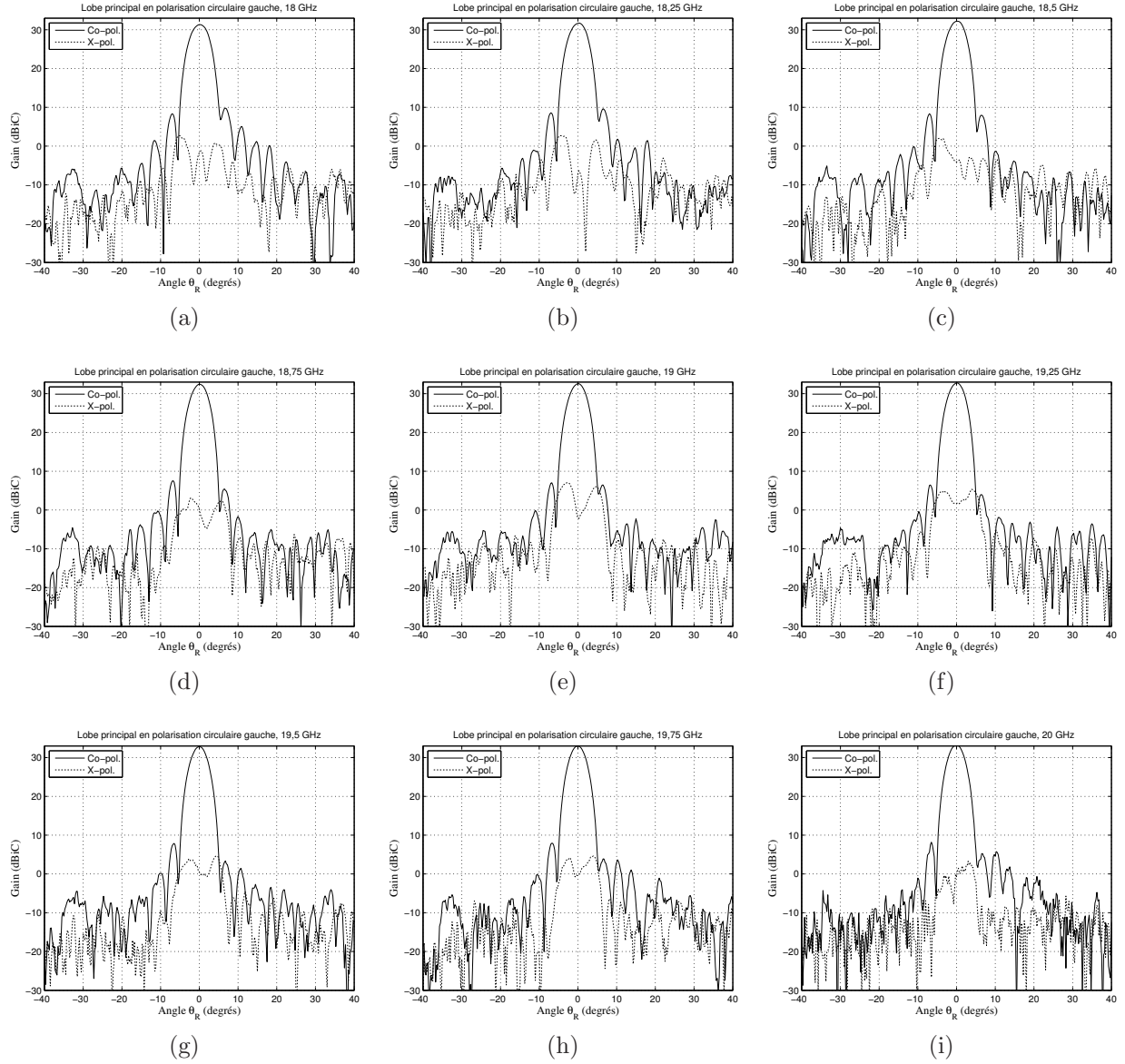


Figure A.5 Diagrammes de rayonnement du réflecteur parabolique seul en polarisation circulaire gauche. Les diagrammes montrés le sont pour les fréquences entre 18 et 20 GHz avec un incrément de 0,5 GHz.

