



**HAL**  
open science

# Techniques de contrôle de la surface équivalente radar à l'aide de métasurfaces – Application à des surfaces à réflexion anormale ou à transition de propriétés en réflexion.

Matthieu Elineau

## ► To cite this version:

Matthieu Elineau. Techniques de contrôle de la surface équivalente radar à l'aide de métasurfaces – Application à des surfaces à réflexion anormale ou à transition de propriétés en réflexion.. Sciences de l'ingénieur [physics]. Insa Rennes, 2023. Français. NNT : . tel-04166825

**HAL Id: tel-04166825**

**<https://hal.science/tel-04166825>**

Submitted on 20 Jul 2023

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

COLLEGE MATHS, TELECOMS

DOCTORAL INFORMATIQUE, SIGNAL

BRETAGNE SYSTEMES, ELECTRONIQUE

**INSA**  
RENNES

# THESE DE DOCTORAT DE

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES  
APPLIQUEES RENNES

ECOLE DOCTORALE N° 601

*Mathématiques, Télécommunications, Informatique, Signal, Systèmes,  
Electronique*

Spécialité : *Electronique*

Par

**Matthieu ELINEAU**

**Techniques de contrôle de la surface équivalente radar à l'aide de  
métasurfaces – Application à des surfaces à réflexion anormale ou à  
transition de propriétés en réflexion**

Thèse présentée et soutenue à Rennes, le 6 janvier 2023

Unité de recherche : IETR (UMR CNRS 6164)

Thèse N° : 23ISAR 01 / D23 - 01

## Rapporteurs avant soutenance :

Muriel DARCES      Maîtresse de conférences HDR, Sorbonne Université  
Éric LHEURETTE      Professeur des universités, Université de Lille

## Composition du Jury :

Examineurs :	Vincent LAUR	Professeur des universités, Université de Bretagne Occidentale
	Muriel DARCES	Maîtresse de conférences HDR, Sorbonne Université
	Éric LHEURETTE	Professeur des universités, Université de Lille
	Fabrice BOUST	Conseiller émérite, ONERA
	Pascal PAGANI	Directeur de recherches HDR, CEA (encadrant)
	Renaud LOISON	Professeur des universités, INSA Rennes (directeur de thèse)

## Invité(s)

Philippe POULIGUEN	Responsable des ondes acoustiques et radioélectriques, DGA
Geneviève MAZE-MERCEUR	Directrice de recherche HDR, CEA (encadrant)
Stéphane MERIC	Maître de conférences HDR, INSA Rennes (co-directeur de thèse)
Raphaël GILLARD	Professeur des universités, INSA Rennes (encadrant)



*À mon grand-père*



## Remerciements

---

J'adresse en premier lieu mes remerciements à toutes les personnes que j'ai rencontrées au cours de ces travaux de thèse et qui ont, de près ou de loin, d'une façon ou d'une autre, contribué à leur bon déroulement.

Je remercie chaleureusement Renaud Loison d'avoir dirigé cette thèse avec toute la bienveillance qui permet à un doctorant de se sentir à l'aise du début à la fin du projet, techniquement et humainement. Je suis également très reconnaissant envers mes deux autres encadrants à l'IETR, Stéphane Méric et Raphaël Gillard qui ont su m'aiguiller à chacune de mes interrogations et avec qui chaque interaction a fait mûrir le projet et le doctorant. La synergie remarquable qui règne au sein de l'équipe de l'IETR permet à n'importe quel doctorant de progresser sereinement au cours de sa thèse.

J'ai eu la chance d'évoluer au CEA CESTA au cours de la dernière année de cette thèse. Je tiens à remercier Geneviève Mazé-Merceur et Pascal Pagani pour cette opportunité mais aussi pour le suivi de ce projet à travers leur prisme, apportant l'ensemble des discussions qui a joué un rôle essentiel dans les résultats proposés. Pascal, j'ai particulièrement apprécié travailler à tes côtés, que ce soit au sujet de l'effort fourni pour que mon installation se déroule parfaitement ou au sujet de nos discussions quotidiennes, formelles ou informelles.

Ce projet n'aurait connu aucun commencement sans le support de la DGA et de Philippe Pouliguen, que je remercie sincèrement. Il faut des acteurs qui placent leur confiance pour voir fructifier ce type de projet.

J'ai eu l'honneur de soutenir ma thèse devant un jury d'experts qui a porté son intérêt sur les travaux présentés, je les en remercie. Merci à Vincent Laur d'avoir accepté de présider ce jury ainsi qu'à Muriel Darces et Éric Lheurette pour avoir accepté de rapporter ce mémoire de thèse. Merci à Fabrice Boust d'avoir accepté de participer à ce jury, en soulevant des interrogations profondes au sujet des travaux menés. L'ensemble des discussions menées, que ce soit à travers les rapports ou au cours des échanges lors de la soutenance, a été stimulant.

Les travaux menés ont abouti à la réalisation d'objets à mesurer. Je tiens à remercier la société Protecno et Kyrian Mear pour leurs implications dans la fabrication des nombreux objets réalisés. Mes remerciements vont aussi à Guillaume Cartesi et Olivier Raphel au CEA CESTA, qui maîtrisent la plateforme de mesure qui nous a permis de mener les validations expérimentales. Leur expertise a joué un rôle déterminant dans l'aboutissement des travaux.

Je remercie l'ensemble des personnes que j'ai pu côtoyer pendant mon séjour au CEA et particulièrement le labo LCGF au sein duquel j'ai passé mes journées. J'ai beaucoup apprécié le regard porté sur ces travaux de thèse, particulièrement en fin de projet où des échanges qui se sont avérés cruciaux se

sont tenus.

J'ai passé les deux premières années de thèse à l'IETR de l'INSA de Rennes où j'ai rencontré un grand nombre de personnes avec qui j'ai passé d'excellents moments. Ce nombre est trop important pour que je me risque à l'exercice périlleux d'en dresser une liste exhaustive. Aussi, je remercie chaleureusement l'ensemble des stagiaires, doctorants, post-docs, personnels et permanents avec qui j'ai pu interagir, dans un bureau, sur un pas de porte, dans un couloir ou à la cafétéria. Ces moments contribuent, sans aucun doute, au bon déroulement d'une thèse.

Merci à mes amis qui ont, comme ils ont toujours su le faire, maintenu la bulle de confort qui rend l'aventure plus fleuve. Votre présence en nombre au moment de la soutenance a joué un rôle crucial dans son bon déroulement. Ces trois années m'ont aussi permis de nouer des liens d'amitié sincères à l'IETR, avec dans certains cas le soutien spécifique supplémentaire de doctorant à doctorant.

Mes derniers remerciements vont à ma famille qui m'a toujours encouragé dans la poursuite de chacun de mes projets, invariablement. Je remercie ma mère et ma sœur pour m'avoir supporté mes dix-huit premières années, on pourra dire que ça valait le coup. J'éprouve une profonde fierté à avoir pu vous présenter ce travail. Sarah, le soutien inconditionnel que tu as eu à mon égard est au final l'acteur le plus important de cette réussite.

# Sommaire

---

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Contrôle de la réflexion électromagnétique à l'aide de métasurfaces</b>	<b>3</b>
1.1 Introduction	3
1.2 Lois de la réflexion généralisée	3
1.2.1 Loi de Snell-Descartes généralisée : approche physique intuitive	3
1.2.2 Réflexion électromagnétique : écriture des champs	6
1.2.3 Réflexion anormale d'une onde plane sur un plan	8
1.3 Métasurfaces	12
1.3.1 Concepts généraux	12
1.3.2 Genèse : de l'optique de transformation aux métasurfaces	13
1.3.3 Exemples de métasurfaces et applications associées	15
1.3.4 État de l'art des métasurfaces pour la manipulation de front d'onde	16
1.3.5 Limites des métasurfaces et tendances actuelles	19
1.4 Métasurfaces pour la furtivité radar	20
1.4.1 Définition de la surface équivalente radar	20
1.4.2 Équation radar	22
1.4.3 Domaines fréquentiels	22
1.4.4 Problématiques de furtivité	23
1.4.5 État de l'art des métasurfaces appliquées à la furtivité radar	24
1.5 Conclusion	26
<b>2 Outils de modélisation de surfaces réfléchissantes</b>	<b>27</b>
2.1 Introduction	27
2.2 Modèle analytique de rayonnement	27
2.2.1 Rayonnement d'une cellule déphaseuse	27
2.2.2 Rayonnement d'un réseau de cellules déphaseuses	30
2.3 Éléments d'analyse de Floquet	33
2.3.1 Situation de base et série de Floquet	33
2.3.2 Modes de Floquet	34
2.4 Validations	35
2.4.1 Plaque diélectrique	35
2.4.2 Métasurface à gradient de phase linéaire	39
2.5 Conclusion	43

<b>3</b>	<b>Réduction du rayonnement parasite d'une métasurface à réflexion anormale</b>	<b>45</b>
3.1	Introduction	45
3.2	Identification des directions de rayonnement parasite	45
3.2.1	Origine des rayonnements parasites	45
3.3	Méthode d'optimisation en environnement de Floquet	47
3.3.1	L'environnement de simulation de type Floquet	47
3.3.2	Exploitation de la matrice de couplage des modes	48
3.3.3	Stratégie d'optimisation	49
3.4	Résultats d'optimisation	50
3.4.1	Performances de la surface optimisée	50
3.4.2	D'autres cas d'étude	52
3.5	Réalisations et mesures	57
3.6	Conclusion	59
<b>4</b>	<b>Réduction de la SER d'objets à transition de coefficient de réflexion</b>	<b>61</b>
4.1	Introduction	61
4.2	Description de l'objet d'étude et des objectifs	61
4.2.1	Forme générale des objets d'étude	61
4.2.2	Forme simplifiée des objets d'étude	62
4.2.3	Définition de la contrainte	63
4.3	Stratégie de résolution	64
4.3.1	Diagramme de synthèse	64
4.3.2	Description de la méthode d'optimisation	65
4.3.3	Synthèse de la solution	66
4.3.4	Alternatives possibles	67
4.4	Structures retenues, optimisations et simulations	68
4.4.1	Cas 1	68
4.4.2	Cas 2	71
4.4.3	Cas 3	73
4.4.4	Cas 4	74
4.4.5	Cas 5	77
4.4.6	Cas 6	78
4.5	Étude de sensibilité aux tolérances de fabrication	80
4.6	Conclusion	83
<b>5</b>	<b>Validations expérimentales</b>	<b>85</b>
5.1	Introduction	85
5.2	Dispositif expérimental	85
5.2.1	L'arche 3D en configuration monostatique	85
5.2.2	L'arche 3D en configuration bistatique	85
5.2.3	Calibrage	86
5.2.4	Filtrage spatial	88
5.3	Objets réalisés	91
5.3.1	Méthode de construction des objets	91
5.3.2	Caractéristiques de chaque cas	92
5.4	Résultats de mesures	96
5.4.1	Cas 1	96
5.4.2	Cas 2	98
5.4.3	Cas 3	100
5.5	Conclusion	102
	<b>Conclusion générale</b>	<b>103</b>

<b>A</b>	<b>Discussion sur des effets de périodicité</b>	<b>I</b>
A.1	Montée en fréquence . . . . .	I
A.2	Rupture de périodicité . . . . .	II
A.3	Périodicités d'ordre supérieur . . . . .	II
<b>B</b>	<b>Données de mesure supplémentaires : métasurface à réflexion anormale</b>	<b>III</b>
<b>C</b>	<b>Tableau récapitulatif des optimisations de transitions diélectriques</b>	<b>VII</b>
<b>D</b>	<b>Étude de sensibilité aux tolérances de fabrication : cas 2, 4 et 5</b>	<b>IX</b>
<b>E</b>	<b>Publications</b>	<b>XI</b>
	Liste des figures	XIII
	Liste des tableaux	XVII
	Bibliographie	XIX



## Introduction générale

---

Les ondes radar (*radio detection and ranging*) peuvent être utilisées pour évaluer certaines propriétés d'un objet comme sa position, sa forme ou encore sa vitesse. À l'aide de ces dernières, on peut sonder l'agencement des bâtiments dans une ville ou encore suivre tout type d'objets ou véhicules (terrestres, aériens, maritimes) pour des applications civiles ou de défense. On peut chercher à améliorer les performances dans la détection de ce type d'objets ou dans une dynamique inverse améliorer les performances dans la discrétion des objets. En pratique, cela revient à contrôler ce que l'on appelle sa SER (surface équivalente radar) qui se déduit d'une mesure de la puissance réfléchi par cet objet dans une direction donnée. Un objet éclairé par des ondes radar peut par exemple les réfléchir, les diffracter, les propager le long de sa surface pour les ré-émettre. Les possibilités sont nombreuses et peuvent rendre le problème complexe.

Traditionnellement, les techniques de réduction de SER s'orientent vers des méthodes qui consistent à travailler sur la forme d'un objet ou à utiliser des matériaux absorbants volumiques. Une alternative prometteuse pourrait provenir d'un domaine de recherche récent : les métasurfaces. Ce sont des structures pseudo-périodiques et fines à l'échelle de la longueur d'onde du rayonnement considéré. Elles ont pour but de ramener le comportement électromagnétique d'un objet à la seule description d'une propriété surfacique. C'est d'un intérêt particulier si l'on souhaite s'en servir comme un revêtement pour contrôler ce que réfléchit un objet éclairé par une onde radar. L'enjeu est alors de faire en sorte que la propriété surfacique décrite par la métasurface agisse sur le rayonnement incident pour produire la réflexion voulue. Les types de contrôles que l'on peut imaginer sont nombreux : choisir arbitrairement les directions de réflexion, absorber certaines fréquences, modifier la polarisation d'un rayonnement par exemple. Tout cela nous encourage à chercher un moyen de *contrôler la SER d'un objet en le revêtant de métasurfaces*. C'est la problématique dans laquelle s'inscrivent ces travaux de thèse.

Deux applications particulières de contrôle de la SER sont proposées dans ces travaux et représentent les objectifs principaux de la thèse. La première application exploite les périodicités que peuvent exhiber les métasurfaces pour maximiser le rayonnement dans une direction arbitraire, tout en minimisant le rayonnement dans les directions des lobes secondaires parasites. La seconde application exploite les métasurfaces pour réduire, dans une large bande angulaire, la SER d'un objet qui présente une transition dans ses propriétés en réflexion. Un objectif commun à ces deux applications est de proposer un modèle qui décrit suffisamment bien le rayonnement de ces structures et est en même temps suffisamment simple pour s'insérer dans un processus d'optimisation.

Le premier chapitre de ce document introduit les notions associées à la réflexion électromagnétique dans sa version généralisée. Ces notions sont nécessaires pour aborder le domaine des métasurfaces pour la réflexion électromagnétique, pour lequel on dressera un état de l'art. On complète ce chapitre en positionnant le domaine des métasurfaces vis-à-vis de notre problématique de contrôle de SER. On constatera que les métasurfaces peuvent résoudre certains problèmes liés à la SER mais peinent à pro-

poser des solutions compatibles avec les contraintes opérationnelles. Ces contraintes seront respectées durant ces travaux.

Le second chapitre introduit d'abord les outils de modélisation de structures planes, utilisés au cours de ces travaux. La modélisation de chaque objet étudié s'accompagne d'un ensemble d'hypothèses. Ce chapitre les rassemble toutes en les argumentant et en décrivant leurs conséquences. Deux outils analytiques seront introduits : un outil de calcul du rayonnement des métasurfaces ainsi que des éléments de l'analyse de Floquet. Le premier outil intervient dans la totalité des études présentées, pour de la simple modélisation ou pour des techniques d'optimisation. Le second outil est spécifique à l'étude des structures périodiques. Les outils de simulation rigoureuse utilisés pour calculer le rayonnement des objets étudiés seront eux aussi présentés dans ce chapitre. Dans ce cas, il seront aussi exploités pour valider la pertinence des modèles analytiques, en confrontant leurs résultats pour deux premiers cas simples : une lame diélectrique et une métasurface à loi de phase linéaire. La première métasurface de ces travaux est alors conçue pour détailler les éléments qui régissent son processus de synthèse. Au final, ce chapitre pose les principes de base des modélisations, optimisations, synthèses et simulations qui interviennent dans tous les travaux menés.

Le troisième chapitre s'ouvre sur une limite apparente de l'outil de calcul de rayonnement introduit dans le second chapitre. La métasurface à loi de phase linéaire n'est pas bien modélisée par cet outil seul. Ce chapitre montre comment l'exploitation de l'analyse de Floquet peut s'adjoindre à ce premier outil analytique pour correctement modéliser la structure. Le nouvel outil hybride donne une nouvelle vision de la structure et de ses propriétés en termes de SER. Cette vision est d'une grande simplicité et permet de décrire la structure avec un nombre restreint de paramètres. C'est une occasion de l'exploiter à travers un processus d'optimisation. Ce troisième chapitre propose alors une application de cette optimisation en termes de réduction du niveau d'une réflexion parasite. La méthode est décrite en détail puis exploitée sur plusieurs cas pour être éprouvée en simulation rigoureuse, vérifiant sa répétabilité. Elle est au final validée à travers une mesure en SER.

Le quatrième chapitre propose une approche différente du contrôle de la SER. Le besoin correspond à une situation opérationnelle spécifique dans laquelle un objet présente à sa surface une transition dans ses propriétés en réflexion. La solution proposée réside dans l'utilisation d'une couche de métasurface pour contrôler la SER d'un tel objet. De la même façon que dans les premiers travaux, l'objet sera modélisé à l'aide des outils analytiques introduits au second chapitre. Comme pour le troisième chapitre, l'exploitation de ces outils rend à nouveau possible l'utilisation d'une méthode d'optimisation pour réduire la SER de la structure étudiée sur une bande angulaire spécifiée, à une fréquence donnée. Le problème rendu simple à résoudre permet l'étude de cas à géométries, topologies et matériaux variables. L'exploration de ces différents cas permet de mettre en évidence les possibilités et les limites de la méthode.

Le dernier chapitre achève l'étude entamée dans le quatrième chapitre par une validation expérimentale des divers cas étudiés. Les métasurfaces sont mises en œuvre et leurs méthodes de réalisation détaillées. Les moyens de mesure et les méthodes d'exploitation des résultats sont aussi décrits dans ce chapitre. Les structures sont finalement soumises à une mesure de SER pour éprouver leur capacité de contrôle de SER et vérifier la pertinence des outils de modélisation utilisés précédemment.

# Chapitre 1

## Contrôle de la réflexion électromagnétique à l'aide de métasurfaces

---

### 1.1 Introduction

Le titre de ce chapitre rappelle la problématique qui a été proposée en introduction. Dans son énoncé actuel, le problème est vaste. Il est proposé ici de fournir les notions nécessaires pour l'aborder tout en précisant progressivement la problématique. La section 1.2 pose les bases du concept de réflexion d'une onde électromagnétique dans sa version généralisée. Elle introduit les notions de discontinuité de phase, puis de coefficient de réflexion. La dernière sous-section montre comment ces deux notions sont liées au travers d'un exemple de réflexion anormale. Une fois le concept de réflexion anormale abordé, celui de métasurface vient naturellement ensuite. La section 1.3 décrit alors l'état de l'art du concept de métasurface en le resserrant autour des problématiques de réflexion. Dans le cadre de ce travail, le contrôle de la réflexion est associé à la furtivité radar. La section 1.4 décrit donc les notions élémentaires de SER (surface équivalente radar) et les problématiques spécifiques liées à la furtivité radar. Elle montre quel rôle peuvent jouer les métasurfaces dans ce contexte.

### 1.2 Lois de la réflexion généralisée

Une première étape possible vers le contrôle de la réflexion électromagnétique peut consister en l'introduction des lois de la réflexion généralisée. Cette section propose d'abord une approche intuitive aboutissant à l'écriture d'une loi de phase pour ensuite écrire les lois associées aux grandeurs physiques que sont le coefficient de réflexion et l'impédance de surface. Ces définitions, très usuelles pour les techniques liées aux métasurfaces, seront au cœur de la description des objets d'étude.

#### 1.2.1 Loi de Snell-Descartes généralisée : approche physique intuitive

À travers deux exemples simples et intuitifs, cette section discute la notion de discontinuité de phase, à la base de l'écriture des lois de la réflexion généralisée. Pour introduire la notion de discontinuité de phase, il est en fait plus pratique d'utiliser la réfraction de la lumière, lors d'un changement de milieu de propagation. Le raisonnement pourra être amorcé avec ce phénomène dans un premier temps et les résultats obtenus transposés au cas de la réflexion dans la suite.

#### Le maître nageur de Richard Feynman

Un problème introduit par Richard Feynman à ses élèves [1] est parfois utilisé pour introduire de manière intuitive les lois de la réflexion généralisée [2]. Ce problème, illustré à l'aide de la figure 1.1, s'énonce de la façon suivante : un maître nageur surveille un rivage côtier et aperçoit en mer un baigneur sur le point de se noyer, qu'il faut secourir le plus vite possible. Il est certes bon nageur, mais il n'en reste pas moins qu'il court plus vite qu'il ne nage. Il doit donc traverser la plage et définir un point d'entrée dans

l'eau, optimal, de sorte qu'en s'écartant du chemin direct entre lui et l'homme se noyant, il augmente la distance totale parcourue en profitant d'une distance courue augmentée pour une distance nagée réduite.

Si le point d'entrée du chemin "direct" est déporté vers le point d'entrée du chemin "extrême", la distance courue augmente alors que la distance nagée diminue. Il est bien entendu inutile de choisir un point au-delà de celui correspondant au chemin extrême qui aurait pour conséquence d'allonger les deux distances. Ce point extrême correspond d'ailleurs au meilleur point d'entrée si la vitesse de course est infiniment grande devant la vitesse de nage. Ces considérations faites, on conclut que le point d'entrée correspondant au chemin optimal est forcément quelque part entre les points d'entrée des chemins direct et extrême.

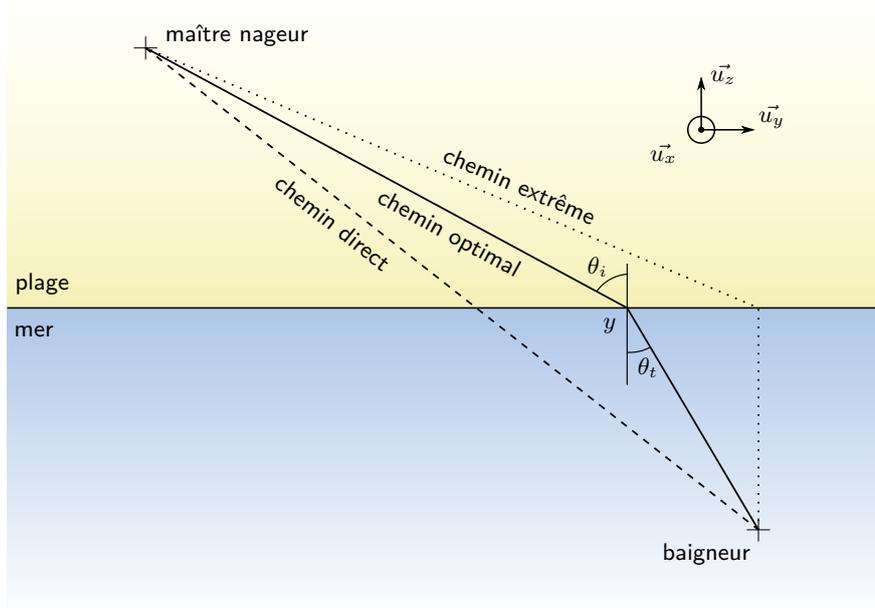


FIGURE 1.1 – Configuration du maître nageur de Feynman, qui l'oblige à sélectionner le chemin qui réduit au minimum la durée du trajet. On indique les angles d'incidence,  $\theta_i$ , et de transmission,  $\theta_t$ .

Un repère complet est représenté pour faciliter les correspondances avec des éléments introduits plus tard, mais seule la direction  $\vec{u}_y$  est utile pour le moment. En plaçant un axe le long de l'interface et un point courant  $y$  sur l'axe formé par l'interface, on peut écrire le temps  $\Delta t$  qu'il faut au maître nageur pour rejoindre le baigneur en fonction de la position de ce point et des vitesses courue ( $v_{\text{plage}}$ ) et nagée ( $v_{\text{mer}}$ ). Résoudre le problème revient à minimiser cette fonction  $\Delta t(y)$  pour un couple de vitesses donné. Ce minimum est obtenu pour une dérivée de  $\Delta t(y)$  nulle, ou, autrement dit, quand  $\Delta t(y)$  sera stationnaire pour une petite variation  $dy$ . Résoudre  $\frac{d}{dy}\Delta t(y) = 0$  aboutit à

$$\frac{\sin(\theta_i)}{v_{\text{plage}}} = \frac{\sin(\theta_t)}{v_{\text{mer}}} \quad (1.1)$$

qui est la loi de Snell-Descartes pour la réfraction de la lumière, en écrivant que la vitesse de la lumière dans un milieu d'indice de réfraction  $n$  est le rapport  $\frac{c}{n}$  où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

Pour introduire la notion de discontinuité de phase, un mur de hauteur variable  $h(y)$  peut être ajouté sur le chemin du maître nageur, à l'endroit où le sable et la mer se rencontrent. Son point d'entrée  $y$  s'en retrouve alors encore modifié, il doit prendre en compte le temps qu'il lui faut pour escalader ce mur. En effet, il pourrait s'avérer plus avantageux de s'écartier du chemin initialement prévu (si le mur n'était pas là) pour aller gravir ce mur à un endroit où il est plus bas. Il faut à nouveau calculer une fonction de coût  $\Delta t$  qui prend en compte le temps qu'il faut pour escalader le mur en fonction de sa hauteur  $h(y)$ .

L'ajout de ce mur dans le problème du maître nageur est exactement analogue à l'ajout d'une discontinuité de phase pour un problème de réfraction de la lumière : la trajectoire du maître nageur est un rayon lumineux et la hauteur du mur à l'endroit d'un point d'entrée est la valeur locale d'un saut de phase. Ce second problème est expliqué dans la suite.

### Discontinuité de phase et principe de Fermat

Le problème a été généralisé avec l'ajout du mur : il peut être résolu en utilisant les mêmes considérations que dans le paragraphe précédent, transposées à la lumière et en utilisant le principe de Fermat. En fait, il a déjà été évoqué en écrivant "quand  $\Delta t(y)$  sera stationnaire pour une petite variation  $dy$ ", car une formulation rigoureuse de ce principe peut-être : "la phase totale (qui peut être assimilée à un retard) accumulée par la lumière le long de deux chemin optiques différents d'une quantité infinitésimale est stationnaire". La lumière est un parfait maître nageur. La figure 1.2 représente un problème de réfraction avec une discontinuité de phase qui permet d'utiliser le principe de Fermat. Cette représentation permet d'explicitier le calcul mené dans [3].

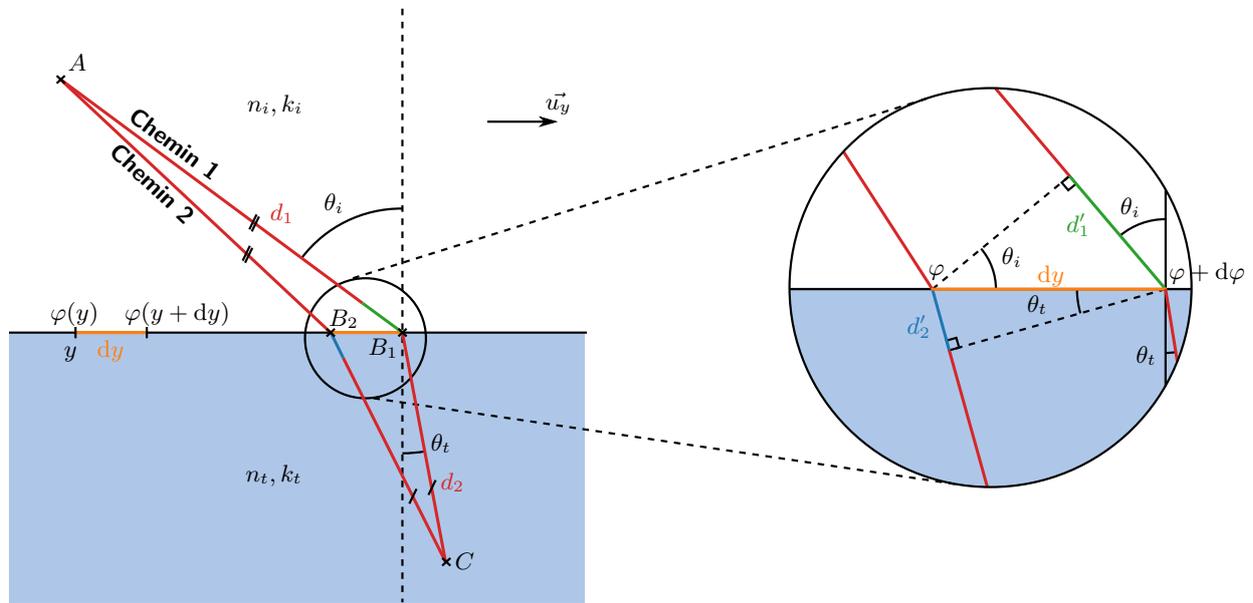


FIGURE 1.2 – Application du principe de Fermat. La représentation de la quantité  $dy$  est volontairement exagérée et la partie droite est une vue élargie des environs de cette quantité pour détailler les distances intermédiaires  $d'_1$  et  $d'_2$  utiles au calcul. À l'endroit de l'interface est présente une discontinuité de phase : la phase de la lumière qui frappe l'interface en cet endroit est incrémentée de  $\varphi$ .

Elle montre deux chemins optiques différents d'un quantité infinitésimale  $dy$ , qui rencontrent une discontinuité de phase  $\varphi(y)$  différente. En appliquant le principe de Fermat, la lumière se propageant avec un nombre d'onde  $k_i$  (avant réfraction) puis  $k_t$  (après réfraction) doit accumuler la même phase le long de deux chemins. La phase accumulée le long de chaque chemin s'écrivant :

**Chemin 1** La lumière accumule  $d_1 k_i + d'_1 k_i$  de  $A$  à  $B_1$ , puis récupère la valeur du saut de phase  $\varphi(y + dy) = \varphi(y) + d\varphi$  en  $B_1$  et enfin accumule  $d_2 k_t$  de  $B_1$  à  $C$ . Donc au total,

$$\varphi_1 = (d_1 + d'_1)k_i + d_2 k_t + \varphi(y) + d\varphi. \quad (1.2)$$

**Chemin 2** La lumière accumule  $d_1 k_i$  de  $A$  à  $B_2$  puis récupère la valeur du saut de phase  $\varphi(y)$  en  $B_2$  et enfin accumule  $d'_2 k_t + d_2 k_t$  de  $B_2$  à  $C$ . Donc au total,

$$\varphi_2 = d_1 k_i + (d_2 + d'_2)k_t + \varphi(y). \quad (1.3)$$

En égalisant  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  en vertu du principe de Fermat, il vient

$$\varphi_1 = \varphi_2 \Rightarrow d'_1 k_i - d'_2 k_t + d\varphi = 0. \quad (1.4)$$

Il suffit de réécrire  $d'_1$  et  $d'_2$  à l'appui de la figure 1.2. Ainsi  $d'_1 = \sin(\theta_i)dy$  et  $d'_2 = \sin(\theta_t)dy$ , ce qui donne directement

$$k_t \sin(\theta_t) - k_i \sin(\theta_i) = \frac{d\varphi}{dy}. \quad (1.5)$$

Une approche tout à fait intuitive a permis de retrouver la loi de la réfraction généralisée. Ce qu'il est important de remarquer ici, c'est qu'une grandeur,  $\frac{d\varphi}{dy}$ , agit sur les incidences des chemins optiques et c'est la forme que prend la discontinuité de phase. Ce gradient pilote les directions de propagation. On a simplement travaillé dans un seul plan pour simplifier la discussion, mais on peut retrouver une mise en équation complète à l'aide du principe de Fermat dans [4], ce sont donc les lois généralisées de Snell-Descartes à trois dimensions.

### 1.2.2 Réflexion électromagnétique : écriture des champs

Dans cette section, au-delà du fait de se placer dans le cadre d'un phénomène de réflexion, une étape supplémentaire est franchie, en ne se limitant plus au tracé de rayons mais en écrivant rigoureusement les champs électromagnétiques associés au rayonnement. Cette étape intermédiaire est nécessaire pour introduire les notions de coefficient de réflexion  $\Gamma$  et d'impédance de surface  $Z_s$ . Ces grandeurs sont incontournables car, dans ce nouveau cas, il sera montré que c'est au travers d'elles que se matérialise la discontinuité de phase qui vient d'être introduite.

Un cas très général est étudié : une onde plane électromagnétique se dirige vers un objet de forme quelconque et est réfléchi en une autre onde électromagnétique sans caractéristiques particulières. Elle n'est donc pas nécessairement plane. La configuration "onde plane incidente" est adéquate dans le cas d'objets situés loin de la source de rayonnement. Un exemple d'une telle configuration est donné à l'aide de la figure 1.3.

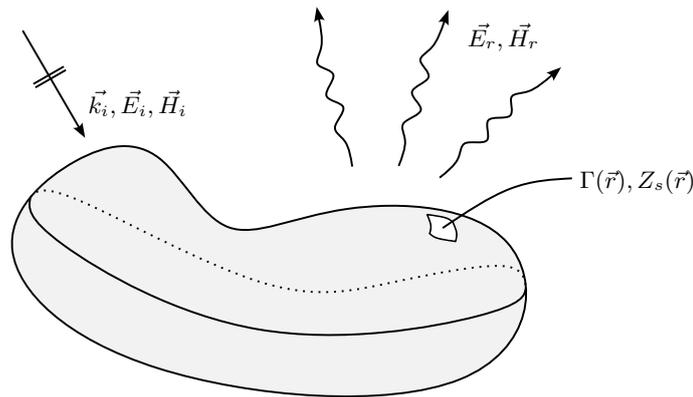


FIGURE 1.3 – Réflexion d'une onde plane sur un objet de forme quelconque. Les grandeurs indicées  $i$  et  $r$  se rapportent à l'onde incidente et réfléchi respectivement. En tout point de l'objet désigné par  $(\vec{r})$ , localement, on définit deux grandeurs  $\Gamma(\vec{r})$  et  $Z_s(\vec{r})$ .

Cette figure montre les vecteurs champs électrique  $\vec{E}$  ( $\text{V.m}^{-1}$ ) et magnétique  $\vec{H}$  ( $\text{A.m}^{-1}$ ) et le vecteur d'onde  $\vec{k}_i$  qui décrit la direction de propagation de l'onde plane incidente. Si ces vecteurs existent en tout point de l'espace, c'est bien sûr vrai en particulier sur chaque localité que l'on veut bien définir sur la surface de l'objet. De la même manière, les grandeurs surfaciques  $\Gamma(\vec{r})$  et  $Z_s(\vec{r})$  qui transforment un champ en l'autre peuvent être définies en ces endroits (figure 1.3). Elles sont explicitées dans les paragraphes suivants.

## Coefficient de réflexion

Les champs tangentiels suffisent à expliciter la grandeur surfacique qu'est le coefficient de réflexion. On note  $\vec{E}_{it}$  et  $\vec{E}_{rt}$  les composantes tangentielles, localement, à la surface de l'objet de  $\vec{E}_i$  et  $\vec{E}_r$ . Les deux vecteurs ont alors au plus deux composantes dans une base orthonormée  $\{\vec{e}_1, \vec{e}_2\}$  du plan considéré indicées 1 ou 2. Cette situation est représentée en figure 1.4.

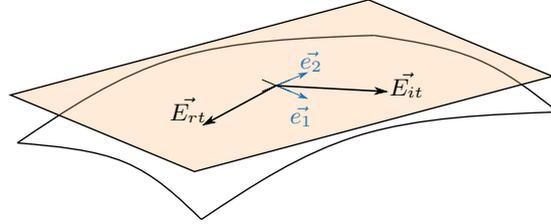


FIGURE 1.4 – Composantes tangentielles  $\vec{E}_{it}$  et  $\vec{E}_{rt}$  des champs incident  $\vec{E}_i$  et réfléchi  $\vec{E}_r$  obtenues en projetant les champs dans le plan tangent au point de la surface considéré. Une base orthonormée est introduite pour expliciter les calculs.

On définit, en chaque localité de la surface, le coefficient de réflexion  $\Gamma(\vec{r})$  comme la matrice  $[\Gamma(\vec{r})]$  de dimension  $2 \times 2$  qui transforme les deux composantes du vecteur champ électrique tangential incident en deux composantes de vecteur champ électrique tangential réfléchi

$$\vec{E}_{rt}(\vec{r}) = [\Gamma(\vec{r})] \vec{E}_{it}(\vec{r}). \quad (1.6)$$

Le travail peut être fait indifféremment avec  $\vec{E}$  ou  $\vec{H}$ , il est cependant plus courant d'utiliser  $\vec{E}$ , en sachant que le lien entre le premier et le second est immédiat avec des ondes planes. En explicitant l'équation 1.6

$$\begin{pmatrix} E_{rt1} \\ E_{rt2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{it1} \\ E_{it2} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

on peut écrire

$$\begin{cases} E_{rt1} = \Gamma_{11}E_{it1} + \Gamma_{12}E_{it2} \\ E_{rt2} = \Gamma_{21}E_{it1} + \Gamma_{22}E_{it2} \end{cases}. \quad (1.8)$$

Cela signifie que les éléments  $\Gamma_{mn}$  pondèrent l'influence d'une composante  $E_{itn}$  dans sa transformation en une composante  $E_{rtm}$ . Par exemple, si  $[\Gamma]$  est diagonale ( $\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = 0$ ), il n'y a pas de contribution croisée, dans le sens où une composante de  $\vec{E}_{rt}$  selon un vecteur de la base  $\{\vec{e}_1, \vec{e}_2\}$  n'est modifiée que par la composante de  $\vec{E}_{it}$  qui est portée par ce même vecteur de base.

## Impédance de surface

De la même façon que pour  $[\Gamma(\vec{r})]$ , les champs locaux totaux peuvent être liés par une autre grandeur. Il s'agit de l'impédance de surface  $[Z_s(\vec{r})]$  qui lie les composantes tangentielles du champ électrique total et du champ magnétique total, toujours au niveau du point de la surface considéré. Pour faire l'analogie avec un circuit électrique, on remarque que le rapport des champs électrique et magnétique a les dimensions d'une impédance. L'impédance de surface sera d'ailleurs très pratique à utiliser dans une modélisation en circuit équivalent d'objets produisant une réponse en phase. On définit donc

$$\vec{E}_t(\vec{r}) = [Z_s(\vec{r})] \vec{n}(\vec{r}) \wedge \vec{H}_t(\vec{r}) \quad (1.9)$$

où  $\vec{n}$  est la normale locale à la surface de l'objet et  $\vec{E}_t$  et  $\vec{H}_t$  sont les composantes tangentielles des champs totaux électrique et magnétique, définis eux aussi localement. Donc  $\vec{E}_t = \vec{E}_{it} + \vec{E}_{rt}$  avec  $\vec{E}_{it}$  et  $\vec{E}_{rt}$  définis comme dans le paragraphe précédent. Si la même base  $\{\vec{e}_1, \vec{e}_2\}$ , est conservée  $\vec{n} \wedge \vec{H}_t$  s'écrit

$(-H_{t2}\vec{e}_1 + H_{t1}\vec{e}_2)$  puisque  $\{\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3 = \vec{n}\}$  est une base orthonormale directe. En utilisant la figure 1.5 il vient

$$\vec{n} \wedge \vec{H}_t = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} H_{t1} \\ H_{t2} \\ H_{t3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -H_{t2} \\ H_{t1} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

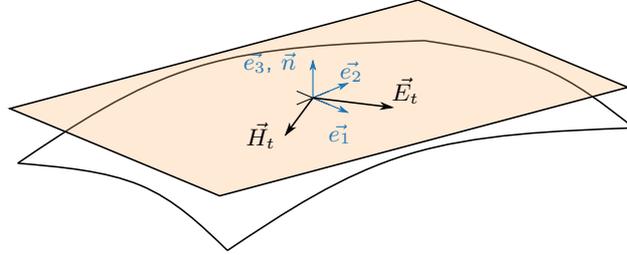


FIGURE 1.5 – Champs totaux ( $\vec{E}_t$  et  $\vec{H}_t$ ) tangents à la surface de réflexion. Les vecteurs de base introduits sont les mêmes que ceux du paragraphe précédent,  $\vec{n} = \vec{e}_3$  y est ajouté.

L'équation 1.9 peut être détaillée,

$$\begin{pmatrix} E_{t1} \\ E_{t2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -H_{t2} \\ H_{t1} \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

ce qui donne en explicitant les champs totaux

$$\begin{cases} E_{it1} + E_{rt1} = -Z_{11}(H_{it2} + H_{rt2}) + Z_{12}(H_{it1} + H_{rt1}) \\ E_{it2} + E_{rt2} = -Z_{21}(H_{it2} + H_{rt2}) + Z_{22}(H_{it1} + H_{rt1}) \end{cases}. \quad (1.12)$$

Ici, le même raisonnement peut être tenu avec les éléments de  $[Z_s]$  que celui qui a été fait avec les éléments de  $[\Gamma]$ , en gardant en tête que cette fois ce sont les composantes des champs magnétiques qui agissent sur les composantes des champs électriques. Il est aussi assez consensuel d'exprimer les champs magnétiques en fonction des champs électriques, permettant ainsi de restreindre les calculs à un seul type de champ.

### Utilité des grandeurs introduites

$[Z_s]$  et  $[\Gamma]$  sont, dans le cas d'onde planes, des définitions équivalentes. L'équation 1.8 peut être injectée dans l'équation 1.12 en utilisant les relations entre  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ . Les composantes de  $Z_s$  peuvent alors s'exprimer uniquement en fonction des composantes de  $\Gamma$  et des angles d'incidence des ondes. Cette relation sera montrée plus tard à l'aide d'un cas bien choisi.

Travailler avec  $[\Gamma]$  est pratique en simulation, il est l'équivalent des paramètres  $S$  que l'on rencontrera plus tard. De son côté,  $[Z_s]$  est probablement plus largement utilisé dans la littérature et est incontournable pour caractériser une structure en terme de circuit équivalent [5]-[7].

Le paragraphe précédent a expliqué la notion de discontinuité de phase et celui-ci les notions de coefficient de réflexion et d'impédance de surface. Il est maintenant temps d'exprimer la relation qui les lie.

### 1.2.3 Réflexion anormale d'une onde plane sur un plan

Le cas général étudié est le suivant : une onde plane est réfléchiée en une autre onde plane, sur un plan infini, avec des incidences arbitraires, pour l'onde incidente comme pour l'onde réfléchiée. Le problème est représenté sur la figure 1.6.

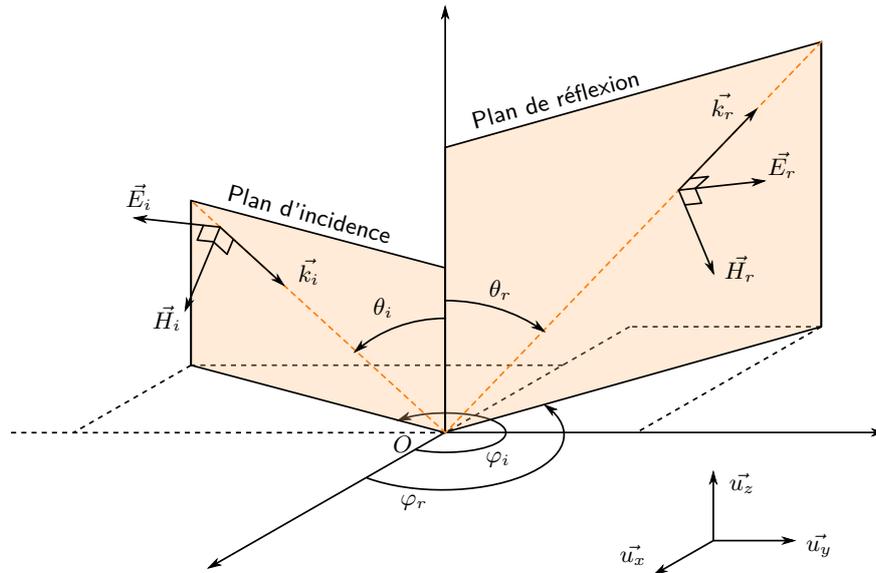


FIGURE 1.6 – Réflexion d'une onde plane dans le cas général. On place un repère de coordonnées cartésiennes classique et les angles du système de coordonnées sphériques associés.  $\theta_i$  est donc l'angle que fait  $\vec{k}_i$  avec l'axe  $Oz$  et  $\varphi_i$  l'angle que fait la projection de  $\vec{k}_i$  dans le plan  $Oxy$  avec l'axe  $Ox$ .  $\theta_r$  et  $\varphi_r$  sont à  $\vec{k}_r$ , ce que sont  $\theta_i$  et  $\varphi_i$  à  $\vec{k}_i$ .

En ayant proposé des incidences arbitraires, la réflexion n'est pas nécessairement spéculaire, c'est-à-dire que les relations  $\theta_r = \theta_i$  et  $\varphi_r = \varphi_i + \pi$  ne sont pas nécessairement vraies. Choisir une telle configuration a en fait pour effet de faire immédiatement émerger le lien entre discontinuité de phase et coefficient de réflexion. On se place dans un cas simple qui nous permet de l'expliciter rapidement.

### Distribution du coefficient de réflexion en configuration TE

Une configuration TE (transverse électrique) est choisie, dans laquelle les vecteurs  $\vec{k}_i$  et  $\vec{k}_r$  sont contenus dans le même plan  $Oyz$  et où les vecteurs  $\vec{E}_i$  et  $\vec{E}_r$  sont normaux à ce plan, donc portés par  $\vec{u}_x$  (figure 1.7). La situation complémentaire dans laquelle les vecteurs  $\vec{H}$  sont normaux au plan d'incidence est appelée configuration TM (transverse magnétique).

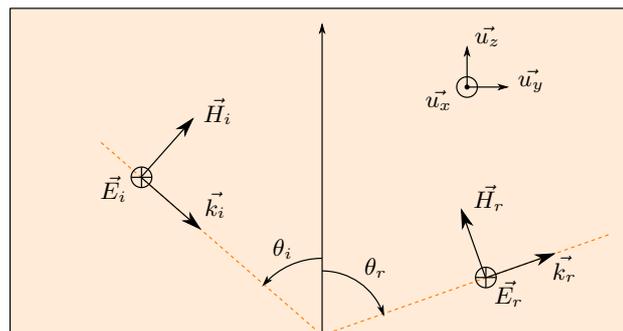


FIGURE 1.7 – Réflexion dans un plan en configuration TE.