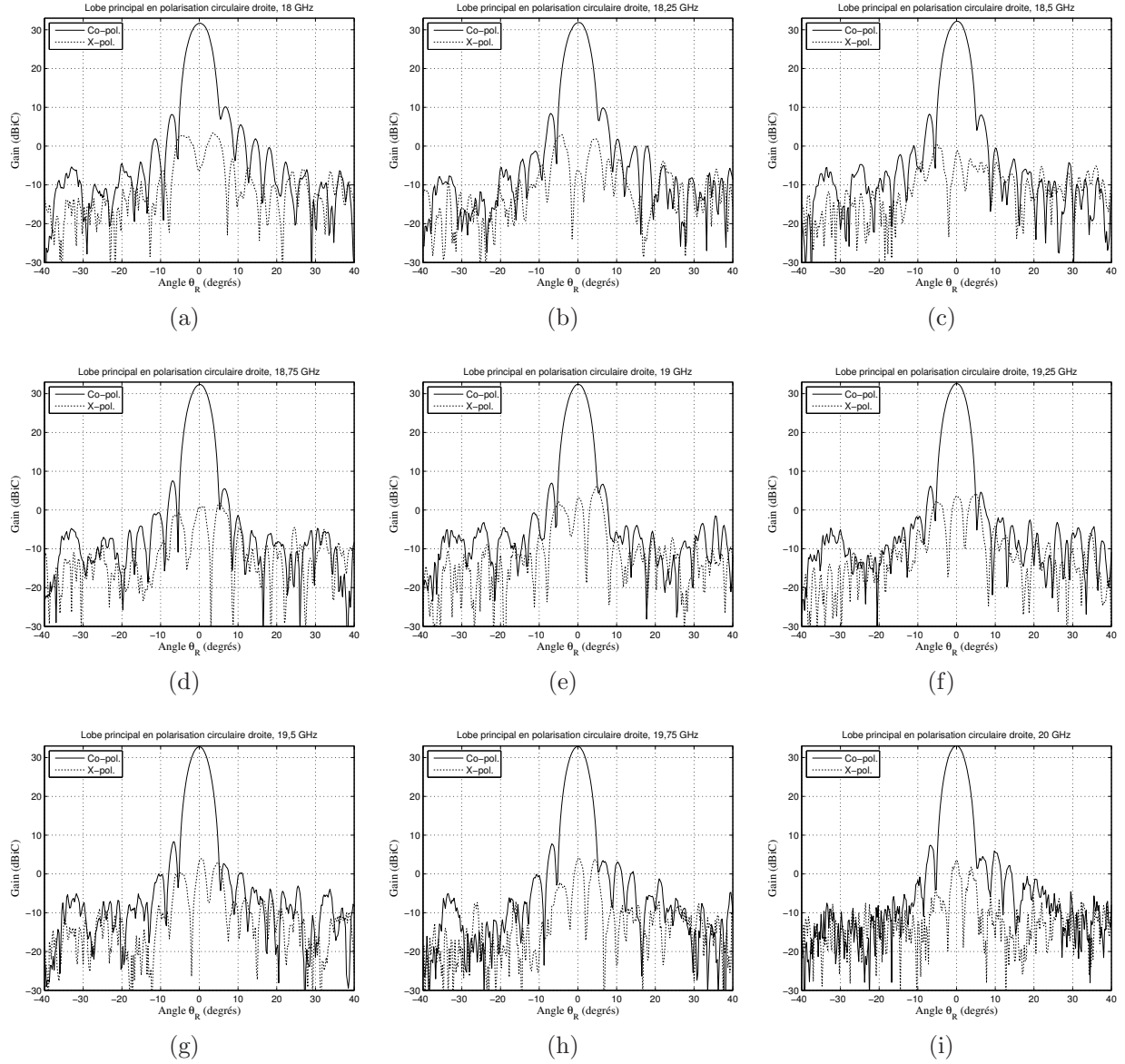


Figure A.6 Diagrammes de rayonnement du réflecteur parabolique seul en polarisation circulaire droite. Les diagrammes montrés le sont pour les fréquences entre 18 et 20 GHz avec un incrément de 0,5 GHz.

## ANNEXE B

### MÉTHODE POUR SIMULER UNE STRUCTURE PÉRIODIQUE DEVANT UNE ANTENNE À RÉFLECTEUR

Dans cette annexe, la méthode utilisée pour simuler le premier prototype du réflecteur bi-grille en polarisation circulaire est montrée. Elle pourrait être utilisée par un ingénieur voulant concevoir une antenne à réflecteur devant laquelle une ou plusieurs structures périodiques en deux dimensions seraient déposées. Les explications fournies supposent donc que le lecteur est familier avec les logiciels Ansys-HFSS et TICRA-GRASP.