Les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  peuvent être écrits dans la base  $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$  :

$$\vec{E}_i = E_{i0} \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{jk_{i0}[y \sin(\theta_i) - z \cos(\theta_i)]} \quad (1.13a)$$

$$\vec{E}_r = E_{r0} \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{jk_{r0}[y \sin(\theta_r) + z \cos(\theta_r)]} \quad (1.13b)$$

$$\vec{H}_i = \frac{E_{i0}}{\eta} \begin{pmatrix} 0 \\ \cos(\theta_i) \\ \sin(\theta_i) \end{pmatrix} e^{jk_{i0}[y \sin(\theta_i) - z \cos(\theta_i)]} \quad (1.13c)$$

$$\vec{H}_r = \frac{E_{r0}}{\eta} \begin{pmatrix} 0 \\ -\cos(\theta_r) \\ \sin(\theta_r) \end{pmatrix} e^{jk_{r0}[y \sin(\theta_r) + z \cos(\theta_r)]}. \quad (1.13d)$$

Il reste à reprendre les équations 1.6 et 1.9 pour les expliciter à l'aide des équations 1.13. L'équation 1.6 requiert l'expression des champs tangentiels  $\vec{E}_{rt}$  et  $\vec{E}_{it}$ . Il suffit d'écrire  $\vec{E}_r$  et  $\vec{E}_i$  dans le plan de réflexion ( $z = 0$ ) en ne prenant que leur composantes suivant  $\vec{e}_x$ , la seule composante tangentielle qui reste. Cela donne :

$$\vec{E}_{it} = -E_{i0} \vec{e}_x e^{jk_{i0}[y \sin(\theta_i)]} \quad (1.14a)$$

$$\vec{E}_{rt} = -E_{r0} \vec{e}_x e^{jk_{r0}[y \sin(\theta_r)]}. \quad (1.14b)$$

En rappelant l'équation 1.6 et en substituant les expressions des champs obtenues, il vient

$$E_{r0} \vec{e}_x e^{jk_{r0}[y \sin(\theta_r)]} = \Gamma_{xx} E_{i0} \vec{e}_x e^{jk_{i0}[y \sin(\theta_i)]}. \quad (1.15)$$

Dans cette configuration, puisqu'une seule composante de champ est utile,  $\Gamma_{xx}$  n'est qu'un simple nombre complexe, un élément de la matrice de réflexion de l'équation 1.6. On peut lui donner une forme générale :  $\Gamma_{xx} = \Gamma_0 e^{j\varphi}$ . En explicitant :

$$E_{r0} \vec{e}_x e^{jk_{r0}[y \sin(\theta_r)]} = \Gamma_0 e^{j\varphi} E_{i0} \vec{e}_x e^{jk_{i0}[y \sin(\theta_i)]} \quad (1.16a)$$

$$\Rightarrow \Gamma_{xx} = \Gamma_0 e^{j\varphi} = \frac{E_{r0}}{E_{i0}} e^{jy[k_{r0} \sin(\theta_r) - k_{i0} \sin(\theta_i)]}. \quad (1.16b)$$

Arrivés à ce point, l'argument  $\varphi(y)$  de  $\Gamma_{xx}(y)$  peut être identifié, il s'écrit

$$\varphi = y[k_{r0} \sin(\theta_r) - k_{i0} \sin(\theta_i)]. \quad (1.17)$$

Cet argument varie linéairement avec  $y$ , cela sera toujours le cas pour une réflexion d'onde plane en onde plane. Cela met en valeur le fait que vient d'être écrite une loi de phase linéaire. En forçant une réflexion d'onde plane en une autre onde plane, la distribution des arguments de  $[\Gamma]$  varie nécessairement linéairement. De même, en éclairant une structure plane infinie qui porte une distribution de  $[\Gamma]$  telle que leurs arguments varient linéairement, jamais rien d'autre ne sera obtenu qu'une onde plane.

En poursuivant en dérivant par rapport à  $y$ , on obtient

$$\frac{d\varphi}{dy} = k_{r0} \sin(\theta_r) - k_{i0} \sin(\theta_i). \quad (1.18)$$

Cette dernière équation est équivalente à l'équation 1.5. Elle font toutes les deux la différence entre les deux incidences, l'une transformée en l'autre après la rencontre d'une discontinuité de phase. Il est crucial de relever que l'information sur la discontinuité de phase se trouve dans l'argument du coefficient de réflexion.

### Calcul de l'impédance de surface

Cette section poursuit les calculs pour le cas simplifié de la figure 1.7 en reprenant celui de  $[Z_s]$ , grâce à l'équation 1.11

$$\begin{pmatrix} E_{t1} \\ E_{t2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -H_{t2} \\ H_{t1} \end{pmatrix}. \quad (1.19)$$

Les indices 1 et 2 font référence à des vecteurs de base dans le plan de la surface, ici, ils sont identifiables à  $\vec{e}_x$  et  $\vec{e}_y$ . Il faut donc les composantes tangentielles totales des champs électriques et magnétiques dans la base  $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y\}$ . Dans le plan de réflexion, il suffit de sommer  $\vec{E}_{it}$  et  $\vec{E}_{rt}$  ainsi que  $\vec{H}_{it}$  et  $\vec{H}_{rt}$ . Pour le champ électrique, leurs expressions sont déjà écrites dans l'équation 1.14. Pour les champs magnétiques, il faut reprendre l'équation 1.13 et annuler  $z$  tout en ne gardant que les composantes suivant  $\vec{e}_x$  et  $\vec{e}_y$ . Cela donne

$$\vec{H}_{it} = \frac{E_{i0}}{\eta} \cos(\theta_i) \vec{e}_y e^{jk_{i0}[y \sin(\theta_i)]} \quad (1.20a)$$

$$\vec{H}_{rt} = -\frac{E_{r0}}{\eta} \cos(\theta_r) \vec{e}_y e^{jk_{r0}[y \sin(\theta_r)]}. \quad (1.20b)$$

La somme de ces deux vecteurs n'aura de composante que suivant  $\vec{e}_y$ , tout comme la somme de  $\vec{E}_{it}$  et de  $\vec{E}_{rt}$  n'en aura que suivant  $\vec{e}_x$ . En TE pour l'incidence comme pour la réflexion, l'équation 1.19 peut se débarrasser d'une partie de ses termes :

$$\begin{pmatrix} E_{tx} \\ E_{ty} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -H_{ty} \\ H_{tx} \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} E_{tx} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & 0 \\ 0 & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -H_{ty} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$

Ici  $Z_{xx}$  n'est intéressant que pour un cas TM. En revanche, on peut désormais écrire

$$-Z_{xx} \times H_{ty} = E_{tx}. \quad (1.22)$$

$E_{tx}$  et  $H_{ty}$  sont bien des composantes des champs électriques et magnétiques totaux (incident + réfléchi) dans le plan de réflexion. L'une est suivant  $\vec{e}_x$  et l'autre suivant  $\vec{e}_y$ . Il suffit de les exprimer à l'aide des équations 1.14 et 1.20 pour déterminer  $Z_{xx}$  :

$$\begin{cases} E_{tx} = \vec{E}_{it} \cdot \vec{e}_x + \vec{E}_{rt} \cdot \vec{e}_x = -E_{i0} \left[ e^{jk_{i0}y \sin(\theta_i)} + \frac{E_{r0}}{E_{i0}} e^{jk_{r0}y \sin(\theta_r)} \right] \\ H_{ty} = \vec{H}_{it} \cdot \vec{e}_y + \vec{H}_{rt} \cdot \vec{e}_y = \frac{\cos(\theta_i) E_{i0}}{\eta} \left[ e^{jk_{i0}y \sin(\theta_i)} - \frac{E_{r0} \cos(\theta_r)}{E_{i0} \cos(\theta_i)} e^{jk_{r0}y \sin(\theta_r)} \right] \end{cases}. \quad (1.23)$$

On a mis en facteur  $-E_{i0}$  pour  $E_{tx}$  et  $\frac{\cos(\theta_i) E_{i0}}{\eta}$  pour  $H_{ty}$ . Alors  $Z_{xx}$  vaut

$$Z_{xx} = \frac{e^{jk_{i0}y \sin(\theta_i)} + \frac{E_{r0}}{E_{i0}} e^{jk_{r0}y \sin(\theta_r)}}{\frac{\cos(\theta_i)}{\eta} \left[ e^{jk_{i0}y \sin(\theta_i)} - \frac{E_{r0} \cos(\theta_r)}{E_{i0} \cos(\theta_i)} e^{jk_{r0}y \sin(\theta_r)} \right]}. \quad (1.24)$$

Multiplier le numérateur ainsi que le dénominateur par  $e^{jk_{i0}y \sin(\theta_i)}$  donne

$$Z_{xx} = \frac{\eta}{\cos(\theta_i)} \frac{1 + \frac{E_{r0}}{E_{i0}} e^{jy[k_{r0} \sin(\theta_r) - k_{i0} \sin(\theta_i)]}}{1 - \frac{E_{r0} \cos(\theta_r)}{E_{i0} \cos(\theta_i)} e^{jy[k_{r0} \sin(\theta_r) - k_{i0} \sin(\theta_i)]}}. \quad (1.25)$$

$\Gamma_{xx}$  est immédiatement identifié dans cette expression, pour écrire finalement

$$Z_{xx} = \frac{\eta}{\cos(\theta_i)} \frac{1 + \Gamma_{xx}}{1 - \frac{\cos(\theta_r)}{\cos(\theta_i)} \Gamma_{xx}}. \quad (1.26)$$

Pour résumer :  $\Gamma_{xx}$  contient, dans son argument, la fonction qui lie les angles d'incidence et de réflexion : c'est la forme que prend la discontinuité de phase. Si une réflexion est souhaitée dans une

certain direction connaissant une incidence c'est cette fonction qu'il faut étudier. L'information portée par  $\Gamma_{xx}$  est portée de manière équivalente par  $Z_{xx}$ .

Le premier cas qui vient d'être traité est un cas simple qui permet une certaine discussion :  $Z_s$  se ramène à une seule grandeur complexe  $Z_{xx}$ . Toutefois, dans le cas le plus général, les grandeurs  $Z_s$  et  $\Gamma$  sont matricielles. Ainsi les systèmes 1.12 et 1.8 peuvent être utilisées pour écrire les éléments  $Z_{ij}$  en fonction des  $\Gamma_{ij}$  et des incidences.

Tout au long de cette section, un objet réfléchissant (le plan infini) a été caractérisé en termes de coefficient de réflexion ou d'impédance de surface. Électromagnétiquement, l'objet est confondu avec sa propriété, on lui trouve une représentation équivalente en termes d'impédances par exemple. C'est exactement l'état d'esprit qui guide la recherche dans le domaine des métasurfaces.

## 1.3 Métasurfaces

Le désir de contrôle du rayonnement électromagnétique, au sens large, est depuis plus d'un siècle une thématique de recherche florissante d'avancées scientifiques. Depuis ce temps, les avancées technologiques demandent de plus en plus d'efficacité de la part des sources de rayonnement électromagnétique. Des micro-ondes à l'optique, on peut maintenant trouver une grande quantité d'applications modernes qui nécessitent que l'on contrôle finement la manière dont se propage un rayonnement. Les métasurfaces semblent être d'excellentes candidates pour réaliser ces manipulations. Avant d'introduire l'origine de l'émergence de ce nouveau domaine de recherche, cette section propose de discuter quelques définitions sur des concepts généraux qui leur sont associés.

### 1.3.1 Concepts généraux

La recherche dans le domaine des métasurfaces, dans une forme similaire à celle qu'elle a aujourd'hui, n'a pas plus d'une douzaine d'années. Pourtant, elle s'appuie sur un principe bien plus ancien, un principe d'équivalence. On peut remonter jusqu'à Huygens [8] ou Love [9] mais on trouve chez Schelkunoff [10], en 1936, une formulation universelle de laquelle on finit toujours par se rapprocher quand on étudie les métasurfaces. Cette formulation est littérale et mérite d'être traduite et paraphrasée.

#### Principe d'équivalence, formulation de Schelkunoff [10]

"Supposons que des sources  $S'$  sont ceintes par une surface  $C$  fermée<sup>1</sup>. Imaginons un nouveau champ en annulant l'ancien partout à l'extérieur de  $C$  et en le laissant tel quel à l'intérieur de  $C$ . Le nouveau champ conserve les mêmes sources mais est désormais discontinu en traversant  $C$ . Ces discontinuités sont les sources additionnelles  $S$  dont on obtient les densités en imposant la continuité des champs<sup>2</sup> à travers  $C$ . Puisque le nouveau champ à l'extérieur de  $C$  est zéro partout, le champ produit par  $S$  est tel qu'il annule le champ produit par  $S'$  à l'extérieur de  $C$ . Le système de sources  $S$  agit donc comme un absorbant parfait pour les ondes électromagnétiques produites par  $S'$ . En inversant les directions des courants distribués sur  $C$ , on conclut que le système de sources  $-S$  produit en dehors de  $C$  exactement le même champ que  $S'$ ."

Dans cet état d'esprit, on passe d'un ensemble de sources enfermées dans un volume à un autre ensemble de sources disposées sur la surface bordant ce volume. Pour créer le rayonnement électromagnétique désiré il suffit donc d'une manière ou d'une autre de créer la distribution de sources  $S$  qui lui est équivalente. À ce stade, il est nécessaire d'invoquer une définition récente des métasurfaces.

1. Et installent donc un champ dans tout l'espace

2. Ces densités sont les résultats des équations de continuité habituelles qui sont  $H_{t,2} - H_{t,1} = \vec{J}$  pour le champ magnétique et  $E_{t,2} - E_{t,1} = -\vec{M}$  pour le champ électrique

### Définition d'une métasurface [11]

"Une métasurface est un matériau composite, en couche(s), créé et optimisé pour contrôler et transformer un champ électromagnétique. La structure ainsi formée est supposée se comporter comme un matériau, au sens électromagnétique, pouvant être homogénéisé à l'échelle d'une longueur d'onde de travail. L'objet résultant peut alors être décrit à l'aide de propriétés effectives, surfaciques moyennes."

Cette définition donne les hypothèses associées à l'utilisation du mot "métasurface". Les propriétés surfaciques évoquées ici peuvent être les impédances de surface ou encore les coefficients de réflexion décrits plus tôt. Ces grandeurs vont elles-mêmes, en interaction avec les rayonnements incidents, être à l'origine des densités de courants sources de la formulation de Schelkunoff. La distribution des courants surfaciques sera la surface équivalente au champ rayonné visé.

### Cellule d'une métasurface

Les métasurfaces, comme elles viennent d'être définies, nécessitent l'homogénéisation d'une propriété électromagnétique. L'homogénéité n'est en pratique jamais qu'approchée et résulte, dans une très vaste majorité du temps, d'une discrétisation préalable des valeurs prises par la grandeur associée à la propriété. Ces valeurs sont reproduites par des petits objets, des cellules, qui ont par exemple une admittance ou une réponse en phase, variables, avec le plus souvent leurs dimensions ou leurs orientations dans l'espace.

Les cellules sont alors choisies, optimisées [12] et disposées sur la surface pour reproduire la distribution, discrétisée, de la grandeur associée à la propriété visée. Si les objets sélectionnés sont assez petits, la contrainte d'homogénéisation liée à l'utilisation des métasurfaces est bien approchée. Deux exemples de ces cellules sont disponibles en figure 1.8. Il en existe une multitude d'autres, adaptées aux contraintes de synthèse, comme des cellules capables d'assurer une continuité géométrique [13], bi-bandes [14], ou encore très compactes [15].

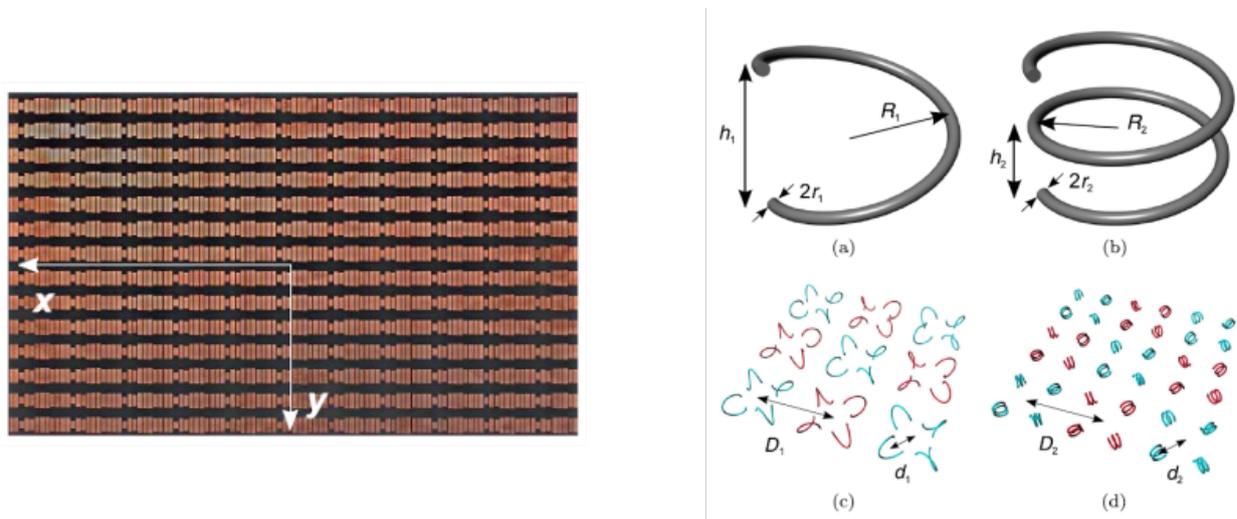


FIGURE 1.8 – Deux exemples de procédé de fabrication de métasurfaces. À gauche, un ensemble de patches de cuivre de longueurs variables imprimés sur la surface de l'objet [16]. À droite, des spires métalliques de dimensions variables et d'orientations variables [17].

### 1.3.2 Genèse : de l'optique de transformation aux métasurfaces

Longtemps, une approche volumique a été suivie pour obtenir certaines propriétés électromagnétiques ou optiques. Elle avait recours à des métamatériaux, qui sont des matériaux de synthèse présentant des propriétés artificielles, impossibles à trouver simplement dans la nature. On a alors eu recours à l'optique de transformation (TO pour *transformation optics* [18], [19]) pour contrôler le chemin optique pris par la lumière au cours de sa propagation dans un matériau. Les objets utilisés ont alors des propriétés

volumiques complexes à décrire, présentant fréquemment anisotropies et inhomogénéités. Le matériau dans lequel se propage la lumière a des propriétés optiques telles que l'espace vu par la lumière dans ce matériau est comme déformé, de sorte qu'elle emprunte des routes, qui vues de l'extérieur, peuvent être différentes d'une propagation en ligne droite. Cette astuce a été utilisée pour rendre des objets invisibles d'un point de vue électromagnétique dans ces matériaux. Par exemple, en éclairant un objet contenu dans ce matériau, donc dans cet espace déformé, un observateur extérieur peut recevoir la lumière résultante comme si elle était le fruit d'une traversée sans aucune rencontre avec un quelconque objet. C'est le *cloaking* [20], [21], dont on montre un exemple avec la figure 1.9.

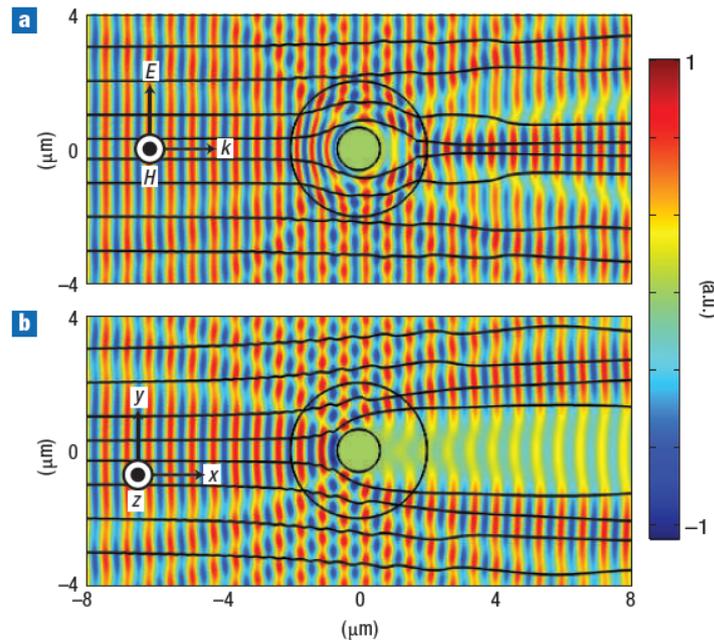


FIGURE 1.9 – Carte d'amplitude de champ lors de la rencontre entre un champ électromagnétique et un objet à camoufler [20]. L'objet du haut (a) contrairement à l'objet du bas (b) est camouflé : il restitue le champ incident comme si il n'avait pas traversé l'objet, surtout dans l'axe d'éclairage.

Les propriétés optiques du métamatériau ainsi décrites sont volumiques et cela pose plusieurs problèmes. Il est difficile, avec trois dimensions, pour des objets complexes, de déterminer les propriétés adéquates du métamatériau et il est encore plus difficile de les fabriquer. Contrôler des permittivités, qui varient, et parfois fortement, de façon volumique lors d'un processus de fabrication est complexe. Enfin, un dernier désavantage important qui vient toujours de l'aspect volumique du matériau, c'est tout simplement son volume : un tel outil de contrôle de rayonnement peut s'avérer encombrant.

Les désavantages que présentent les métamatériaux ont conduit la communauté scientifique s'y intéressant à la recherche d'une alternative. Elle a abouti à la création d'un nouveau domaine de recherche : celui des métasurfaces [22], [23]. Il s'agit ici non plus de combler un milieu de propagation en modifiant ses propriétés optiques volumiques mais de créer un revêtement, une interface, qui transforme le rayonnement lorsqu'il la rencontre en la traversant, en s'y réfléchissant, en se propageant à sa surface par exemple.

Il existe aussi des applications alliant les deux domaines, avec par exemple une situation dans laquelle les performances en rétro directivité d'un réflecteur sont améliorées [24], [25] à l'aide d'une modulation d'impédance de surface (MIS ou SIM en anglais). L'approche propose d'évaluer les avantages et inconvénients à utiliser la TO, la SIM ou une combinaison des deux. Globalement, l'utilisation de métasurfaces, même pour des compensations mineures, permet de grandement relâcher les contraintes types, propres aux métamatériaux, qui ont été évoquées plus tôt.

### 1.3.3 Exemples de métasurfaces et applications associées

Cette section propose de donner une vue globale des applications offertes par les métasurfaces, en mettant en valeur celles qui seront plus particulièrement utiles aux travaux présentés dans ce document. Rappelons ici l'objectif majeur de l'introduction générale qui est de réaliser le contrôle d'un rayonnement électromagnétique, en réflexion, pour des applications de SER.

L'évolution de la compréhension des métasurfaces et des utilisations en découlant a été fulgurante. Ce n'est en effet que très récemment (2011) qu'a été publié un article capital sur la généralisation de la loi de Snell-Descartes [3], généralisation détaillée plus tôt dans le document. L'approche y est d'une part locale : ce sont les propriétés locales de l'objet qui pilotent la transformation, aucune attention n'est prêtée à des effets globaux, de modes de réseaux par exemple. Cette approche est d'autre part continue : il n'y a pas de discussion autour des effets d'une discrétisation. C'est à partir de ce moment que la discontinuité de phase et donc la modification de l'impédance de surface a été vue comme l'outil qui allait permettre n'importe quelle transformation d'un rayonnement éclairant ces surfaces.

Plusieurs articles de type *review* offrent un classement des métasurfaces selon leurs propriétés visées ou encore selon leur procédé de fabrication (qui sont parfois liés) [2], [4], [26]. Un classement pertinent peut être celui de [27], reproduit en figure 1.10. Des familles de métasurfaces y sont mises en valeur, classées selon leurs applications. Certaines des fonctionnalités peuvent être groupées sous d'autres familles plus grandes, permettant de simplifier le tableau et de souligner les applications les plus importantes pour nos travaux.

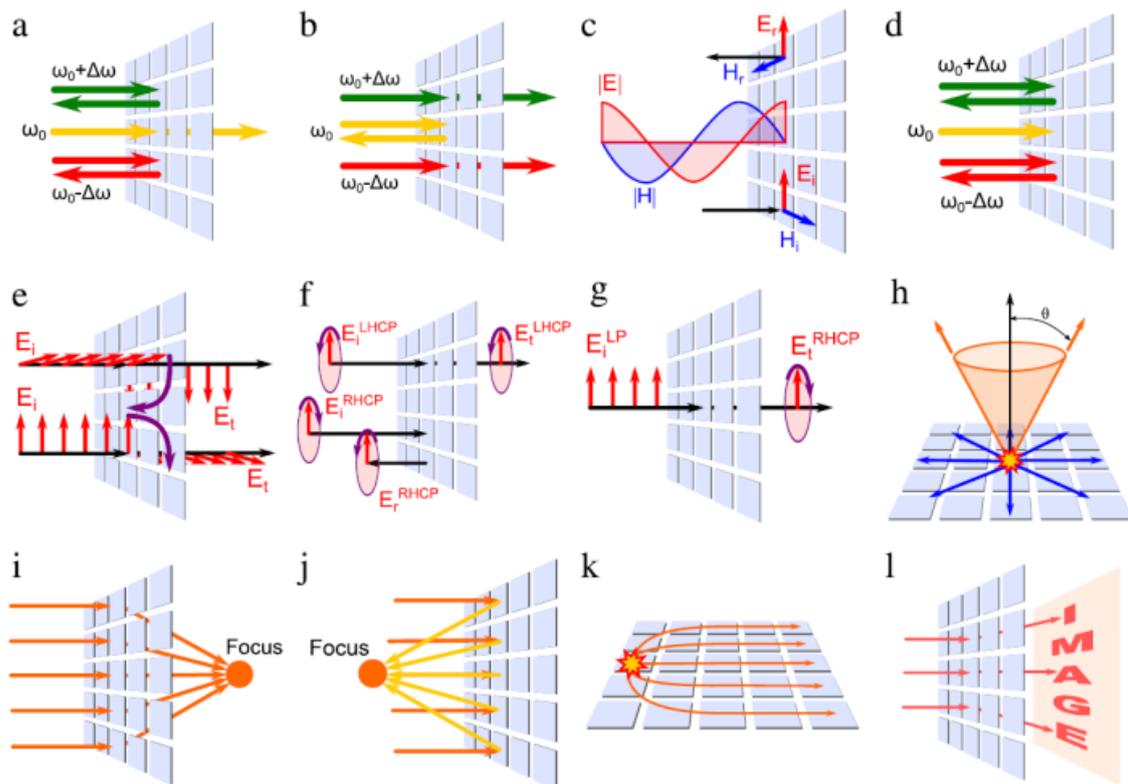


FIGURE 1.10 – Familles de métasurfaces [27] : (a) et (b) surfaces sélectives en fréquence, (c) surfaces à haute impédance, (d) surfaces absorbantes, (e), (f) et (g) sélectionneurs et convertisseurs de polarisation, (h) antennes *leaky waves*, (i) et (j) réseaux transmetteurs et réflecteurs, (k) lentilles, (l) hologrammes.

#### Surfaces sélectives en fréquence

Premièrement, même si l'aspect fréquentiel est forcément présent dans toutes les familles évoquées, les familles (a), (b) et (d) en ont fait leur objectif principal. Ces surfaces sélectives en fréquence (FSS)

pour *frequency selective surfaces* [28], [29]) peuvent ainsi agir comme des filtres fréquentiels [17], [30] ou être combinées à d'autres applications. Elles sont en général assez bien décrites à l'aide des modèles de circuits équivalents [31].

### Surfaces à haute impédance

En ce qui concerne les surfaces à haute impédance (HIS pour *high impedance surfaces*), famille (c), elles ont en réalité été utilisées il y a plus longtemps pour améliorer les performances en directivité d'antennes [32], [33], pour approcher un conducteur magnétique. Le mot métasurface n'y est pas prononcé, mais le procédé implique bien des objets de dimensions plus faibles que la longueur d'onde utilisée pour reproduire une propriété électromagnétique. On trouvera plus tard, dans la continuité du raisonnement, des utilités pour gêner la propagation d'ondes de surfaces [34].

### Contrôle de polarisation

Il peut être intéressant de vouloir maîtriser la polarisation d'un rayonnement à l'aide de métasurfaces [35]. Avec les familles (e), (f) et (g) on peut vouloir basculer la polarisation d'un rayonnement d'un angle que l'on désire [36], filtrer des polarisations circulaires droites ou gauches [37], ou encore transformer des polarisations linéaires en polarisations circulaires [38].

### Autres applications

Puis, des applications comme l'utilisation des ondes de fuite permettent de faire rayonner des objets à l'aide d'ondes se propageant à leur surface (h) [39], [40]. Aussi, dans le but de mimer des composants optiques connus en tirant bénéfice des performances des métasurfaces, des lentilles (k) *fish-eye*, Eaton, ou de Luneburg ont été fabriquées à l'aide de métasurfaces. On peut trouver aussi des applications plus originales (l), qui ont pour but de manipuler les ondes de manière à obtenir des affichages de portraits ou même des suites de Fibonacci [41].

### Manipulation de front d'onde

Toutes les familles de la figure 1.10 ont été discutées, sauf le duo (i), (j). C'est en fait celle-ci qui présente le plus grand intérêt pour les travaux présentés ici. Elle est traitée dans [27], en section 9, et regroupe les procédés de manipulation de fronts d'ondes (*wavefront shaping*). Les objets concernés ont un lien de parenté fort avec les réseaux réflecteurs et les réseaux transmetteurs. Pour les travaux présentés ici, les aspects de réflexion seront les plus importants, les chercheurs du domaine ont donc pour habitude de se baser sur la façon qui existe déjà de décrire les réseaux réflecteurs [42]. Ce sont des réseaux de petits éléments diffractants, éclairés par une source primaire, qui ont pour but de restituer un rayonnement aux caractéristiques voulues [43], [44] (figure 1.11).

Même si le choix est arrêté pour ce qui concerne la direction prise par les travaux menés ici, certaines familles présentées pourraient servir des applications différentes mais toujours intéressantes d'un point de vue SER. Des problématiques apparaissent parfois concernant des fréquences bien spécifiques, pour des objets que l'on souhaite être furtifs. Les FSS, d'une manière générale, pourraient alors tenir lieu de solutions dans ces cas puisqu'elles sont de façon inhérente sensibles à des fréquences particulières. Des phénomènes d'ondes rampantes peuvent aussi apparaître, contribuant aussi à la signature radar d'un objet. Il s'agit à nouveau d'un aspect traité du domaine des métasurfaces proposant un autre levier pour la maîtrise du rayonnement d'une structure.

#### 1.3.4 État de l'art des métasurfaces pour la manipulation de front d'onde

L'idée de cette section est de se focaliser sur la dernière famille de métasurfaces abordée, puisque c'est elle qui a été choisie pour guider les travaux menés. Souvent et par souci de généralité, les articles traitant de manipulation de front d'onde traitent aussi bien l'aspect réflexion que transmission [45], [46].

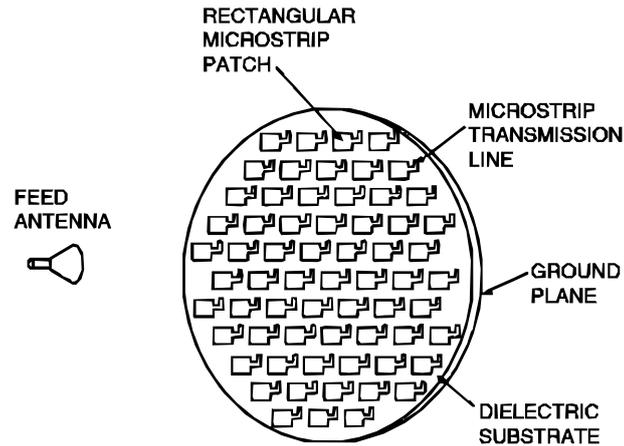


FIGURE 1.11 – Principe du réseau réflecteur : une source primaire illumine des objets diffractants pour modifier sa directivité par exemple [42].

Une approche complète peut par exemple être trouvée dans [47], où les surfaces sont caractérisées en termes d'impédances. Il existe aussi une approche encore plus générale qui consiste à décrire les surfaces en termes de susceptibilités [48]-[50], à l'aide de l'écriture de conditions aux limites générales à une interface : *generalized sheet transition conditions* (GSTCs). Cette écriture est en réalité plutôt ancienne et est aussi associée à la première utilisation du mot *metafilm* [51], précurseur de *metasurface*.

### Limites des approches locales

Dans [47] les cas de la réflexion et de la transmission sont traités distinctement d'un point de vue de la puissance qui traverse la surface. En considérant des composantes tangentielles de champs totaux  $\vec{E}_t$  et  $\vec{H}_t$  sur une surface réfléchissante, la composante normale en un point de cette surface du vecteur de Poynting peut être déduite

$$P_n = \frac{1}{2}(\vec{E}_t \wedge \vec{H}_t^*). \quad (1.27)$$

Ainsi cette composante peut être contrainte selon les applications désirées pour déduire l'écriture de la matrice d'impédances. Si tout doit être réfléchi il faut annuler  $P_n$  et il est montré que c'est impossible sur toute la surface. Cet article démontre donc l'impossibilité d'obtenir une réflexion totale à l'aide d'une surface localement passive. Il est aussi montré que  $P_n$  peut être nulle en moyenne sur la surface, en y trouvant des zones passives où la puissance est absorbée et actives où elle est ré-émise.

Cet exemple précis est d'une grande importance. Il est le début (2015) d'une suite de publications qui montrent les limites de l'approche traditionnelle prise avec les métasurfaces en réflexion depuis la publication de la loi de phase généralisée à gradient constant [3]. Ces limites concernent surtout la tenue en incidence et l'efficacité des surfaces en termes de conversion de puissance. L'ancienne approche implique en effet une loi de phase linéaire et un contrôle local. Dans la suite, on va se concentrer sur les applications en réflexion des métasurfaces et discuter de l'évolution de l'approche employée au cours de ces sept dernières années.

Les articles traitant de la manipulation du rayonnement d'objets en réflexion se sont alors orientés vers une approche globale (non locale [52]). En s'appuyant sur l'adaptation d'impédance, des limites de l'ancienne approche locale qui ignore cette adaptation sont montrées [53]. Les faiblesses de l'approche locale sont exacerbées dans des domaines angulaires éloignés de l'incidence normale, où les rapports d'amplitudes entre les composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques diffèrent le plus. De même, la solution proposée demande des zones actives et passives à la surface de l'objet. Rappelons toutefois que pour des applications de SER, il n'est pas forcément besoin de réémettre tout le rayonnement, ce qui peut être un moyen de relâcher la contrainte passivité/activité, sous réserve bien

sûr que l'on maîtrise aussi ce que l'on ne renvoie pas directement.

Toujours pour appuyer l'approche non locale, il est mis en évidence dans [16] que la condition d'impédance classique ne suffit pas à satisfaire les équations de Maxwell d'un point de vue du bilan de puissance, car elle ne prend pas en compte l'apparition de directions parasites. Il faut donc considérer l'objet dans son ensemble et s'éloigner de l'approche locale, car c'est le dimensionnement de l'objet lui-même qui est responsable de l'apparition de ces modes.

### Périodicités et modes parasites

Il n'est quasiment aucune situation où les seuls rayonnements à traiter dans une application de manipulation de front d'onde sont le rayonnement incident et le rayonnement souhaité. D'autres types de rayonnement apparaissent, quasiment systématiquement, sous la forme de modes d'ordre supérieur ou d'ondes de surface par exemple [54]. Le dimensionnement des métasurfaces peut, de façon inhérente, exciter tous ces modes de propagation potentiellement parasites. Logiquement, les recherches se sont orientées vers la maîtrise de ces rayonnements pour s'en servir d'atouts pour les applications visées.

Les ondes de surfaces sont par exemple utilisées [55] pour transporter la puissance perdue dans une zone passive vers une zone où elle sera réémise, comme l'illustre la figure 1.12. Cette zone sera alors active au regard du bilan de puissance, en ce sens seulement, pas dans un sens où elle serait électriquement alimentée. L'astuce réside ici dans le fait que ces ondes de surfaces sont de polarisation orthogonale aux ondes incidentes et réfléchies, évitant ainsi toute interférence entre elles. On insiste à nouveau ici sur le caractère non local et l'accent est mis sur les modes d'ordre supérieur, où une application proposée est la suivante : diviser la puissance émise pour la répartir dans différents modes, répartissant ainsi la puissance rayonnée dans des directions voulues. C'est une méthode qui aura beaucoup d'intérêt et de succès dans les prochaines publications discutées.

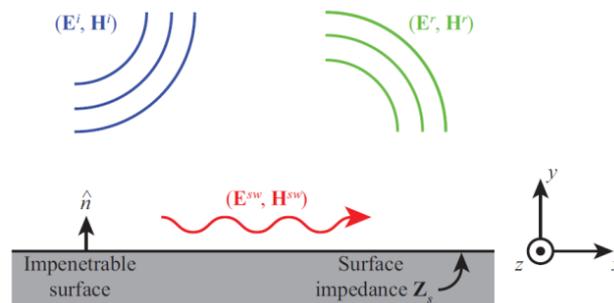


FIGURE 1.12 – Principe du transport de la puissance des zones passives vers les zones actives [55].

Des modes d'ordre supérieur peuvent aussi être excités, comme des harmoniques de Floquet par exemple. La section 2.3 décrira précisément les conditions d'apparition de ces modes spécifiques. Pour l'instant, dans cette partie de l'état de l'art, il est suffisant de dire que l'apparition de structures de grandes dimensions (comparables à  $\lambda$ ) répétées périodiquement pour créer les surfaces, sont les causes de l'apparition de ces modes qui sont qualifiés de "modes de réseau". Les structures respectent bien la condition d'homogénéité des métasurfaces : les cellules utilisées sont suffisamment petites, mais pour une réflexion anormale à variation de phase linéaire par exemple, le gradient de phase est  $2\pi$  périodique par essence. Apparaissent alors des groupes de quelques cellules qui couvrent une période de gradient : des supercellules. Ces supercellules ont des dimensions typiquement un peu plus grandes que  $\lambda$  et sont reproduites le long des surfaces synthétisées. Des modes de réseau peuvent alors être excités.

L'utilisation de ces supercellules et l'identification des invariances par translation dans les structures sont devenues importantes dans les travaux de recherche associés aux métasurfaces [56]-[61]. Les supercellules sont devenues, plutôt que les cellules elles-mêmes, les objets sur lesquels sont effectuées

les optimisations. Certains travaux [62] exploitent de manière plus profonde encore les périodicités, en introduisant des assemblages de supercellules, appelées "mailles", elles-mêmes périodisées. Dans ce cas, la maille est créée en assemblant deux supercellules qui produisent chacune une période du gradient de phase, mais avec un assemblage de cellules différent, les rendant distinctes. Les éléments, cellules, supercellules et mailles, associés aux différentes échelles de périodicités sont rassemblés en figure 1.13. L'introduction de cette nouvelle périodicité permet l'expression de modes supplémentaires en plus de comportements différents de la surface selon les incidences.

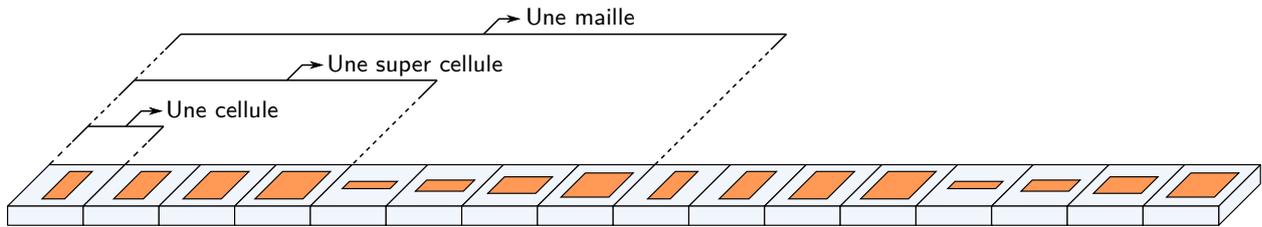


FIGURE 1.13 – La cellule applique un saut de phase, la super cellule est l'ensemble des cellules qu'il faut pour couvrir  $2\pi$  de déphasage (une période du gradient de phase) et la maille est le plus petit objet qui, répliqué par translations, permet de créer complètement l'objet final.

Une clé pour maîtriser la réflexion électromagnétique réside donc dans la maîtrise des modes d'ordre supérieur, susceptibles d'apparaître dès qu'une surface est discrétisée. Il s'agit de les exploiter que ce soit pour les faire rayonner directement ou encore rendre bénéfique leur superposition avec d'autres modes. Le début de l'exploitation de ces modes de réseau en tant qu'avantage pour le contrôle de la réflexion est concomitant avec l'apparition d'une nouvelle classe de métasurfaces, les *metagratings*.

### Metagratings

L'article pionnier [63] fait référence aux *metagratings* comme une grille (pour *grating*) d'éléments diffractants disposés sur une surface seulement dans le but d'éliminer ou de rediriger la puissance rayonnée dans certains modes de diffraction. Il n'est plus question de discrétiser une loi de phase.

Plusieurs publications, en allant dans ce sens commencent par mettre en évidence une relation théorique entre le nombre d'éléments diffractants avec le nombre de modes excités [64], [65]. Une application de "contrôle parfait" est ensuite proposée permettant l'excitation de modes particuliers (figure 1.14).

L'emploi des fonctions de Green pour décrire les courants utiles à la manipulation proposée permet alors de proposer des métasurfaces éparées ou encore conformes [67]-[71].

### 1.3.5 Limites des métasurfaces et tendances actuelles

Pour compléter l'état de l'art proposé, cette section discute des avancées les plus récentes dans le domaine des métasurfaces qui guident principalement la recherche dans ce domaine à l'heure actuelle.

Parmi les thématiques actuelles, les aspects de reconfigurabilité [72]-[76] sont assez recherchés, pour amener de la souplesse dans les possibilités d'applications des métasurfaces. C'est presque systématiquement au prix d'implémentations assez lourdes en termes de synthèse de ces surfaces. Dans le même esprit, certaines surfaces peuvent agir en même temps sur un aspect électromagnétique et un aspect acoustique [77]. Les objets désormais synthétisés sont alors "intelligents" [78], possèdent plusieurs propriétés découlant de leur implémentation dans un domaine qui a à l'origine peu à voir avec celui des métasurfaces [79].

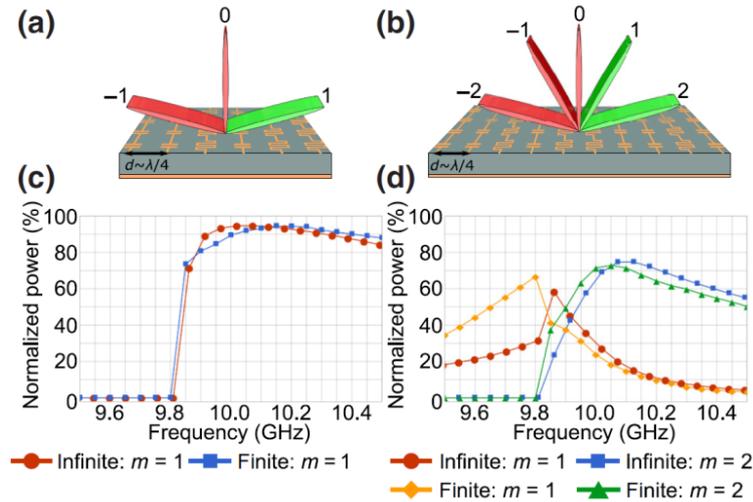


FIGURE 1.14 – Distribution de la puissance dans différents modes  $m$  sélectionnés (directions en vert) pour deux configurations différentes [66].

Sur des aspects d'optimisation, les méthodes sont aussi fortement impactées par l'émergence des techniques utilisant l'intelligence artificielle ou les réseaux de neurones [80], [81]. La littérature propose aussi, et en grande quantité depuis très récemment, des travaux sur des métamatériaux spatio-temporels [82]-[85] où ces aspects sont de toute façon intimement liés dans les cas relativistes [86]-[90].

Les métasurfaces en général rencontrent des difficultés à satisfaire des applications large bande fréquentielle. Elles sont de façon intrinsèque constituées d'objet résonants. Cette difficulté alimente aussi la recherche pour ces applications, elle sera abordée plus en détail en section 1.4.5 puisque ce sont des thématiques qui sont étroitement liées aux techniques radar.

## 1.4 Métasurfaces pour la furtivité radar

Cette section donne une définition précise de la surface équivalente radar (SER) ainsi que le contexte dans lequel elle est évaluée. En effet, la SER d'un objet dépend des caractéristiques géométriques et radioélectriques des matériaux le constituant, ainsi que des caractéristiques de l'onde incidente provenant du radar comme la fréquence, les angles d'incidence ou la polarisation. Des outils pour l'évaluation et l'analyse de cette SER seront eux aussi présentés.

### 1.4.1 Définition de la surface équivalente radar

Les systèmes radar (*radio detection and ranging*) existent depuis bientôt 80 ans et fonctionnent de la façon suivante : une onde radio est émise en direction d'une cible et ce signal y est alors diffracté selon plusieurs mécanismes décrits plus tard. Une partie de ce signal diffracté est renvoyée comme un écho en direction d'un récepteur. Cet écho est une signature du comportement de l'objet éclairé, il informe sur diverses caractéristiques de l'objet, comme sa position mais aussi sa forme ou encore sa vitesse. Les fréquences basses sont privilégiées, elles sont rarement au-delà de la centaine de GHz et typiquement aux alentours de la dizaine de GHz pour les travaux présentés dans ce document.

Dans le contexte de la détection radar l'onde électromagnétique incidente est couplée avec la cible, où une partie de l'énergie reçue est absorbée et le reste est diffracté dans toutes les directions [91]. La surface équivalente radar quantifie la capacité d'une cible à rétrodiffuser l'onde reçue dans une direction particulière. Deux configurations de mesure de cette SER peuvent être retenues :

**Monostatique** Les positions de l'émetteur et du récepteur sont confondues. On s'intéresse alors au signal qui revient directement dans la direction du radar. On trouvera en anglais *backscattering*

indifféremment de *monostatic scattering*. Dans une configuration de mesure en monostatique, une antenne unique peut être utilisée en émission et en réception.

**Bistatique** L'endroit depuis lequel le signal est émis et l'endroit où l'écho est traité sont différents. Le signal reçu est observé depuis une direction particulière ou dans tout l'espace à l'aide d'une succession de configurations bistatiques.

La SER  $\sigma$  est calculée en connaissant le champ incident au niveau de l'objet  $\vec{E}_i$  et le champ diffracté par l'objet à une distance  $r$  de celui-ci,  $\vec{E}_r$ . Elle est, en  $m^2$  [92],

$$\sigma_{m^2} = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{\|\vec{E}_r\|^2}{\|\vec{E}_i\|^2}. \quad (1.28)$$

Le facteur de normalisation  $4\pi r^2$  compense l'atténuation du champ due à l'étalement sphérique de sorte que la SER ne dépende que des directions d'incidence et d'observation et non de la distance cible-récepteur. Les autres variables dont dépend la SER sont la fréquence  $f$  et la polarisation  $p$ . L'opérateur de limite garantit que la SER est évaluée dans la région de champ lointain où les champs incident et rétrodiffusé peuvent être assimilés à des ondes planes.

En champ lointain et en conséquence de la propriété de transversalité de l'onde plane, il suffit de considérer deux vecteurs d'une base quelconque pour traiter un problème d'électromagnétisme comme le calcul de SER : le cas général se déduit des deux cas particuliers par combinaison linéaire. Dans le contexte des travaux présentés ici, tout se déroule dans un seul plan d'incidence et les vecteurs choisis pour décomposer les champs sont les vecteurs de base  $\vec{u}_\theta$  et  $\vec{u}_\varphi$ . La scène est représentée à l'aide de la figure 1.15.

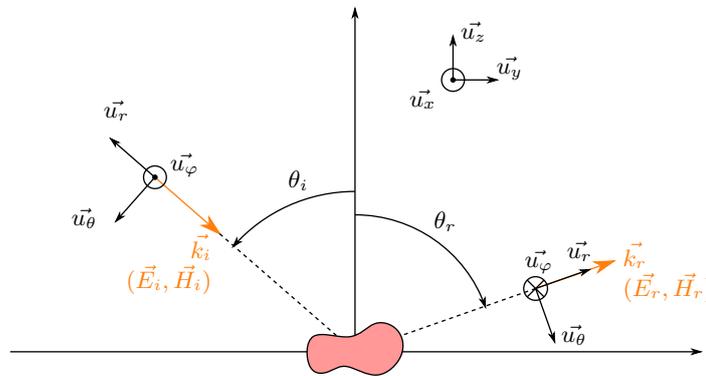


FIGURE 1.15 – Repère associé à une cible radar et définition des angles de l'onde incidente, de l'onde diffractée, et des polarisations associées.

Les vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  ont alors deux composantes selon les deux vecteurs de base choisis. Le cas où  $\vec{E}$  n'a de composante que suivant  $\vec{u}_\varphi$  est alors un cas TE, comme celui de la section 1.2.3. Le cas où  $\vec{E}$  n'a de composante que suivant  $\vec{u}_\theta$  et donc où  $\vec{H}$  n'a de composante que suivant  $\vec{u}_\varphi$ , est le cas TM. De manière équivalente, on rencontre très fréquemment le couple d'indices (H,V) pour désigner des polarisations horizontale et verticale, homologue du couple (TE,TM).

Les champs incident  $\vec{E}_i$  et diffracté  $\vec{E}_r$  étant projetés sur la base orthonormale de polarisation, leur interaction linéaire peut être exprimée par l'opérateur  $[S]$  qui regroupe quatre coefficients de rétrodiffusion complexes

$$\vec{E}_r = [S]\vec{E}_i \Leftrightarrow \begin{pmatrix} E_{r,\theta} \\ E_{r,\varphi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{\theta\theta} & S_{\theta\varphi} \\ S_{\varphi\theta} & S_{\varphi\varphi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i,\theta} \\ E_{i,\varphi} \end{pmatrix}. \quad (1.29)$$

Dans la pratique, on utilise une représentation normalisée du coefficient de rétrodiffusion, qui suppose un calcul en champ lointain et dont l'amplitude est normalisée par un facteur  $\sqrt{4\pi r}$ . De cette manière la relation entre la SER et le coefficient de rétrodiffusion s'écrit

$$\sigma_{m^2} = \|S\|^2. \quad (1.30)$$

La SER s'exprime plus communément en dB.m<sup>2</sup> sous la forme

$$\sigma = 20 \log_{10}(\|S\|). \quad (1.31)$$

### 1.4.2 Équation radar

La SER a la dimension d'une surface et peut être assimilée à la surface d'un réflecteur parfait qui rétrodiffuserait la même quantité d'énergie que la cible, dans la direction d'intérêt. Elle intervient ainsi directement dans l'équation radar obtenue en réalisant un bilan de puissance pour une scène radar donnée.

Considérons un radar monostatique émettant une puissance  $P_e$ , muni d'une antenne de gain  $G$  et situé à une distance  $D$  de la cible. Compte tenu du gain de l'antenne et de la répartition sphérique de la puissance émise, la densité de puissance incidente reçue au niveau de la cible,  $W_i$ , s'exprime en W.m<sup>-2</sup>

$$W_i = P_e G \frac{1}{4\pi D^2}. \quad (1.32)$$

La puissance retransmise par la cible,  $P_c$ , est alors simplement le produit entre  $W_i$  la densité de puissance qu'elle reçoit et  $\sigma$ , sa capacité à la rétrodiffuser. Elle s'exprime en W

$$P_c = W_i \sigma = P_e G \sigma \frac{1}{4\pi D^2}. \quad (1.33)$$

Avec une répartition sphérique de la puissance rétrodiffusée, la densité de puissance reçue au niveau de l'antenne du radar,  $W_r$ , s'exprime en W.m<sup>-2</sup>

$$W_r = P_c \frac{1}{4\pi D^2} = P_e G \sigma \frac{1}{(4\pi)^2 D^4}. \quad (1.34)$$

Enfin, en utilisant l'aire équivalente d'une antenne isotrope  $A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi}$ , et du gain  $G$  de l'antenne en réception, la puissance reçue par le radar,  $P_r$ , s'exprime en W

$$P_r = W_r G A_e = P_e G^2 \sigma \frac{\lambda^2}{(4\pi)^2 D^4}. \quad (1.35)$$

Cette dernière équation constitue le bilan de liaison d'une scène radar et est également appelée équation radar. Elle met en évidence le rôle de la SER  $\sigma$  dans la puissance reçue par le radar. Elle montre également le rapport entre la SER et la distance  $D$  dans le bilan de puissance. Ainsi, pour un seuil de détection donné, diviser par deux la distance de détection d'une cible revient à diminuer sa SER d'un rapport 16. On comprend ainsi la complexité de la tâche et l'enjeu lié aux techniques de réduction de la SER.

### 1.4.3 Domaines fréquentiels

Une des caractéristiques les plus importantes du signal émis ou reçu est sa fréquence. Il est bien connu que les phénomènes ondulatoires dépendent très fortement des fréquences (effets de résonance par exemple). La SER n'y échappe pas, sa valeur dépend elle aussi des domaines de fréquences dans lesquels on se situe et il est judicieux de découper cette plage de fréquence en trois domaines, comme le propose la figure 1.16.

Cette représentation est très utilisée car elle utilise la SER d'une sphère métallique, objet de référence qui est très symétrique et qui permet l'obtention d'un résultat analytique, la série de Mie, ce qui est assez rare pour être souligné. Elle permet d'identifier les trois zones fréquentielles principales décrites aussi bien avec  $k$  ou  $\lambda$  :

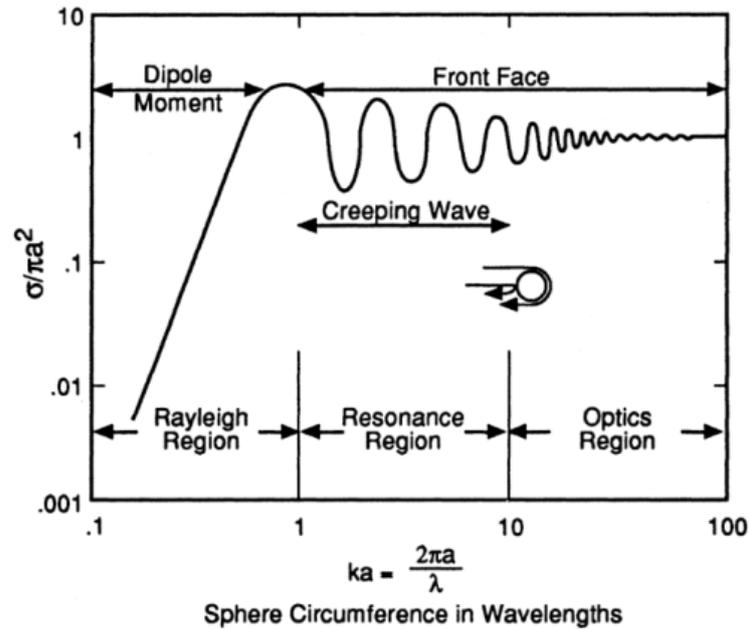


FIGURE 1.16 – SER normalisée d'une sphère métallique de rayon  $a$  en fonction des différents régimes de fréquence [92].

**Rayleigh** La longueur d'onde du rayonnement est grande devant les dimensions de l'objet. Le champ est vu comme étant sensiblement le même, partout sur l'objet. Dans ce régime, la SER normalisée varie proportionnellement avec  $k^4$ .

**Résonance** La longueur d'onde du rayonnement est comparable aux dimensions de l'objet sondé. C'est le domaine fréquentiel d'apparition des ondes de surfaces, ces ondes qui font que l'objet va temporairement conserver de l'énergie du rayonnement, pour la ré-émettre lorsque ces ondes vont rencontrer des discontinuités par exemple (ondes rampantes). La ré-émission de cette énergie est difficile à contrôler et est un enjeu particulier de la furtivité. Dans cette région,  $\sigma$  varie avec  $\lambda^2$ .

**Optique** La longueur d'onde du rayonnement est petite devant les dimensions de l'objet. Cette fois on traite l'objet comme un ensemble de localités capables de diffracter le rayonnement incident. De grandes quantités de phénomènes sont possibles comme le montre la figure 1.17.

Cette dernière région est celle qui convient le mieux au contexte des travaux présentés. Il est requis de la part des objets étudiés qu'ils soient grands, en accord avec la définition des métasurfaces. Ils seront par ailleurs éclairés par des ondes planes. C'est aussi dans cette région que sont possibles beaucoup de phénomènes de diffraction différents, obligeant le travail sur la SER à être rigoureux, afin qu'aucun volet négligé n'anéantisse les performances obtenues sur un autre volet soigné.

#### 1.4.4 Problématiques de furtivité

Puisque les techniques radar ont clairement supplanté les techniques visuelles ou optiques d'identification des objets volants ou navigants, il est question d'être discret électromagnétiquement, donc de réduire sa SER [93], [94]. En effet, pour qu'un radar puisse détecter une cible, une puissance doit être reçue par celui-ci et elle doit être supérieure à une puissance seuil  $P_{\text{seuil}}$ , caractéristique du radar, qui correspond à sa sensibilité. La puissance que reçoit le radar a été définie à travers l'équation bilan 1.35. Il faut alors, pour détecter une cible,  $P_r > P_{\text{seuil}}$ . Dans le cas où  $P_r = P_{\text{seuil}}$ , pour une SER donnée,  $D$  joue donc le rôle de la portée du radar. Pour conserver l'égalité et si  $\sigma$  diminue,  $D$  doit diminuer : l'objet est détecté plus tardivement, lorsqu'il s'approche du radar.

Toutefois, la SER d'un objet dépend des incidences des rayonnements, des polarisations et des fréquences en jeu. Le franchissement de ce seuil de détection est alors lui aussi dépendant de toutes ces grandeurs. Une réelle difficulté associée à la furtivité est celle d'être discret sur de larges bandes fréquentielles et angulaires. En ce sens, ce sont des problématiques partagées avec les métasurfaces, comme

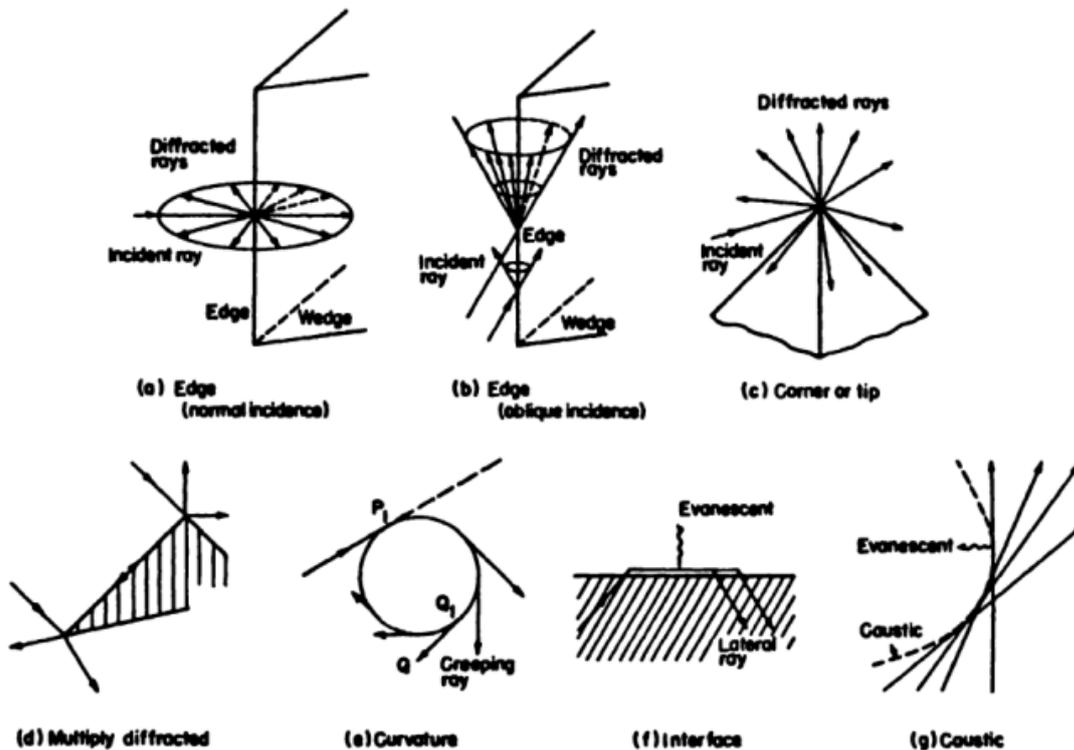


FIGURE 1.17 – Types de diffractions possibles selon la forme d'un objet [91].

évoqué en section 1.3.5.

La forme des objets (longiligne, volumineux), ou encore leur propriétés matérielles (métallique, absorbant [95]) ont aussi évidemment une influence sur leur SER. Il y a énormément de contributeurs possibles à la SER d'un objet (arêtes, rampants par exemple). Un cas particulier traité dans ces travaux est celui dans lequel l'objet présente une discontinuité dans ses propriétés radioélectriques. Dans l'ensemble des situations abordées il sera aussi question de contrôler les SER en agissant sur les revêtements des objets. Les métasurfaces apparaissent alors comme d'excellentes candidates.

#### 1.4.5 État de l'art des métasurfaces appliquées à la furtivité radar

Garantir la furtivité d'un objet est une tâche complexe qui nécessite la prise en compte de nombreux paramètres. Un ensemble de techniques existe déjà pour produire des objets furtifs. Un des objectifs de cette thèse est d'explorer les possibilités offertes par les métasurfaces et leurs limites pour la réduction de la SER et plus généralement pour les applications de furtivité.

L'utilisation des métasurfaces pour la furtivité est assez peu répandue, au regard des autres applications bien plus communes qui ont été présentées en section 1.3.3. Il existe tout de même des applications de réduction de SER avec par exemple des propositions de réduction de la SER d'un réflecteur diédrique [96] ou d'une antenne en dehors de sa bande de fonctionnement, basées sur l'utilisation des FSS [97], [98]. Dans ce cas précis, la difficulté vient du fait qu'il est souhaité qu'une antenne ait de bonnes performances en terme de gain (contrainte qui a tendance à faire grandir la taille d'un dispositif) tout en conservant une faible SER (contrainte qui a tendance à faire réduire la taille d'un dispositif). L'utilisation des métasurfaces permet d'être performant vis-à-vis des deux contraintes. La structure est cependant multicouche et prend le parti de l'absorption du rayonnement en le guidant dans la structure, s'éloignant de l'approche métasurface en réflexion.

Toujours légèrement en marge de la discussion autour de la manipulation de front d'onde, des tra-

vaux utilisent la conversion de polarisation [99], autre application possible des métasurfaces discutée en section 1.3.3, pour réduire la SER d'une plaque métallique.

D'autres travaux présentent une réduction de SER, sur une large bande fréquentielle d'une structure plane [100]-[102], rappelant encore une fois les contraintes associées aux métasurfaces en termes de tenue en fréquence. La structure ([101], figure 1.18) qui est proposée consiste en une juxtaposition de différentes plaques carrées sur lesquelles sont imprimées des motifs d'un seul type. D'une plaque à l'autre, le motif imprimé ainsi que l'épaisseur de substrat sont différents. Les contraintes en termes de fréquence sont dans ce cas satisfaites que pour des nombres limités d'incidences (seulement normale la majorité du temps) en rétrodiffusion. Ici, on ne corrige pas la SER d'un objet proposé initialement mais on construit une structure entière, à faible SER comparée à celle d'une plaque métallique de mêmes dimensions. La topologie proposée est plutôt à éviter, surtout en incidence, dans des applications de furtivité car ce sont autant d'arêtes qui peuvent diffracter le rayonnement incident ou guidé. Dans le second [102], l'objet est en plus reconfigurable mais nécessite l'embarquement de dispositifs actifs.

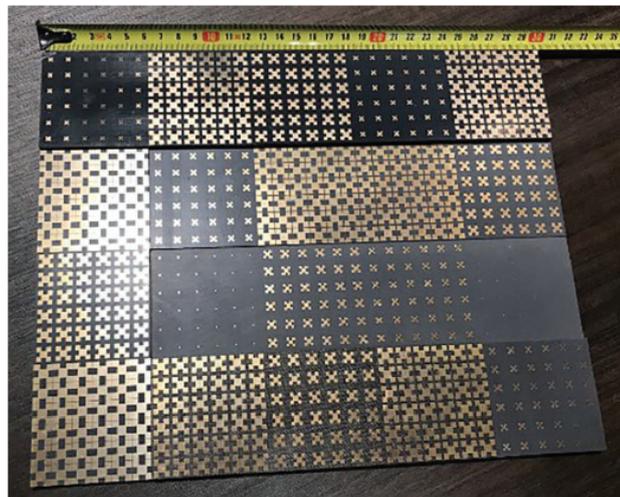


FIGURE 1.18 – Exemple d'une métasurface à faible SER : elle est entièrement recouverte et présente des marches de hauteurs variables [101].

De manière similaire on trouve des travaux qui utilisent le même type de structure et font aussi des comparaisons avec des SER de plaques métalliques [103]. Ici on assure des bonnes performances en incidence normale et on gagne en stabilité angulaire au prix de l'ajout d'une couche de superstrat diélectrique (figure 1.19) rendant la mise en œuvre plus complexe, le volume et le poids de la structure plus importants.

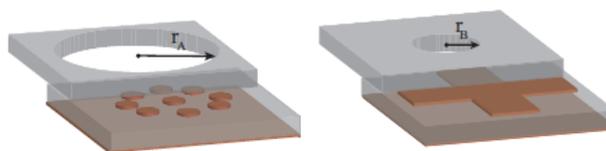


FIGURE 1.19 – Métasurface à faible SER sur une large bande angulaire. Cellules avec la couche de diélectrique supplémentaire, utilisée dans la structure proposée [103].

Enfin, dans un esprit plus proche des travaux que l'on présentera en deuxième partie de cette thèse, une structure sous la forme d'une couche de diélectrique de référence a été proposée [104], [105], au milieu de laquelle se trouve un autre diélectrique "intrus" (partie bleue sur la figure 1.20). L'objectif de ces travaux est de proposer une inclusion métallique, à insérer dans le diélectrique intrus à camoufler pour que l'ensemble se comporte électromagnétiquement comme un seul bloc de diélectrique de référence.

L'idée est de rendre le coefficient de réflexion de la structure avec inclusions égal à celui de la structure référence. Le diélectrique contenant les inclusions métalliques est représenté à l'aide de son équivalent avec un modèle de lignes de transmission, à partir duquel on retrouve une impédance équivalente. Le coefficient de réflexion est alors exprimé en fonction de cette impédance. Seule l'incidence normale est traitée dans ces travaux et l'inclusion d'éléments métalliques au sein même d'un diélectrique oblige une fabrication encore une fois multicouche.

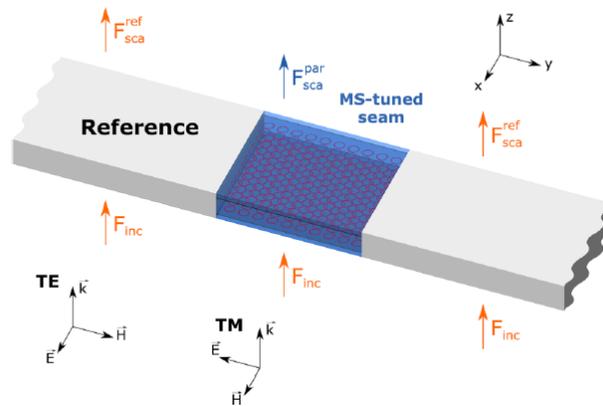


FIGURE 1.20 – La structure avec le diélectrique "intrus" et ses inclusions métalliques qui ont vocation à se comporter comme le diélectrique référence [105].

On trouve donc difficilement dans la littérature des applications de réduction de SER monocouche, qui se contentent d'une simple impression métallique sur un substrat diélectrique. Quand c'est le cas, les structures sont entièrement créées pour avoir des faibles SER devant celle d'une plaque métallique, pour lesquelles les incidences de fonctionnement sont limitées.

## 1.5 Conclusion

Les notions qui permettent d'aborder la réflexion électromagnétique ont été introduites. D'abord de façon intuitive, puis rigoureusement en écrivant les champs électromagnétiques. Le rôle central des coefficients de réflexion et d'impédance a été détaillé. Ces notions sont aussi au cœur de la description des objets que sont les métasurfaces.

Le contexte dans lequel la discipline des métasurfaces évolue et les hypothèses qui sous-tendent sa pratique ont été décrits. Le domaine est récent, vaste et pléthorique en applications. Le rôle essentiel de ce chapitre a été de resserrer le champ autour des applications d'intérêt pour les travaux présentés ici : le contrôle de SER en réflexion.

Les éléments importants autour de la SER ont alors été définis et des contraintes particulières associées à la furtivité mises en lumière. Un état de l'art a alors été exposé au sujet de ces problématiques.

La description des travaux qui ont été menés, a recours à un ensemble d'outils de modélisation et d'analyse. Ils font appel aux notions fondamentales présentées tout au long de ce chapitre, le chapitre suivant présente ces outils.

# Chapitre 2

## Outils de modélisation de surfaces réfléchissantes

---

### 2.1 Introduction

Avant de présenter les études sur les surfaces réfléchissantes qui ont été menées, il est nécessaire d'introduire les outils analytiques qui servent à modéliser leur comportement, que ce soit pour les prédire ou pour les expliquer. Ce chapitre est aussi l'occasion d'introduire les environnements de simulation et les modes de représentation des résultats qui seront systématiquement utilisés au cours de ces travaux. Le premier outil est un modèle de rayonnement introduit en section 2.2 et est celui qui est le plus fréquemment utilisé au cours de ces travaux. Il permet de calculer le rayonnement en réflexion des structures étudiées. Les hypothèses et le contexte de ce modèle sont présentés et des cas canoniques rapidement discutés. Le second outil est l'analyse de Floquet, il sera décrit en section 2.3. Il est spécifique à l'étude de structures périodiques, très largement rencontrées lors de l'étude des métasurfaces. Les notions principales et les plus utiles au contexte de ces travaux sont détaillées et appliquées. La section 2.4, propose des éléments de validation du modèle de rayonnement. Il sera testé pour des objets non plus canoniques mais toujours simples et comparé à des simulations électromagnétiques rigoureuses à l'aide de HFSS ou à des mesures pour s'assurer de la légitimité à utiliser cet outil dans le contexte de ces travaux.

### 2.2 Modèle analytique de rayonnement

L'état de l'art au sujet des métasurfaces a montré qu'elles étaient synthétisées au moyen d'une mise en réseau de cellules discrétisant une propriété voulue. Cette propriété peut être le coefficient de réflexion local  $\Gamma(\vec{r})$  de cette surface par exemple. Cette section présente le modèle utilisé pour décrire le rayonnement d'une cellule prise isolément, en tant qu'entité élémentaire d'une métasurface. La métasurface est ensuite vue comme une mise en réseau de ces cellules dont le rayonnement total résulte de l'ensemble des contributions de ses entités élémentaires.

#### 2.2.1 Rayonnement d'une cellule déphaseuse

Le cadre du modèle choisi est le suivant : chaque cellule déphaseuse d'une métasurface se comporte comme une ouverture rectangulaire, placée dans le vide, de dimensions  $a \times b$  et portant un champ électromagnétique source connu. C'est le cadre de la section 12.5.2 de l'ouvrage [106]. La différence qui est apportée ici est dans l'expression des champs sources qui seront renommés en conséquence  $\vec{E}_s$  et  $\vec{H}_s$ . En effet, dans notre cas, les champs sources ne sont plus considérés constants mais sont le résultat de l'interaction entre la propriété décrite par la cellule avec l'onde plane qui l'illumine. Cette situation correspond mieux au cas d'étude proposé, car les métasurfaces synthétisées seront éclairées par des ondes planes d'incidences diverses.

## Écriture du champ source

La cellule produit localement la propriété désirée, que l'on propose ici être le coefficient de réflexion. Toute la cellule porte un coefficient de réflexion  $[\Gamma_{\text{cellule}}]$ , constant sur toute sa surface  $a \times b$ . Si la cellule est éclairée par une onde plane décrite par les vecteurs  $\vec{k}_i$  et  $\vec{E}_i$  alors le champ source qu'elle porte à sa surface résulte de l'interaction entre les composantes tangentielles de  $\vec{E}_i$  estimées à la surface de la cellule, et  $[\Gamma_{\text{cellule}}]$ . Autrement dit, de la même façon que dans l'équation 1.6 :

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = [\Gamma_{\text{cellule}}] \vec{E}_{it}(\vec{r}) \quad (2.1)$$

où cette fois  $[\Gamma_{\text{cellule}}]$  est constant sur toute la cellule alors que  $\vec{E}_{it}(\vec{r})$  conserve sa dépendance en  $\vec{r}$ . On déduit  $\vec{H}_s = \frac{\vec{E}_s}{\eta}$  pour des ondes planes où  $\eta$  est l'impédance caractéristique du milieu. Les sources sont maintenant définies. La suite de cette section propose de rappeler les grandes étapes de raisonnement et les résultats importants pour écrire le rayonnement d'une telle cellule.

## Formulation équivalente

L'expression des champs sources n'est pas pratique pour résoudre le problème qui consiste à calculer le rayonnement de l'objet décrit. En revanche, écrire des densités de courant équivalentes permet de calculer les intégrales de rayonnement pour ensuite estimer le champ rayonné par l'objet. Dans le même esprit que lors de l'évocation du principe de surface équivalente de Schelkunoff, il s'agit ici d'écrire les densités de courant sources, équivalentes aux champs sources du problème. Un cas initial général est choisi pour illustrer le propos et représenté sur la partie gauche de la figure 2.1.

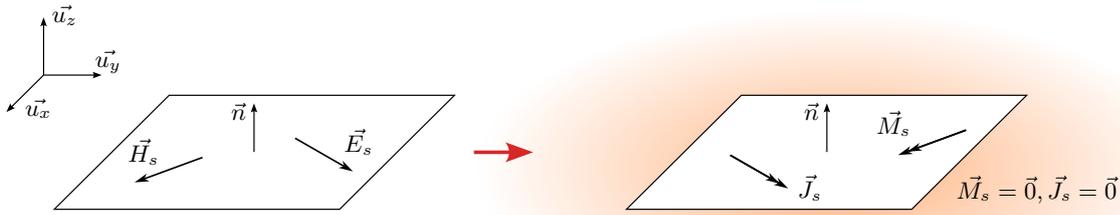


FIGURE 2.1 – Ouverture rayonnante, placée dans le vide, portant les champs sources  $\vec{E}_s$  et  $\vec{H}_s$  et son équivalent en densités de courants.

Il suffit ensuite de suivre la procédure indiquée dans les résumés des sections 12.2 et 12.3 de [106]. La procédure appliquée au cas d'étude est la suivante : la surface qui ceint la cellule est choisie telle qu'elle est le plan infini  $Oxy$ . Les densités de courant équivalentes sont déduites à l'aide d'un autre principe d'équivalence, celui de Love [9]. Elles sont, sur la cellule :

$$\vec{J}_s = \vec{n} \wedge \vec{H}_s \quad (2.2a)$$

$$\vec{M}_s = -\vec{n} \wedge \vec{E}_s \quad (2.2b)$$

et nulles partout ailleurs. Au final, la situation équivalente est celle de la partie droite de la figure 2.1.

## Intégrales de rayonnement et champ rayonné

La figure 2.2 représente la situation générale dans laquelle se trouve une cellule dont on cherche à évaluer le rayonnement dans l'espace. Dans le cas général représenté, la cellule de dimension  $a \times b$  est repérée par son centre, situé en  $(x_p, y_q)$  et peut se situer n'importe où dans le plan  $Oxy$ . Le vecteur  $\vec{r}'$  désigne un point courant  $(x' = x_p + \alpha, y' = y_q + \beta)$  de la surface de la cellule, de sorte que  $-\frac{a}{2} < \alpha < \frac{a}{2}$  et  $-\frac{b}{2} < \beta < \frac{b}{2}$ . La cellule peut porter n'importe quelle distribution de  $\vec{J}_s$  et  $\vec{M}_s$  telle que décrite à

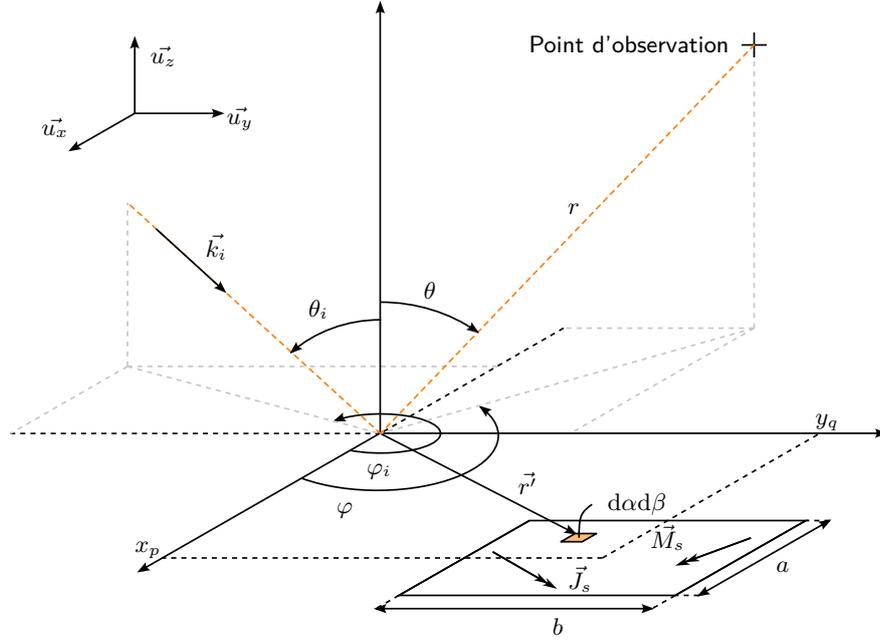


FIGURE 2.2 – Situation générale d'une cellule dans un plan éclairée par une onde plane d'incidence quelconque et observée depuis un point quelconque.

travers l'équation 2.2. Le champ qu'elle rayonne est évalué en un point d'observation à une distance  $r$  de l'origine. Dans cette situation, en champ lointain, les intégrales de rayonnement sont [106]-[108]

$$N_\theta = \iint [J_x \cos(\theta) \cos(\varphi) + J_y \cos(\theta) \sin(\varphi) - J_z \sin(\theta)] e^{jk[x' \sin(\theta) \cos(\varphi) + y' \sin(\theta) \sin(\varphi)]} d\alpha d\beta \quad (2.3a)$$

$$N_\varphi = \iint [-J_x \sin(\varphi) + J_y \cos(\varphi)] e^{jk[x' \sin(\theta) \cos(\varphi) + y' \sin(\theta) \sin(\varphi)]} d\alpha d\beta \quad (2.3b)$$

$$L_\theta = \iint [M_x \cos(\theta) \cos(\varphi) + M_y \cos(\theta) \sin(\varphi) - M_z \sin(\theta)] e^{jk[x' \sin(\theta) \cos(\varphi) + y' \sin(\theta) \sin(\varphi)]} d\alpha d\beta \quad (2.3c)$$

$$L_\varphi = \iint [-M_x \sin(\varphi) + M_y \cos(\varphi)] e^{jk[x' \sin(\theta) \cos(\varphi) + y' \sin(\theta) \sin(\varphi)]} d\alpha d\beta \quad (2.3d)$$

Elles permettent de calculer le champ rayonné au point d'observation considéré, défini par

$$\vec{E}_{\text{cell}} = \begin{pmatrix} E_r \\ E_\theta \\ E_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (L_\varphi + \eta N_\theta) \\ \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (L_\theta - \eta N_\varphi) \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Pour les travaux présentés ici une situation simplifiée peut être utilisée, analogue à celle décrite en 1.2.3. Systématiquement les surfaces seront éclairées par un vecteur d'onde  $\vec{k}_i$  contenu dans le plan  $Oyz$ , contenant aussi le point d'observation. Il n'est utile, par ailleurs, que de décrire une seule polarisation. À nouveau, comme en 1.2.3, on détaille les calculs pour la polarisation TE. La situation se retrouve alors être celle de la figure 2.3

Cette situation permet d'écrire

- $\cos(\varphi) = 0$  et  $\sin(\varphi) = 1$
- $J_x \vec{u}_x = -H_{sy} \vec{u}_x$  et  $M_y \vec{u}_y = -E_{sx} \vec{u}_y$
- $J_y = J_z = M_x = M_z = 0$

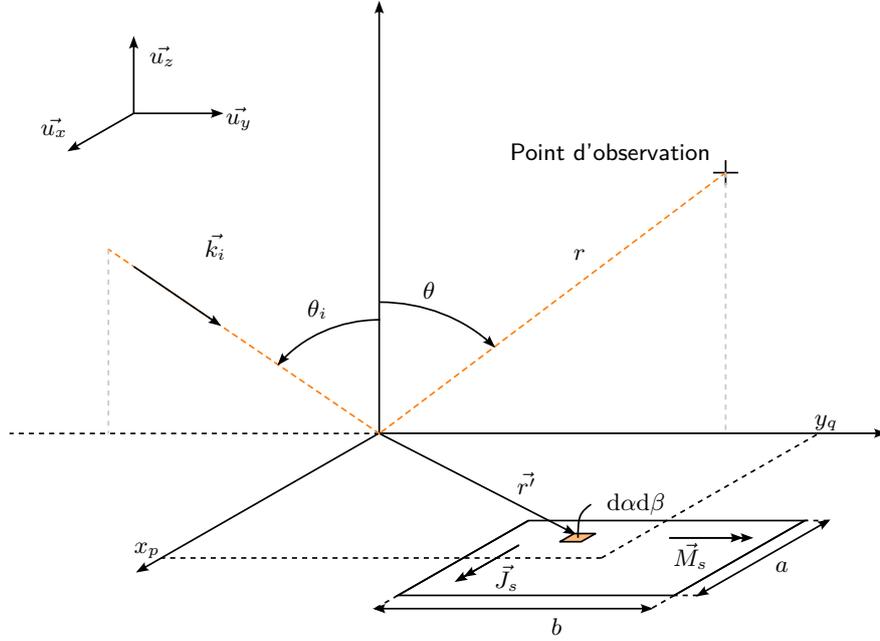


FIGURE 2.3 – Situation simplifiée d'une cellule dans un plan éclairée par une onde plane TE décrite par un vecteur d'onde contenu dans le plan du point d'observation.

Les intégrales de rayonnement se simplifient alors grandement et donnent

$$N_\theta = 0 \quad (2.5a)$$

$$N_\varphi = \iint H_{sy} e^{jky' \sin(\theta)} d\alpha d\beta \quad (2.5b)$$

$$L_\theta = \iint -E_{sx} \cos(\theta) e^{jky' \sin(\theta)} d\alpha d\beta \quad (2.5c)$$

$$L_\varphi = 0 \quad (2.5d)$$

En y incorporant les expressions de  $E_{sx}$  et  $H_{sy}$  des équations 1.13 et en simplifiant  $E_{i0} = E_0$ , leur résolution mène à

$$N_\varphi = \Gamma_{xx} \frac{E_0 \cos(\theta_i)}{\eta} e^{jky[\sin(\theta_i) + \sin(\theta)]} ab \frac{\sin(X)}{X} \frac{\sin(Y)}{Y} \quad (2.6a)$$

$$L_\theta = -\Gamma_{xx} E_0 \cos(\theta) e^{jky[\sin(\theta_i) + \sin(\theta)]} ab \frac{\sin(X)}{X} \frac{\sin(Y)}{Y} \quad (2.6b)$$

Avec  $X = \frac{ka}{2} [\sin(\theta_i) + \sin(\theta)]$  et  $Y = \frac{kb}{2} [\sin(\theta_i) + \sin(\theta)]$ . Le champ rayonné par une cellule est alors, d'après l'équation 2.4

$$\vec{E}_{\text{cell}} = -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \frac{\sin(X)}{X} \frac{\sin(Y)}{Y} E_0 ab [\cos(\theta_i) + \cos(\theta)] \Gamma_{xx} e^{jky[\sin(\theta_i) + \sin(\theta)]} \vec{u}_\varphi. \quad (2.7)$$

## 2.2.2 Rayonnement d'un réseau de cellules déphaseuses

Un certain nombre des termes de l'équation 2.7 ne dépend que des conditions initiales d'éclairage et de la position du point d'observation. Ainsi, si un réseau de cellules est entièrement constitué de cellules identiques de tailles  $a \times b$ , il est judicieux de regrouper une partie de cette équation sous le terme

$$R(k, r, E_0, a, b, \theta_i, \theta) = -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \frac{\sin(X)}{X} \frac{\sin(Y)}{Y} E_0 ab [\cos(\theta_i) + \cos(\theta)]. \quad (2.8)$$

$R$  ne dépend ni de la position de la cellule ni du coefficient de réflexion qu'elle porte.

### Champ rayonné par un réseau linéaire

Une cellule positionnée en  $y_q$  qui porte un coefficient de réflexion  $\Gamma_{xx}(y_q) = \Gamma_q$  pour simplifier les notations, rayonne en  $\theta$ , en reprenant l'équation 2.7

$$\vec{E}_{\text{cell}} = R\Gamma_q e^{jky[\sin(\theta_i) + \sin(\theta)]} \vec{u}_\varphi. \quad (2.9)$$

Le coefficient de réflexion d'une cellule  $\Gamma_q$  est bien constant sur toute la cellule, c'est le  $[\Gamma_{\text{cellule}}]$  de l'équation 2.1. Il varie discrètement avec les  $y_q$  discrets. Il est le seul terme de la matrice de réflexion qui subsiste en TE, en l'absence de conversions de polarisation. L'exponentielle, elle, varie bien continuellement avec  $y$ . Au cours de tous les travaux qui seront présentés, que les discussions soient autour d'une polarisation ou de l'autre, les lois de phase et coefficients de réflexion ( $\Gamma_{xx}$  en TE et  $\Gamma_{yy}$  en TM) varient dans une direction, que l'on choisit être  $\vec{u}_y$ . À ce stade, puisque rien ne varie avec  $x$ , il est suffisant de se contenter d'un réseau linéaire. L'objet peut toujours rester une surface, la dimension  $a$  peut être choisie arbitrairement, les cellules peuvent toujours se placer n'importe où sur  $x$ , c'est simplement que rien ne varie dans cette direction. Cela permet de laisser ouverte la possibilité de variations à deux dimensions des grandeurs d'intérêt, pour des études futures.

Pour un réseau de  $Q$  cellules repérées par leur indice  $q$ , le champ rayonné par le réseau est

$$\vec{E}_{\text{rés}} = \sum_{q=1}^Q \vec{E}_{\text{cell},q} = \sum_{q=1}^Q R\Gamma_q e^{jky[\sin(\theta_i) + \sin(\theta)]} \vec{u}_\varphi \quad (2.10)$$

avec  $y_q = b \left( \frac{1-Q}{2} + q - 1 \right)$  la position du centre de la  $q^{\text{ième}}$  cellule pour un réseau centré en  $y = 0$ . La totalité des objets présentés dans ces travaux pourront être modélisés avec cette approche, il faudra simplement réécrire les champs sources pour la polarisation TM.

### Validation préliminaire dans le cas canonique de la SER d'une plaque métallique

Le champ re-rayonné par un réseau linéaire est désormais estimé, pour peu que tous les  $\Gamma_q$  soient connus. Pour comparer ce calcul analytique à des résultats de simulations et de mesures, il convient de tracer sa SER associée. La SER bistatique du réseau éclairé sous une incidence  $\theta_i$  est

$$\text{SER}_{\text{rés}}(\theta, \theta_i) = \lim_{r \rightarrow \infty} 10 \log \left( 4\pi r^2 \frac{\|\vec{E}_{\text{rés}}\|^2}{E_0^2} \right). \quad (2.11)$$

Classiquement et aussi dans les environnements de simulation, on choisira les grandeurs unitaires  $E_0 = 1$  et  $r = 1$ . Le calcul utilisé sera de toute façon celui en champ lointain,  $r$  n'a pas besoin d'être explicitement mis à l'infini. Cette SER est à réévaluer à chaque nouvelle incidence. La SER monostatique de ce réseau est unique et est obtenue avec la même expression, pour tous les points de rétro-diffusion pour lesquels  $\theta_i = \theta$ .

Ce calcul peut être éprouvé avec le cas canonique d'une plaque métallique. Dans ce cas, chaque  $\Gamma_q$  est toujours  $-1$ . Les diagrammes de SER correspondants, à 12 GHz, sont tracés en figures 2.4, 2.5 et 2.6. Ils concernent une plaque métallique constituée de 10 cellules identiques de taille  $a \times b = 100 \times 10 \text{ mm}^2$ , alignées suivant  $\vec{u}_y$ . Le tracé ainsi présenté permet d'introduire la mise en forme adoptée pour tous les autres résultats de SER à venir, elle sera toujours ainsi. Les deux premiers tracés sont des SER bistatiques, l'un pour une incidence normale (figure 2.4), l'autre pour une incidence oblique (figure 2.5) et le dernier est une SER monostatique (figure 2.6).

Le calcul peut être confronté à la SER d'une plaque métallique dans le cadre de l'optique physique [92]. Un exemple de calcul est celui de l'équation (5.14) du même ouvrage :

$$\sqrt{\sigma} = -j \frac{kLW}{\sqrt{\pi}} \vec{n} \cdot \vec{e}_r \wedge \vec{h}_i e^{jkr\vec{0} \cdot (\vec{i} - \vec{s})} \frac{\sin \left[ \left( \frac{1}{2} k \vec{L} \cdot (\vec{i} - \vec{s}) \right) \right]}{\frac{1}{2} k \vec{L} \cdot (\vec{i} - \vec{s})} \frac{\sin \left[ \left( \frac{1}{2} k \vec{W} \cdot (\vec{i} - \vec{s}) \right) \right]}{\frac{1}{2} k \vec{W} \cdot (\vec{i} - \vec{s})}. \quad (2.12)$$

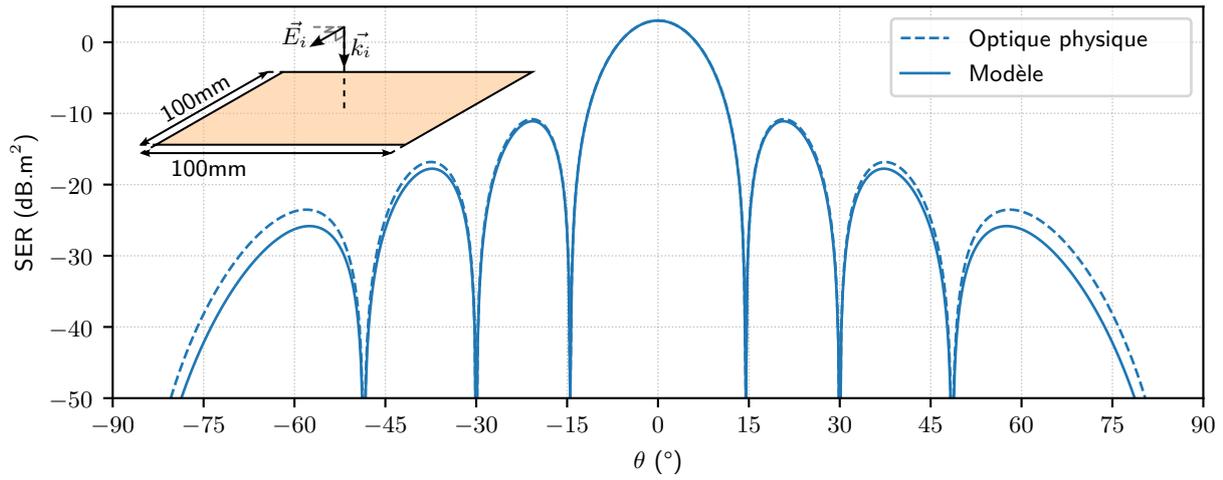


FIGURE 2.4 – SER bistatique d'une plaque métallique éclairée sous une incidence  $\theta_i = 0^\circ$ .

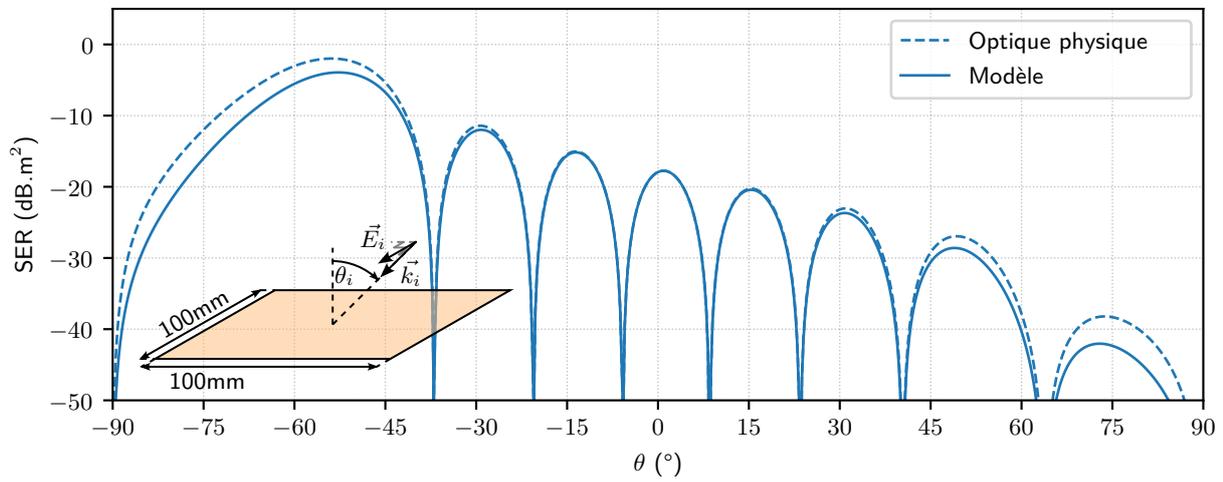


FIGURE 2.5 – SER bistatique d'une plaque métallique éclairée sous une incidence  $\theta_i = 45^\circ$ .

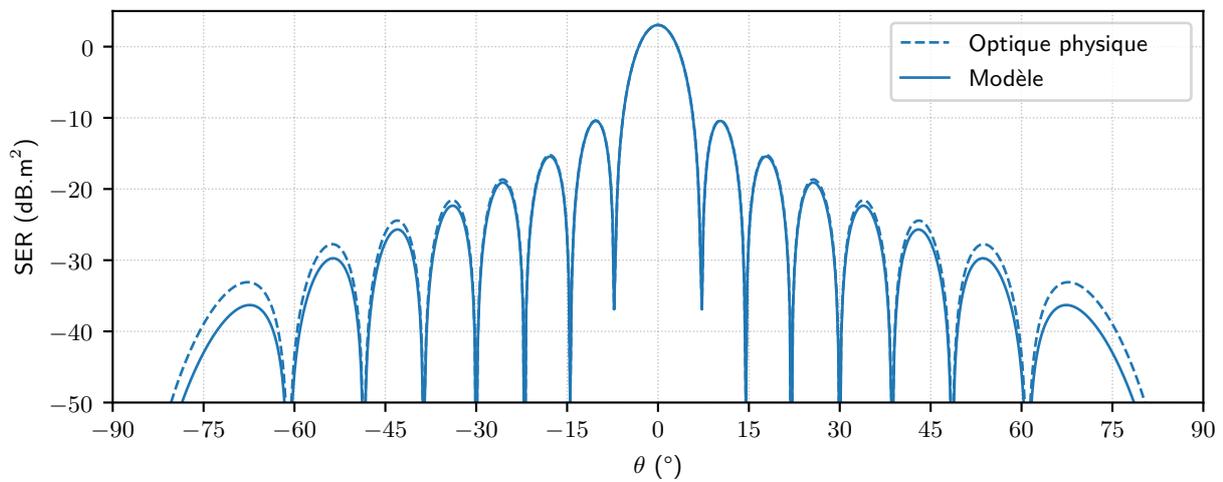


FIGURE 2.6 – SER monostatique d'une plaque métallique calculée avec le modèle présenté, confrontée au résultat d'optique physique.

Les grandeurs  $L$  et  $W$  sont les dimensions de la plaque métallique auxquelles sont associés les vecteurs  $\vec{L}$  et  $\vec{W}$  de même longueur et parallèles aux côtés correspondants. Les vecteurs  $\vec{n}$ ,  $\vec{e}_r$ ,  $\vec{h}_i$ ,  $\vec{i}$  et  $\vec{s}$  sont tous des vecteurs unitaires orientés selon, respectivement, la normale à la plaque, le vecteur champ électrique réfléchi, le vecteur champ magnétique incident, la direction d'incidence et la direction d'observation. Le vecteur  $\vec{r}_0$  désigne un point courant à la surface de la plaque. Cette fonction est implémentée, tracée et superposée aux SER présentées à l'instant, sur les figures correspondantes.

Les niveaux de SER sont ceux attendus pour cette plaque carrée. L'incidence est correctement gérée, le rayonnement en réflexion est reçu dans la direction spéculaire à l'éclairement. Une diminution de la SER calculée avec le modèle, croissante avec l'incidence, est observée relativement au résultat d'optique physique. C'est attendu, car le résultat d'optique physique peut être retrouvé en considérant une ouverture rayonnante dans un plan de masse [106], cas dans lequel la dépendance en  $\cos(\theta)$  dans l'expression de  $R$  diffère.