#### Simulation d'antennes à réflecteur avec TICRA-GRASP

Le logiciel utilisé dans l'industrie spatiale pour concevoir et simuler différents types d'antennes satellites est GRASP produit par la compagnie TICRA. Cette suite logicielle est largement utilisée pour concevoir et analyser les antennes à réflecteur ayant différentes formes. GRASP utilise surtout la méthode de l'optique physique (*Physical Optic* ou PO) couplée à la théorie géométrique de la diffraction (*Geometrical Theory of Diffraction* ou GTD) pour analyser les différents types d'antennes. Toutefois, différentes méthodes numériques ont récemment été ajoutées, telle que la méthode des moments (*Method of Moment* ou MoM).

#### Importation de structures périodiques avec TICRA-GRASP

À l'exception des polariseurs linéaires (grilles) qui peuvent être simulés facilement dans GRASP, il est présentement très difficile de modéliser d'autres types de structures périodiques. Par conséquent, il a fallu utiliser HFSS pour modéliser le polariseur circulaire méandre et importer les résultats dans GRASP, dans lequel les réflecteurs sont définis. Il s'agit donc d'utiliser une surface dans GRASP, pour laquelle les paramètres de réflexion et de transmission peuvent être définis par l'utilisateur. Ainsi, la matrice GSM du polariseur circulaire calculée dans HFSS peut être exportée et transformée en un fichier *.tep* (à l'aide d'une routine simple écrite dans MatLab). Ensuite, ce fichier peut être importé dans GRASP pour définir les propriétés électriques (*Tabulated El.Prop.*) de la surface qui servira de polariseur circulaire.

Cette méthode fonctionne généralement bien, mais un important détail doit être considéré lors de sa mise en oeuvre. En fait, lorsqu'une surface est simulée dans HFSS avec la méthode des modes de Floquet, elle est soumise à une onde plane incidente provenant d'une direction

$(\theta_0, \phi_0)$  désirée. Cependant, dans le prototype du réflecteur bi-grille, le polariseur est soumis à une onde incidente sphérique (onde provenant du cornet). Ainsi, les rayons incidents à différents endroit sur le polariseur ont différents angles d'incidence. Dans le cas du prototype proposé dans le chapitre 5, les angles d'incidence varient entre  $\theta = -20^\circ$  et  $\theta = 20^\circ$ . Il faut donc faire plusieurs simulations dans HFSS, pour plusieurs angles différents. Lorsque les données sont importées par le logiciel GRASP, une interpolation est faite pour couvrir tous les angles d'incidence. Évidemment, plus il y a de mesures à différents angles, plus l'interpolation sera précise.

Après plusieurs essais, il a été déterminé qu'un polariseur méandre pouvait être modélisé assez fidèlement avec peu de mesures selon l'angle  $\theta$ . Toutefois, une grande quantité de mesures d'angles  $\phi$  doivent être prises. Ainsi, dans les simulations HFSS, l'angle  $\theta$  a été varié entre  $0^\circ$  à  $48^\circ$  avec un pas de  $12^\circ$  alors que l'angle  $\phi$  a été varié entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  avec un pas de  $3^\circ$ . La raison pour laquelle l'angle  $\theta$  va jusqu'à  $48^\circ$  est qu'il fallait avoir une marge de manoeuvre pour pouvoir simuler différentes configurations dans GRASP. Pour ce qui est des mesures de l'angle  $\phi$ , elles devraient normalement être prises jusqu'à  $360^\circ$ , mais étant donné la symétrie du méandre selon les axes  $x$  et  $y$  (sans tenir compte des translations dans le plan  $x - y$ ), il est possible de réduire les mesures au premier quadrant. Au total, il y a donc 155 angles d'incidence différents, donc 155 simulations ont dû être effectuées.

### Transfert des données du polariseur de HFSS à GRASP

Étant donné que les résultats des polariseurs simulés avec HFSS sont présentés sous la forme des modes de Floquet, la matrice GSM a la forme montrée dans l'équation 2.27 du chapitre 2. Toutefois, ce même polariseur simulé dans GRASP sera quant à lui caractérisé par ses coefficients de transmission ( $T$ ) et de réflexion ( $R$ ) selon les polarisations  $\theta$  et  $\phi$ , donc les vecteurs unitaires ne sont pas dans les mêmes directions que pour les modes  $TE_z$  et  $TM_z$ . La correspondance entre les deux représentations est donnée par l'expression B.1