Dans le cas étudié, les coefficients de réflexion sont les mêmes partout, une seule et unique cellule d'une taille identique à celle de la plaque entière ( $100 \times 100 \text{ mm}^2$ ) aurait très bien pu être spécifiée à la place des 10 cellules de  $100 \times 10 \text{ mm}^2$  alignées suivant  $\vec{u}_y$ . Il est vérifié que le résultat reste le même. Ce découpage peut sembler artificiel mais il reste utile pour garder une certaine souplesse pour les cas suivants où la distribution de coefficients de réflexion sera susceptible de changer.

L'outil qui permet de modéliser le rayonnement de toutes les structures étudiées dans ces travaux est désormais présenté. Il peut être validé avec des surfaces plus complexes, comme une structure diélectrique ou une métasurface simple. Ces surfaces seront synthétisées et utilisées pour valider le modèle. La synthèse d'une métasurface repose cependant sur certaines hypothèses. Le rôle de la section suivante est d'introduire un autre formalisme qui partage ses hypothèses avec celles des métasurfaces et permet de justifier leur méthode de synthèse.

## 2.3 Éléments d'analyse de Floquet

L'analyse de Floquet [109], [110] est utile pour décrire n'importe quelle structure infinie périodique. Ses résultats pourront être utilisés sous deux aspects distincts. Le premier est pour décrire les constituants élémentaires de métasurfaces que sont les cellules. L'analyse de Floquet permet de décrire leur comportement quand elles sont en environnement périodique. Elle sera utilisée pour calculer les  $[\Gamma_{\text{cellule}}]$ . La seconde situation dans laquelle ce formalisme est utile vient du fait qu'il a été évoqué dans la section 1.3 que les métasurfaces peuvent aussi bien être décrites à l'aide d'un autre constituant élémentaire, une supercellule. À nouveau, l'analyse de Floquet fait des prédictions sur le comportement de ces entités quand elles sont périodisées.

### 2.3.1 Situation de base et série de Floquet

L'hypothèse principale avancée lors des étapes de synthèse des métasurfaces est celle de périodicité locale : la surface doit être discrétisée suffisamment finement pour que ses éléments soient très ressemblants à leurs éléments voisins. Ce que permet l'analyse de Floquet, c'est de prédire le comportement d'une structure infinie périodique. L'idée est donc de se servir des résultats de l'analyse de Floquet en admettant que la périodicité sera respectée au sein de métasurfaces considérées, au moins localement.

Le cas de figure général est donc le suivant : une surface périodique formée par la répétition d'une cellule de dimensions  $a \times b$  est éclairée avec une onde plane de vecteur d'onde  $\vec{k}_i = k_{xi}\vec{u}_x + k_{yi}\vec{u}_y + k_{zi}\vec{u}_z$  et re-rayonne dans la direction spéculaire  $\vec{k}_0$ . C'est la situation de la figure 2.7, sur laquelle a été ajoutée une direction supplémentaire utile pour plus tard.

Le résultat le plus utile de l'analyse de Floquet pour notre cas est le suivant. Elle prévoit que

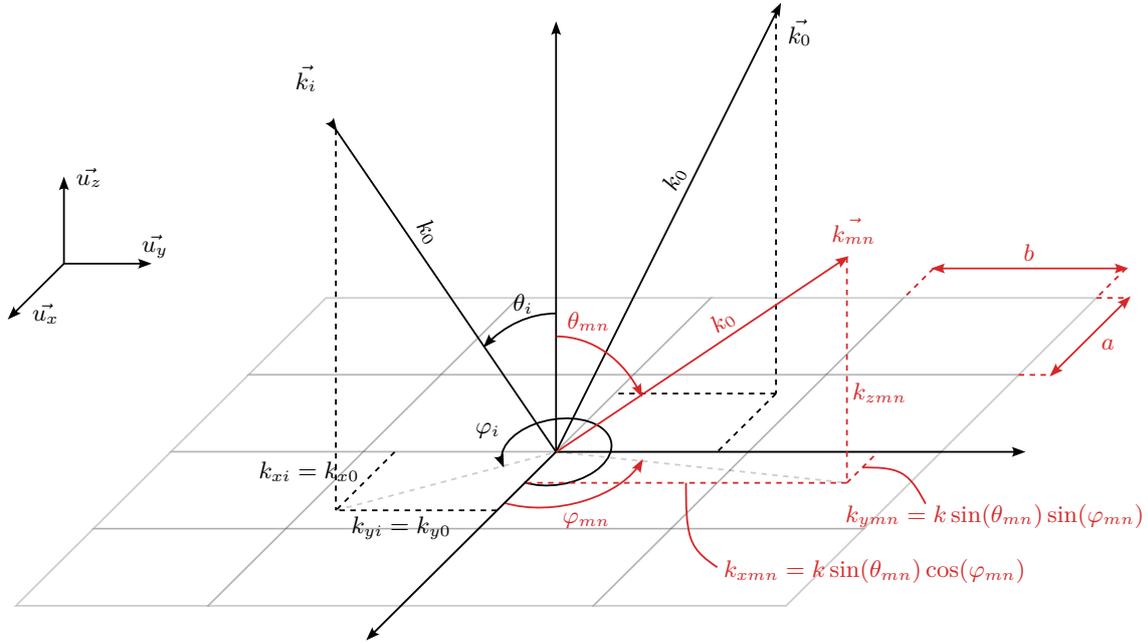


FIGURE 2.7 – Représentation complète d'un cas de figure où une onde plane incidente donne lieu à l'apparition d'un mode de Floquet  $mn$  après réflexion sur un réseau périodique plan. Les grandeurs utilisées dans l'équation 2.13 sont explicitées.

si le réseau tel qu'il est décrit en figure 2.7 rayonne effectivement dans la direction  $\vec{k}_0$ , elle rayonne potentiellement dans d'autres directions. Son rayonnement se décompose en série de Floquet [111]. Cette série est une somme infinie de modes, un mode est caractérisé par une onde plane décrite par un vecteur d'onde  $\vec{k}_{mn}$  de composantes

$$\begin{cases} k_{xmn} = k_{x0} + \frac{2m\pi}{a} \\ k_{ymn} = k_{y0} + \frac{2n\pi}{b} \end{cases} \quad (2.13)$$

### 2.3.2 Modes de Floquet

Cette section décrit la condition de propagation d'un mode de Floquet. Un mode sera dit propagatif si cette condition est satisfaite, évanescent sinon. Un mode propagatif de vecteur d'onde  $\vec{k}_{mn}$  est représenté sur la figure 2.7. Cette figure détaille aussi la norme  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  commune à chaque vecteur et les composantes de vecteur d'onde d'un mode de Floquet. Immédiatement, la norme  $k_0^2 = k_{xmn}^2 + k_{ymn}^2 + k_{zmn}^2$  peut être écrite. La norme  $k_0$  est connue une fois la fréquence de travail choisie et l'équation 2.13 donne  $k_{xmn}$  et  $k_{ymn}$ . La valeur de  $k_{zmn}^2$  peut donc être déduite avec

$$k_{zmn}^2 = k_0^2 - k_{xmn}^2 - k_{ymn}^2 \quad (2.14)$$

Cette transformation anodine constitue en fait la relation à la fois la plus simple et la plus importante de cette section. Il est en effet attendu d'un mode propagatif que ses composantes de vecteur d'onde soient réelles, en particulier  $k_{zmn}$ . Concrètement, il est attendu que  $k_{zmn}^2 > 0$ . Ce qui mène à la condition

$$k_0^2 > k_{xmn}^2 + k_{ymn}^2 \quad (2.15)$$

Ainsi, tous les couples  $(m, n)$  qui satisfont cette condition correspondront à des modes propagatifs, ceux qui seront effectivement observés en réflexion, tous les autres correspondent à des modes évanescents. La série de Floquet est toujours une somme infinie de termes, elle est donc constituée d'une quantité finie de modes propagatifs, ceux qui respectent la condition évoquée, et d'une infinité de modes évanescents, qui ne respectent pas la condition évoquée.

La figure 2.7 donne par ailleurs toutes les informations sur la direction de propagation de l'onde plane associée au mode  $mn$ . Le vecteur  $\vec{k}_{mn}$  associé à cette onde plane est alors orienté de sorte que

$$\begin{cases} \cos(\theta_{mn}) = \frac{k_{zmn}}{k_0} \\ \tan(\varphi_{mn}) = \frac{k_{ymn}}{k_{xmn}} \end{cases} . \quad (2.16)$$

Il suffit de connaître le comportement d'un seul de ses éléments pour savoir comment rayonne le réseau. Concrètement, pour revenir à la problématique de base de cette section, il est possible de caractériser les objets périodiques à l'aide de ce résultat. Les cellules ou supercellules peuvent être simulées dans un environnement très simplifié, avec des conditions aux limites émulant la périodicité, d'un seul élément, excité par une onde plane. Le rayonnement reçu dans toutes les directions décrites par les  $\vec{k}_{mn}$  peut être évalué en simulation et les coefficients de réflexion voulus calculés à partir des amplitudes de champ correspondantes.

Il est aisé de montrer à partir des équations 2.13 et 2.15 que pour une cellule plus petite que  $\frac{\lambda_0}{2}$  ( $a < \frac{\lambda_0}{2}$  et  $b < \frac{\lambda_0}{2}$ ) seul le mode fondamental ( $m = n = 0$ ) est propagé. Aussi, une cellule est systématiquement dimensionnée plus petite que  $\frac{\lambda}{2}$  de sorte qu'elle est caractérisée dans son mode fondamental. Ce n'est pas le cas d'une supercellule, toujours plus grande que  $\lambda$ . Ainsi, dans l'équation 2.13,  $m$  et  $n$  peuvent prendre *a priori* d'autres valeurs rendant  $k_{zmn}$  réel, correspondantes à d'autres directions.

## 2.4 Validations

Cette section propose deux cas basiques pour deux objectifs distincts. Il s'agit pour le premier d'éprouver le modèle de rayonnement introduit en section 2.2, en simulation comme en mesure. Le second cas soulève une limite apparente du modèle, dont la correction constitue l'objet du chapitre suivant.

Dans toute cette section et plus tard dans le document sont proposés des tracés de SER. Ils sont obtenus à l'aide du modèle de rayonnement de la section 2.2 ou à l'aide d'une simulation rigoureuse ou encore en mesure. Tous les résultats qui sont obtenus en utilisant le "modèle de rayonnement" feront référence au résultat du code développé en Python, qui implémente le modèle de la section 2.2. Tous les résultats obtenus en utilisant une "simulation rigoureuse" feront référence au résultat d'une simulation effectuée avec le logiciel HFSS. Dans les légendes des figures, plus compactes, on trouvera "modèle" ou "simulation". On s'efforcera de conserver les mots clés ainsi introduits, en sachant qu'ils réfèrent systématiquement aux mêmes objets.

### 2.4.1 Plaque diélectrique

Le premier cas est celui d'une plaque diélectrique sur plan de masse en figure 2.8. La fréquence de travail est  $f = 12$  GHz. C'est un cas volontairement simple, qui est l'étape intermédiaire entre une plaque métallique et une métasurface constituée de motifs imprimés sur un diélectrique. Ce cas permet surtout de présenter l'environnement de simulation qui sera le même pour toutes les études menées dans ces travaux.

#### Environnement de simulation sur HFSS

Comme proposé dans la section 2.2.2, la direction intéressante, celle selon laquelle les propriétés des objets étudiés varieront, est  $\vec{u}_y$ . Peu importe la polarisation considérée, on choisit alors de travailler avec des objets semi-infinis. Ils sont finis dans la direction d'intérêt et infinis dans la direction où rien ne varie,  $\vec{u}_x$ . De cette manière, la dimension  $l$  de la plaque peut être réduite à une dimension arbitraire  $d$ , qui sera répétée infiniment au moyen des conditions aux limites adéquates.

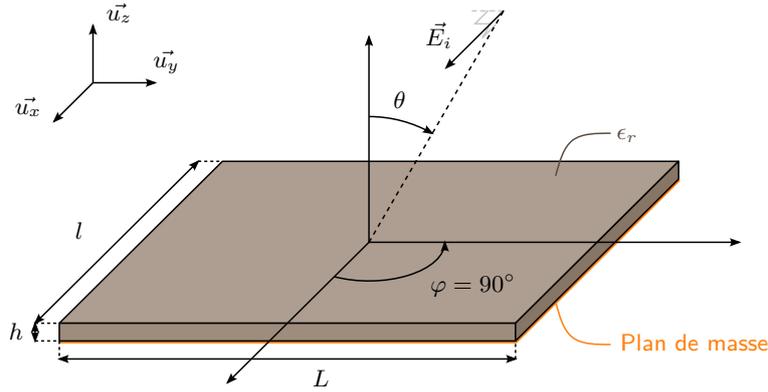


FIGURE 2.8 – Dimensions de la plaque diélectrique utilisée pour éprouver le modèle de rayonnement analytique et repère associé. La polarisation TE est suggérée.

Cet environnement semi-infini permet de simplifier le problème électromagnétiquement mais aussi numériquement, en réduisant le volume de calcul. Une condition de type *perfect electric conductor* (PEC) sera appliquée pour une polarisation TE et une condition de type *perfect magnetic conductor* (PMC) sera utilisée pour une polarisation TM. Comme une polarisation TE est suggérée en figure 2.8, la figure 2.9 montre l'environnement de simulation semi-infini qui lui est associé.

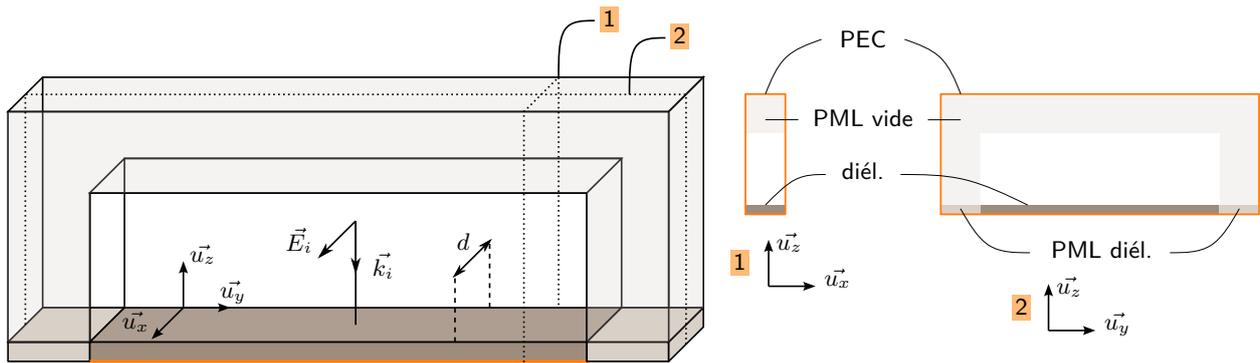


FIGURE 2.9 – Environnement de simulation semi infini utilisé sur HFSS, permettant de se limiter à une largeur  $d$  de l'objet.

Le modèle de rayonnement ne tient pas compte des éventuelles contributions associées à des effets de bords. La structure pourrait avoir un comportement diffractant à ses extrémités. Pour permettre une étude comparative, l'environnement de simulation doit inclure un moyen de supprimer ces effets. Des conditions absorbantes de type *perfect matching layer* (PML) adaptées au diélectrique sont alors introduites aux extrémités du substrat. Les autres PML, adaptées au vide, sont utilisées pour simuler l'espace libre.

### Confrontation modèle de rayonnement et simulation rigoureuse

L'environnement de simulation a été décrit, il faut désormais calculer le rayonnement en réflexion de la structure. Il peut maintenant être obtenu de deux manières : avec le modèle de rayonnement présenté en section 2.2 ou à l'aide d'une simulation rigoureuse dont l'environnement vient d'être présenté. Avant de pouvoir faire cette comparaison, il faut d'abord calculer le coefficient de réflexion de la structure. Il peut être assimilé au coefficient de réflexion d'une couche infinie de matériau diélectrique sur plan de masse. Il s'exprime en fonction de la permittivité relative  $\epsilon_r$  du substrat qui la constitue :

$$\Gamma_{xx} = \frac{\Gamma_{12,TE}(\theta, \epsilon_r) - e^{-j\varphi}}{1 - \Gamma_{12,TE}(\theta, \epsilon_r)e^{-j\varphi}} \quad (2.17)$$

Le calcul de  $\Gamma_{12,TE}(\theta, \epsilon_r)$  peut être retrouvé par exemple en section 1.8, équation (1.143a) de [112].  $\varphi$  est la phase accumulée par l'onde plane dans le substrat, elle s'écrit  $\varphi = 2kh \cos(\theta_t)$  où  $\theta_t$  est le

même que celui utilisé dans le calcul de  $\Gamma_{12,TE}$ . Le coefficient de réflexion  $\Gamma_{xx}$  est identique partout sur l'objet. Il peut alors être vu comme une seule ouverture rayonnante qui porte ce coefficient de réflexion et il est donc inutile de le discrétiser en cellules.

Le diélectrique étudié est le DiClad880 pour lequel  $\epsilon_r = 2.2 - 0.00195j$ . On choisit par ailleurs  $L = 100$  mm,  $d = 10$  mm et  $h = 1.575$  mm. Son diagramme de rayonnement monostatique est aussi calculé à l'aide de l'équation 2.11. Il est comparé dans un premier temps à celui d'une plaque métallique de mêmes dimensions en figure 2.10.

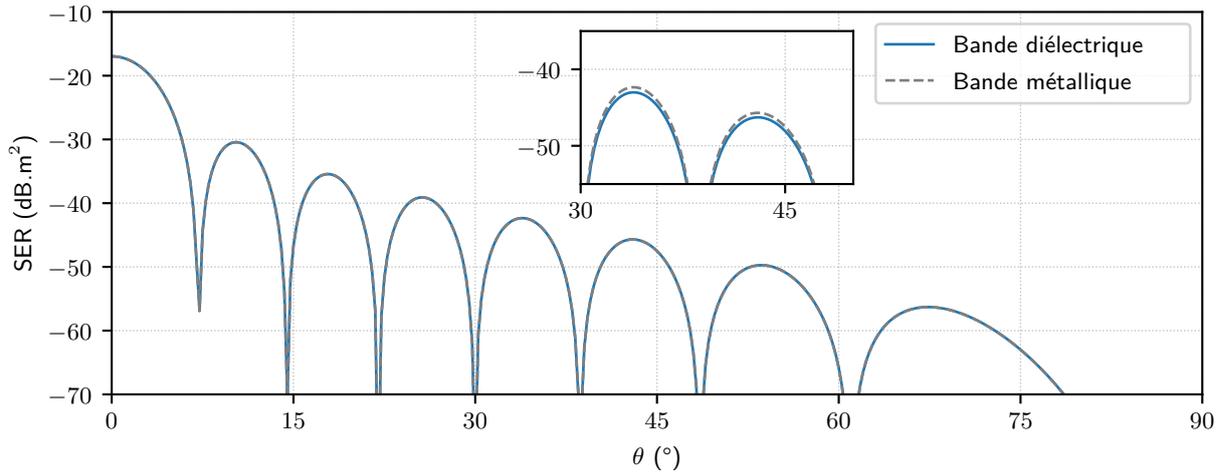


FIGURE 2.10 – SER monostatique de la bande diélectrique étudiée, comparée à celle d'une bande métallique de même dimension. Les deux SER sont obtenues à l'aide du modèle de rayonnement.

La structure simulée est bien semi infinie, électromagnétiquement. En revanche, elle possède bien une SER. Elle correspond à la troncature opérée par le dimensionnement de l'ouverture utilisée pour le calcul en champ lointain. On a donc bien la SER d'une bande de dimensions  $d \times L$ . Les résultats sont presque confondus, la partie imaginaire de  $\epsilon_r$  et l'épaisseur de substrat sont conjointement trop faibles dans ce cas pour observer une diminution de SER. Une augmentation artificielle de la partie imaginaire de  $\epsilon_r$  permet de s'assurer de cet effet. L'encart de la figure 2.10 propose un zoom sur une partie du diagramme avec  $\Im(\epsilon_r) = 2j$ .

Le diagramme obtenu grâce au modèle de rayonnement est comparé dans un second temps au diagramme obtenu à l'aide de la simulation rigoureuse décrite au paragraphe précédent, en figure 2.11. Les dimensions  $L = 100$  mm et  $d = 10$  mm sont conservées pour la simulation. Le tracé montre aussi une simulation rigoureuse dans laquelle les PML sont ôtées, où des conditions de rayonnement libre les remplacent.

Le modèle analytique décrit bien le comportement de la bande diélectrique pour les incidences faibles, mais sa prédiction se dégrade à l'approche des incidences rasantes. L'utilisation des PML, comme proposé dans l'environnement de simulation des bandes permet toutefois de modérer cet écart en atténuant des effets de bords absents du cadre dans lequel évolue le modèle. Les écarts importants interviennent toutefois à des niveaux de SER plusieurs dizaines de décibels en dessous du niveau du maximum de rayonnement.

### Confrontation modèle, simulation et mesure

Les études en mesure de SER qui ont été menées au cours de ces travaux et qui font l'objet du dernier chapitre de ce document ont permis de manière opportuniste d'étudier une plaque de diélectrique homogène. L'environnement de mesure est exposé en détail dans le chapitre dédié, seul le résultat final

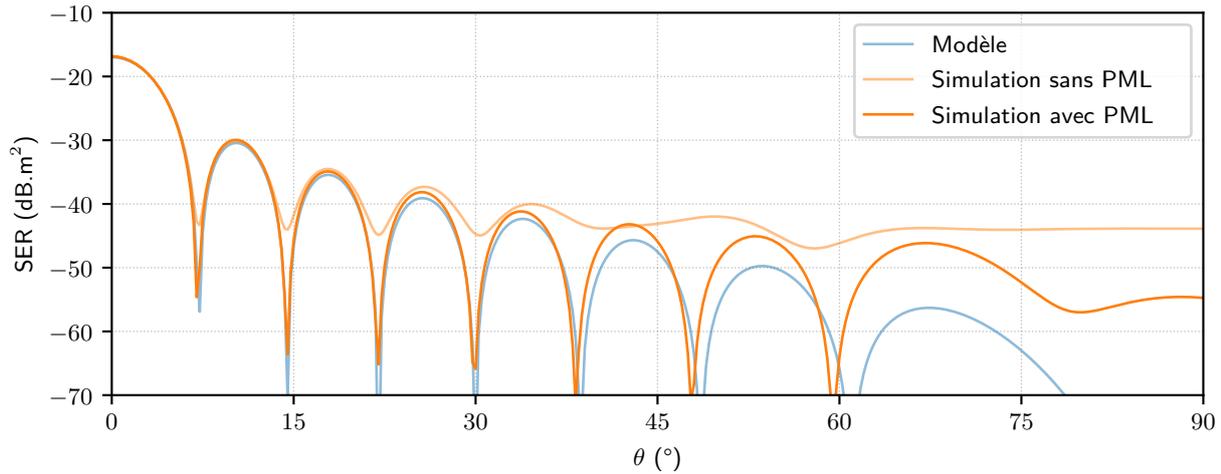


FIGURE 2.11 – SER monostatique de la bande diélectrique étudiée, obtenue grâce au modèle de rayonnement ou en simulation rigoureuse.

de mesure est présenté ici et confronté au modèle de rayonnement.

L'étude est faite sur une plaque de DiClad880 de dimensions  $L = 290$  mm,  $l = 150$  mm et  $h = 1,575$  mm. La SER obtenue en simulation doit donc correspondre à celle d'un objet large de  $l = 150$  mm mais on simule des structures plus élémentaires larges de  $d = 10$  mm. L'objet visé est 15 fois plus large, mais le résultat de simulation utilisant  $d$  peut très bien être exploité. Cette modification de la largeur correspond, dans le cadre du modèle, rigoureusement à multiplier l'intensité du champ rayonné par 15. En SER, cela se traduit par un rehaussement de la SER simulée de  $20 \log_{10}(15)$ .

Toujours à  $f = 12$  GHz, l'objet est soumis à l'étude en simulation comme en mesure. Afin de permettre une comparaison avec le modèle de rayonnement, les effets de bords pourront être filtrés en mesure. Les étapes de filtrages ne sont pas évoquées ici, elles sont détaillées dans la section 5.2.4, dans le chapitre consacré aux mesures. La SER associée à la mesure est précisément une coupe en  $f = 12$  GHz de la figure 5.7. Les SER sont toutes représentées en figure 2.12. Le comportement de la plaque diélectrique est correctement capturé, que ce soit avec le modèle ou en simulation. L'estimation se dégrade à mesure que l'incidence augmente.

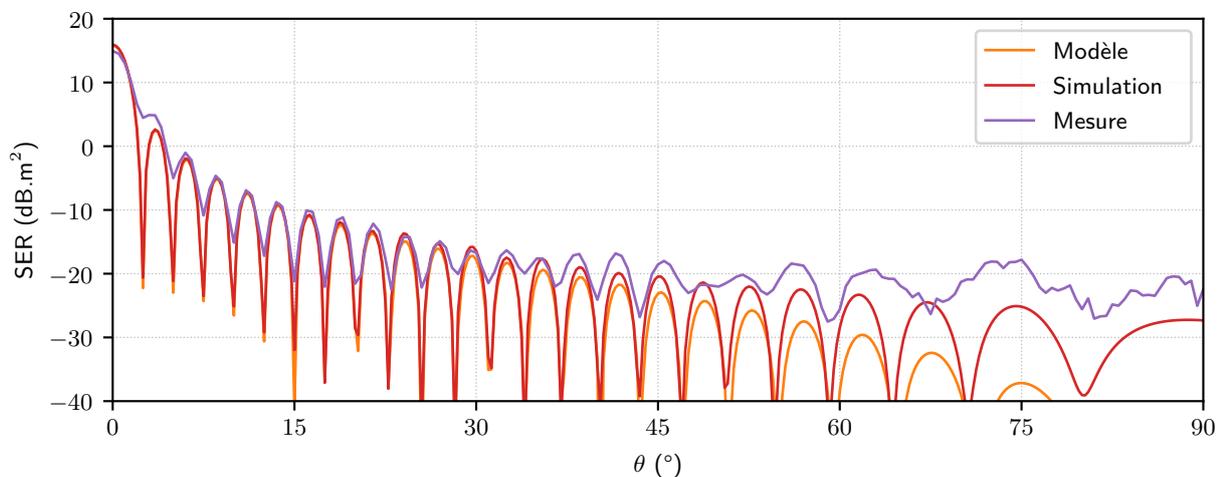


FIGURE 2.12 – SER monostatiques de plaque diélectrique, obtenues à l'aide du modèle analytique, en simulation ou en mesure.

Le premier cas simple présenté a permis de s'assurer de la validité du modèle de rayonnement utilisé, en le confrontant ou bien à des résultats connus ou bien à des résultats de mesure ou de simulation. Cette étape est nécessaire, elle soutient les travaux présentés en chapitre 4, où les optimisations proposées reposent en totalité sur l'utilisation de ce modèle.

## 2.4.2 Métasurface à gradient de phase linéaire

Cette section discute un nouveau cas, toujours plutôt simple mais qui cette fois-ci est appliqué aux métasurfaces. C'est l'occasion de montrer concrètement une méthode complète de synthèse de celles-ci. Certaines étapes du procédé présenté sont génériques et réutilisées de nombreuses fois durant les travaux menés, il est donc utile de mener ici la discussion d'un premier cas simple.

### Configuration et choix d'un gradient de phase

La configuration proposée est la suivante : une surface plane doit réaliser la réflexion anormale d'une onde plane d'incidence  $\theta_i = 0^\circ$  en une autre onde plane dans la direction  $\theta_r = 60^\circ$ . La fréquence associée aux deux ondes planes est  $f = 8$  GHz. En ayant choisi  $\theta_i, \theta_r$  et  $f$  (et donc  $k$ ) le gradient de phase nécessaire pour effectuer la transformation est complètement défini à travers l'équation 1.18. L'ensemble de la scène se déroule dans un plan  $\mathcal{P}$  contenant  $\vec{u}_y$  et normal à la surface réfléchissante, le tout est représenté schématiquement sur la figure 2.13.

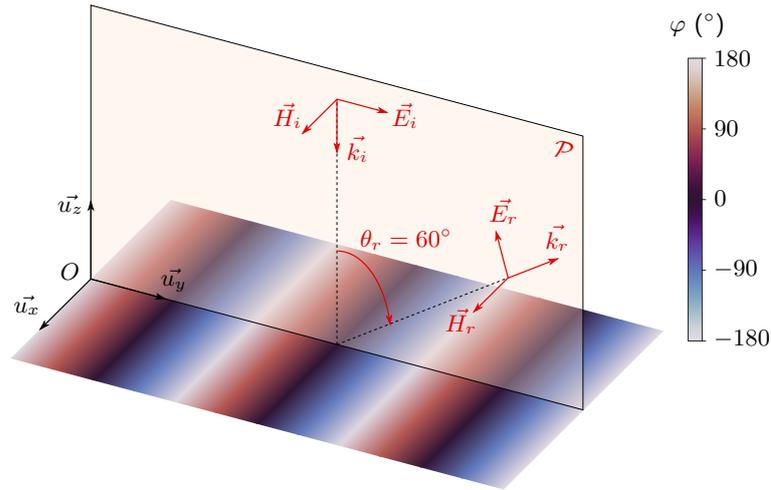


FIGURE 2.13 – Réflexion anormale dans un plan  $\mathcal{P}$  d'une onde plane TM en une autre onde plane TM. La variation de  $\varphi$  est représentée qualitativement sur la surface réfléchissante, dans le plan  $Oxy$ .

Cette figure permet aussi de montrer qu'une polarisation TM est choisie. Elle montre également qualitativement l'allure du gradient de phase en représentant les variations de  $\varphi$ . Cette représentation peut facilement être précisée en écrivant la période du gradient. On appelle période du gradient la distance  $D_y$  à parcourir, pour retrouver le gradient dans un même état de phase. L'application proposée suggère un gradient négatif,  $D_y$  est donc la distance le long de laquelle la phase a évolué de  $-2\pi$ . L'équation 1.18 peut alors être réécrite avec ces données :

$$-\frac{2\pi}{D_y} \frac{1}{k} = \sin(\theta_r) - \sin(\theta_i). \quad (2.18)$$

En écrivant que  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ , on obtient

$$D_y = \frac{2\pi}{k[\sin(\theta_r) - \sin(\theta_i)]} = \frac{\lambda}{\sin(\theta_r) - \sin(\theta_i)}. \quad (2.19)$$

À 8 GHz  $D_y \approx 43,3$  mm. La figure 2.14 propose une représentation quantitative du gradient le long de  $\vec{u}_y$ , utile pour la suite. L'endroit du zéro de phase ici n'a pas d'importance. La fonction à synthétiser est donc d'une grande simplicité, il faut maintenant trouver les cellules qui permettent de réaliser la loi de phase proposée.

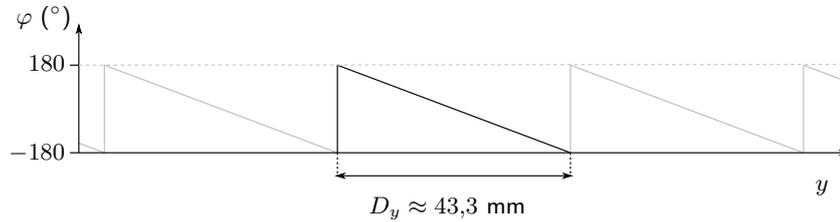


FIGURE 2.14 – Gradient le long de  $\vec{u}_y$  à réaliser pour effectuer la transformation souhaitée.

### Discrétisation et sélection des cellules déphaseuses

De façon très courante, les lois de phase sont synthétisées en ayant recours à des éléments déphaseurs, sous la forme de motifs métalliques résonants imprimés sur une couche d'un matériau diélectrique comme décrit en section 1.3. Ces objets ont une dimension physique, ils prennent de la place dans l'espace. Il est nécessaire de discrétiser la loi de phase car elle ne peut pas être réalisée continument. La figure 2.15 montre une configuration dans laquelle chaque période du gradient  $D_y$  a été découpée en 3 éléments.

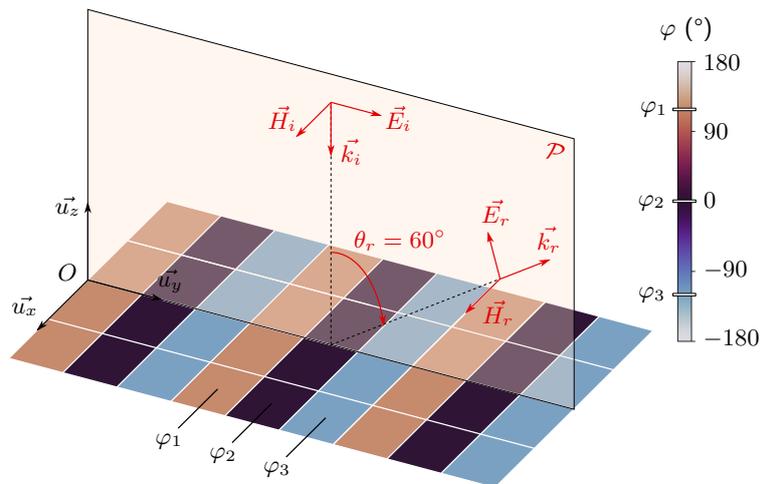


FIGURE 2.15 – Réflexion anormale proposée avec, cette fois, une distribution discrète avec la sélection de trois valeurs de  $\varphi$ .

Ces trois éléments constituent une supercellule, comme définie en 1.3. Cela donne lieu à la sélection de 3 valeurs de phase discrètes  $\varphi_q$ , avec  $q = 1, 2$  ou  $3$ , qu'il faut produire pour synthétiser la loi de phase. Chaque objet qui produit le déphasage correct est alors de dimension  $d = D_y/3 \approx 14,43$  mm. Le résultat de cette étape de discrétisation est schématisé à l'aide de la figure 2.16.

Il reste maintenant à trouver les 3 cellules produisant les 3  $\varphi_q$ . Les cellules déphaseuses proposées sont celles utilisées dans des travaux précédents [113]. La figure 2.17 montre l'évolution de la réponse en phase de cette cellule en H en fonction de l'un de ses paramètres géométriques. Le paramètre variable sélectionné est la largeur  $L$  du motif, car la phase de la cellule y est particulièrement sensible. De manière générale, plusieurs paramètres peuvent être modifiés, éventuellement en même temps, pour générer des lois de phase. Il faut rappeler par ailleurs que ces réponses en phase sont obtenues dans l'environnement de simulation qui correspond aux hypothèses d'infini périodicité décrites en section 2.3. Ces réponses sont obtenues pour une incidence, l'incidence normale. Les valeurs de phase requises sont mises en

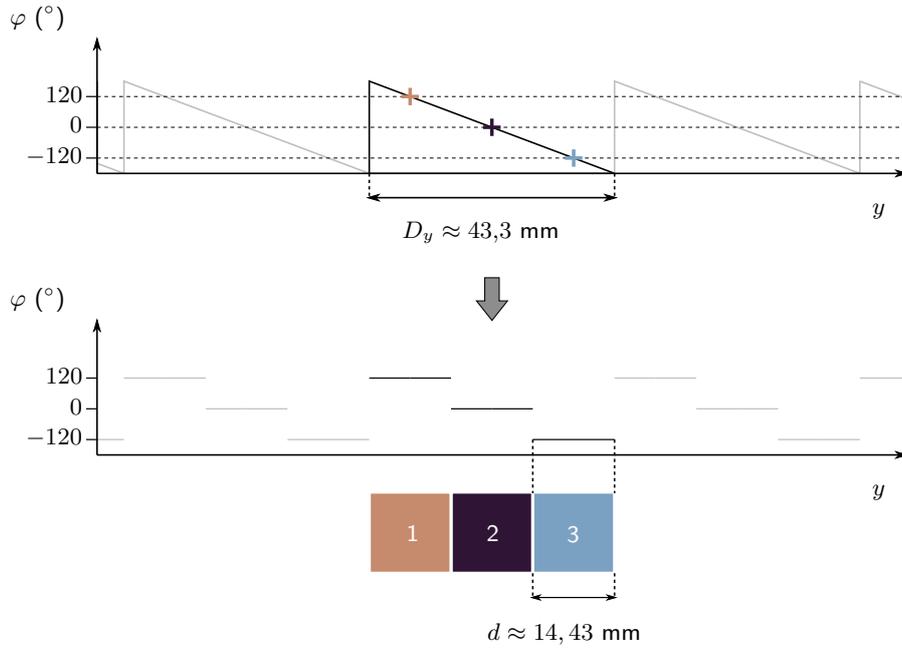


FIGURE 2.16 – Discretisation du gradient de phase. La taille  $d$  des éléments déphaseurs est définie par cette étape.

valeur sur le tracé de la figure 2.17 et les paramètres géométriques associés listés dans le tableau 2.1.

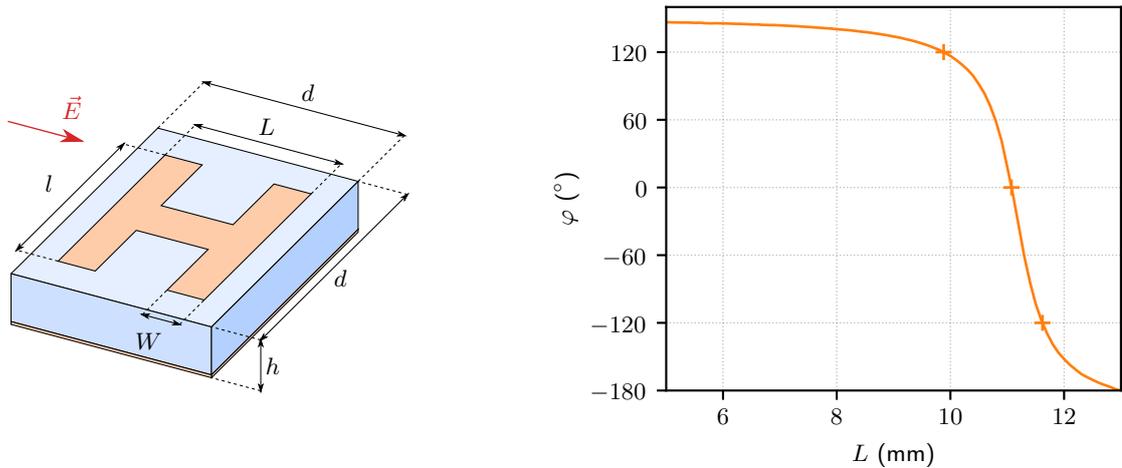


FIGURE 2.17 – Réponse en phase d’une cellule sur substrat  $\epsilon_r = 2,17$  en fonction de  $L$  en environnement infini-périodique. Les autres paramètres géométriques sont fixés à  $h = 1.6$  mm,  $d = 14.43$  mm,  $l = 3$  mm et  $W = 2$  mm.

TABLEAU 2.1 – Paramètres géométriques de la supercellule pour la première synthèse.

$q$	$l_q$ (mm)	$L_q$ (mm)	$\varphi_q$ (°)
1	3	9,881	120
2	3	11,075	0
3	3	11,619	-120

**Mise en réseau et simulation**

Il reste maintenant à éprouver le réseau de cellules en simulation. Pour cela, 9 supercellules sont répliquées dans la direction  $\vec{u}_y$  pour obtenir un réseau d’environ  $10\lambda$ . C’est une longueur suffisante pour respecter les hypothèses faites par l’approche métasurfaces. Dans la direction  $\vec{u}_x$ , l’objet sera infini en

utilisant le même environnement de simulation HFSS que celui décrit en figure 2.9. Ici, en TM, il faut simplement veiller à imposer des conditions de type PMC sur les plans normaux à  $\vec{u}_x$ . Le diagramme de SER bistatique pour une incidence à  $0^\circ$  du réseau ainsi simulé est présenté sur la figure 2.18.

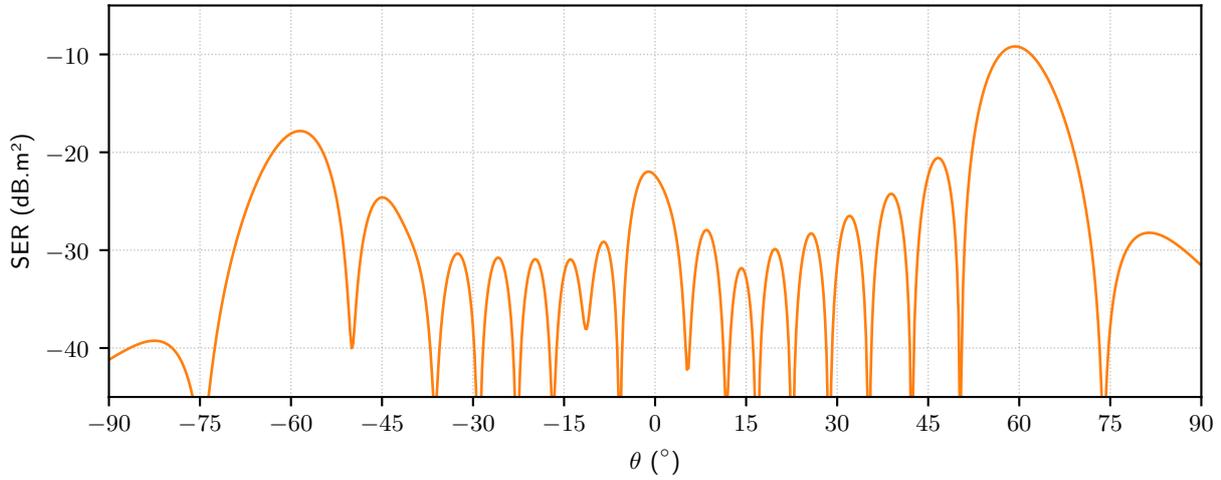


FIGURE 2.18 – SER bistatique de la métasurface synthétisée, obtenue en simulation rigoureuse.

La surface rayonne majoritairement dans la direction souhaitée, mais le diagramme met en valeur des directions spécifiques suivant lesquelles une partie non négligeable du rayonnement est dirigée. De façon inévitable, l'approche choisie pour la conception ne permet pas d'anticiper l'apparition de ces directions de rayonnement. En effet, lors du processus de synthèse, la surface est simplement vue comme un réseau de cellules uniquement caractérisées par leur réponse en phase, c'est-à-dire par l'argument de leur coefficient de réflexion. Le champ rayonné par un tel réseau peut être calculé analytiquement à l'aide du modèle de rayonnement mis en place dans la section 2.2. Il faut considérer que le champ source pour chaque cellule  $q$  est  $\vec{E}_{s,q} = \Gamma_q \vec{E}_{it}$  où il n'y a que 3 valeurs possibles pour  $\Gamma_q = e^{j\varphi_q}$  correspondant aux trois valeurs de phases  $\varphi_q$  requises pour discrétiser la loi de phase. Le diagramme de rayonnement ainsi calculé est superposé à celui obtenu précédemment en simulation sur la figure 2.19.

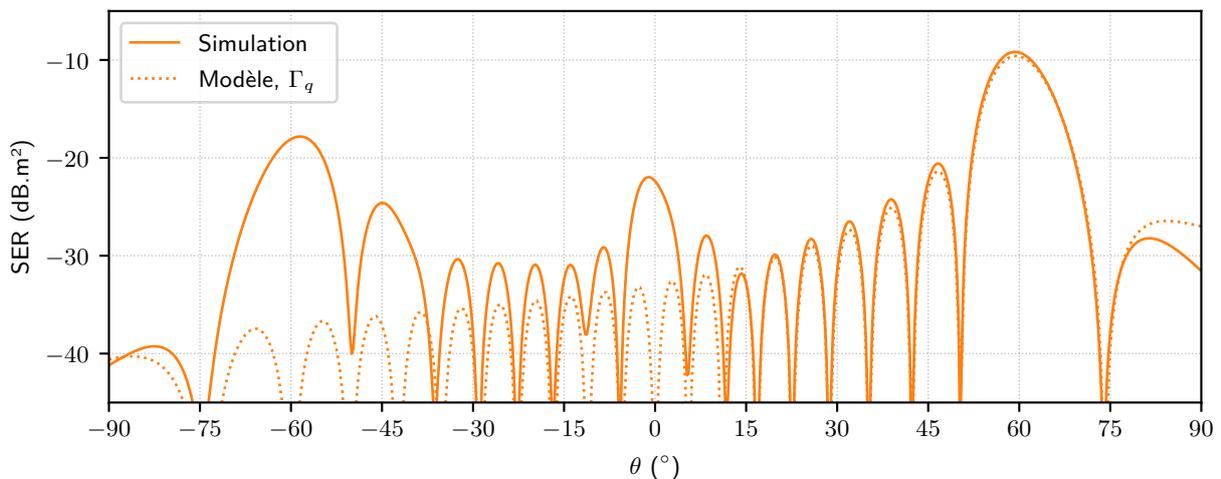


FIGURE 2.19 – SER bistatique pour  $\theta_i = 0^\circ$  de la métasurface synthétisée, obtenue à l'aide du modèle analytique de rayonnement (pointillés), confrontée à la simulation rigoureuse (trait plein).

Le niveau et la forme du lobe principal sont correctement prédits, avec une vision d'une grande simplicité, c'est la force de cette approche. En revanche, elle est incapable de prédire les effets observés

dans les directions  $-60^\circ$  et  $0^\circ$ , pourtant bien présents. Ces phénomènes trouvent en effet leur explication dans l'existence d'une macro-périodicité dans la succession des cellules réelles mises en œuvre. Dans la mesure où le modèle analytique ne considère pas les cellules réelles, mais un gradient de phase idéal, il ne peut pas rendre compte de l'effet d'une telle macro-périodicité.

## 2.5 Conclusion

Tous les outils d'analyse utiles pour nos problématiques sont désormais en place. Le modèle de rayonnement sera aussi bien utilisé pour des étapes de synthèse ou d'optimisation que pour des phases d'analyse de résultats. Les environnements de simulation et de mesure ont aussi été présentés. Ils resteront toujours ainsi pour toutes les études présentées dans ce document. Il en va de même pour les divers tracés et la façon dont les SER sont obtenues.

En tant qu'outil de prédiction des diagrammes de rayonnement des structures étudiées, le modèle analytique a été éprouvé avec le premier cas d'une plaque diélectrique homogène. Il trouve une de ses limites dans le second cas présenté, celui d'un grand intérêt pour nous : la métasurface à gradient de phase. Cette limite peut-être dépassée en utilisant le modèle de concert avec l'analyse de Floquet, qui vient elle aussi d'être introduite. Le dépassement de cette limite est l'objet du chapitre suivant.



## Chapitre 3

# Réduction du rayonnement parasite d'une métasurface à réflexion anormale

---

### 3.1 Introduction

En fin de chapitre précédent, une validation des outils analytiques a été proposée à travers une application de synthèse d'une métasurface à gradient de phase. Il a été souligné que l'objet remplit le but de son application, à savoir la réalisation d'une réflexion anormale. Il présente cependant un diagramme de rayonnement particulier montrant des directions de rayonnement parasites. Le but de ce chapitre est de donner des explications au sujet de ce diagramme et de présenter des méthodes pour le modifier. La section 3.2 explique l'origine des directions particulières recevant une partie du rayonnement dans le cas évoqué. Le formalisme de Floquet ayant lui aussi été présenté au cours du chapitre précédent, il pourra alors être mis en application. L'utilisation de ce formalisme permet une approche astucieuse pour optimiser les performances en rayonnement de l'objet de base. La section 3.3 propose donc de décrire en détail la méthode d'optimisation proposée, ce qu'elle permet et implique. Elle présente l'ajustement choisi pour surpasser les limites du modèle, évoquées en fin de chapitre précédent. Le résultat du processus d'optimisation est montré et discuté dans la section 3.4. Elle présente aussi d'autres cas ayant subi le même processus, permettant une discussion sur la répétabilité de la méthode et une ouverture sur ses possibilités et limites. La section 3.5 propose une validation expérimentale de la méthode proposée, au travers d'une mesure en SER.

### 3.2 Identification des directions de rayonnement parasite

Le diagramme de SER associé à la métasurface à réflexion anormale, obtenu en simulation rigoureuse, est rappelé en figure 3.1. La structure synthétisée rayonne principalement dans trois directions :  $-60^\circ$ ,  $0^\circ$  et  $60^\circ$ . Le but de cette première section est de donner l'origine de l'émergence de ces directions particulières.

#### 3.2.1 Origine des rayonnements parasites

La figure 3.2 propose en premier lieu une représentation d'une situation dans laquelle un mode de Floquet s'exprime, dans le cadre de notre application, c'est-à-dire dans le plan de réflexion  $Oyz$ .

La section 2.3 a conduit, entre autres, à exprimer la condition de propagation d'un mode de Floquet. Cette condition est satisfaite dans le cas présenté quand on trouve un entier  $m$  tel que  $k_{zm}$  est réel dans l'expression  $k_{zm}^2 = k^2 - k_{ym}^2$ , avec toujours

$$k_{ym} = k_{yi} + \frac{2m\pi}{b} \quad (3.1)$$

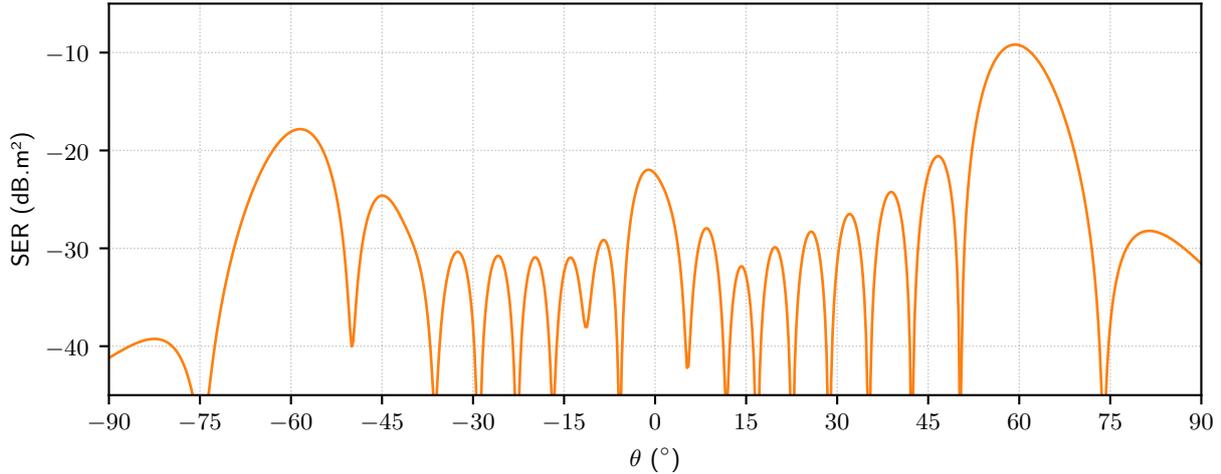


FIGURE 3.1 – Rappel de la SER bistatique de la première métasurface synthétisée, obtenue en simulation rigoureuse.

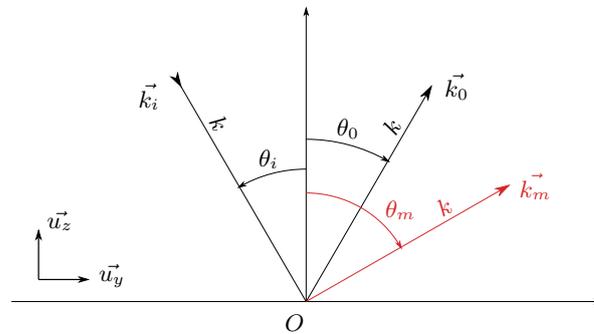


FIGURE 3.2 – Représentation de deux modes de Floquet s'exprimant après l'éclairement de la surface par une onde plane décrite par  $\vec{k}_i$ . Les vecteurs  $\vec{k}_0$  et  $\vec{k}_m$  décrivent respectivement le mode fondamental (spéculaire) et un mode harmonique.

comme défini en section 2.3. Tout se passe dans le vide : chaque onde plane associée à l'éclairement ou à un mode de Floquet partage le même nombre d'onde de sorte que  $\|\vec{k}_i\| = \|\vec{k}_0\| = \|\vec{k}_m\| = k$ . Les composantes suivant  $\vec{u}_y$  des vecteurs  $\vec{k}_i$  et  $\vec{k}_m$  s'écrivant respectivement  $k \sin(\theta_i)$  et  $k \sin(\theta_m)$ , l'équation 3.1 devient alors, avec  $m = 1$

$$k \sin(\theta_1) = k \sin(\theta_i) + \frac{2\pi}{b} \Rightarrow \sin(\theta_1) - \sin(\theta_i) = \frac{1}{k} \frac{2\pi}{b}. \quad (3.2)$$

Cette équation est une forme de la loi de la réflexion généralisée pour  $D_y = b$  où l'indice  $m = 1$  a remplacé l'indice  $r$ . Chercher à effectuer une réflexion anormale avec une structure périodique de taille identique à une périodicité de gradient est équivalent à remplir la condition de propagation du mode de Floquet pour  $m = 1$ . Pour  $\theta_i = 0^\circ$ , le mode  $m = 0$  spéculaire, satisfait aussi bien entendu cette condition, de même que le mode  $m = -1$ . Leurs directions de rayonnement associées sont respectivement  $0^\circ$  et  $-60^\circ$ . La structure se comporte donc inévitablement comme un guide de Floquet, autorisant la propagation des modes associés.

La vision du problème change, et rejoint d'une certaine manière celle des *metagratings*, évoquée en 1.3.4. Elle assume complètement le fait que ces directions multiples sont excitées par la nature périodique de la structure et sont comme des canaux pouvant porter le rayonnement. L'approche désormais choisie est une approche dans laquelle on cherche à coupler efficacement ces canaux entre eux, suivant l'application souhaitée. L'application concernée vise toujours à éclairer la structure avec une onde plane, en incidence normale et recevoir le rayonnement dans la direction  $60^\circ$ . Cela revient avec cette nouvelle vision à coupler efficacement le mode  $m = 0$  avec le mode  $m = 1$ .

En marge des travaux menés, des essais ont été conduits autour des effets des périodicités dans ce type de structure. Le lecteur pourra trouver une discussion sur les différentes explorations menées en annexe A.

### 3.3 Méthode d'optimisation en environnement de Floquet

Cette section présente une nouvelle méthode d'optimisation d'une structure de métasurface à réflexion anormale, mettant en œuvre l'analyse de la structure selon le formalisme de Floquet. En effet, le recours à l'analyse de Floquet permet d'exploiter un type de simulation associé spécifique. Les informations tirées de ces simulations peuvent être exploitées pour réaliser le contrôle désiré. Cette section propose d'abord de décrire précisément le type de simulation à proprement parler et les grandeurs qui peuvent être obtenues en sortie de ces simulations. On montre que ces grandeurs sont exploitables pour rendre compte du comportement en rayonnement de la structure, puis optimisables pour satisfaire l'application proposée au départ.

#### 3.3.1 L'environnement de simulation de type Floquet

La première étape pour saisir le comportement de la structure périodique étudiée est d'en isoler le constituant élémentaire : la supercellule. Pour l'étudier à l'aide de logiciels de simulation comme HFSS, cette supercellule peut être placée dans un environnement de type Floquet, représenté en figure 3.3.

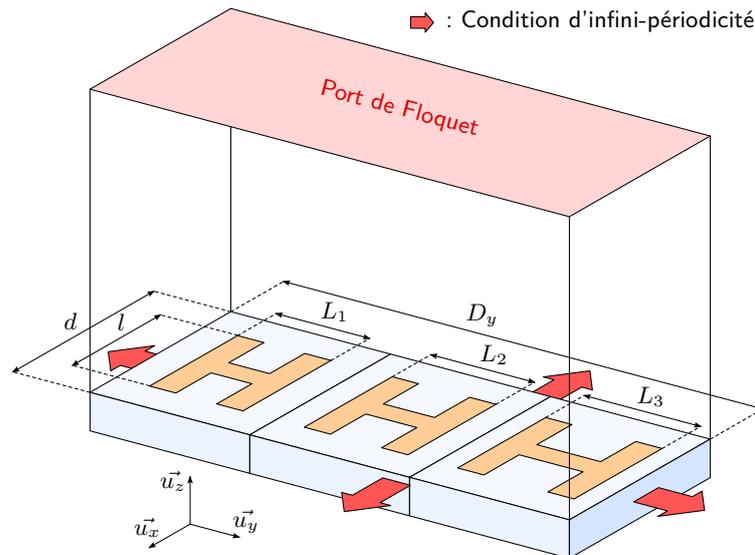


FIGURE 3.3 – La supercellule et ses paramètres géométriques.

Il s'agit d'un environnement infini-périodique obtenu au moyen de conditions de type *master/slave* dans les directions  $\vec{u}_x$  et  $\vec{u}_y$ . L'ensemble est excité par un port de Floquet dont les dimensions  $a$  et  $b$ , les mêmes qu'en section 2.3, sont respectivement  $d$  et  $D_y$ . La définition de ce port permet l'excitation de la structure avec tous les modes de Floquet propagatifs et la réception du rayonnement dans ces mêmes modes. La simulation donne alors accès à des paramètres  $S_{m,n}$  tels que

$$E_m = S_{m,n} E_n \quad (3.3)$$

où  $E_m$  est l'amplitude complexe d'un mode excité et  $E_n$  l'amplitude complexe d'un mode excitant. L'ensemble des combinaisons  $(m, n)$  donne autant de paramètres  $S_{m,n}$ , rassemblés en simulation dans une matrice de couplage des modes. L'information la plus utile est celle qui concerne les paramètres  $S_{m,0}$ , donc la colonne de cette matrice associée au mode  $n = 0$ . En effet, la structure étudiée est éclairée sous une incidence normale qui correspond à l'incidence associée au mode  $n = 0$ . Les dimensions des

patches constituant la supercellule, obtenues lors de la synthèse de la métasurface présentée en section 2.4.2, sont rappelées dans le tableau 3.1. La matrice de couplage associée à cette supercellule, obtenue par simulation de la supercellule en environnement de Floquet sous HFSS, est disponible dans le tableau 3.2.

TABLEAU 3.1 – Paramètres géométriques des cellules en H constituant une supercellule initiale.

$q$	$l_q$ (mm)	$L_q$ (mm)	$\varphi_q$ (°)
1	3	9,881	120
2	3	11,075	0
3	3	11,619	-120

TABLEAU 3.2 – Matrice de couplage de la supercellule initiale.

$m$	$S_{m,0}$	$ S_{m,0} $ (dB)
-1	$0,265 - 0,221j$	-9,24
0	$-0,058 - 0,140j$	-16,41
1	$0,874 + 0,264j$	-0,79

On peut constater que le paramètre  $S_{1,0}$  a le module le plus élevé et subit donc le moins d'atténuation. C'est ce pourquoi la supercellule a été synthétisée : éclairage dans le mode  $n = 0$  et réflexion dans le mode  $m = 1$ . Le module du paramètre  $S_{-1,0}$  est un peu plus faible et celui du  $S_{0,0}$  l'est encore plus. La même hiérarchie est observée sur le premier tracé de SER associé à cette surface (figure 3.1), pour les lobes pointant dans les directions associées aux modes évoqués, indiquant l'existence d'un lien étroit entre eux.

### 3.3.2 Exploitation de la matrice de couplage des modes

Maintenant que les paramètres  $S_{m,0}$  ont été obtenus en environnement de Floquet par simulation rigoureuse, ils peuvent être exploités à l'aide de l'outil de calcul du rayonnement présenté dans la section 2.2. La nouvelle vision du problème proposé est la suivante : le rayonnement du réseau de supercellules est vu comme la somme vectorielle des champs produits par trois types de réseau. Le premier réseau re-rayonne un champ source d'amplitude  $E_0$ , avec un poids associé au paramètre  $S_{-1,0}$ , dans la direction associée au mode  $m = -1$  (c'est-à-dire  $-60^\circ$ ). Le second réseau re-rayonne un champ source d'amplitude  $E_0$ , avec un poids associé au paramètre  $S_{0,0}$ , dans la direction associée au mode  $m = 0$  (c'est-à-dire  $0^\circ$ ). Le troisième réseau re-rayonne un champ source d'amplitude  $E_0$ , avec un poids associé au paramètre  $S_{1,0}$ , dans la direction associée au mode  $m = 1$  (c'est-à-dire  $60^\circ$ ). À chaque mode  $m$  est donc associé un champ source

$$E_{s,m}^{\vec{}} = E_0 \vec{u}_y S_{m,0} e^{-jk \sin(\theta_m) y}. \quad (3.4)$$

On déduit le champ source total

$$E_{s,tot}^{\vec{}} = \sum_{m=-1,0,1} E_{s,m}^{\vec{}} \quad (3.5)$$

à utiliser pour calculer le rayonnement de la métasurface avec cette nouvelle vision.

La SER bistatique de ce réseau est obtenue grâce au champ rayonné calculé, à partir des paramètres  $S_{m,0}$  obtenus en simulation de type Floquet. Le tracé associé, avec la vision "supercellules", est reporté sur la figure 3.4 où l'on a rappelé le premier tracé, obtenu en simulation rigoureuse. La figure contient aussi le tracé déjà obtenu avec la vision "cellules" du problème, permettant une comparaison globale.

Sur cet exemple, l'association du résultat de simulation en environnement Floquet avec le modèle de rayonnement prédit convenablement le diagramme de rayonnement de la structure. Le résultat est

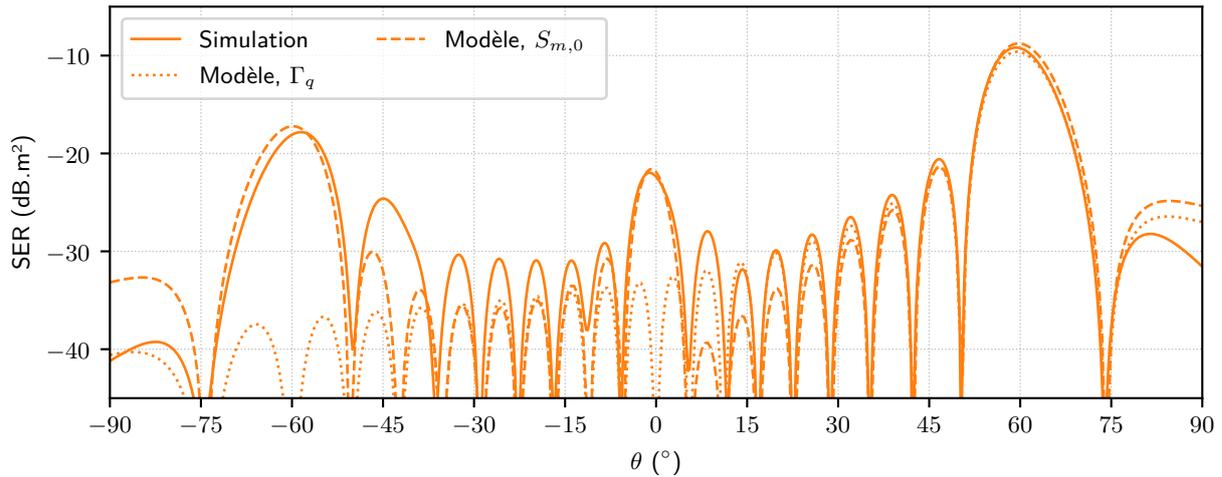


FIGURE 3.4 – Comparaison globale entre la SER bistatique obtenue en simulation (trait plein) et celles issues des deux façons d'utiliser le modèle (tirets et pointillés).

spécifiquement très satisfaisant dans les directions d'intérêt dont l'approche tient compte. L'aspect le plus important ici est que la comparaison est quantitative, les niveaux de lobes sont tout à fait comparables. C'est d'autant plus important que les paramètres  $S_{m,0}$  sont obtenus en simulations de type Floquet, donc en environnement infini périodique. À l'inverse, le diagramme initial est obtenu grâce à la simulation semi-infinie, beaucoup plus lourde.

Cette très bonne correspondance nous permet d'envisager des manipulations dans le "monde infini", beaucoup moins coûteux à explorer et qui auraient des répercussions quantitatives dans le "monde fini", coûteux à explorer et interdisant des optimisations d'une durée raisonnable.

### 3.3.3 Stratégie d'optimisation

Les données de sortie d'une simulation de type Floquet sont les paramètres  $S_{m,0}$ . Ce sont ces paramètres qui sont manipulés pour contrôler les diagrammes de rayonnement. L'application proposée est la suivante : la structure doit toujours réfléchir dans la direction  $\theta_1 = 60^\circ$  avec un rayonnement incident à  $\theta_0 = 0^\circ$ . On ajoute une contrainte supplémentaire qui est celle de réduire le plus possible le rayonnement reçu dans la direction  $\theta_{-1} = 60^\circ$ , la direction  $\theta_0 = 0^\circ$  pouvant par ailleurs servir à recueillir le rayonnement ainsi perdu. Il est en effet physiquement nécessaire de prévoir une direction qui récupère le rayonnement atténué ailleurs.

La stratégie consiste donc à utiliser les dimensions des patches de la supercellule comme degrés de liberté pour abaisser le paramètre  $S_{-1,0}$ . Plus précisément, l'objectif est de rendre la différence  $S_{1,0} - S_{-1,0}$  la plus grande possible. Cette différence est l'écart entre les paramètres  $S$  qui pilotent le rayonnement dans les directions où on veut rayonner et où on ne veut pas rayonner.

Le point de départ de l'optimisation est celui de la première synthèse. L'argument en ce sens est le suivant : les cellules initiales ont été choisies sur la base de leur comportement dans un environnement infini périodique qui n'est manifestement pas maintenu lors de leur mise en réseau. Leur comportement est donc perturbé et une optimisation légère doit l'améliorer. La solution de la première synthèse a aussi l'avantage d'être d'une grande simplicité. Au bilan, la méthode choisit astucieusement un point de départ à la fois très simple à produire et proche de la solution optimisée.

L'expérience recueillie en pratiquant ce type de simulations montre que certaines variations géométriques ont des impacts plus importants sur les paramètres  $S$  que d'autres. Par exemple, la réponse en

phase des cellules utilisées est plus sensible à la longueur  $L$  qu'à la longueur  $l$ . De même, une cellule proche de la résonance (le cas de la cellule 2 par exemple) est susceptible d'exhiber des variations de réponse en phase beaucoup plus amples, par rapport à une cellule loin de la résonance, pour une variation géométrique comparable. Une cellule proche de la résonance est aussi numériquement plus sensible : elle demande plus de temps pour une convergence vers un même critère. En effet la méthode de résolution utilisée par HFSS requiert que les valeurs de paramètres  $S$  ne varient pas de plus d'une quantité à définir qui est le critère de convergence. Le maillage en éléments finis des objets simulés s'affine durant la simulation pour atteindre ce critère, multipliant les inconnues à calculer. La comparaison des maillages des cellules 1 et 2 en figure 3.5 rend compte de la différence de sensibilité des cellules.

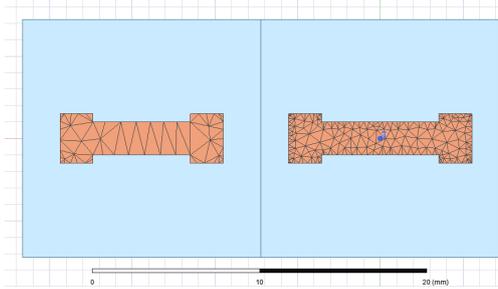


FIGURE 3.5 – Maillage des patches d'une simulation de type Floquet achevée. Vue du dessus de la supercellule montrant le patch de la cellule 1 (à gauche) et celui de la cellule 2 (à droite).

En conséquence de ces observations, les optimisations sont menées dans un premier temps avec seulement les dimensions  $L$  critiques comme degrés de liberté. Le premier optimum obtenu constitue alors le point de départ d'une seconde recherche avec l'ensemble des degrés de liberté. Ce séquençage peut être fait en plus d'étapes selon la sensibilité des solutions. L'avancée proposée consiste donc à transformer le problème d'optimisation pour le réduire à une dimension abordable par HFSS. Dans cette partie, nous n'avons pas la main sur la technique d'optimisation et ce n'est d'ailleurs pas l'objectif.

### 3.4 Résultats d'optimisation

La méthode d'optimisation ayant été exposée et argumentée, il est désormais possible de la mettre en application. La première métasurface présentée subit donc le processus d'optimisation, dont les résultats sont commentés en détail. Deux autres cas subiront aussi l'application de cette méthode, ils seront présentés plus succinctement ensuite.

#### 3.4.1 Performances de la surface optimisée

Les résultats du processus d'optimisation sont listés dans les tableaux 3.3 et 3.4 et présentent respectivement les paramètres  $S$  et les nouvelles dimensions de la supercellule. Les caractéristiques de la supercellule initiale sont aussi rappelées.

TABLEAU 3.3 – Évolution des paramètres  $S_{m,0}$  à l'issue du processus d'optimisation. Les anciennes valeurs sont rappelées à gauche, les nouvelles sont à droite.

$m$	$S_{m,0}$	$ S_{m,0} $ (dB)	$m$	$S_{m,0}$	$ S_{m,0} $ (dB)
-1	$0,265 - 0,221j$	-9,24	-1	$-0,153 - 0,050j$	-15,89
0	$-0,058 - 0,140j$	-16,41	0	$-0,084 - 0,085j$	-18,45
1	$0,874 + 0,264j$	-0,79	1	$0,685 - 0,683j$	-0,29

Une première observation montre que le paramètre  $S_{-1,0}$  a chuté notablement (de plus de 6,5 dB). C'est le cas aussi, dans une moindre mesure du paramètre  $S_{0,0}$ . C'est un premier résultat d'optimisation :

TABLEAU 3.4 – Évolution de la géométrie des cellules et de leur réponse en phase à l'issue du processus d'optimisation. Les anciennes valeurs sont rappelées à gauche, les nouvelles sont à droite.

$q$	$l_q$ (mm)	$L_q$ (mm)	$\varphi_q$ (°)	$q$	$l_q$ (mm)	$L_q$ (mm)	$\varphi_q$ (°)
1	3	9,881	120	1	4,418	9,372	66,3
2	3	11,075	0	2	3,224	11,119	-73,86
3	3	11,619	-120	3	3,132	12,189	-165,26

le paramètre objectif a été abaissé.

Une deuxième observation met en lumière les variations plutôt faibles de la géométrie des cellules. Pour la plupart des paramètres géométriques, elles sont de l'ordre du demi-millimètre, nous confortant sur la faible distance entre le point de départ et le point optimisé.

En dernier lieu, il apparaît que la réponse en phase de chaque cellule a été modifiée. Ce n'est pas une conclusion automatique puisque deux couples  $(l, L)$  différents peuvent donner la même réponse en phase. Il n'est pas évident de prédire que le processus d'optimisation les change fondamentalement. Ces valeurs ont cependant eu tendance à suivre une évolution dans le sens d'un éloignement de la zone de résonance, rendant les réponses en phases de chaque cellule plus stables. L'évolution de ces réponses est représentée sur la figure 3.6.

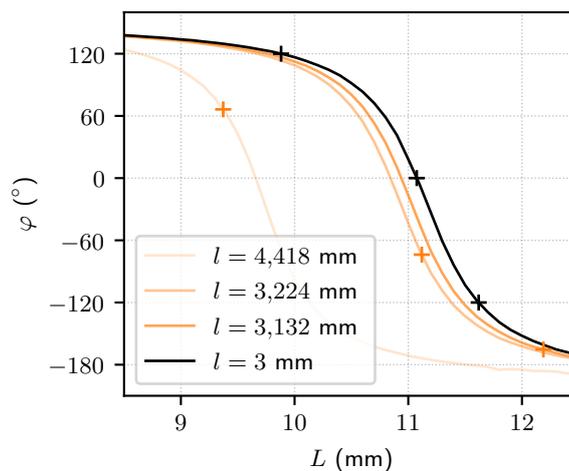


FIGURE 3.6 – Évolution des réponses en phase des cellules après le processus d'optimisation.

En possession des nouveaux paramètres  $S$ , et pour juger de l'efficacité de la méthode, la première comparaison à faire est celle de deux diagrammes : celui qui utilise le modèle de rayonnement avec les paramètres initiaux et celui qui utilise ce modèle avec les paramètres optimisés (figure 3.7).

Une baisse significative du niveau de SER dans la direction  $-60^\circ$ , de l'ordre de 7 dB, est observée. C'est ce qui est prévu par le modèle proposé avant d'avoir besoin de recourir à une simulation rigoureuse. Cette simulation doit tout de même être menée pour vérifier la prédiction du modèle. La SER obtenue en simulation rigoureuse est alors calculée et tracée en figure 3.8. La prédiction du modèle est reportée sur ce tracé pour permettre la comparaison.

Pour le cas initial comme pour le cas optimisé, le tracé obtenu grâce au modèle rend compte de manière satisfaisante des comportements en simulation rigoureuse. Les accords sont d'autant meilleurs que les niveaux de lobes sont hauts, et se dégradent à mesure que les atténuations sont fortes. Le tracé montre aussi un rayonnement, aux alentours de  $\theta = -45^\circ$ , que le modèle ne capture pas, sortant du

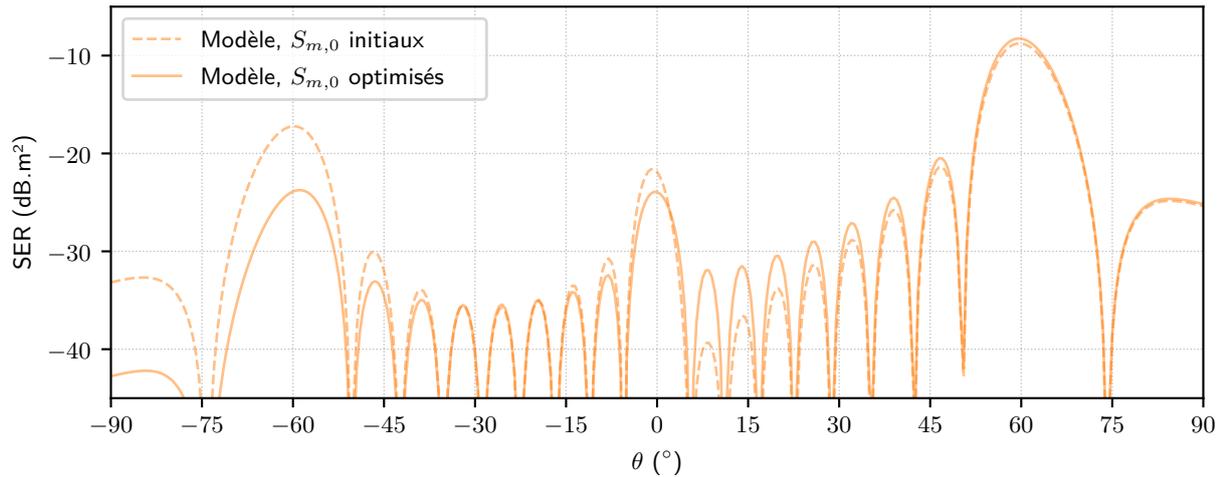


FIGURE 3.7 – Évolution du diagramme obtenu à partir de l'utilisation des paramètres  $S$  dans le modèle de rayonnement, avant et après le processus d'optimisation.

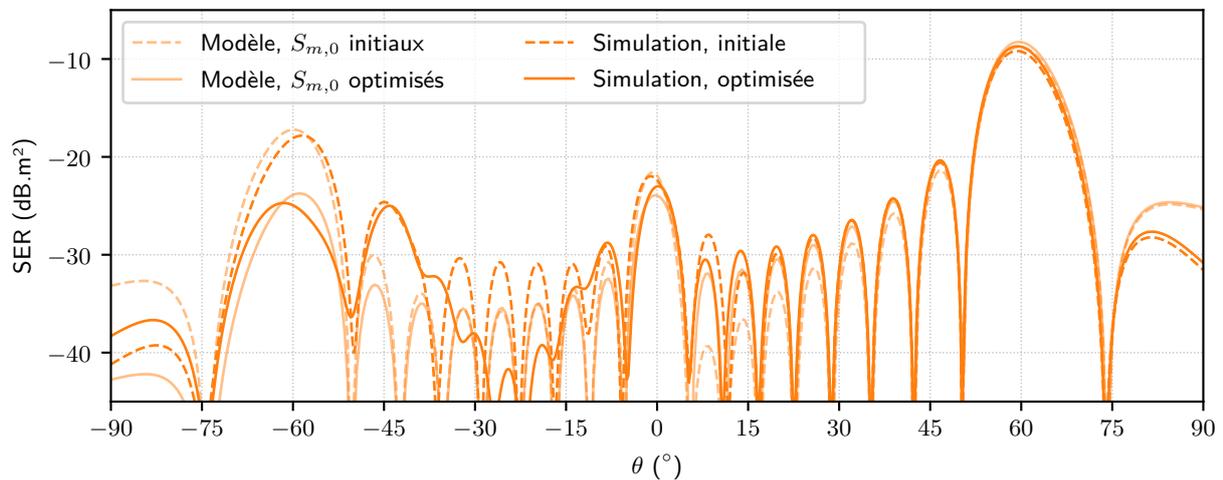


FIGURE 3.8 – Évolution des diagrammes obtenus grâce à l'utilisation du modèle de rayonnement ou en simulation rigoureuse.

domaine d'application de la méthode.

La méthode utilisée confirme donc ses performances et démontre son efficacité. Elle tire parti du caractère périodique de la surface pour pouvoir travailler dans un environnement de simulation extrêmement allégé. Cette manipulation est rendue possible par la bonne intégration du comportement physique de l'objet dans sa modélisation.

### 3.4.2 D'autres cas d'étude

Au cours des travaux menés, deux autres situations sont explorées. Elles concernent l'utilisation du même type de patch que celui présenté dans la première situation. Il s'agit à nouveau d'étude avec le patch en H mais avec cette fois des points de départ différents, correspondant à des dimensions  $l$  différentes. Une dimension  $l = 12$  mm extrême a été choisie ainsi qu'une dimension intermédiaire  $l = 8$  mm, entre ce cas extrême et le premier cas. L'objectif est aussi d'abaisser le niveau du lobe parasite correspondant au mode  $m = -1$ . Ces deux choix sont motivés par les différences de comportement de ces cellules dans les variations de leur réponse en phase. Les réponses en phase des deux nouveaux cas sont associées à celle du cas déjà présenté sur la figure 3.9, où est aussi rappelée la géométrie d'une

cellule.

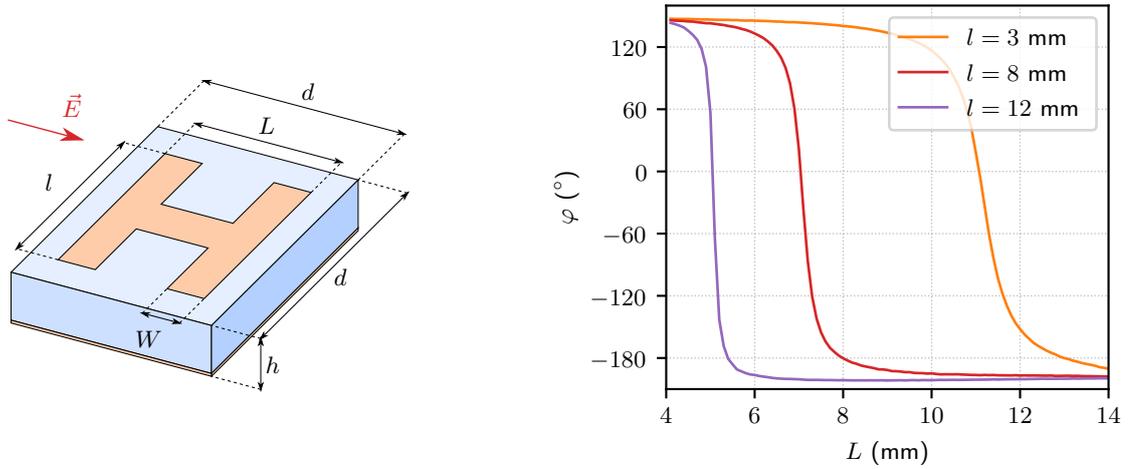


FIGURE 3.9 – Réponses en phase des cellules simulées en environnement infini périodique, utilisées comme point de départ dans chacun des trois cas étudiés.

Multiplier les cas permet de mettre à l'épreuve la répétabilité de la méthode, mais aussi d'identifier des différences dans les comportements des réseaux soumis à l'optimisation. Dans un cas où  $l$  est faible les variations de la réponse en phase des cellules sont plutôt douces. Cependant, ces variations, utiles pour la synthèse, interviennent pour des plus grands  $L$ . Chaque patch est alors plus large et donc proche de son voisin, les exposant fortement à des phénomènes de couplages. Dans le cas où  $l$  est grand, chaque patch est isolé de son voisin car leur géométrie est très ramassée. Leur réponse est phase variée, en revanche, fortement avec une petite variation de  $L$ , les rendant plus sensibles aux erreurs liées aux procédés de fabrication. Les sections qui suivent proposent l'application de la méthode d'optimisation à ces deux nouveaux cas, pour vérifier la répétabilité de la méthode et éventuellement observer une réaction particulière à ce processus.

### Cas $l = 8$ mm

En suivant le même processus de synthèse que pour le premier cas, une supercellule est identifiée et isolée en environnement de type Floquet. Les tableaux 3.5 et 3.6 regroupent les paramètres  $S$  ainsi que la géométrie de la supercellule de départ.

TABLEAU 3.5 – Matrice de couplage de la supercellule initiale pour le second cas.

$m$	$S_{m,0}$	$ S_{m,0} $ (dB)
-1	$-0,070 - 0,132j$	-16,52
0	$-0,026 + 0,019j$	-29,81
1	$0,970 - 0,004j$	-0,26

TABLEAU 3.6 – Paramètres géométriques de la supercellule initiale pour le second cas.

$q$	$l_q$ (mm)	$L_q$ (mm)	$\varphi_q$ (°)
1	8	6,43	120
2	8	7,04	0
3	8	7,30	-120

Dans ce second cas, la valeur initiale de  $|S_{m,0}|$  est déjà plus faible que dans le premier (-16.52 dB contre -9.24 dB). Cette valeur faible rend aussi une valeur plus faible du lobe associé, comme le montre

le tracé de la figure 3.10. De la même façon que dans le premier cas, deux diagrammes  $y$  sont superposés : celui obtenu en simulation rigoureuse sur HFSS et celui qui exploite les paramètres  $S$  en les incorporant dans le modèle de rayonnement. Les deux tracés sont à nouveau en bon accord, spécifiquement aux niveaux de SER élevés. La méthode peut donc être à nouveau appliquée avec une certaine confiance.

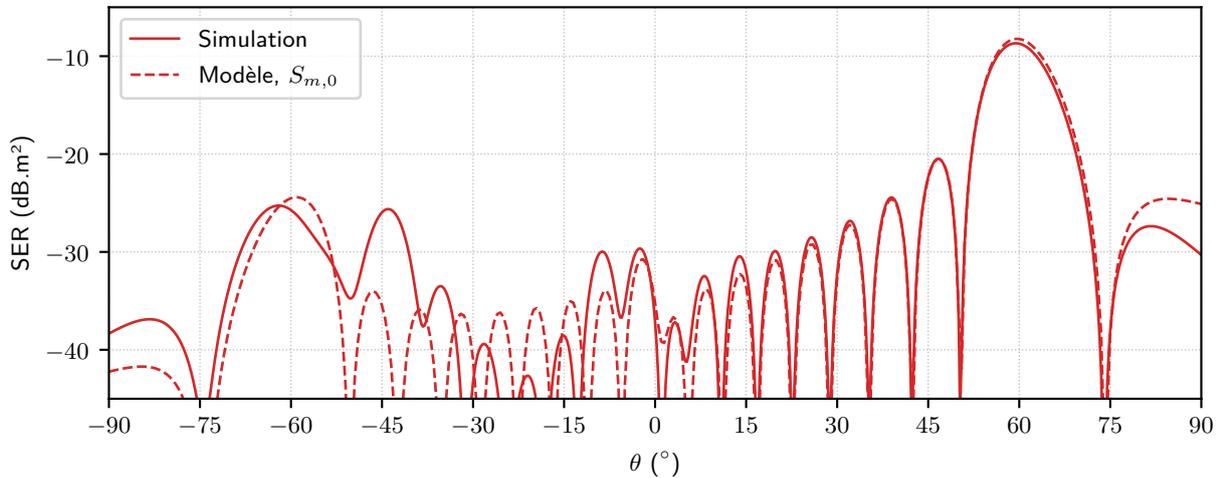


FIGURE 3.10 – SER bistatiques obtenues en simulation rigoureuse et à l'aide du modèle, associées à la situation initiale du second cas.

Le processus d'optimisation suivi est le même que celui du premier cas et les considérations numériques similaires. Les résultats de l'évolution des paramètres  $S$  et de la géométrie de la supercellule sont regroupés dans les tableaux 3.7 et 3.8. Les caractéristiques initiales sont aussi rappelées.

TABLEAU 3.7 – Évolution des paramètres  $S_{m,0}$  à l'issue du processus d'optimisation pour le second cas.

Supercellule initiale			Supercellule optimisée		
$m$	$S_{m,0}$	$ S_{m,0} $ (dB)	$m$	$S_{m,0}$	$ S_{m,0} $ (dB)
-1	$-0,070 - 0,132j$	-16,52	-1	$0,009 + 0,001j$	-40,50
0	$-0,026 + 0,019j$	-29,81	0	$0,065 - 0,136j$	-16,42
1	$0,970 - 0,004j$	-0,26	1	$0,967 - 0,047j$	-0,28

TABLEAU 3.8 – Évolution de la géométrie des cellules et de leur réponse en phase à l'issue du processus d'optimisation, pour le second cas.

Supercellule initiale				Supercellule optimisée			
$q$	$l_q$ (mm)	$L_q$ (mm)	$\varphi_q$ (°)	$q$	$l_q$ (mm)	$L_q$ (mm)	$\varphi_q$ (°)
1	8	6,43	120	1	8,313	6,342	116,80
2	8	7,04	0	2	7,978	7,083	-17,94
3	8	7,30	-120	3	7,999	7,258	-105,42

Cette fois, les variations du paramètre  $S$  en décibels sont encore plus importantes. Cette observation est à tempérer, l'optimisation est partie d'un niveau de SER plus faible. Si cet écart est plus important en échelle logarithmique, il est en fait plus faible en grandeur de champ. Une autre différence à relever vient de l'amplitude de variation des paramètres géométriques des patches, elle est encore plus restreinte que dans le premier cas. Cela va dans le sens des premières observations selon lesquelles les cellules sont plus sensibles pour des plus grandes valeurs de  $l$ . Les réponses en phase ont elles aussi évolué de manière plus modérée, comme le montre la figure 3.11.

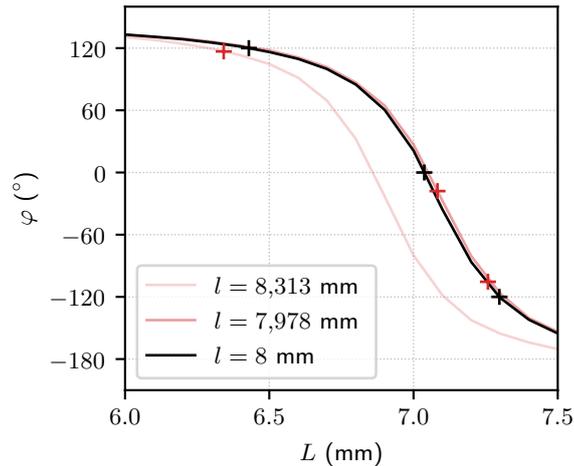


FIGURE 3.11 – Évolution des réponses en phase suite à l'optimisation du second cas.

Le nouveau calcul de SER bistatique qui utilise les paramètres  $S$  optimisés est tracé puis comparé au précédent sur la figure 3.12, pour donner l'ampleur de la diminution attendue. L'ensemble des tracés, initiaux et optimisés, avec le modèle ou en simulation rigoureuse est par ailleurs regroupé sur la figure 3.13 en guise de récapitulation. Les résultats obtenus sont aussi satisfaisants, avec comme prévu, des écarts plus importants aux niveaux très faibles de SER. Le diagramme montre aussi manifestement, le même phénomène dans la direction  $-45^\circ$ , que celui qu'on a observé dans le premier cas.

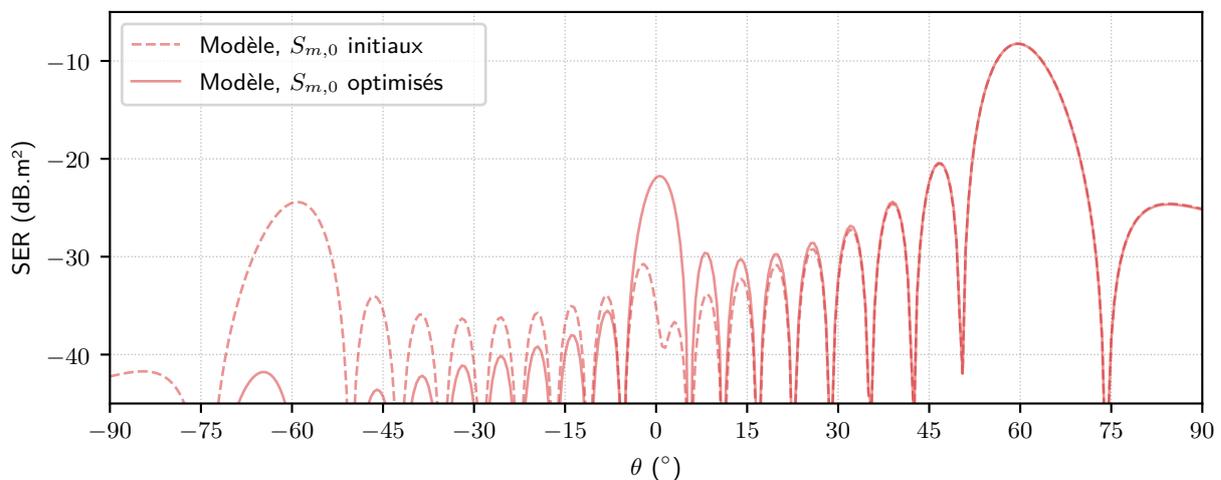


FIGURE 3.12 – SER bistatique du second cas d'étude, obtenues à l'aide du modèle incorporant les  $S_{m,0}$ , avant et après optimisation.

### Cas $l = 12$ mm

Dans une optique plus synthétique, seuls les résultats conclusifs seront présentés ici puisque la démarche a été détaillée dans les sections précédentes et qu'elle est identique pour ce dernier cas. Les tableaux 3.9 et 3.10 présentent donc les fruits du processus d'optimisation appliqué à ce cas. Le tracé global est proposé sur la figure 3.14.

Dans ce dernier cas, la recherche d'une solution optimale est plus difficile, les cellules utilisées sont d'une grande sensibilité. La plus grande variation géométrique est de l'ordre du vingtième de millimètre s'approchant des tolérances de fabrication, si une réalisation était envisagée. De façon plus appuyée

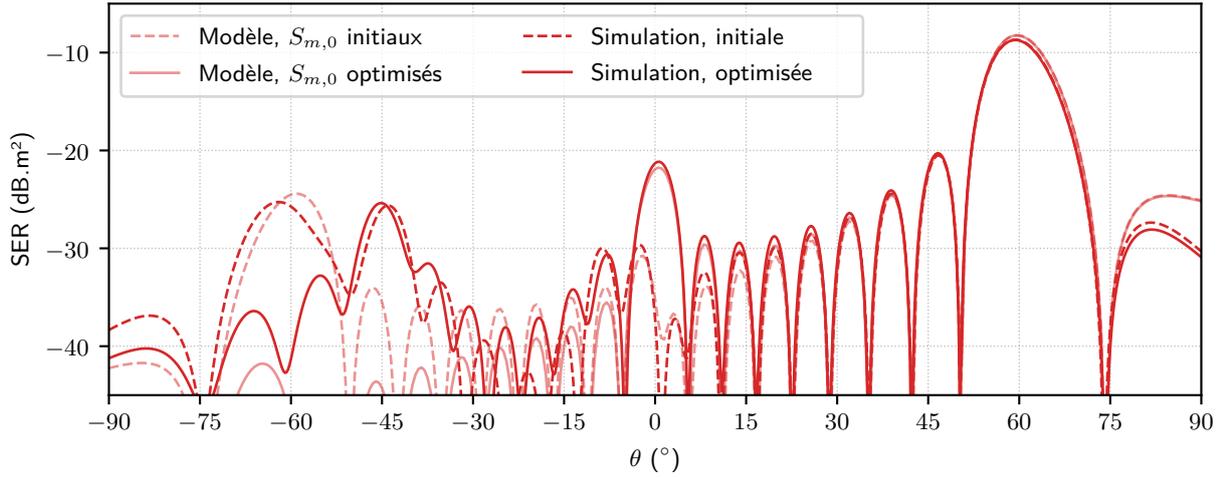


FIGURE 3.13 – SER bistatique du second cas, avant et après optimisation, en utilisant le modèle ou en simulation rigoureuse.

TABLEAU 3.9 – Évolution des paramètres  $S_{m,0}$  à l'issue du processus d'optimisation pour le dernier cas.

Supercellule initiale			Supercellule optimisée		
$m$	$S_{m,0}$	$ S_{m,0} $ (dB)	$m$	$S_{m,0}$	$ S_{m,0} $ (dB)
-1	$-0,116 - 0,129j$	-15,24	-1	$-0,002 - 0,004j$	-46,73
0	$-0,060 + 0,086j$	-19,58	0	$0,059 - 0,085j$	-19,7
1	$0,948 - 0,032j$	-0,46	1	$0,958 - 0,023j$	-0,37

TABLEAU 3.10 – Évolution de la géométrie des cellules et de leur réponse en phase à l'issue du processus d'optimisation, pour le dernier cas.

Supercellule initiale				Supercellule optimisée			
$q$	$l_q$ (mm)	$L_q$ (mm)	$\varphi_q$ (°)	$q$	$l_q$ (mm)	$L_q$ (mm)	$\varphi_q$ (°)
1	12	4,78	120	1	11,942	4,828	116,66
2	12	5,05	0	2	12,027	5,05	-16,02
3	12	5,17	120	3	12,052	5,119	-101,62

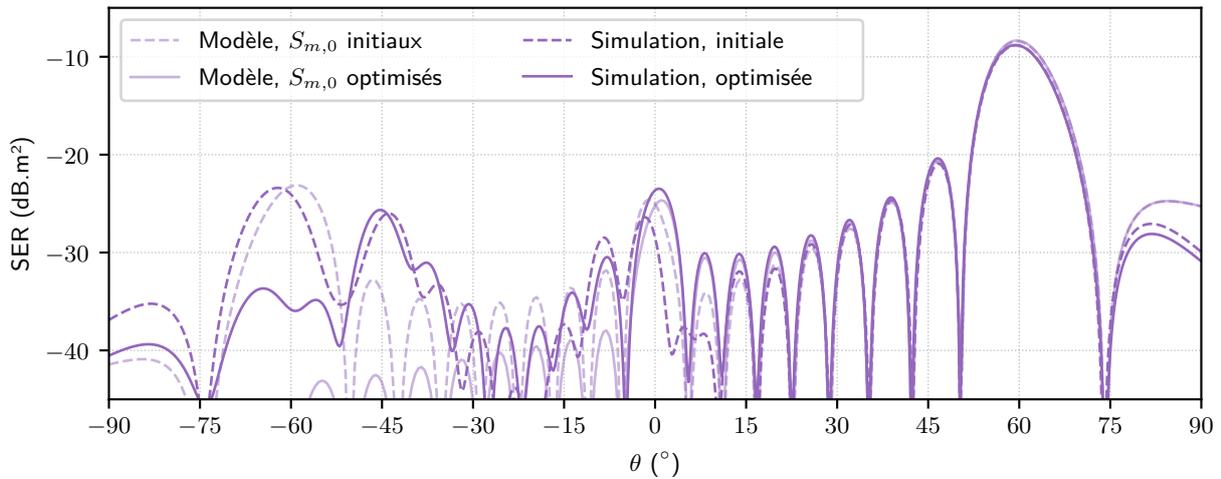


FIGURE 3.14 – SER bistatique du dernier cas, avant et après optimisation, en utilisant le modèle ou en simulation rigoureuse.

que dans le cas précédent, la performance est surestimée dans les zones de faibles SER, mais elle reste

notable. Le même phénomène se présente dans la direction  $\theta = -45^\circ$ .