$$\begin{bmatrix} \begin{bmatrix} R_1^{\phi,\phi} & R_1^{\phi,\theta} \\ R_1^{\theta,\phi} & R_1^{\theta,\theta} \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} T_2^{\phi,\phi} & T_2^{\phi,\theta} \\ T_2^{\theta,\phi} & T_2^{\theta,\theta} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} T_1^{\phi,\phi} & T_1^{\phi,\theta} \\ T_1^{\theta,\phi} & T_1^{\theta,\theta} \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} R_2^{\phi,\phi} & R_2^{\phi,\theta} \\ R_2^{\theta,\phi} & R_2^{\theta,\theta} \end{bmatrix} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \begin{bmatrix} -S_{11}^{1,1} & +S_{11}^{1,2} \\ +S_{11}^{2,1} & -S_{11}^{2,2} \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} +S_{12}^{1,1} & +S_{12}^{1,2} \\ +S_{12}^{2,1} & +S_{12}^{2,2} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} +S_{21}^{1,1} & -S_{21}^{1,2} \\ -S_{21}^{2,1} & +S_{21}^{2,2} \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} -S_{22}^{1,1} & -S_{22}^{1,2} \\ -S_{22}^{2,1} & -S_{22}^{2,2} \end{bmatrix} \end{bmatrix} \quad (\text{B.1})$$

où les indices indiquent les ports (1 ou 2) et les exposants numériques indiquent les modes de Floquet. Les modes 1 et 2 (notation utilisée dans HFSS) sont respectivement les modes  $TE_z$  et  $TM_z$ . Les signes des différents paramètres  $S$  sont quant à eux déterminés à l'aide des figures B.1a et B.1b.

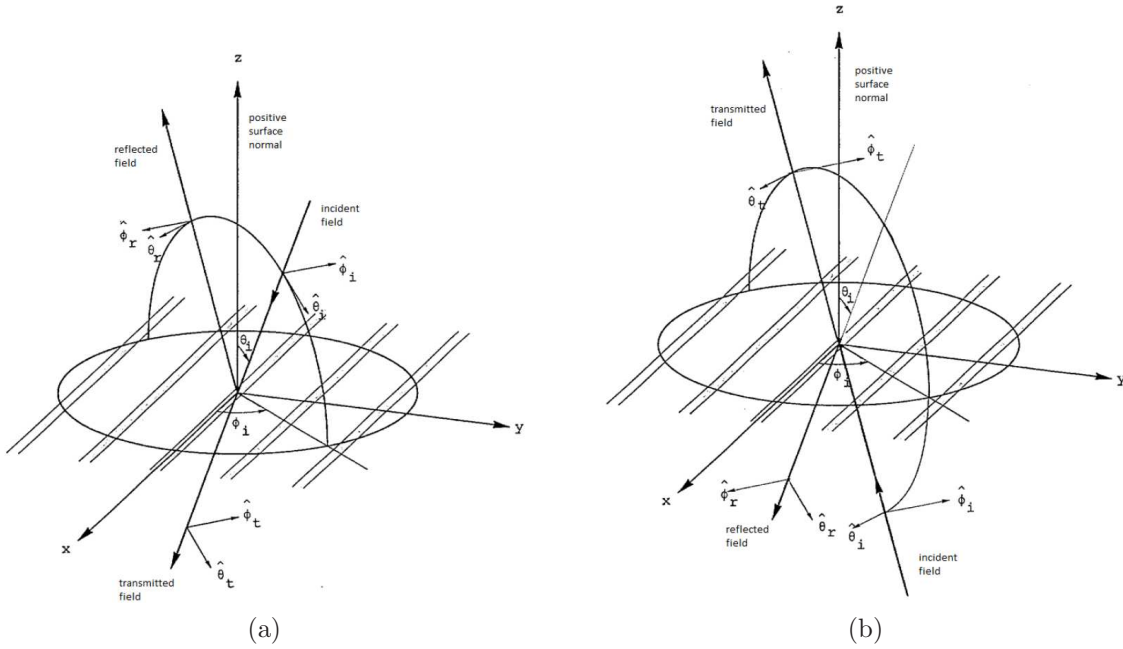


Figure B.1 Définition des polarisations pour une onde incidente sur une surface (a) provenant du port 1 et (b) provenant du port 2 (Source de la figure [125]).

Finalement, il est à noter que la forme des fichiers fournis par HFSS peut varier selon le format désiré (*.txt* ou autre) ainsi que selon la manière dont l'utilisateur décide de présenter les résultats. Toutefois, les fichiers *.tep* utilisés par GRASP doivent suivre une structure précise. Cette structure est décrite dans le document de référence [125] du logiciel.