### Remarques conclusives sur les trois situations : choix d'une réalisation

Dans les deux derniers cas ( $l = 8$  mm et  $l = 12$  mm) les baisses de SER sont, en décibels, plus significatives que dans le premier cas. Les optimisations sont en revanche parties d'un niveau déjà plus bas. Le gain en grandeur de champ n'est, lui, pas plus élevé. Dans ces deux cas, les variations géométriques sont aussi bien plus faibles. Elles sont d'environ 4% pour le cas  $l = 8$  mm contre 32% pour le premier cas. Elles sont encore plus ténues pour le cas  $l = 12$  mm rendant délicate l'observation d'une baisse effective dans le cas d'une réalisation de la surface, en raison des tolérances de fabrication. Dans ces deux cas ces faibles variations s'expliquent par le caractère abrupte de la réponse en phase en fonction de  $L$  des cellules concernées : une petite variation de  $L$  suffit à drastiquement changer la réponse en phase des cellules, rendant les optimisations sensibles.

Pour les deux derniers cas à nouveau, les niveaux de SER en jeu sont faibles, rendant une prédiction avec le modèle utilisé difficile. En revanche, pour le cas  $l = 3$  mm, la baisse en décibels reste significative et est à des niveaux de SER plus élevés. Ce premier cas semble alors particulièrement intéressant à synthétiser et c'est vers lui que se tournera la réalisation.

D'autres remarques peuvent être faites, sur au moins deux aspects en particulier. Le premier est au sujet du rayonnement autour des  $-45^\circ$ , partagé par les trois optimisations. Le modèle utilisé ne prédit manifestement pas ce comportement. Les structures partagent en revanche beaucoup de leurs propriétés comme leur taille, périodicité, épaisseur ou type de patchs par exemple. Explorer l'influence de ces différentes propriétés sur les diagrammes de rayonnement pourrait aider à discriminer l'origine de l'apparition de ce phénomène. La seconde discussion est au sujet de la solution d'optimisation. Les trois situations utilisent exactement les mêmes degrés de liberté. La géométrie initiale de chaque cas fait par exemple partie de l'espace des possibles des deux autres cas. Il est donc évident que, puisqu'aucune des situations n'a donné le même résultat qu'une des deux autres, au moins deux des situations étudiées ne débouchent pas sur un minimum global de la fonction de coût. Il est probable qu'aucun des résultats ne soit un optimum global. Ce n'est pas une conclusion surprenante, les optimisations ont été menées de sorte à ne pas trop dévier de la situation initiale, celle de la loi de phase à gradient constant. Cette situation initiale est considérée comme déjà satisfaisante mais seulement perturbée par la mise en réseau des cellules, qui ne sont plus en environnement infini périodique. Mener cette optimisation légère et rapide est un moyen très efficace de trouver une solution encore plus performante en contournant l'utilisation d'une simulation lourde.

## 3.5 Réalisations et mesures

Dans cette section les objets réalisés sont présentés et le résultat final de la mesure montré. Peu de précisions supplémentaires quant à la façon d'obtenir ces résultats de mesure sont données ici dans la mesure où le dernier chapitre est entièrement consacré à ces considérations. Le lecteur est toutefois invité à s'y référer s'il souhaite avoir dès maintenant plus de détails. Le dispositif expérimental qui permet d'obtenir ces mesures est détaillé dans la section 5.2, dédiée aux explications sur les méthodes de mesure et leur traitement. Le détail de la configuration bistatique qui est propre à cette manipulation est précisé en 5.2.2.

Le cas  $l = 3$  mm a été choisi pour la réalisation. Une paire de surfaces carrées est réalisée : une initiale et une optimisée. Elles sont choisies suffisamment grandes pour respecter les hypothèses associées aux métasurfaces :  $27 \times 27$  cellules ou encore  $27 \times 9$  supercellules. L'ensemble mesure alors environ 39 cm de côté ( $27 \times 14,43$  mm), un peu plus de  $10\lambda$  à 8 GHz. La surface initiale est montrée en figure 3.15. Les variations géométriques entre la surface initiale et la surface optimisée restent ténues, même pour ce cas. Cette ressemblance peut être observée en figure 3.16. Sur les deux surfaces, une supercellule est

mise en évidence, cernée par des pointillés.

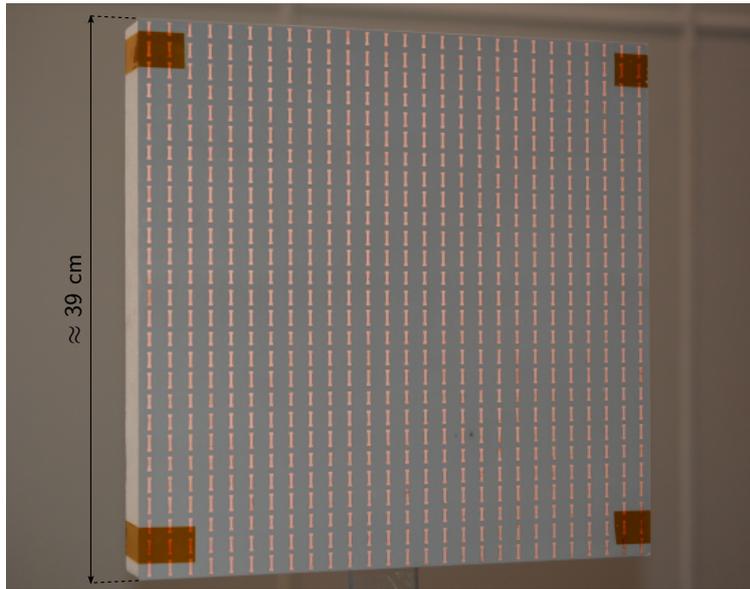


FIGURE 3.15 – Surface à réflexion anormale fabriquée et dimension associée. Surface initiale.

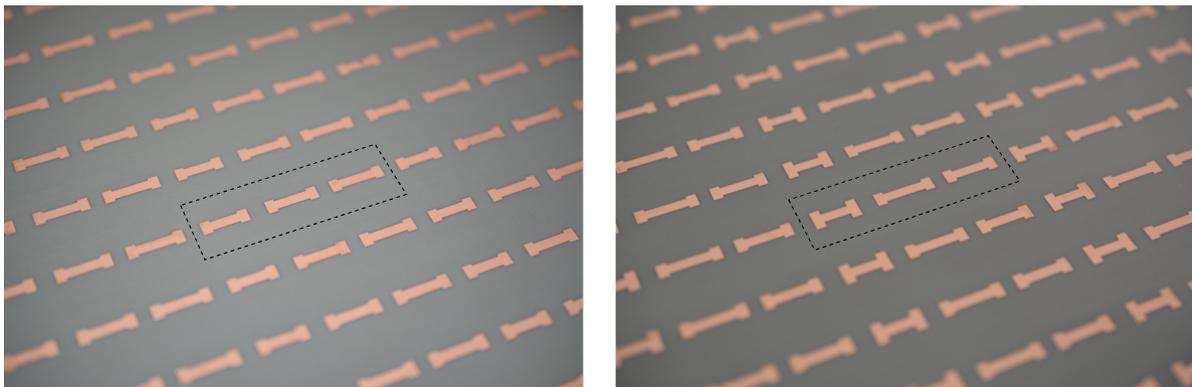


FIGURE 3.16 – Motifs imprimés sur la surface initiale (à gauche) et sur la surface optimisée (à droite).

La mesure de la SER de ces deux surfaces est effectuée et confrontée à leurs SER obtenues grâce au modèle de rayonnement et en simulation. Les SER initiales et optimisées sont comparées sur deux figures. La figure 3.17 montre la comparaison entre les SER mesurées et celles prédites par le modèle tandis que la figure 3.18 propose la comparaison entre les SER obtenues en mesure ou en simulation. Sur ces tracés, comme depuis le début de cette étude, les surfaces sont éclairées en incidence normale et leur rayonnement observé dans les autres directions. Les données pour  $\theta \in ] -10^\circ : 10^\circ [$  sont absentes de la mesure, comme évoqué en section 5.2.2.

La SER mesurée dans la direction  $\theta = -60^\circ$  est de 9,1 dB pour la plaque initiale et de 2,2 dB pour la plaque optimisée. C'est une réduction de 6,9 dB. Avec les mêmes critères, le modèle prévoit une réduction de 6,7 dB et la simulation prévoit une réduction de 6,8 dB. Les accords entre les réductions de SER prévues avec les différentes méthodes sont excellents. La mesure confirme les allures générales des diagrammes obtenus en simulation ou avec le modèle. On note cependant que les niveaux de SER sont de manière générale surestimés dans ces deux derniers cas. L'annexe B propose par ailleurs des résultats de mesure supplémentaires associés à ces réalisations.

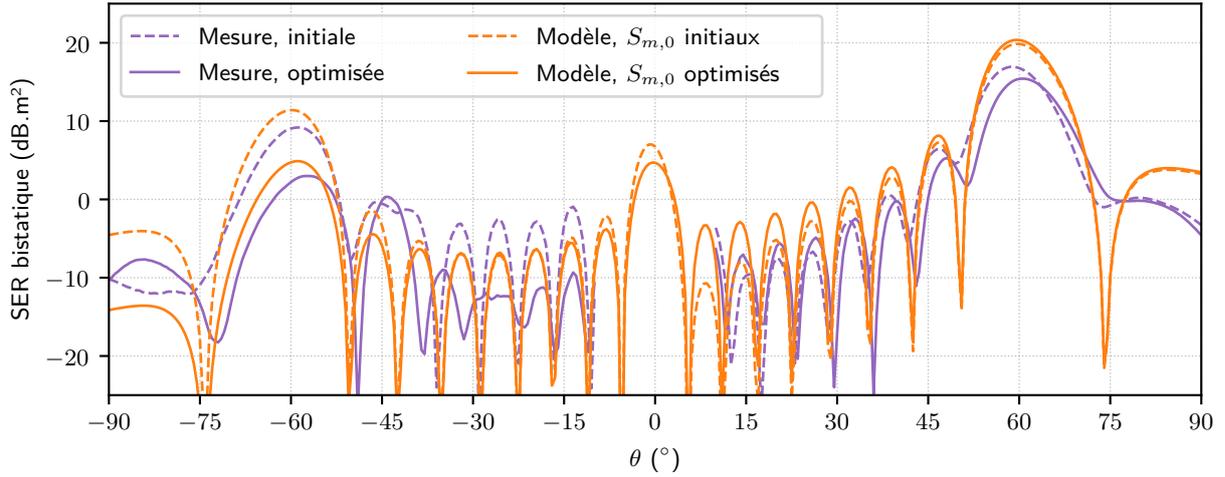


FIGURE 3.17 – SER bistatiques du cas  $l = 3$  mm. SER initiale ou optimisée, obtenue avec le modèle de rayonnement ou la mesure.

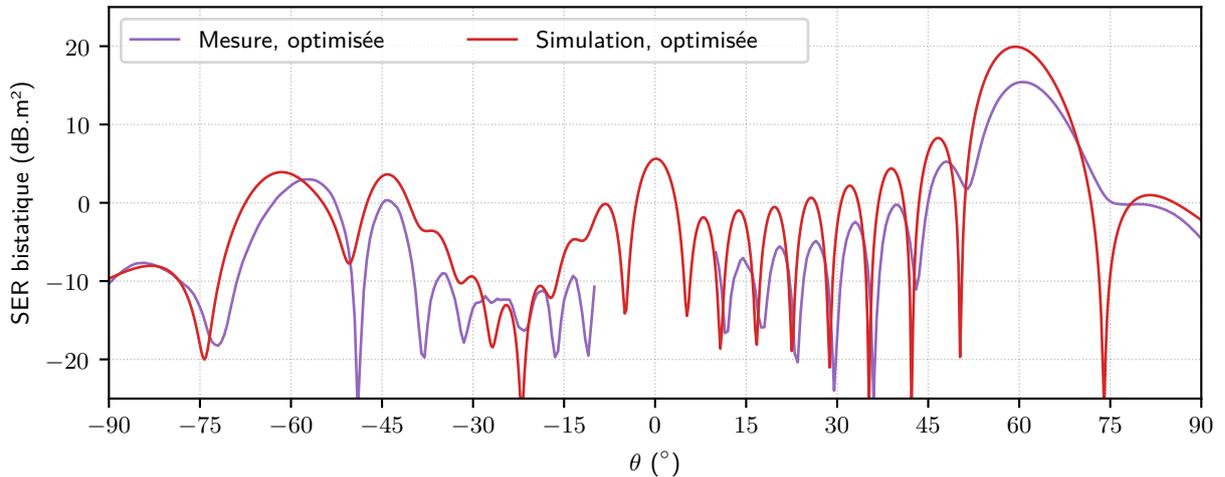


FIGURE 3.18 – SER bistatiques du cas  $l = 3$  mm. SER initiale ou optimisée, obtenue avec la simulation rigoureuse ou la mesure.

### 3.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté une méthode originale de contrôle du rayonnement parasite, exhibé par les métasurfaces à réflexion anormale, provenant de leur nature périodique. La vision simple du réseau de cellules portant un coefficient de réflexion a été élargie pour tenir compte de la propagation des harmoniques de Floquet.

Le rayonnement des structures présentées est bien reproduit, à l'aide de l'intégration dans le modèle d'un paramètre de simulation très facile à obtenir. Cette approche d'optimisation, en plus de tenir correctement compte du comportement physique des objets étudiés, permet une simplification drastique des calculs employés en simulation.

La méthode a été éprouvée et répétée en simulation puis validée en mesure. Elle reste par ailleurs ouverte à d'autres spécifications qui demanderaient de répartir le rayonnement, de façon purement arbitraire dans les directions de Floquet souhaitées.



# Chapitre 4

## Réduction de la SER d'objets à transition de coefficient de réflexion

---

### 4.1 Introduction

Le chapitre précédent a proposé d'exploiter des invariances par translation pour améliorer les performances d'une surface réfléchissante. Ce chapitre étudie l'apport d'une métasurface monocouche pour réduire la SER d'un objet qui présente à sa surface une transition dans ces propriétés en réflexion. Même si il s'agit toujours de contrôle de SER, l'approche est ici assez différente. Les symétries ne sont plus présentes et l'objet a une caractéristique imposée au départ. L'objectif de la section 4.2 est de décrire complètement le cas général étudié. Elle présente le problème à traiter et l'approche choisie pour isoler ce problème. La section 4.3 propose une méthode d'optimisation pour résoudre le problème posé. Elle décrit comment les métasurfaces interviennent dans ce problème, à travers la description de la synthèse des structures optimisées. L'ensemble des structures, varié, est présenté en section 4.4. Cette variété permet d'explorer divers effets sur la méthode des caractéristiques possibles de la structure générale. Les résultats d'optimisation et de simulation rigoureuse sont proposés. Une dernière section, la section 4.5 propose une étude de sensibilité pour anticiper les effets potentiels d'une imprécision sur les dimensions et donc sur la phase des cellules de métasurface sur les performances des structures optimisées.

### 4.2 Description de l'objet d'étude et des objectifs

Cette section a pour but d'exposer en détail l'objet dont on souhaite contrôler la SER. Son aspect le plus général est présenté pour ensuite être réduit à sa forme la plus élémentaire, celle qui permet d'isoler physiquement les phénomènes en jeu. La contrainte en termes de SER est elle aussi détaillée en fin de section, étape essentielle pour fournir une métrique quant à la satisfaction de l'objectif.

#### 4.2.1 Forme générale des objets d'étude

Dans la section 1.4.4, la discrétion électromagnétique a été discutée et quelques techniques abordées. Parmi les différentes techniques de furtivité présentées, la discrétion en termes de SER peut être obtenue au moyen d'un travail sur le revêtement d'un objet. On trouve des situations dans lesquelles un objet est recouvert d'un ou plusieurs matériaux diélectriques, d'épaisseurs éventuellement différentes. Leur coexistence à la surface d'un même objet peut engendrer des zones de transitions au niveau desquelles la valeur du coefficient de réflexion qui décrit le comportement de cette surface varie brutalement. La section 2.4.1 a montré à travers l'équation 2.17 que le coefficient de réflexion qui renseigne sur les propriétés d'une telle surface dépend en particulier de son épaisseur  $h$  et de sa permittivité relative  $\epsilon_r$ . Un cas général qui présente une telle transition est celui qui est schématisé à l'aide de la figure 4.1.

De la même façon que dans les travaux précédemment présentés, l'objet sera illuminé avec une onde

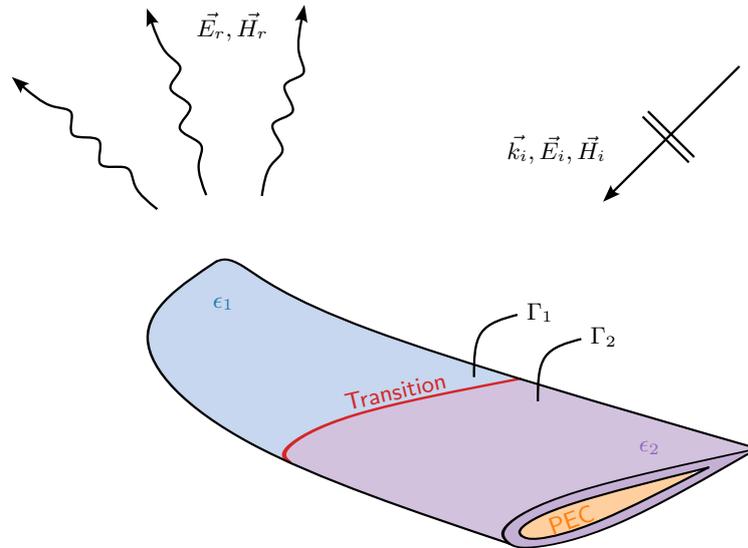


FIGURE 4.1 – Section d'un objet à l'allure quelconque présentant une transition de coefficient de réflexion à sa surface. L'objet est un conducteur parfait revêtu de deux diélectriques aux propriétés différentes, il est éclairé par une onde plane.

plane, correspondant au contexte radar. La fréquence de travail, pour la totalité des études à venir sera 12 GHz.

#### 4.2.2 Forme simplifiée des objets d'étude

L'objet général qui a été présenté est trop complexe pour explorer les effets d'une transition de coefficient de réflexion à sa surface, il faut donc le simplifier de sorte que le phénomène à observer soit isolé. La structure proposée est alors celle d'un plan, suffisamment grand devant la longueur d'onde de travail donc de dimensions avoisinant la dizaine de  $\lambda$ . L'objet proposé est alors plan et constitué de deux demi-objets plans différents, comme le montre la figure 4.2. La transition dans la valeur du coefficient de réflexion est donc le long de  $\vec{u}_y$ . La simplification permet, en plus d'une étude sur un objet simple, de continuer à utiliser les outils analytiques présentés en section 2.2 sans aucune adaptation supplémentaire.

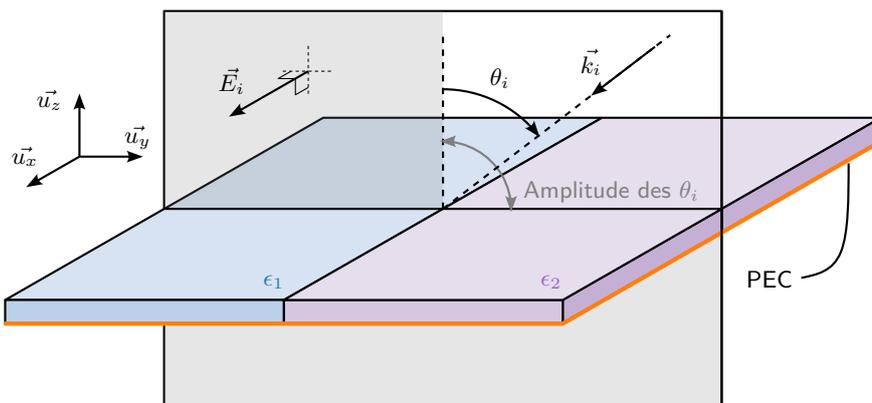


FIGURE 4.2 – Transition plane étudiée, définition des conditions d'éclairage.

La configuration d'étude sera monostatique, en polarisation TE, pour les incidences  $\varphi_i = 90^\circ$  et  $0^\circ < \theta < 90^\circ$  : le quart de plan qui n'est pas assombri sur la figure 4.2.

Cet objet plan, entier, sera étudié en mesure. Pour l'étudier en simulation rigoureuse, une nouvelle simplification peut être faite. C'est une condition nécessaire pour permettre des comparaisons avec le modèle analytique proposé en section 2.2. Il s'agit du même type de simplification que celle présentée

en section 2.4.1, elle est représentée en figure 4.3. Le plan est réduit à une portion de plus faible largeur et périodisé au moyen des conditions aux limites de type PEC. Les conditions absorbantes de type PML sont à nouveau utilisées.

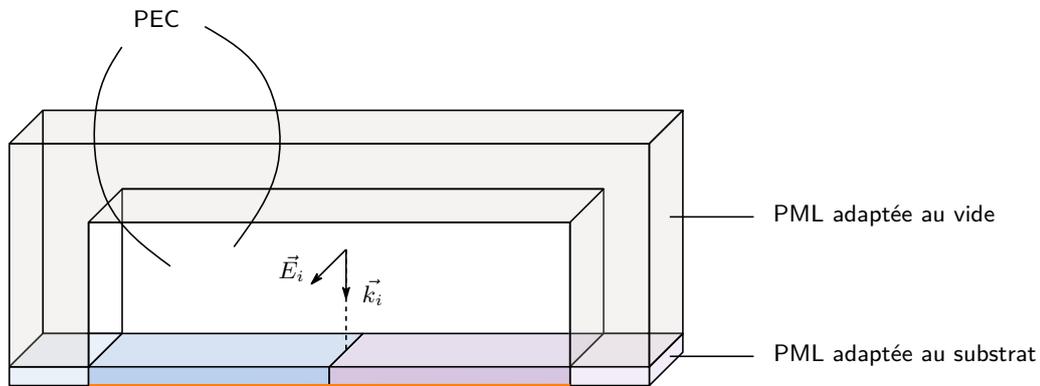


FIGURE 4.3 – Structure de base la plus simple pour l'étude de la transition diélectrique.

### 4.2.3 Définition de la contrainte

L'objet le plus simple, prêt à l'étude a été présenté. Il faut maintenant décrire le type de contrôle de SER souhaité et le moyen d'y parvenir. La contrainte en terme de SER suivra exactement la dynamique du mécanisme décrit en section 1.4.4, au sujet du seuil de détection d'un équipement radar. D'un point de vue opérationnel, un objet furtif, comme une aile d'avion par exemple, est susceptible d'être observé par un radar monostatique dans une plage angulaire prédéfinie. Cette plage angulaire dépend d'abord de la forme de l'objet mais également de son orientation potentielle et de la position du radar au moment de l'illumination. Typiquement, l'aile d'un avion furtif sera observée sur une plage angulaire  $[\theta_1 : \theta_2]$  de l'ordre d'une dizaine de degrés à plusieurs dizaines de degrés. D'autre part, la fréquence d'intérêt est celle définie par les caractéristiques du radar.

Dans les limites angulaires et fréquentielles de ce scénario opérationnel, l'objectif du concepteur en furtivité sera de s'assurer que la SER de l'objet reste inférieure à un niveau seuil  $\sigma_{\text{seuil}}$ . Ce niveau de SER est spécifié de manière à maîtriser la puissance reçue par le radar à une distance donnée, quelle que soit l'orientation de l'objet. Pour répondre à ce besoin opérationnel, le concepteur étudie d'abord la SER de l'objet à la fréquence et dans la bande angulaire spécifiée. Il met ensuite en œuvre des techniques permettant de réduire la SER sous le niveau  $\sigma_{\text{seuil}}$  fixé, sur l'ensemble du domaine angulaire. Dans la suite de cette étude, on mettra en œuvre des métasurfaces dans cet objectif. Dans la pratique, l'optimisation de la métasurface reviendra à minimiser le maximum de SER dans le domaine d'étude.

Pour illustrer la problématique, une structure d'étude typique est proposée, l'ensemble de ses caractéristiques est présenté en figure 4.4

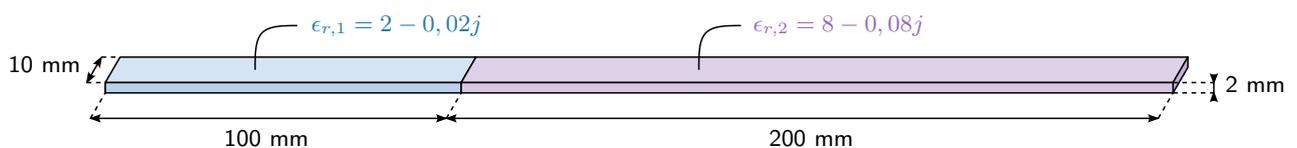


FIGURE 4.4 – Exemple de structure typique étudiée. Détail des dimensions et caractéristiques diélectriques.

Sa SER monostatique est tracée en figure 4.5 et une plage angulaire de travail arbitraire  $[\theta_1 : \theta_2]$  peut être mise en évidence (la zone non assombrie), dans laquelle se trouve un maximum de SER.

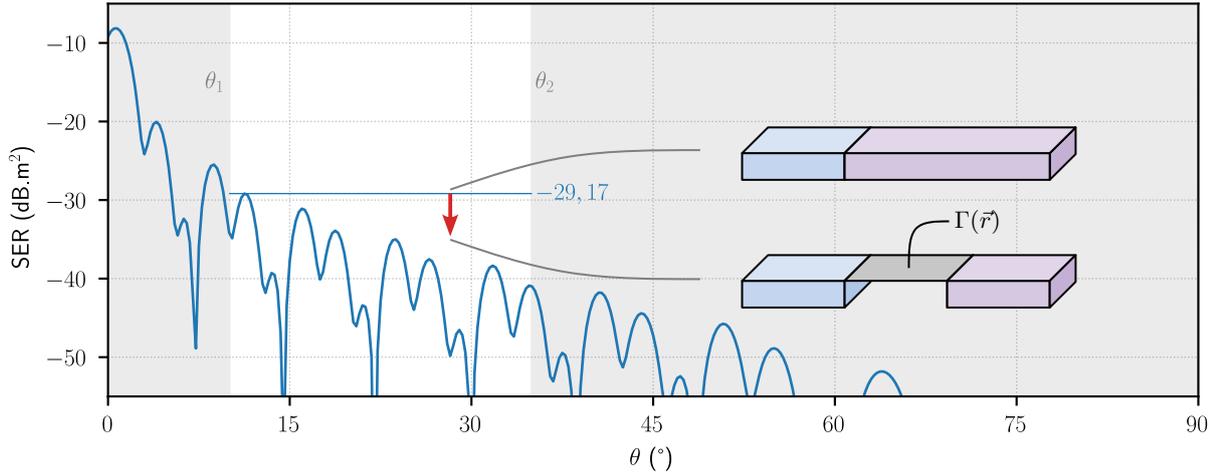


FIGURE 4.5 – SER monostatique de la structure typique et schématisation du problème.

Le degré de liberté utilisé pour cette étude sera une distribution de coefficients de réflexion : une partie du matériau diélectrique en amont de la transition est recouverte d'une métasurface constituée d'éléments métalliques. Pour déterminer ses caractéristiques cette métasurface est décrite, comme les deux portions formant l'objet de base, à l'aide d'une distribution  $\Gamma(\vec{r})$ . Ainsi une fonction de coût  $f$  peut être exprimée et le problème suivant énoncé : minimiser  $f$  telle que

$$f(\Gamma(\vec{r}), \theta) = \max_{\theta \in [\theta_1; \theta_2]} [\text{SER}_{\text{structure}}(\Gamma(\vec{r}), \theta)] \quad (4.1)$$

La résolution de ce problème est aussi illustrée sur la figure 4.5. Dans un deuxième temps, on réalise la synthèse d'une métasurface dont la distribution de coefficients de réflexion correspond à la distribution optimale de  $\Gamma(\vec{r})$ . La méthode et la synthèse de ces surfaces sont présentées dans la section suivante.

### 4.3 Stratégie de résolution

L'objet d'étude et la contrainte sont maintenant clairement identifiés. Il faut maintenant préciser le moyen utilisé pour remplir l'objectif. Cette section propose de décrire la méthode employée pour y parvenir ainsi que les considérations qui l'ont orientée. La méthode est décrite de l'étape de modélisation de la structure de base jusqu'à la phase de synthèse de l'objet, prêt à être éprouvé en simulation rigoureuse.

#### 4.3.1 Diagramme de synthèse

On propose de débiter cette section par un diagramme qui représente les étapes par lesquelles passe la résolution du problème. Il parcourt ces étapes de la définition du problème à la synthèse des structures et l'observation de leur SER. Il liste l'entièreté des mots génériques qui seront utilisés dans toute cette section. Sur ce diagramme, le temps s'écoule en descendant : l'action décrite dans un rectangle peut aussitôt être menée une fois que le résultat dans l'ellipse au dessus de lui a été atteint.

La "modélisation" d'un "réseau" se fait avec le "modèle de rayonnement". En légende de figure, le condensé "modèle" qualifie une SER obtenue de cette façon. Le mot "réseau" est une façon d'appeler la distribution de  $\Gamma$ . Il est "optimisé" ou "initial" si il utilise ou non la distribution optimisée.

La "simulation" d'une "structure" se fait avec une "simulation rigoureuse". En légende de figure, le condensé "simulation" qualifie une SER obtenue de cette façon. Le mot "structure" est une façon d'appeler l'objet physique que le réseau mime. Elle est "optimisée" ou "initiale" si elle est avec ou sans patches.

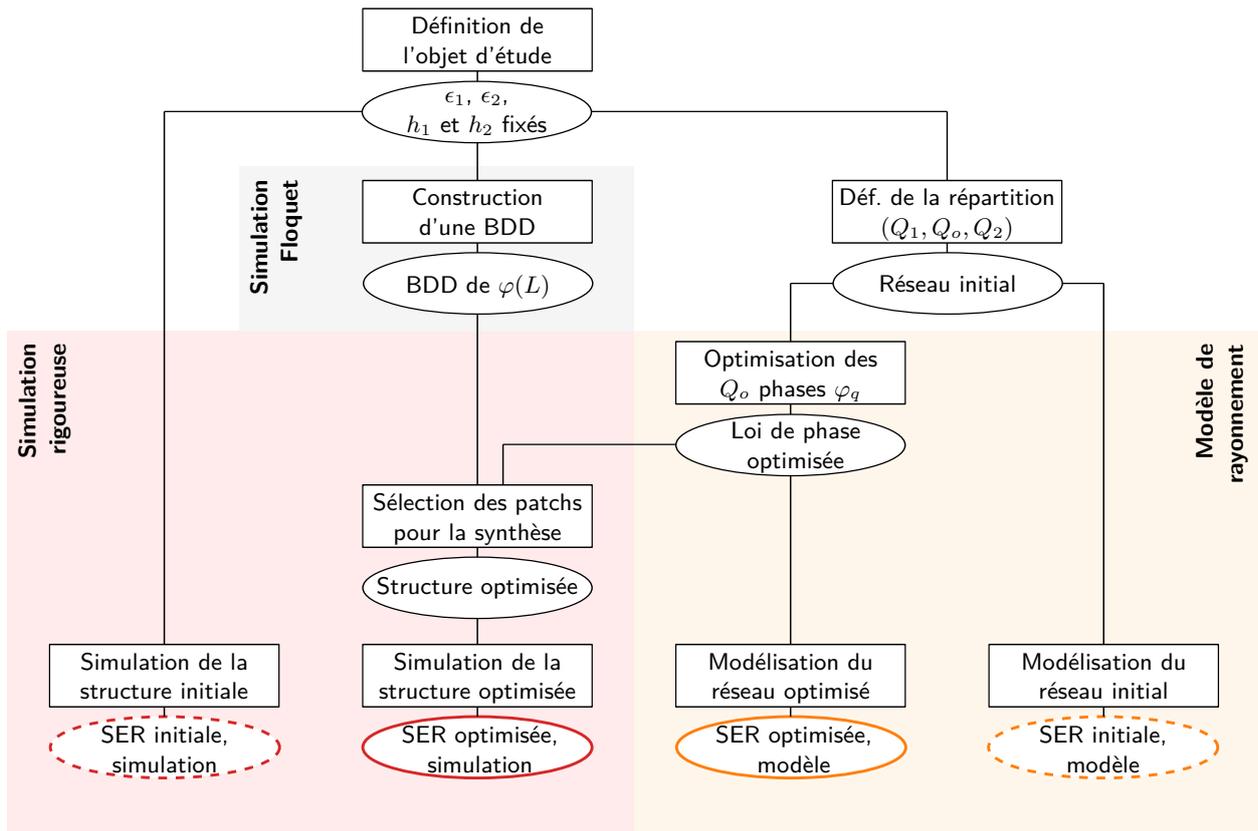


FIGURE 4.6 – Diagramme de synthèse résumant la méthode d'optimisation.

### 4.3.2 Description de la méthode d'optimisation

Une solution continue du problème peut être trouvée, mais ceci n'est pas réalisable avec l'approche métasurface car elle impose un coefficient de réflexion constant par morceaux. De la même façon que dans les travaux présentés plus tôt, une étape de discrétisation est nécessaire ici. Elle veille cependant à toujours respecter la contrainte d'homogénéité posée par la définition des métasurfaces. La structure est alors segmentée en un réseau de cellules de dimensions petites devant  $\lambda$  à 12 GHz, des cellules carrées de côté  $d = 10 \text{ mm}$  ( $0,4\lambda$ ). Même si ce n'est pas requis, cette segmentation peut aussi très bien s'appliquer à la partie de la structure ne subissant pas de modification, simplifiant l'implémentation des calculs plus tard.

Dans tous les cas présentés dans la suite, la discrétisation de l'objet de base suivra ces règles. Il sera alors suffisant de donner la répartition des cellules composant la structure discrétisée. Puisqu'il n'y a que trois types de cellules possibles, chaque réseau sera composé  $Q = Q_1 + Q_o + Q_2$  cellules avec  $Q_1$  cellules de matériau 1,  $Q_o$  cellules optimisables et  $Q_2$  cellules de matériau 2. La répartition peut être donnée, par exemple, comme suit :  $(Q_1, Q_o, Q_2) = (10, 10, 10)$ . Cette répartition est illustrée avec le réseau typique grâce à la figure 4.7.

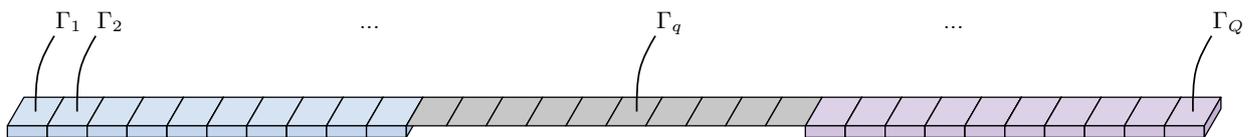


FIGURE 4.7 – Structure typique discrétisée en réseau et représentation en coefficients de réflexion.

Le problème devient alors : trouver les  $Q \Gamma_q$  de sorte à minimiser la fonction  $f$  telle que

$$f(\Gamma_q, \theta) = \max_{\theta \in [\theta_1; \theta_2]} [\text{SER}_{\text{rés}}(\Gamma_q, \theta)] . \tag{4.2}$$

La quantité  $SER_{rés}$  est calculée, pour une distribution de  $\Gamma_q$ , à l'aide du modèle analytique présenté en section 2.2.2, en utilisant les équations 2.11 et 2.10. Une partie des  $\Gamma_q$  (les dix premiers et dix derniers sur la figure 4.7) est bien entendu fixée par les propriétés des matériaux qui ne sont pas sujets à modifications. Ces coefficients de réflexion sont obtenus avec l'expression 2.17. Le reste des coefficients de réflexion pourra être exploité comme degrés de liberté.

La contrainte ainsi que les degrés de liberté ont été définis, la phase d'optimisation peut être mise en place. La donnée d'entrée de l'optimisation est donc un vecteur de  $\Gamma_q$ . Ces  $\Gamma_q$  seront exprimés en termes de phase réfléchie  $\varphi_q$ . En effet, comme présenté pour la première fois en section 2.4.2, il sera nécessaire de sélectionner des cellules pour réaliser la distribution de  $\Gamma_q$  (ou de  $\varphi_q$ ) optimale. De la même façon, ces cellules sont caractérisées en fonction de leur réponse en phase, en incidence normale, en simulation de type Floquet.

Le choix a donc été fait d'exprimer les  $\Gamma_q = e^{j\varphi_q}$  uniquement avec leurs arguments  $\varphi_q$ . L'hypothèse qui accompagne ce choix est donc celle de coefficients de réflexion de module 1. C'est une hypothèse forte mais qui observée en pratique si les cellules sont choisies en dehors de leur résonance. C'est donc une contrainte associée à la synthèse, discutée en section suivante.

L'optimisation peut alors être faite sur la fonction  $f(\Gamma_q, \theta)$  définie en équation 4.2 qui rend le maximum de SER pour un vecteur de  $\varphi_q$  en entrée. Elle est menée au moyen d'une méthode *Sequential Least Squares Programming* (SLSQP) [114]. Elle est particulièrement adaptée à la résolution de problèmes qui imposent des contraintes d'inégalités sur leurs paramètres. Cette méthode est implémentée grâce la fonction `minimize` [115] de la librairie `scipy.optimize`, en lui passant l'argument 'SLSQP'. La sortie de cette optimisation est un autre vecteur de  $\varphi_q$  donc une loi de phase optimisée. La durée de la recherche de solution pour chaque cas qui sera présenté est typiquement de l'ordre de la dizaine de seconde. Cette faible durée est atteignable grâce à l'ensemble des hypothèses effectuées. Ces hypothèses sont la représentation des propriétés des cellules en un coefficient de réflexion, associé à une périodicité locale et l'injection de cette propriété dans le modèle de rayonnement, associé à ses propres hypothèses.

### 4.3.3 Synthèse de la solution

Une fois que le résultat d'optimisation est connu en termes de loi de phase, des cellules doivent être sélectionnées pour reproduire la loi de phase solution. La seule contrainte qui existe est celle d'utiliser des cellules pour lesquelles le substrat est le matériau d'origine de l'objet, à l'endroit de la distribution de coefficients de réflexion. Le type de patch à y apposer est libre. Pour le cas typique présenté, il faut alors trouver les dix cellules, avec un substrat tel que  $\epsilon_{r,2} = 8 - 0.08j$ , qui produisent les dix réponses en phase résultantes de l'optimisation. La méthode proposée consiste à choisir un type de patch, puis d'étudier sa variation en phase en fonction de ses paramètres géométriques, afin de constituer une base de données de déphasages accessibles.

Pour l'ensemble des synthèses qui seront présentées, un simple patch carré sera utilisé. Sa géométrie limitée permet la construction très rapide de bases de données et la fabrication sera elle aussi élémentaire. Les applications visées ne requièrent ni grandes amplitudes de variation de réponse en phase, ni compacité géométrique. Ce choix est alors idéal par sa simplicité. L'exemple de la base de données associé au cas typique est proposé en figure 4.8. Elle prend simplement la forme d'une réponse en phase en fonction de la longueur du côté du patch. Les métasurfaces seront donc constituées de patchs carrés de côté différents, juxtaposés. De la même façon que dans la section 2.4.2 ces réponses en phases existent dans l'hypothèse de périodicité locale et en incidence normale.

L'observation de cette réponse en phase permet une discussion supplémentaire. Les optimisations peuvent être contraintes : on peut donner un intervalle spécifique de la base de données dans lequel doivent se trouver tous les  $\varphi_q$ . Ce cas est illustré grâce à la zone non assombrie de la base de données représentée. Les effets de cette contrainte sont bénéfiques et nombreux.

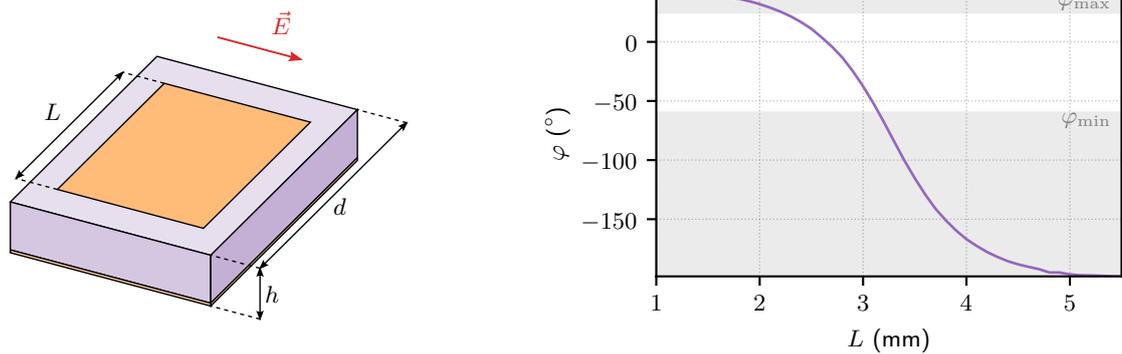


FIGURE 4.8 – Cellule de type patch carré et réponse en phase associée. La réponse en phase est obtenue en environnement infini périodique, en incidence normale. Une partie de la réponse en phase (de  $-60^\circ$  à  $35^\circ$ ) est arbitrairement mise en valeur et constitue un intervalle  $[\varphi_{\min} : \varphi_{\max}]$  qui peut être passé comme contrainte à l'optimiseur.

- On est assuré qu'il sera possible de synthétiser les phases solution.
- L'optimisation est bornée, plus rapide.
- Les phases étant contenues dans un intervalle restreint, la loi de phase optimale présentera des variations moins amples, situation favorable pour préserver l'hypothèse de périodicité locale au moment de la synthèse.

Si l'intervalle est choisi de sorte que la zone de résonance de la base de données en est exclue, des conclusions supplémentaires peuvent être faites.

- Dans la dynamique des conclusions du chapitre 3, une cellule loin de sa résonance, moins sensible, sera moins perturbée une fois mise en réseau.
- C'est typiquement lors des résonances que les modules des coefficients de réflexion d'une cellule en simulation subissent une atténuation importante. Un module qui s'éloigne de 1 met en défaut l'hypothèse écrite plus tôt :  $\Gamma_q = e^{j\varphi_q}$ .

Bien entendu, le choix de cet intervalle nécessite d'avoir constitué la base de données concernée avant l'étape d'optimisation. Au vu des avantages qu'elle propose, cette contrainte sur les  $\varphi_q$  sera utilisée dans la suite des travaux. Un intervalle  $[\varphi_{\min} : \varphi_{\max}]$  sera alors passé comme contrainte d'optimisation et il sera choisi de sorte qu'il évite les réponses en phase dans la zone de résonance du patch. Il sera aussi choisi au dessus de la zone de résonance, permettant d'exploiter les plus petits  $L$  qui offrent une moins forte promiscuité des cellules une fois mises en réseau, limitant leur couplage.

#### 4.3.4 Alternatives possibles

Un méthode permettant d'obtenir une structure optimisée a été proposé, elle n'est bien entendu pas unique. Cette section propose de discuter rapidement quelques alternatives possibles, inspirantes pour d'éventuelles autres études.

##### Quantification de la phase

On peut relever par exemple que les valeurs de  $\varphi_q$  ne sont pas quantifiées. Des approches d'optimisation dans le domaine des métasurfaces proposent parfois de quantifier, sous forme de bits ([116] par exemple), les valeurs que peuvent prendre les  $\varphi_q$ . La conséquence est de rendre l'exploration de l'espace des degrés de liberté extrêmement simple. L'approche choisie ici a été différente et reste applicable en pratique car un intervalle de phases accessibles déjà plutôt restreint a été imposé. Toutefois, une approche de quantification pourrait par exemple être intéressante pour résoudre le problème suivant : obtenir des cellules dont toute la réponse en phase en fonction de leur géométrie est stable sur une large bande fréquentielle. Il est cependant plus simple qu'une valeur spécifique de leur réponse en phase soit

stable sur une large bande fréquentielle. Si une telle valeur est repérée, la géométrie associée de la cellule peut être retenue. Si quelques géométries sont trouvées de cette manière, elles peuvent constituer un jeu de cellules, associé à un jeu de  $\varphi_q$  quantifié, degré de liberté de l'optimisation. Une optimisation peut alors être faite, restreinte dans ses degrés de libertés, mais donnant une solution large bande. Le travail porte alors plutôt sur la méthode à mettre en œuvre pour trouver ce type de cellules. La plupart du temps les problématiques de large bande dans le domaine des métasurfaces sont traitées à l'aide de structures multicouches.

### Base de donnée en incidence et fréquence

Dans cette étude, les cellules ont été caractérisées en incidence normale. Le comportement de la cellule est donc réduit à cette information, obtenue à une seule incidence. Un travail supplémentaire consiste à constituer une base de données de ces mêmes cellules en incidence quelconque (ou en fonction de la fréquence par exemple). Ceci permettrait d'incorporer à l'optimisation, non plus des valeurs fixes de  $\varphi$ , mais une fonction  $\varphi(\theta)$  (ou  $\varphi(f)$ ) rendant compte à l'avance du comportement de la cellule en incidence ou en fréquence une fois l'objet synthétisé.

### Loi de phase contrainte

Dans les cas où le problème d'optimisation est étendu comme dans un cas où il serait souhaité que la SER soit maîtrisée sur des larges bandes fréquentielles, le problème peut s'alourdir et trouver une solution peut être rendu impossible dans un temps raisonnable. Une alternative peut consister en la recherche d'une fonction solution et non d'un ensemble de valeurs prises par les  $\varphi_q$ . Un polynôme décrivant la phase en fonction de la position peut par exemple être proposé à l'optimiseur, dont l'objectif sera alors de trouver les coefficients, dont le nombre peut être choisi bien plus petit que le nombre de  $\varphi_q$  final. La loi de phase sera alors décrite par cette fonction solution et les valeurs de  $\varphi_q$  déduites par la valeur que prend le polynôme au point correspondant au centre de chaque cellule. C'est par ailleurs un moyen de garder le contrôle sur la loi de phase en évitant par exemple qu'elle exhibe des variations trop brutales, pour éviter de mettre en défaut l'hypothèse de périodicité locale.

## 4.4 Structures retenues, optimisations et simulations

L'ensemble des outils pour procéder aux optimisations est en place, il ne reste plus qu'à présenter les cas d'étude à optimiser. Ces cas constituent 6 situations initiales différentes. Cette variété permet de mettre à l'épreuve la méthode dans différentes situations et de discriminer certains comportements spécifiques. Chaque section à suivre est associée à un cas, dans laquelle sont systématiquement présentés, dans cet ordre, le cas de base et la façon dont il sera modifié, le résultats d'optimisation, de simulation et les commentaires associés. Dans les illustrations des cas présentés, les schémas et tracés de réponses en phase en bleu (—) sont associés aux substrats de faible permittivité, les violets (—) aux substrats de forte permittivité. Les valeurs de ces permittivités sont précisées au moment d'aborder le détail de la configuration.

Toutes les structures présentées seront discrétisées selon la procédure décrite en section 4.3.2. La description en répartition  $(Q_1, Q_o, Q_2)$  proposée rassemble toutes les informations nécessaires sauf l'épaisseur des matériaux diélectriques en jeu, qui sera précisée au moment d'aborder chaque cas. Toutes les caractéristiques des cas présentés sont rassemblées en un tableau récapitulatif, en annexe C. Les résultats des optimisations et des simulation s'y trouvent aussi.

### 4.4.1 Cas 1

#### Situation de base

La première structure est la plus simple, sa répartition est  $(15, 15, 0)$ . Cela signifie que la totalité des cellules composant sa seconde partie sera remplacée par des cellules optimisées. C'est la plus grande

liberté possible permise par les contraintes définies. Elle est composée d'un unique matériau diélectrique de permittivité relative  $\epsilon_r = 2,2$  avec une différence d'épaisseur des deux parties. La structure est schématisée en figure 4.9.

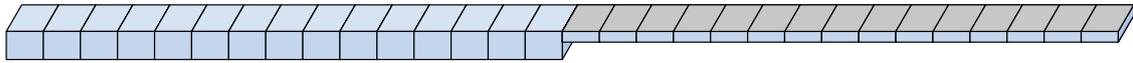


FIGURE 4.9 – Structure de base du cas 1 et sa zone d'optimisation.

La structure, comme c'est le cas pour les quatre premières, présente une marche due à la différence d'épaisseurs des matériaux en jeu. Quelques explications doivent être données au sujet de la présence de cette marche. Les divers cas qui seront proposés seront de complexité croissante. C'est une manière d'avancer pas à pas vers d'éventuelles limites de la méthode. On a vu à travers l'équation 2.17 que la phase réfléchie varie linéairement avec  $h$  aussi bien qu'avec  $\sqrt{\epsilon_r}$ . Augmenter l'épaisseur de substrat a strictement le même effet qu'augmenter la permittivité relative d'un matériau, dans le cadre de ce modèle. C'est un moyen d'émuler cette transition de coefficient de réflexion.

Puisque l'ensemble des cas fera l'objet d'une validation expérimentale, le choix de couples  $(h, \epsilon_r)$  est directement contraint par ce qui est effectivement disponible à la fabrication. Tout n'est pas accessible arbitrairement, le recours à la mise en place d'une marche géométrique est au final quasiment nécessaire. Il aurait pu être choisi de faire en sorte que le fond de la structure soit plan, pour que la surface présente une marche. C'est un choix qui apparaît moins efficace pour plusieurs raisons. Les structures sont ramenées à leur équivalent surfacique, conserver le même plan pour exprimer les coefficients de réflexion est plus pratique. Les incidences ( $\theta$  positifs) sont telles que la contremarche n'est jamais vue par l'onde incidente, prévenant ainsi de réflexions multiples. Enfin, dans l'esprit du discours de la section 1.4.4, la présence d'une arête à la surface de l'objet crée un contributeur supplémentaire à la SER.

Au final, pour ce premier cas, les épaisseurs sont  $h_1 = 3,175$  mm et  $h_2 = 1,575$  mm. La réponse en phase d'un patch carré sur un substrat d'épaisseur  $h_2$  est proposée en figure 4.10.

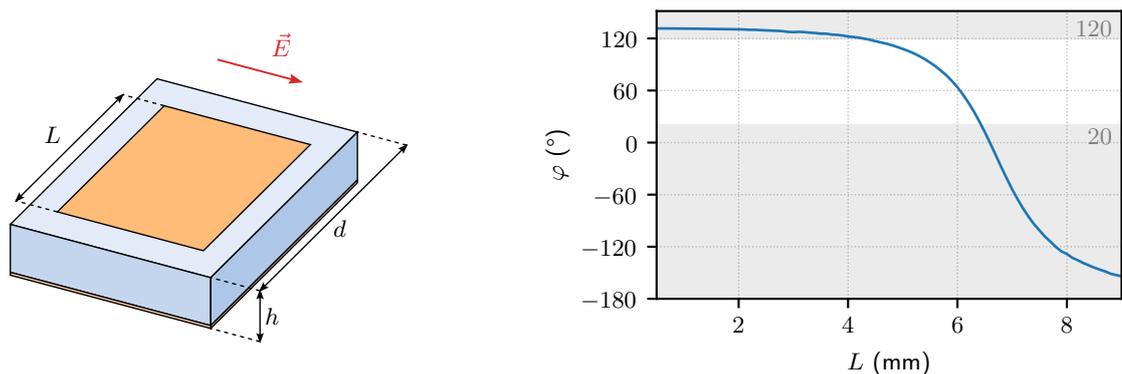


FIGURE 4.10 – Réponse en phase d'une cellule de type patch carré sur le substrat du cas 1.

## Optimisation

L'optimisation a été conduite selon la procédure décrite en section 4.3.2, sur l'intervalle de  $\theta$   $[10^\circ : 45^\circ]$ . La figure 4.11 montre la SER du réseau avant et après optimisation, calculée à l'aide du modèle de rayonnement. La loi de phase, en encart, associée à la SER optimisée est aussi représentée. Sur la représentation de la loi de phase, seules sont présentes les valeurs de  $\varphi_q$  des cellules la zone optimisée et de la dernière cellule de la zone non optimisée. Ces valeurs sont précisées dans le tableau

4.1 ainsi que les valeurs de  $L$ , déduites de la réponse en phase en figure 4.10, qui leur sont associées.

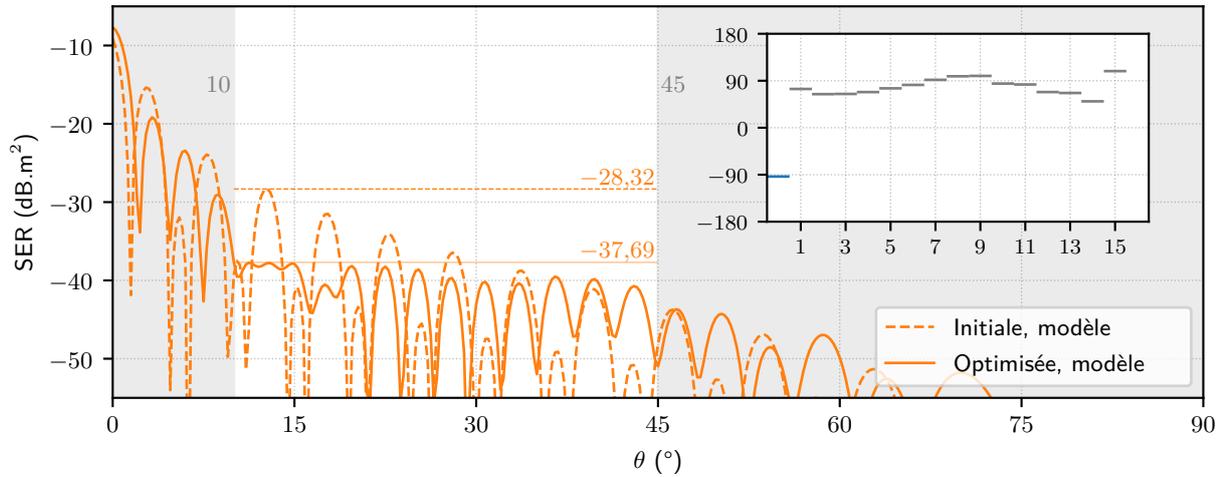


FIGURE 4.11 – SER monostatiques de la structure du cas 1 avant et après optimisation, calculées à l'aide du modèle de rayonnement. Le maximum de SER, dans la plage angulaire d'intérêt, est mis en évidence pour les deux tracés. La loi de phase optimisée est en encart.

TABLEAU 4.1 – Réponses en phase  $\varphi_q$  et dimensions  $L_q$  des cellules optimisées du cas 1.

$q$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$\varphi_q$ (°)	74,2	64,3	64,7	68,3	75,4	82,0	91,7	98,6	99,3	84,6	82,8	68,3	66,6	50,6	108,5
$L_q$ (mm)	5,85	5,99	5,99	5,94	5,83	5,71	5,51	5,33	5,31	5,66	5,70	5,94	5,96	6,15	4,98

La baisse du maximum de SER obtenue dans la bande angulaire d'intérêt est significative, de 9,5 dB pour des phases contenues dans un intervalle large de 50°. La solution proposée par l'optimisation est physiquement satisfaisante : une partie des lobes du diagramme a vu ses niveaux augmenter, prix nécessairement à payer pour abaisser celui des autres. La meilleure solution que puisse proposer l'optimiseur est celle pour laquelle la totalité des lobes dans la fenêtre angulaire concernée sont exactement au même niveau. Ainsi, le maximum de SER se trouve être partagé par plusieurs lobes dans la plage angulaire d'intérêt.

### Validation en simulation rigoureuse

Les géométries des cellules optimisées sont connues, elles peuvent désormais être utilisées en simulation rigoureuse dans l'environnement proposé en section 4.2.2 pour observer le comportement du réseau. La figure 4.12 reprend le tracé de la figure 4.11 en y ajoutant les SER avant et après optimisation obtenues en simulation rigoureuse à l'aide du logiciel HFSS. L'objectif est de mettre à jour les performances atteignables par l'optimisation à la suite de cette simulation.

On constate que la simulation rigoureuse valide l'effet de réduction de la SER de la transition déjà observée à partir du modèle analytique. Les niveaux de SER sont restés sensiblement les mêmes, même si le gain de SER est plutôt désormais de l'ordre de 8,2 dB, moins que les 9,5 dB annoncés à l'aide du modèle de rayonnement. Le niveau de SER associé à la structure initiale est resté quasiment inchangé, c'est celui de la structure optimisée qui a été le plus modifié. Comme attendu, ce phénomène touche donc plutôt les bas niveaux de SER, où le modèle de rayonnement est le moins prédictif. La structure initiale est aussi plutôt canonique, ce n'est pas le cas de la structure avec métasurface au sujet de laquelle une hypothèse forte (celle de périodicité locale) a été faite avec le modèle de rayonnement. De plus, un seul lobe décrit le maximum de SER dans le cas de la structure initiale, ce n'est pas le cas dans

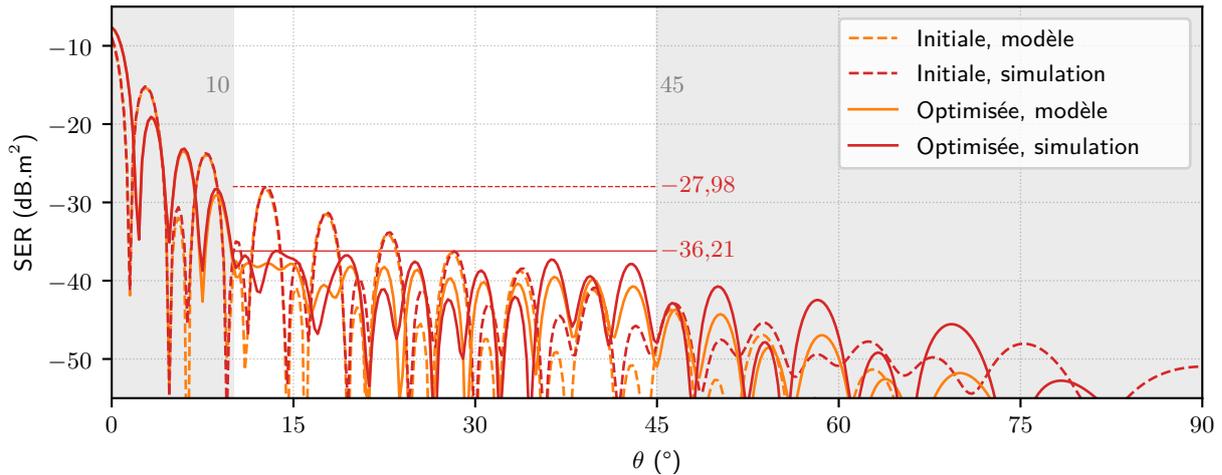


FIGURE 4.12 – SER monostatiques de la structure du cas 1, avant et après optimisation, calculée à l'aide du modèle analytique ou en simulation rigoureuse. Les niveaux maximaux de SER sont désormais ceux des simulations rigoureuses.

la structure optimisée. Une altération du diagramme de la structure optimisée a donc plus de chance d'impacter son maximum de SER puisque plusieurs lobes décrivent ce maximum.

#### 4.4.2 Cas 2

Pour ce cas ainsi que pour tous les suivants, puisque le premier a été décrit en détail, la présentation des résultats sera plus concise. Les représentations et tracés suivent exactement les mêmes règles que ceux du premier cas. Les différences notables, propres à chaque cas, ainsi que les commentaires associés aux résultats seront bien entendus proposés.

##### Situation de base

Dans ce second cas, la situation initiale est similaire à celle du premier cas : le même substrat (de permittivité relative  $\epsilon_r = 2,2$ ) et les mêmes épaisseurs ( $h_1 = 3,175$  mm et  $h_2 = 1,575$  mm) sont en jeu. Seule la répartition des cellules change, elle devient (5, 12, 6). C'est une manière de se rapprocher un peu plus d'un cas applicatif, plus contraint, dans lequel une portion des deux diélectriques est présente de part et d'autre de la zone optimisable. La zone optimisable assure alors réellement une transition d'une partie vers l'autre de la structure. La quantité de cellules d'optimisation se limitera, pour tous les cas présentés, à la moitié du total de cellules composant le réseau. La situation de base est schématisée à l'aide de la figure 4.13 et la réponse en phase utile proposée en figure 4.14.

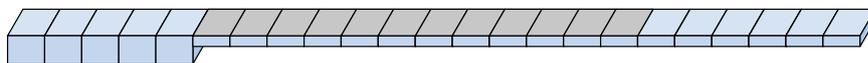


FIGURE 4.13 – Structure de base du cas 2 et sa zone d'optimisation.

##### Optimisation

L'optimisation est menée sur la plage angulaire  $[25^\circ : 55^\circ]$ . Le résultat d'optimisation sous forme de diagramme de SER est proposé en figure 4.15 et les dimensions de patchs associées sont disponibles dans le tableau 4.2.

La baisse de SER attendue pour ce cas contraint est plus modérée, de l'ordre de 5,2 dB. En effet, le niveau de SER de la structure initiale est déjà faible, les incidences d'intérêt sont plus fortes et sur une plage angulaire toujours étendue. Les phases optimisées sont aussi réparties dans un intervalle plus grand. Une remontée du niveau de SER est observée en amont de la fenêtre d'intérêt, pour les angles

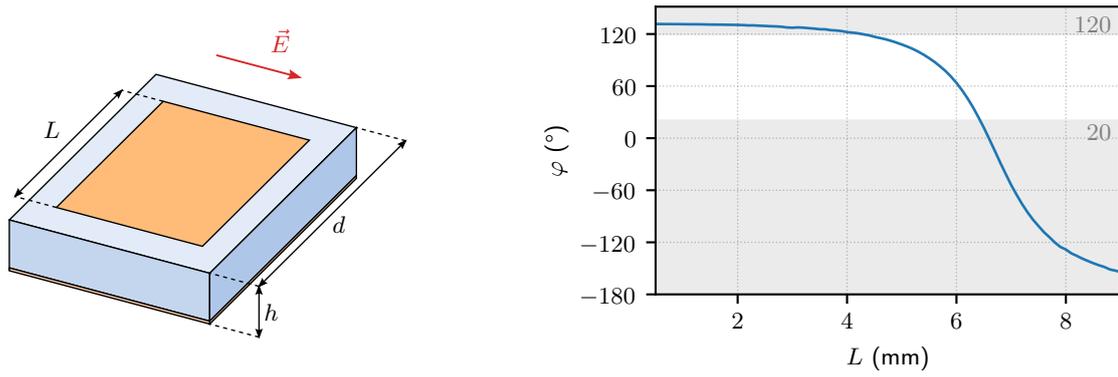


FIGURE 4.14 – Réponse en phase d'une cellule de type patch carré sur le substrat du cas 2.

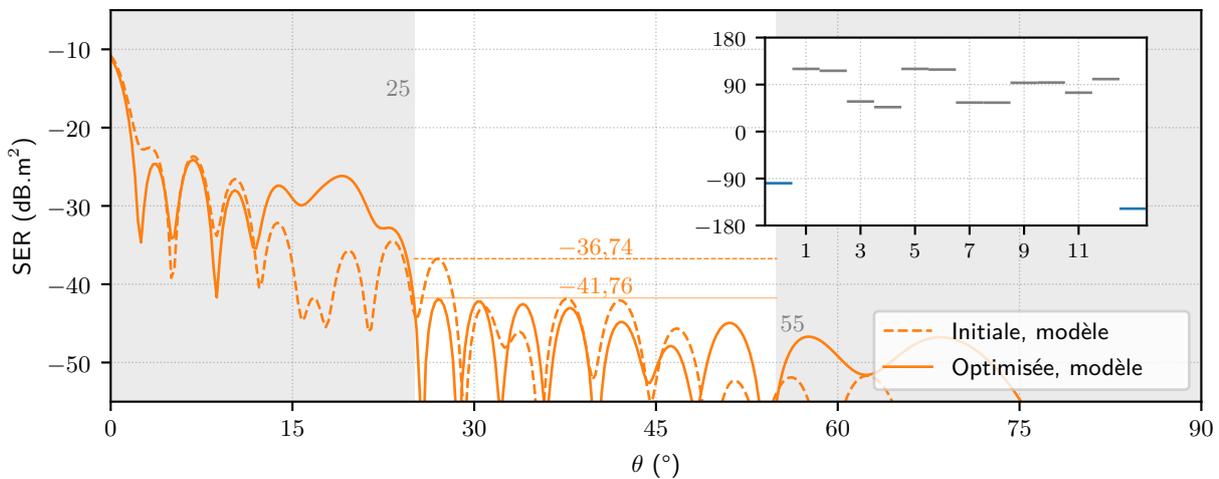


FIGURE 4.15 – SER monostatiques de la structure du cas 2, avant et après optimisation, calculées à l'aide du modèle de rayonnement. Le maximum de SER, dans la plage angulaire d'intérêt, est mis en évidence pour les deux tracés. La loi de phase optimisée est en encart.

TABLEAU 4.2 – Réponses en phase  $\varphi_q$  et dimensions  $L_q$  des cellules optimisées du cas 2.

$q$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$\varphi_q$ (°)	120,0	116,4	57,6	46,8	120,0	118,8	55,5	55,4	93,4	93,9	74,5	100,5
$L_q$ (mm)	4,27	4,53	6,07	6,19	4,27	4,38	6,10	6,10	5,47	5,46	5,84	5,27

inférieurs à 25°. Ce n'est pas inquiétant dans la mesure où la contrainte de SER est bien définie au delà de 25°. Il est même nécessaire de retrouver des zones où la SER augmente, puisqu'elle diminue ailleurs.

**Validation en simulation rigoureuse**

La structure de ce deuxième cas est testée en simulation rigoureuse, le tracé associé est disponible en figure 4.16. La simulation rigoureuse confirme l'effet de diminution de SER observé avec le modèle analytique, modèle qui reproduit bien le comportement général en simulation de l'objet. Une diminution de l'ordre de 4,2 dB du maximum de SER est observée. Le même type d'évolution de la SER optimisée que dans le premier cas est observé. À ces niveaux de SER et à ces incidences, le maximum de SER de la structure initiale a lui aussi été moins bien estimé par le modèle. Cette différence de gain d'optimisation constatée entre le modèle analytique et la simulation rigoureuse peut être expliquée par le niveau plus faible de SER observé dans la bande angulaire considérée. En conséquence les études suivantes seront orientées vers des incidences plus modérées.

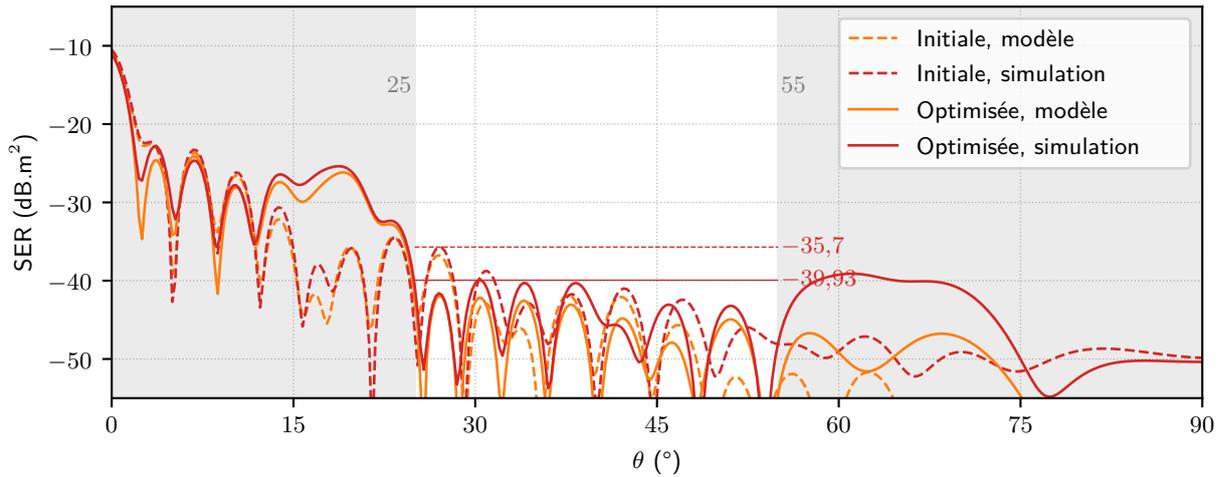


FIGURE 4.16 – SER monostatiques de la structure du cas 2, avant et après optimisation, calculée à l’aide du modèle de rayonnement ou en simulation rigoureuse. Les niveaux de maxima SER sont désormais ceux des simulations rigoureuses.

### 4.4.3 Cas 3

#### Situation de base

D’une façon analogue au second cas, la zone optimisable est choisie de sorte qu’elle est bordée par les deux diélectriques de la structure initiale. Pour la première fois dans ce cas, un diélectrique à fort indice est utilisé. Sa permittivité relative est  $\epsilon_{r,2} = 10,2$ . La marche est toujours présente et les épaisseurs en jeu sont  $h_1 = 3,175$  mm et  $h_2 = 1,270$  mm. La répartition des cellules (4, 13, 8) est schématisée en figure 4.17 et la réponse en phase de la cellule associée au nouveau diélectrique est disponible en figure 4.18.

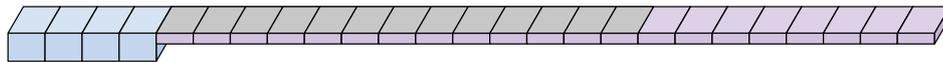


FIGURE 4.17 – Structure de base du cas 3 et sa zone d’optimisation.

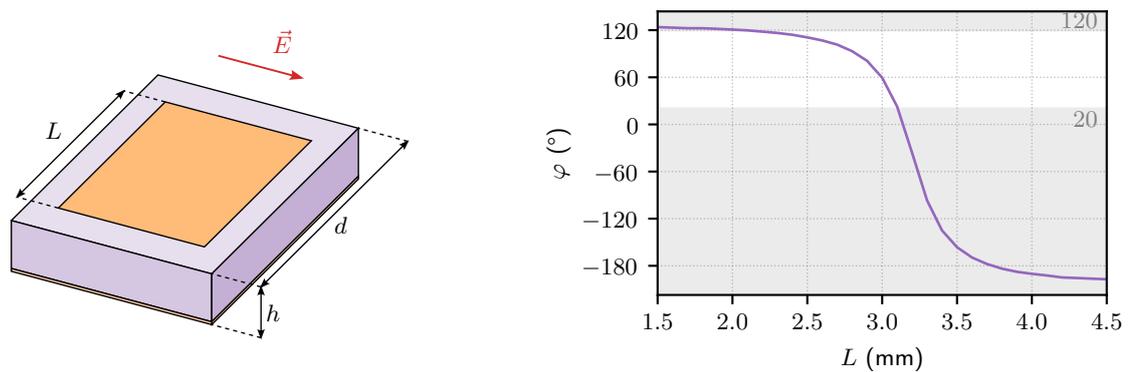


FIGURE 4.18 – Réponse en phase d’une cellule de type patch carré sur le substrat du cas 3.

#### Optimisation

L’optimisation menée aboutit au tracé de SER de la figure 4.19 et aux  $\varphi_q$  et  $L_q$  du tableau 4.3. Un gain de 7,0 dB est attendu sur le maximum de SER, dans la plage angulaire plus proche de l’incidence

normale et plus étroite [ $8^\circ : 28^\circ$ ]. Les variations de phase entre les cellules successives sont importantes. Les dimensions des patches associés sont plus faibles que dans les deux premiers cas.

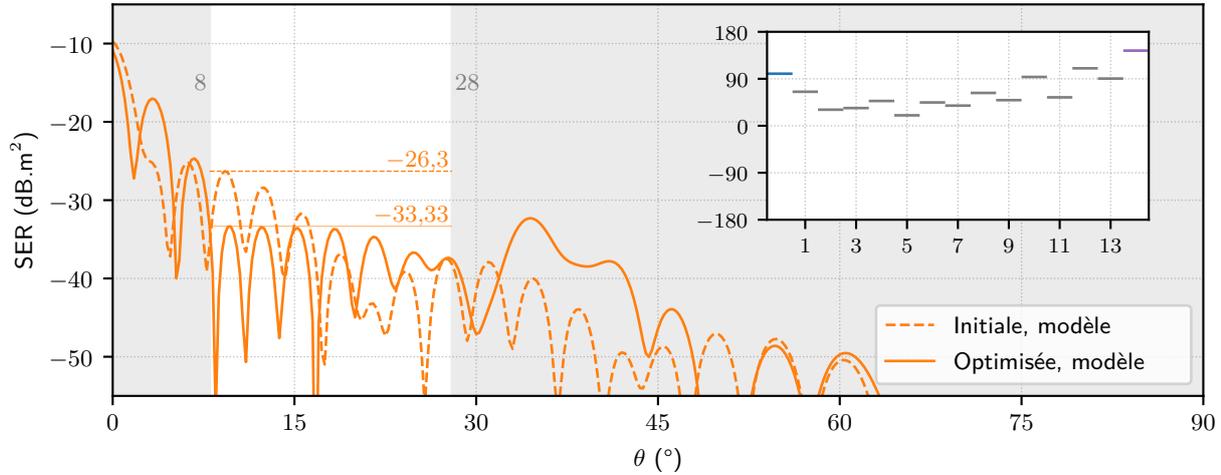


FIGURE 4.19 – SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 3, avant et après optimisation calculées à l'aide du modèle de rayonnement. Le maximum de SER, dans la plage angulaire d'intérêt, est mis en évidence pour les deux tracés. La loi de phase optimisée est en encart.

TABEAU 4.3 – Réponses en phase  $\varphi_q$  et dimensions  $L_q$  des cellules optimisées du cas 3.

$q$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$\varphi_q$ ( $^\circ$ )	65,2	30,8	33,9	47,5	20,0	44,7	38,6	62,9	49,1	93,5	54,4	110,1	90,4
$L_q$ (mm)	2,97	3,08	3,07	3,03	3,10	3,04	3,06	2,98	3,03	2,80	3,01	2,52	2,82

### Validation en simulation rigoureuse

La simulation rigoureuse est menée avec les données d'optimisation, pour tracer la SER des structures en figure 4.20. De la même façon, la SER de la structure optimisée est celle qui présente les écarts les plus importants entre le modèle de rayonnement et la simulation rigoureuse. Néanmoins, le gain en SER est toujours notable et confirmé par la simulation rigoureuse. Il est alors de 6,1 dB.

Dans ce type d'optimisation, à des incidences plus faibles, on peut observer que la partie du diagramme des fortes incidences est exploitée par l'optimiseur pour atteindre son objectif de minimisation de la SER dans la plage angulaire spécifiée. La remontée franche de SER entre  $30^\circ$  et  $45^\circ$ , dont la forme est bien prédite par le modèle de rayonnement et confirmée par la simulation rigoureuse, permet à l'optimisation d'abaisser le reste des niveaux dans la zone d'intérêt. Cette information pourrait être exploitée dans d'autres études. Une autre plage angulaire dans laquelle le niveau de SER n'est pas critique (par exemple, des incidences qui ne seront jamais présentées à un radar dans un scénario de discrétion) pourrait être exploitée pour y maximiser le niveau d'énergie rétrodiffusée.

### 4.4.4 Cas 4

#### Situation de base

Ce cas est le dual du précédent : la répartition des cellules est identique (4, 13, 8) mais l'impression des patches sera faite sur le matériau diélectrique de faible permittivité. Ce cas illustre la situation d'une transition d'un matériau de faible permittivité à un matériau de plus forte permittivité. Les épaisseurs et les permittivité diffèrent, elles sont  $h_1 = 1,905$  mm,  $h_2 = 1,575$  mm,  $\epsilon_{r,1} = 9,8$  et  $\epsilon_{r,2} = 2,2$ . La

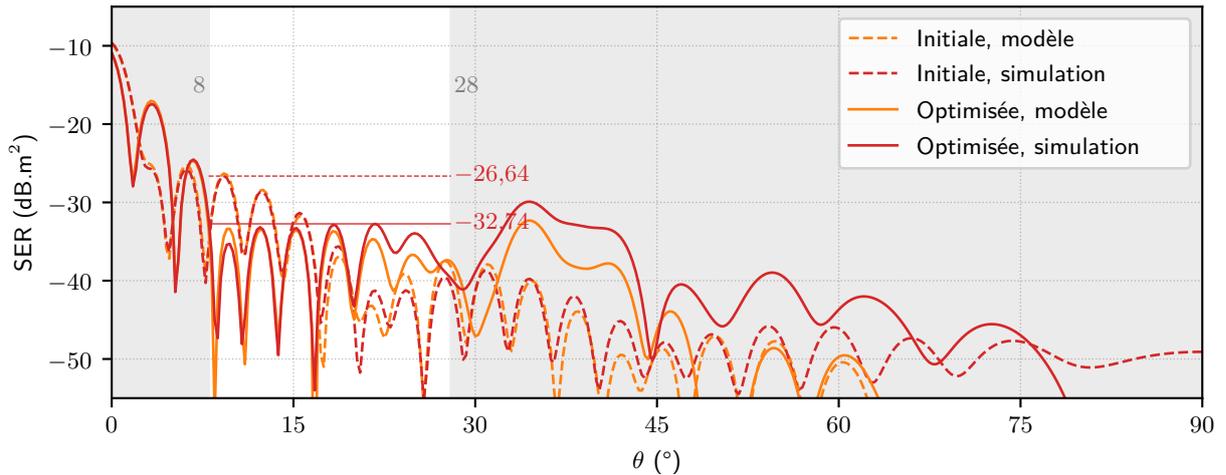


FIGURE 4.20 – SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 3, avant et après optimisation, calculée à l'aide du modèle de rayonnement ou en simulation rigoureuse. Les niveaux maximaux de SER sont désormais ceux des simulations rigoureuses.

schématisation de la structure est proposée en figure 4.21 et la réponse en phase associée, identique aux cas 1 et 2, est reprise en figure 4.22.

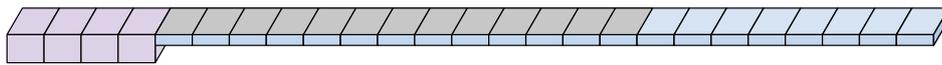


FIGURE 4.21 – Structure de base du cas 4 et sa zone d'optimisation.

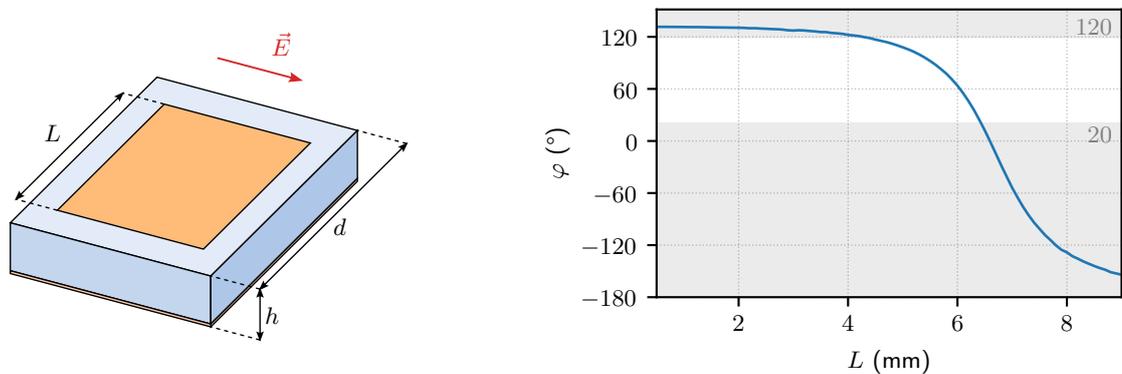


FIGURE 4.22 – Réponse en phase d'une cellule de type patch carré sur le substrat du cas 4.

## Optimisation

Le tracé de SER ainsi que les sorties d'optimisation peuvent être retrouvés en figure 4.23 et dans le tableau 4.4. Le maximum de SER du réseau optimisé est quasiment le même que pour le cas 3, la différence en performance de réduction de SER (9,3 dB ici) vient du fait que le maximum de SER de départ, celui de la situation initiale, est plus élevé pour ce quatrième cas. En utilisant, comme pour les deux premiers cas, un substrat à plus faible permittivité, les dimensions des patches sont à nouveau plus importantes. La résonance intervient en effet à de plus grands  $L$ . Les variations de phase entre les différentes cellules du réseau sont les plus importantes observées jusqu'ici.

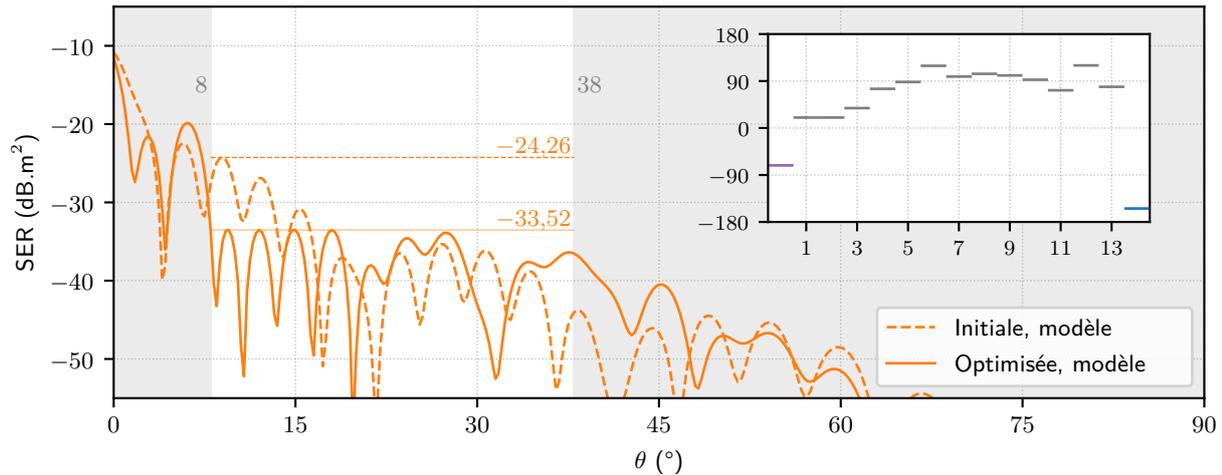


FIGURE 4.23 – SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 4, avant et après optimisation calculées à l'aide du modèle de rayonnement. Le maximum de SER, dans la plage angulaire d'intérêt, est mis en évidence pour les deux tracés. La loi de phase optimisée est en encart.

TABLEAU 4.4 – Réponses en phase  $\varphi_q$  et dimensions  $L_q$  des cellules optimisées du cas 4.

$q$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$\varphi_q$ (°)	20,0	20,1	38,1	75,1	88,2	119,2	98,5	103,9	100,8	92,5	72,2	119,9	78,9
$L_q$ (mm)	6,43	6,43	6,28	5,83	5,59	4,34	5,33	5,16	5,27	5,49	5,88	4,28	5,77

### Validation en simulation rigoureuse

La SER obtenue en simulation rigoureuse pour ce cas est présentée en figure 4.24. Les performances du réseau optimisé sont toujours très bonnes, mais chutent un peu en dessous de 6,8 dB. Cette chute est principalement due à la perturbation importante aux alentours de  $37^\circ$ , phénomène repéré par le tracé du modèle de rayonnement mais dont l'ampleur est mal estimée. Sur ces quatre premiers cas présentant une marche géométrique, la simulation n'a pas exprimé de comportement particulier causé par ce choix.

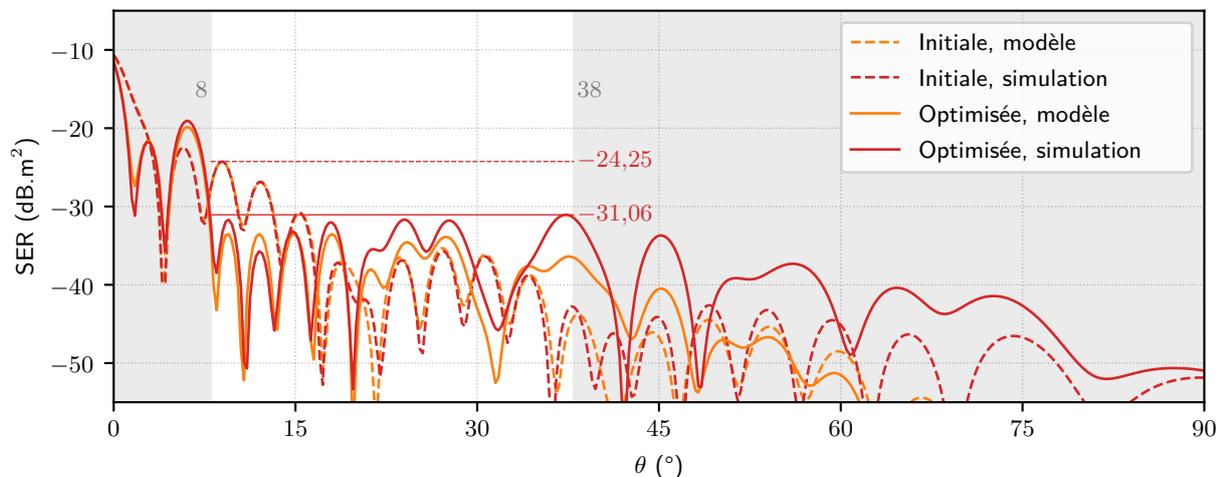


FIGURE 4.24 – SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 4, avant et après optimisation, calculée à l'aide du modèle de rayonnement ou en simulation rigoureuse. Les niveaux maximaux de SER sont désormais ceux des simulations rigoureuses.

#### 4.4.5 Cas 5

##### Situation de base

Ce cinquième cas est le premier entièrement plan, il n'y a pas de différence d'épaisseur entre les deux matériaux diélectriques. L'épaisseur est la même pour les deux parties,  $h_1 = h_2 = 1,905$  mm. Les permittivités sont  $\epsilon_{r,1} = 9,8$  et  $\epsilon_{r,2} = 3,27$ . La répartition (15, 12, 3) est illustrée en figure 4.25 et la réponse en phase de ce nouveau substrat est proposée en figure 4.26.

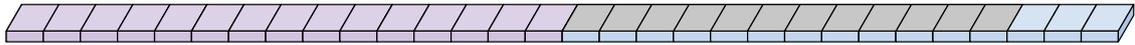


FIGURE 4.25 – Structure de base du cas 5 et sa zone d'optimisation.

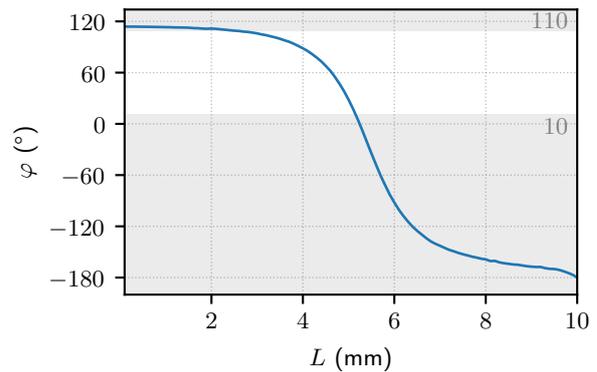
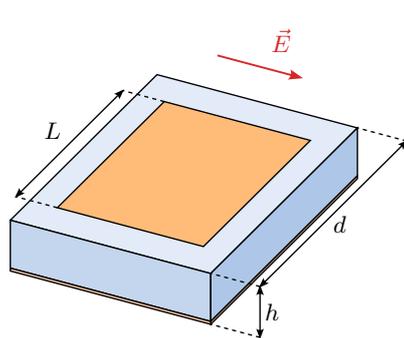


FIGURE 4.26 – Réponse en phase d'une cellule de type patch carré sur le substrat du cas 5.

##### Optimisation

Sur la fenêtre d'incidences  $[15^\circ : 45^\circ]$ , l'optimisation donne comme résultat en termes de SER le tracé de la figure 4.27 et le tableau 4.5. Une diminution de près de 7,9 dB est attendue. L'amplitude des  $\varphi_q$  est comme pour le cas 4, la plus grande observée. La loi de phase présente des oscillations d'une certaine régularité. Comme dans le cas précédent mais de façon encore plus marquée, la quantité de lobes de la structure optimisée qui sont au niveau du maximum de SER est importante.

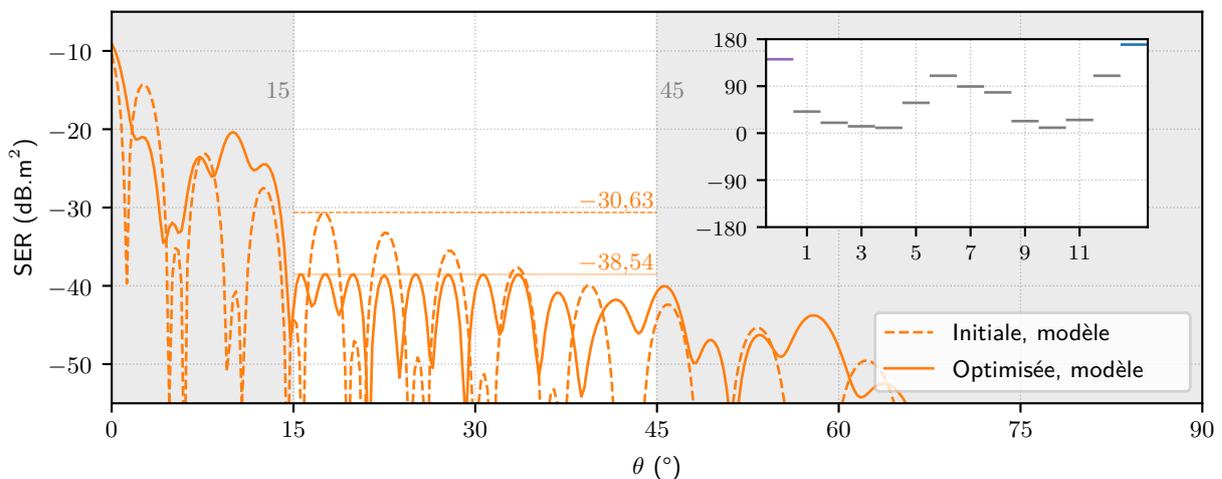


FIGURE 4.27 – SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 6, avant et après optimisation calculées avec le modèle de rayonnement. Le maximum de SER, dans la plage angulaire d'intérêt, est mis en évidence pour les deux tracés. La loi de phase optimisée est en encart.

TABLEAU 4.5 – Réponses en phase  $\varphi_q$  et dimensions  $L_q$  des cellules optimisées du cas 5.

$q$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$\varphi_q$ (°)	41,3	20,0	13,1	10,2	58,1	110,0	89,4	78,1	23,0	10,4	25,3	110,0
$L_q$ (mm)	4,86	5,08	5,13	5,16	4,66	2,34	3,96	4,29	5,05	5,16	5,03	2,34

### Validation en simulation rigoureuse

Comme anticipé au sujet de l'aspect du diagramme associé de la solution d'optimisation, les performances attendues s'abaissent en simulation, à 3,9 dB. La performance de réduction de la SER de la structure en devient moins notable mais reste sensible. Sur une plage angulaire  $[15^\circ : 30^\circ]$  plus réduite, qui exclut la paire de lobes située après  $30^\circ$ , on obtient une réduction de près de 6 dB. Dans le processus d'optimisation, il peut être envisagé de contraindre la minimisation de SER à une fenêtre volontairement plus large pour la tronquer ensuite. Les dégradations de performances vont généralement se produire aux plus fortes incidences.

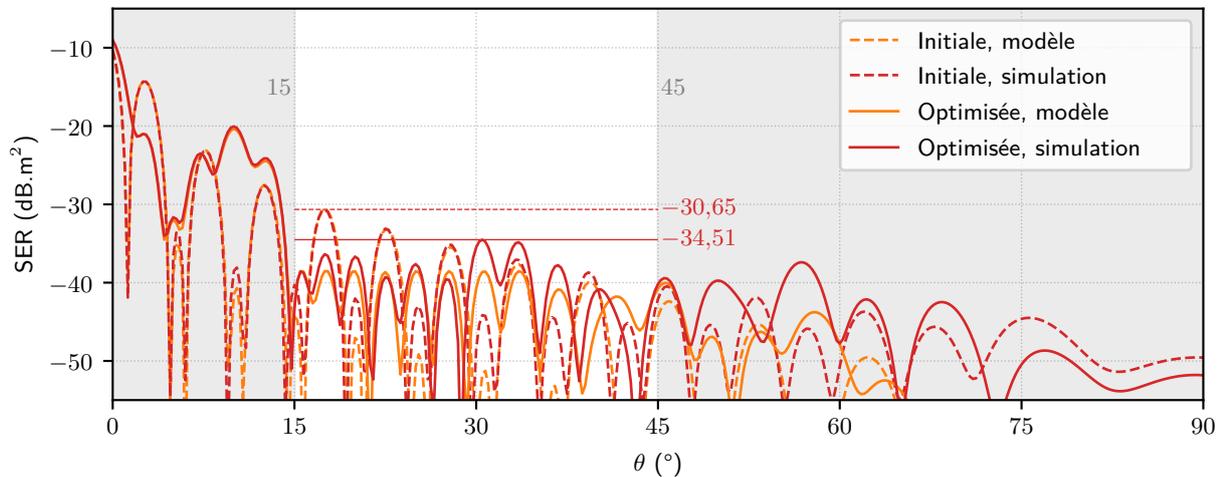


FIGURE 4.28 – SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 5, avant et après optimisation, calculée à l'aide du modèle analytique ou en simulation rigoureuse. Les niveaux de SER sont désormais ceux des simulations.

### 4.4.6 Cas 6

#### Situation de base

Ces cas est le dual du cinquième, il utilise exactement les mêmes épaisseurs, permittivités et répartition que celui-ci. L'unique différence réside dans l'interversion des deux parties diélectriques. La zone optimisable est alors sur la partie à forte permittivité. La structure est décrite à l'aide des figures 4.29 et 4.30.



FIGURE 4.29 – Structure de base du cas 6 et sa zone d'optimisation.

#### Optimisation

La fenêtre angulaire d'optimisation est identique au cas 5. Les résultats d'optimisation sont accessibles en figure 4.31 et tableau 4.6. Une diminution de 7,2 dB est attendue. Avec ce substrat et cette épaisseur, les dimensions les plus petites de patchs sont obtenues.

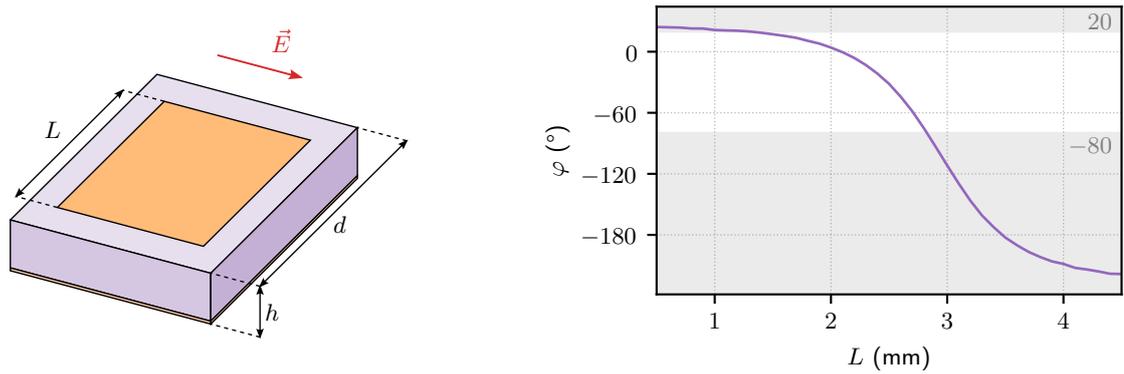


FIGURE 4.30 – Réponse en phase d'une cellule de type patch carré sur le substrat du cas 6.

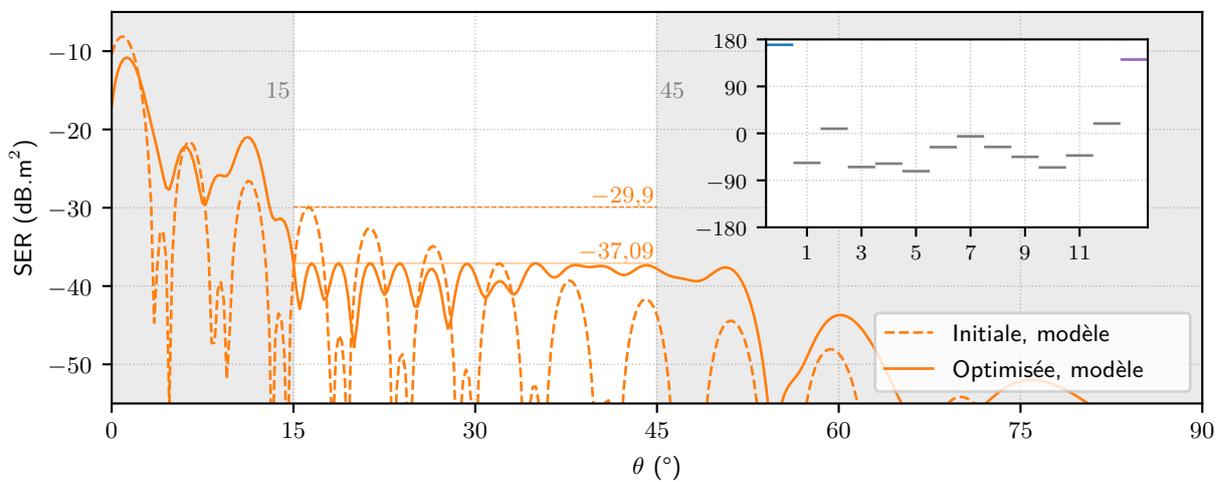


FIGURE 4.31 – SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 5, avant et après optimisation. Le maximum de SER, dans la plage angulaire d'intérêt, est mis en évidence pour les deux tracés. La loi de phase optimisée est en encart.

TABLEAU 4.6 – Réponses en phase  $\varphi_q$  et dimensions  $L_q$  des cellules optimisées du cas 6.

$q$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$\varphi_q$ (°)	-56,5	8,9	-64,5	-57,9	-72,4	-26,4	-5,7	-26,0	-45,0	-65,3	-42,4	18,8
$L_q$ (mm)	2,69	1,87	2,74	2,70	2,78	2,45	2,19	2,44	2,61	2,74	2,59	1,38

### Validation en simulation rigoureuse

La structure simulée a le diagramme de SER présenté en figure 4.32. Pour la première fois, aucune diminution de SER n'est observée en simulation. Au contraire, la simulation rigoureuse montre que la SER de la structure avec métasurface a augmenté de 1,6 dB. Dans ce cas, il est très clair que le modèle de rayonnement ne rend pas compte de la physique de cette structure. La représentation en cellules avec le modèle de rayonnement ne suffit pas à décrire la structure, quelque chose d'autre est excité. Pour ce cas précis, la zone d'impression des patches se situe sur le matériau qui a à la fois la plus grande permittivité et la plus grande épaisseur. Lors du choix de la situation initiale, la paire  $(h, \epsilon)$  a bien été choisie de sorte que la fréquence d'apparition du premier mode guidé soit au delà de 12 GHz [112]. Le comportement de cette partie de la structure est manifestement différent une fois les patches imprimés à sa surface. Il est difficile de se prononcer avec certitude sur la nature du rayonnement observé, mais une première approche peut être d'étudier une structure réellement périodique formée par la répétition d'un unique patch de dimensions intermédiaire. Une structure composée d'un seul type de cellule est certes une approximation de la structure étudiée, mais c'est un moyen d'avoir accès à un formalisme

pour prédire l'apparition d'un tel mode.

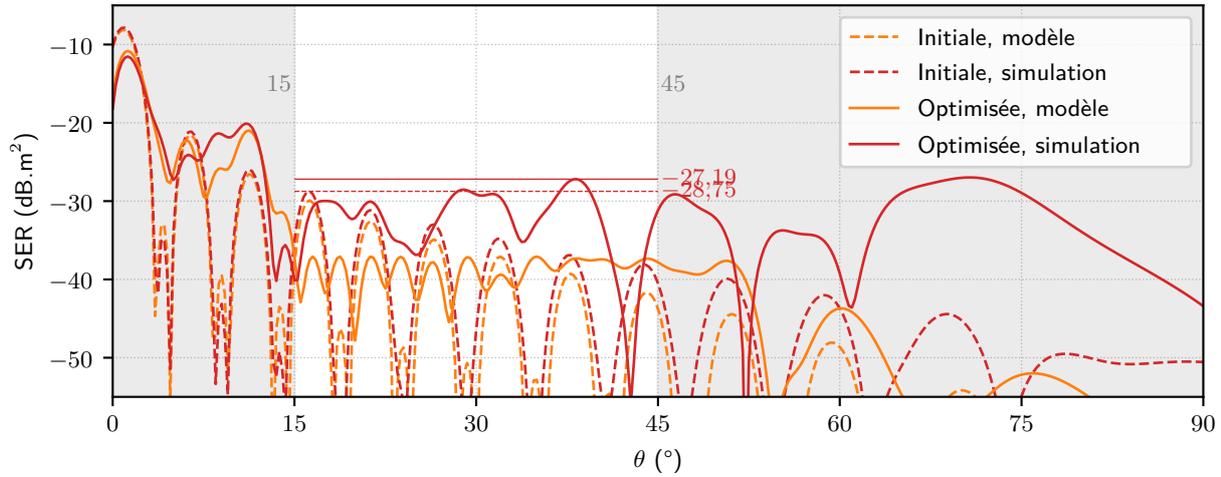


FIGURE 4.32 – SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 6, avant et après optimisation, calculée à l'aide du modèle analytique ou en simulation rigoureuse. Les niveaux de SER sont désormais ceux des simulations.

## 4.5 Étude de sensibilité aux tolérances de fabrication

Des écarts en termes de performance sur la réduction de SER, entre la prédiction du modèle analytique et la simulation rigoureuse ont été observés, plus ou moins importants selon les cas étudiés. Avant d'envisager une réalisation des structures proposées, il apparaît nécessaire d'évaluer l'impact d'une imprécision de fabrication sur la SER des objets étudiés. En effet, l'incertitude géométrique liée à la réalisation des métasurfaces peut avoir un effet critique sur leurs performances en termes de réduction de SER.

L'aspect le plus sensible est probablement la réponse en phase des cellules optimisées. Une erreur de son estimation peut être assez simplement évaluée en considérant une tolérance de fabrication de  $\pm 50 \mu\text{m}$ , tolérance classique pour les procédés de gravure envisagés. Les réponses en phase en fonction de la géométrie du patch ont été présentées dans chaque cas. Ainsi, l'erreur la plus grande possible sur l'estimation de la phase se lit à l'endroit de la plus forte pente de  $\varphi(L)$ . Puisque les intervalles de  $\varphi(L)$  ont été restreints à leur partie haute, donc au dessus de la résonance, l'endroit de plus forte pente se trouve toujours être en  $\varphi_{\min}$ . On peut au passage ajouter un avantage supplémentaire au fait d'avoir restreint l'amplitude des phases possibles pour l'optimisation, celui de rendre les prototypes envisagés plus robustes à une incertitude géométrique liée à la tolérance de fabrication. Cette analyse de la propagation d'incertitude permet de majorer l'erreur  $\delta_\varphi$  faite sur la phase qui est alors pour chaque cas, en degrés

$$\delta_\varphi = 0,05 \times \left. \frac{\partial \varphi}{\partial L} \right|_{\varphi=\varphi_{\min}} \quad (4.3)$$

Elle est environ de  $5^\circ$  pour les cas 1, 2 et 4,  $6^\circ$  pour le cas 5,  $9^\circ$  pour le cas 6 et  $10^\circ$  pour le cas 3. Cette erreur croît majoritairement avec la permittivité relative des substrats en jeu : en effet, les réponses en phase des cellules de ce type sont plus abruptes sur des substrats à forte permittivité. Rappelons que cette étude de sensibilité porte uniquement sur l'imprécision de gravure, jugée la plus impactante, et non sur les permittivités elles-mêmes.

Pour analyser l'impact de cette incertitude de phase sur la SER optimisée, un tirage aléatoire a été effectué sur les valeurs optimisées de  $\varphi_q$ . Pour chaque  $\varphi_q$ , le tirage suit une loi normale avec  $2\sigma = \delta_\varphi$ , centrée autour de la valeur de  $\varphi_q$ . La nouvelle loi ainsi bruitée est utilisée pour retracer un diagramme de rayonnement, lui aussi bruité, à l'aide du modèle de rayonnement. 1000 tirages sont effectués pour chaque cas et on relève à chaque incidence les intervalles qui contiennent 95% des SER obtenues. Le

résultat des tirages sur les cas 1, 3 et 6 est montré sur la figure 4.35, comparé à chaque fois au résultat de simulation. Sur le tracé est présente l'enveloppe qui contient 95% des diagrammes bruités.

Seuls les cas 1, 3 et 6 sont présentés. Il n'est en effet utile que de montrer un des cas du groupe formé par les cas 1, 2, 4 et 5 puisqu'ils partagent un  $\delta_\varphi$  très similaire et même identique pour les trois premiers. Il est vérifié que le comportement du cas 1 est représentatif du comportement des trois autres cas de ce groupe. Le lecteur peut s'en assurer en consultant les tracés relatifs aux cas 2, 4 et 5 en annexe D. La même conclusion aurait pu être faite avec les cas 3 et 6 en ne présentant qu'un seul des deux mais le résultat de simulation particulier du cas 6 le distingue suffisamment pour que l'étude de sa sensibilité soit présentée.

Dans aucun des cas l'écart entre une distribution et le tracé de la SER optimisée avec le modèle n'excède l'écart entre le modèle et la simulation. En d'autres termes, l'incertitude liée aux tolérances de fabrication semble inférieure à l'erreur introduite par le modèle de rayonnement, vis-à-vis de la référence que constitue la simulation rigoureuse. Si une fabrication et une mesure sont effectuées, il ne sera pas possible d'imputer aux tolérances de fabrication l'erreur commise sur les performances en SER. Ce raisonnement est à tempérer pour le troisième cas, dont les fluctuations importantes sont du même ordre que les écarts observés en simulation. Rappelons que l'incertitude  $\delta_\varphi$  a été choisie la plus élevée possible dans chaque cas.

Cette étude de sensibilité a été menée sur un unique paramètre : la précision sur la géométrie des patchs et son impact sur leur réponse en phase. C'est à ce sujet que la surface est jugée la plus sensible, c'est donc pertinent pour une première analyse. Il serait intéressant de fournir une étude plus approfondie au sujet de l'impact d'autres imprécisions. Si ces imprécisions n'ont pas le poids de la première, il reste cependant probable que leur accumulation puisse engendrer des variations d'amplitude comparable sur les SER. Une étude à plusieurs dimensions intégrant par exemple à la fois une imprécision sur les permittivités, les épaisseurs ou même l'assemblage des plaques pourrait révéler d'autres sources d'erreurs sur les prédictions de SER. Le caractère systématique d'une erreur de fabrication serait aussi une piste intéressante à poursuivre, c'est un biais courant dans les processus de réalisation.

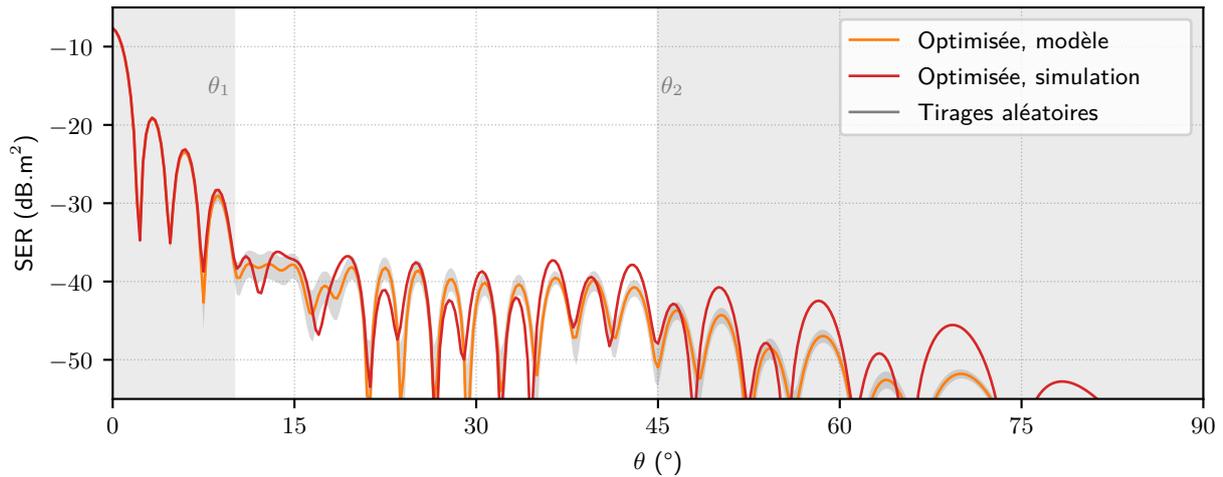


FIGURE 4.33 – SER monostatiques optimisées de la transition diélectrique du cas 1 en simulation et à l'aide du modèle. 1000 tirages aléatoires sont effectués à l'aide du modèle en tenant compte de  $\delta_\varphi$ , 95% des SER associées à ces tirages sont contenues dans l'enveloppe représentée.

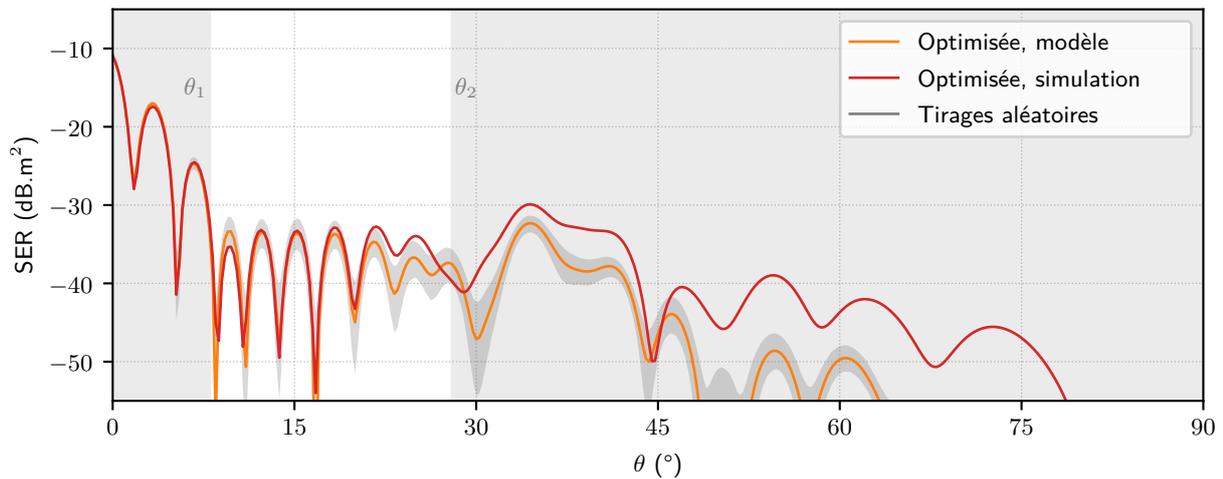


FIGURE 4.34 – SER monostatiques optimisées de la transition diélectrique du cas 3 en simulation et à l'aide du modèle. 1000 tirages aléatoires sont effectués à l'aide du modèle en tenant compte de  $\delta_\varphi$ , 95% des SER associées à ces tirages sont contenues dans l'enveloppe représentée.

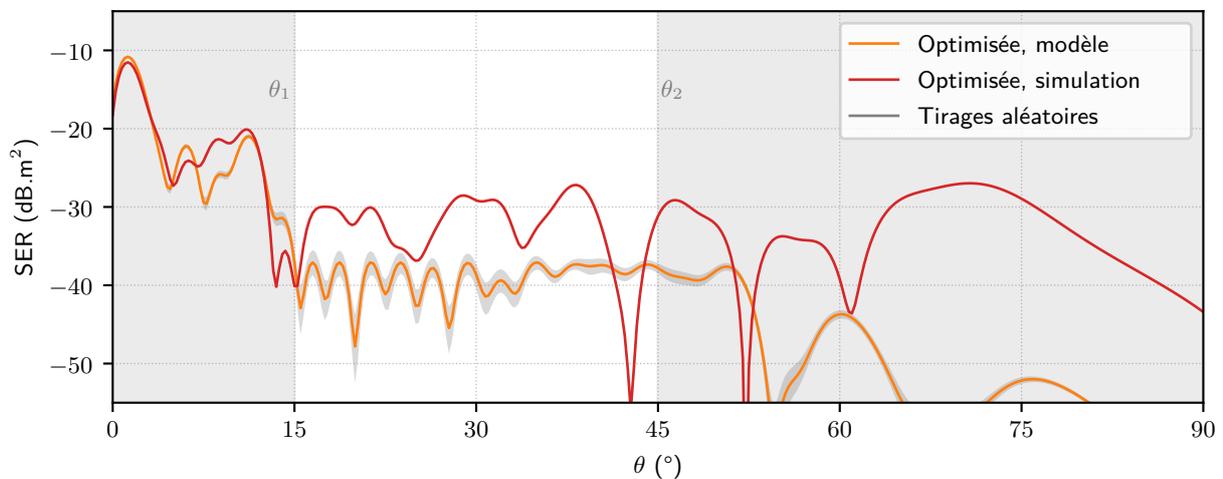


FIGURE 4.35 – SER monostatiques optimisées de la transition diélectrique du cas 6 en simulation et à l'aide du modèle. 1000 tirages aléatoires sont effectués à l'aide du modèle en tenant compte de  $\delta_\varphi$ , 95% des SER associées à ces tirages sont contenues dans l'enveloppe représentée.

## 4.6 Conclusion

La forme générale que prend les objets étudiés a été présentée et déclinée en plusieurs cas, caractéristiques des possibilités offertes par cette forme générale. Chaque structure a été optimisée et simulée, selon la procédure préalablement décrite, pour évaluer ses performances en environnement réel.

La méthode proposée permet d'observer des réductions de SER importantes, ce qui confirme l'intérêt d'utiliser des métasurfaces pour contrôler la SER des objets à transition. Suivant les cas, des réductions allant de 4 à 8 dB sont observées en simulation. Dans la majorité des cas, la simulation rigoureuse valide la démarche proposée d'optimisation à l'aide d'un modèle analytique. Ceci montre que le modèle analytique, bien que non exact, est une modélisation suffisante pour permettre la mise en œuvre d'un algorithme d'optimisation.

Des différences entre résultat analytique et simulation rigoureuse sont cependant relevées. Le modèle fait en effet des hypothèses lourdes, parmi lesquelles l'approximation de périodicité locale et l'utilisation de réponses en phase en incidence normale. La section 4.3.4 donne déjà des clés pour se passer de ces hypothèses ou mieux maîtriser leurs conséquences. Ces approximations sont cependant assumées par la démarche proposée, car elles rendent le problème d'optimisation simple à résoudre.

Dans cette même dynamique, pour anticiper une phase de réalisation de prototypes, une étude de sensibilité a été menée et permet sereinement d'envisager de réaliser les structures présentées. C'est l'objet du chapitre suivant de soumettre la variété des cas étudiés à une validation expérimentale.



# Chapitre 5

## Validations expérimentales

---

### 5.1 Introduction

Le chapitre précédent a proposé une méthode d'optimisation et sa vérification en simulation. Ce chapitre décrit les résultats expérimentaux correspondants. La section 5.2 expose le dispositif expérimental utilisé pour effectuer ces mesures et les traitements des résultats associés. La section 5.3 décrit les objets testés. La section 5.4, présente les résultats de mesure et les conclusions associées.

### 5.2 Dispositif expérimental

Dans cette section, le moyen de mesure, ses configurations, les manipulations effectuées et les traitements qui suivent la mesure sont détaillés.

#### 5.2.1 L'arche 3D en configuration monostatique

Le moyen de mesure utilisé pour valider expérimentalement les résultats précédents est l'arche 3D, développé au CEA-CESTA. L'arche permet habituellement de réaliser des mesures de SER monostatique et est utilisée dans cette configuration, mais elle est aussi exploitée pour la première fois en configuration bistatique.

L'arche en configuration monostatique est montrée en figure 5.1. Cette arche consiste en une structure montée sur un moteur qui supporte une antenne et un VNA (*vector network analyzer*, analyseur de réseau vectoriel). Le moteur peut entraîner la rotation solidaire de tous ces éléments dans un même plan. Une cible peut être positionnée sur le centre de rotation de l'arche et le moteur fait parcourir à l'antenne l'angle sphérique  $\theta$  de  $0^\circ$  à  $90^\circ$  à une distance  $r = 4$  m de la cible.

L'orientation du repère sur la figure 5.1 est identique à celle des autres repères introduits précédemment. La polarisation montrée est TE, comme dans le chapitre précédent. Les acquisitions seront toutes faites sur une bande de fréquence de 2 à 18 GHz. On verra plus tard que cette étendue permet de tracer des hologrammes en configuration monostatique. Un mât en plexiglas est utilisé pour soutenir la cible, il est suffisamment rigide et peu visible en mesures radar. La base dans laquelle le mât est encastré peut aussi être orientée pour donner accès aux incidences sphériques  $\varphi$ .

#### 5.2.2 L'arche 3D en configuration bistatique

La section 3.5 concernant l'optimisation de la réflexion anormale montre un résultat de mesure dont le processus d'obtention n'est pas discuté. Il est décrit en détail ici. La polarisation est TM et le dispositif expérimental est cette fois bistatique, exigeant donc l'utilisation d'une seconde antenne. Une antenne d'émission est alors introduite dans le montage et disposée au sol. Le dispositif décrit est représenté en

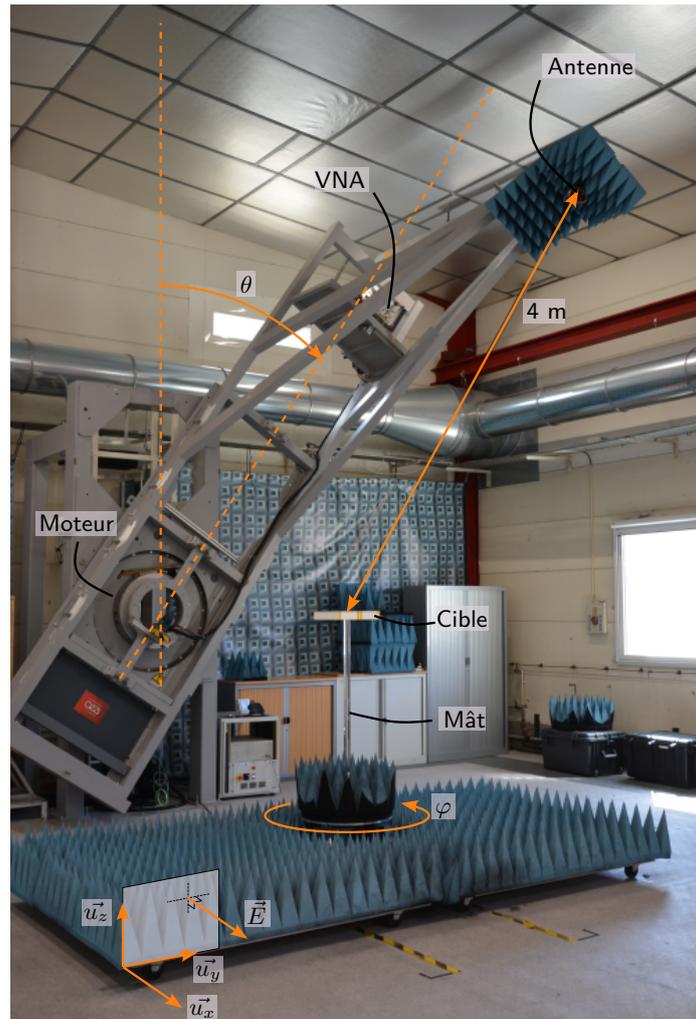


FIGURE 5.1 – Présentation de l'arche 3D et de la configuration de mesure monostatique TE.

figure 5.2 dans une position dans laquelle les antennes d'émission et de réception sont proches. La cible est alors placée de sorte à faire face à l'antenne d'émission. La cible est alors illuminée en incidence normale et l'antenne de l'arche joue le rôle de l'antenne de réception, pour récupérer le rayonnement dans les autres directions.

L'arche peut accéder à des incidences de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ . La configuration à deux antennes empêche toutefois des angles de bistatisme faibles pour des raisons évidentes d'encombrement. Les mesures se feront alors de  $10^\circ$  à  $90^\circ$ . La cible est retournée en milieu de manipulation pour permettre de balayer en deux temps les incidences : de  $-90^\circ$  à  $-10^\circ$  puis de  $10^\circ$  à  $90^\circ$ . Cette restriction est parfaitement compatible avec les objectifs du chapitre 3 où les directions d'intérêt sont  $-60^\circ$  et  $60^\circ$ .

### 5.2.3 Calibrage

- Que la configuration soit monostatique ou bistatique, chaque cas nécessite la mesure
- de la plaque initiale ou optimisée
  - d'une chambre vide
  - d'un étalon

L'ensemble de ces mesures est nécessaire pour effectuer le calibrage. La mesure de la plaque initiale ou optimisée se fait dans la configuration illustrée en figure 5.1 ou 5.2 selon que le cas est monostatique ou bistatique. La chambre vide est dans la même configuration que ces deux cas à ceci près que l'objet sous test ainsi que le mât qui le supporte sont ôtés. Toutes les incidences qui ont été parcourues avec les plaques sous test sont aussi parcourues pour la chambre vide. Cette configuration est illustrée avec

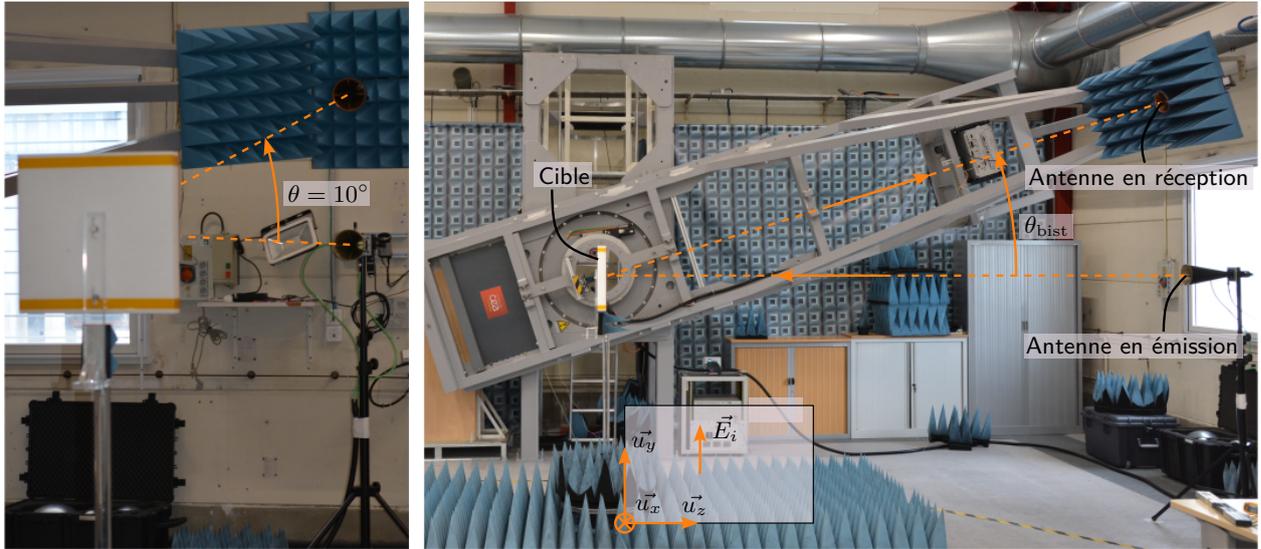


FIGURE 5.2 – L'arche 3D en configuration de mesure bistatique TM.

le cas monostatique en figure 5.3.

Pour caler la dynamique de la mesure, et éviter des problèmes de saturation, il est préférable de choisir un étalon dont le niveau maximum de rétrodiffusion est supérieur à celui de l'objet sous test et si possible du même ordre de grandeur. Conformément à ces contraintes, la mesure de l'étalon se fait alors sur une sphère de rayon de 356 mm (14 pouces). Grâce à la symétrie de l'étalon, la mesure d'une seule incidence suffit dans ce cas. La sphère sous test est visible en figure 5.4.

Ces mesures ne sont pas nécessairement à effectuer dans l'ordre annoncé. Il est en revanche important qu'elles soient faites dans un délai court. Cela permet d'éviter les dérives d'un quelconque élément de cette chaîne de mesure, que ce soit au niveau de l'instrumentation ou au niveau des conditions de température par exemple.

L'antenne et le VNA mesurent les champs électromagnétiques émis et reçus en amplitude et en phase. Les données de sortie de mesure sont donc des paramètres  $S$  complexes. Ces données brutes ne sont cependant pas exploitables directement si il s'agit d'isoler le comportement des plaques sous test. Le principe du calibrage est alors de passer par une étape de soustraction de chambre vide et une étape d'étalonnage [117]-[119] pour avoir accès aux données traitées.

Les paramètres  $S$  mesurés dans chaque configuration (objet sous test, sphère étalon ou chambre vide) rendent compte du comportement de l'environnement entier soumis à la mesure. Cela inclut les interactions entre l'antenne et l'objet étudié, entre l'antenne et une partie non intéressante de l'environnement ou encore des interactions qui lient les trois en même temps. L'étape de soustraction consiste simplement en une soustraction vectorielle des paramètres  $S$  de deux mesures obtenues dans deux configurations différentes. Ainsi, soustraire la mesure de chambre vide à la mesure d'une cible dans cette chambre permet d'ôter toutes les interactions entre l'antenne et la chambre, puisqu'elles sont présentes dans les deux cas. On comprend qu'on ne peut pas soustraire l'interaction antenne-chambre-cible puisque la seule situation dans laquelle elle existe est lors de la mesure de la cible.

L'étalonnage a pour but de calculer la SER de l'objet sous test à partir de la mesure de l'étalon et de la SER théorique de cet étalon. Cette SER est

$$SER_{\text{objet}} = \frac{|S_{\text{objet}}|^2}{|S_{\text{étalon}}|^2} SER_{\text{étalon}} \quad (5.1)$$

où  $S_{\text{objet}}$  et  $S_{\text{étalon}}$  sont les résultats de la soustraction proposée dans le paragraphe précédent entre



FIGURE 5.3 – Chambre vide utilisée pour le traitement des mesures.

l'objet ou l'étalon avec leur chambre vide. Le choix d'une sphère étalon est courant puisque, comme évoqué en section 1.4, il s'agit d'un des rares cas dans lesquels une SER analytique est connue.

Lors de la description du protocole de mesure, il a été évoqué que la chambre vide est obtenue à partir de la configuration de mesure de l'objet en ôtant l'objet ainsi que le mât qui le soutient. L'intuition aurait porté sur une suppression de l'objet seulement afin qu'une soustraction [(chambre vide + objet) - chambre vide] ne laisse que le signal de l'objet. Cependant les plaques sous test sont sur plan de masse, plan derrière lequel rien n'est visible par l'appareil de mesure, y compris le mât, pour la majorité des incidences. Le mât n'est donc pas visible dans la configuration (chambre vide + objet). Il a été vérifié en mesure que laisser le mât dans la chambre vide le faisait réapparaître lors de la soustraction.

#### 5.2.4 Filtrage spatial

Les mesures sont relevées sur un domaine fréquentiel de 2 à 18 GHz. On applique alors une transformée de Fourier inverse à ce jeu de valeurs pour disposer d'un nouveau relevé dans un domaine temporel. Ce dernier est appelé la réponse impulsionnelle (RI) de l'objet. Les durées peuvent être converties en distances en connaissant la vitesse de propagation de la lumière : on a alors une RI dans le domaine spatial. Ainsi, une partie des données correspondant à des distances qui ne sont pas d'intérêt peuvent être filtrées. C'est typiquement le cas de signaux reçus provenant d'endroits en amont ou en aval de

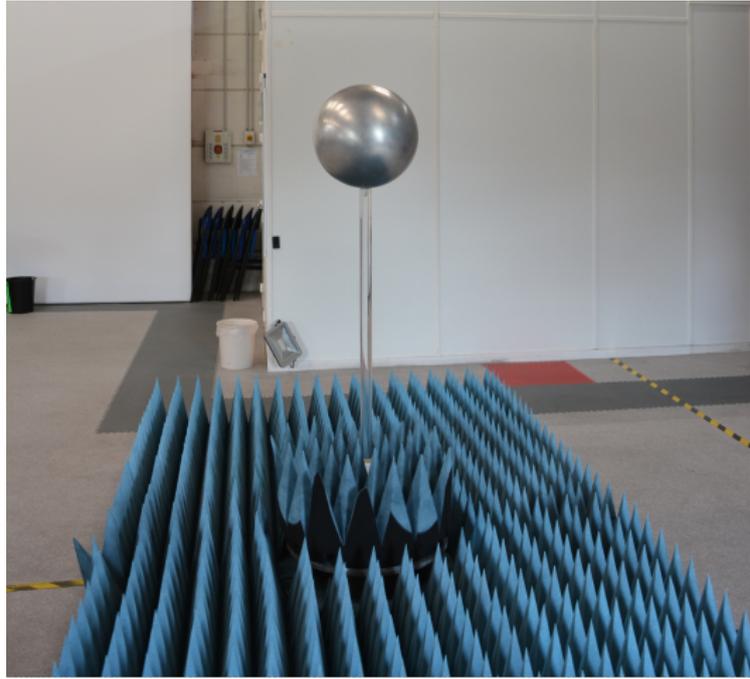


FIGURE 5.4 – Sphère étalon utilisée pour le traitement des mesures.

l'objet étudié. Une fois ces données écartées, le signal fréquentiel utile peut être retrouvé avec la transformation de Fourier directe.

Un exemple peut être décrit à partir de la mesure monostatique d'une plaque diélectrique simple. On peut utiliser pour cela la même plaque qu'en 2.4.1. Elle est de longueur  $L = 290$  mm, de largeur  $l = 150$  mm et d'épaisseur  $h = 1,575$  mm. Pour ce type d'objet, deux contributeurs majoritaires sont attendus : un bord d'attaque et un bord de fuite. Il peut être vérifié rapidement à l'appui du schéma de la figure 5.5 que les signatures de ces bords doivent être distantes de  $29 \sin(45^\circ) \approx 20,5$  cm pour une incidence de  $45^\circ$ , par exemple.

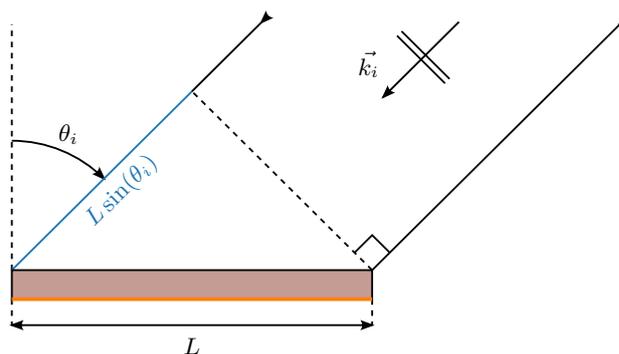


FIGURE 5.5 – Illustration des bords d'attaque et de fuite observés sous incidence oblique.

On retrouve bien, sur la RI monostatique de cette plaque en figure 5.6, que chaque bord se trouve à  $\pm 10,25$  cm sous cette incidence, avec une plaque centrée. Sur cette RI, la réponse non filtrée est sur la partie gauche, la réponse sur la droite de la figure a subi un filtrage spatial des données en amont ou en aval de  $\pm d_{\text{filtrage}}$  où on a choisi  $d_{\text{filtrage}} = \frac{L}{2} + 2$  en cm. Cette fenêtre en distance est choisie identique pour toutes les incidences<sup>1</sup>. Les réflexions indésirables de part et d'autre de l'intervalle  $[-16,5 : 16,5]$  ont été retirées sur la réponse filtrée. L'effet le plus visible se trouve dans la région où  $d \in [20 : 30]$ . Les

1. Un filtrage plus élaboré, qui s'adapte à l'incidence sous laquelle est vue la plaque en mesure, a pu être mis en place. Il a été vérifié que cet effort n'a que peu d'impact sur les SER ensuite tracées.

réflexions sur le mât attendues sont visibles entre  $75^\circ$  et  $90^\circ$  degrés, aux alentours de  $d = 0$  cm. Dans cette région correspondant à des incidences rasantes, la plaque ne masque plus le mât, il réapparaît lors de la soustraction.

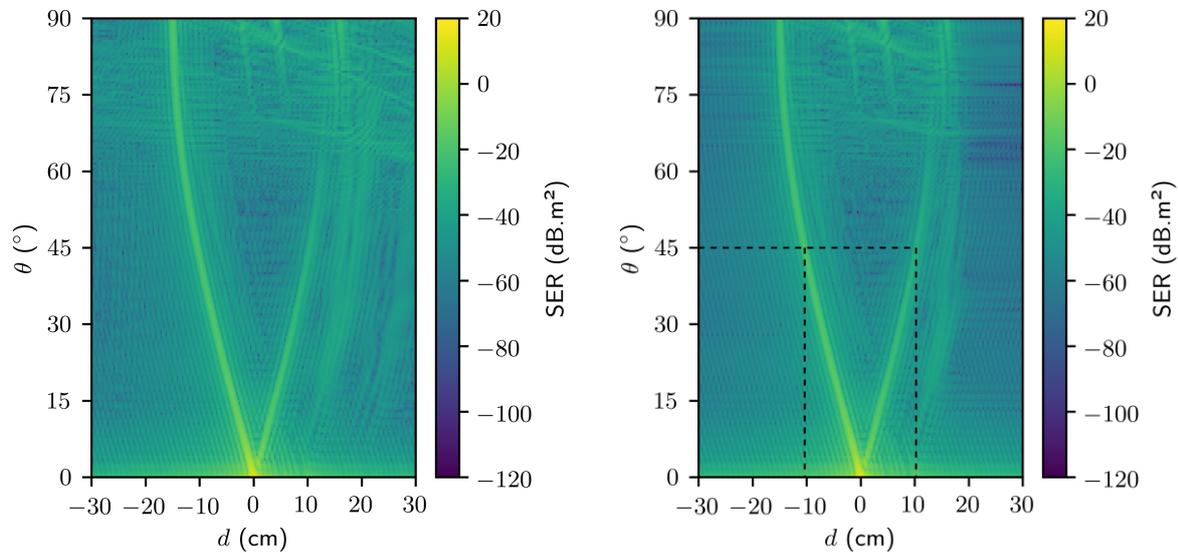


FIGURE 5.6 – Réponse impulsionnelle en configuration monostatique de la plaque diélectrique étudiée, non filtrée (à gauche) et filtrée (à droite).

Un hologramme est une représentation de la SER selon l'incidence  $\theta$  et la fréquence  $f$ . Le retour, à partir de la RI, dans l'espace des fréquences donne alors un hologramme, filtré. C'est le produit final d'une mesure. Un ensemble de coupes peut être fait dans cet hologramme, à des fréquences ou des incidences données, pour observer le comportement de l'objet selon l'un ou l'autre de ces paramètres. L'hologramme traité de la plaque diélectrique est disponible en figure 5.7.

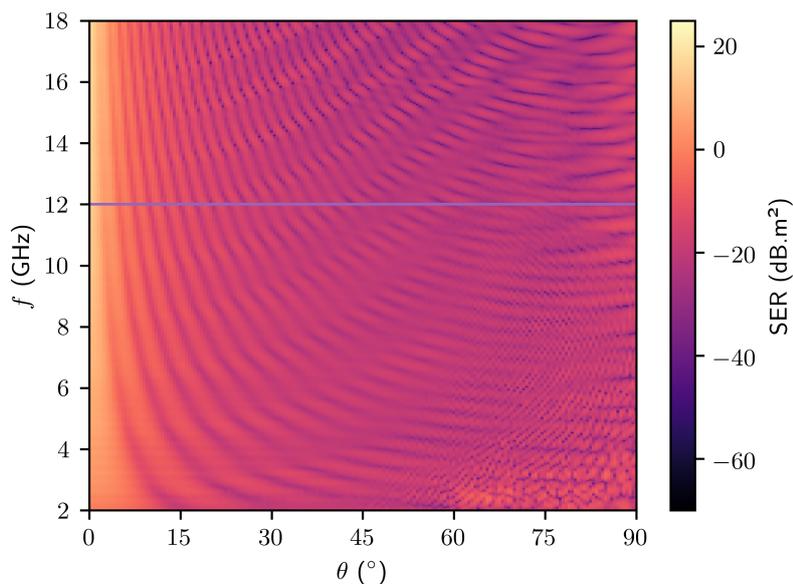


FIGURE 5.7 – Hologramme de la plaque diélectrique.

Sur cette représentation le nombre de lobes secondaires dans une coupe en fréquence augmente comme attendu avec la fréquence. Une coupe à 12 GHz est tracée en figure 5.8 et comparée au résultat

attendu avec le modèle de rayonnement. Le niveau de SER en rétrodiffusion est aux alentours de 15 dB.m<sup>2</sup> en incidence normale. C'est aussi attendu car il correspond au niveau de SER pour une plaque métallique de même dimension en incidence normale, à 12 GHz. Le diagramme n'est bruité qu'aux incidences extrêmes, au-delà des 60°. L'allure du diagramme est attendue comme cela a pu être vérifié en figure 2.12 dans le chapitre 2.

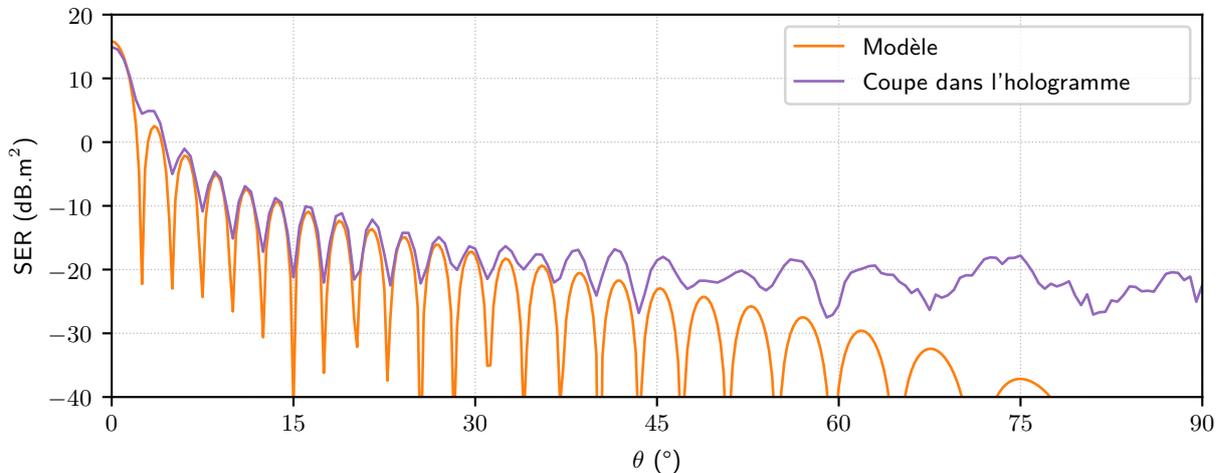


FIGURE 5.8 – Coupe à 12 GHz dans l'hologramme de la plaque diélectrique.

## 5.3 Objets réalisés

Une partie des cas présentés dans le chapitre précédent ont été fabriqués et soumis à la mesure. Au moment de l'écriture de ce document, seuls les trois premiers sont réalisés. La fabrication et la mesure des cas suivants est prévue mais non réalisée à la date de rédaction du manuscrit. L'objectif de cette première section est de présenter en détail les objets fabriqués en décrivant leur morphologie, leur spécificités ou la façon dont ils sont assemblés.

### 5.3.1 Méthode de construction des objets

Chaque cas présenté dans le chapitre précédent est constitué d'un assemblage d'un certain nombre de cellules dont les caractéristiques varient dans la direction  $\vec{u}_y$ . Électromagnétiquement, avec le choix de la polarisation TE et des conditions aux limites associées, les objets étudiés sont infinis périodiques dans la direction  $\vec{u}_x$ . En simulation par exemple, le champ proche est calculé comme si les objets étaient infinis et le champ lointain (et donc la SER) est calculé en utilisant un fenêtrage spatial qui tient compte de leur largeur  $d$  réelle. Pour la réalisation, les objets ne peuvent bien entendu pas être semi-infinis. Ils doivent alors être réalisés suffisamment grands dans cette direction  $\vec{u}_x$ . C'est aussi de toute façon un pré-requis vis-à-vis de l'hypothèse de périodicité locale introduite par l'utilisation des métasurfaces. Les objets réalisés sont alors tous constitués de 29 rangées de cellules identiques, disposées dans la direction  $\vec{u}_x$ . Chaque plaque mesure alors 29 cm dans la direction  $\vec{u}_x$ , soit  $11,6\lambda$  à 12 GHz. L'illustration de cette description est faite au moyen de la figure 5.9 sur laquelle est répliquée la structure du cas 1 du chapitre précédent.

Toutes les plaques sont alors constituées de deux demi-plaques d'un matériau diélectrique sur plan de masse juxtaposées. L'une est d'épaisseur  $h_1$  et l'autre est d'épaisseur  $h_2$  éventuellement différente. Deux plaques sont fabriquées pour chaque cas, l'une initiale et l'autre optimisée. Elles sont obtenues à l'aide du même processus de fabrication. L'une des deux plaques (la plaque optimisée) possède la distribution de patches imprimée à sa surface. Puisque les deux demi-plaques peuvent être d'épaisseurs différentes et que la planéité à la surface de l'objet est toujours requise, il faut alors rehausser la plus fine des deux.

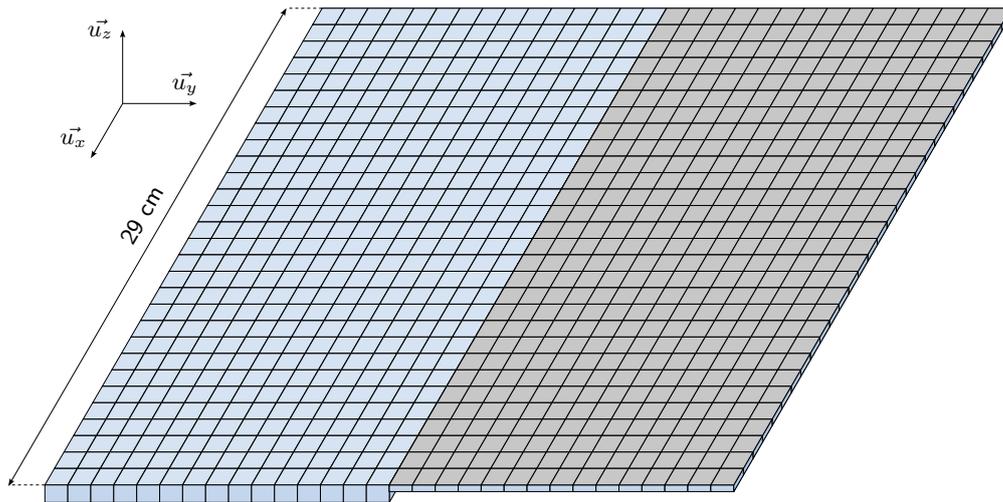


FIGURE 5.9 – Choix de la dimension suivant  $u_x$  des plaques réalisées.

Accompagnant chaque objet, une cale dont l'épaisseur est  $h_1 - h_2$  est réalisée en impression 3D. Elle est métallisée à l'aide d'une peinture d'argent pour ne pas modifier son épaisseur. Elle est ajourée pour bénéficier d'une économie de matière pour sa fabrication. Cette cale est montrée en figure 5.10.

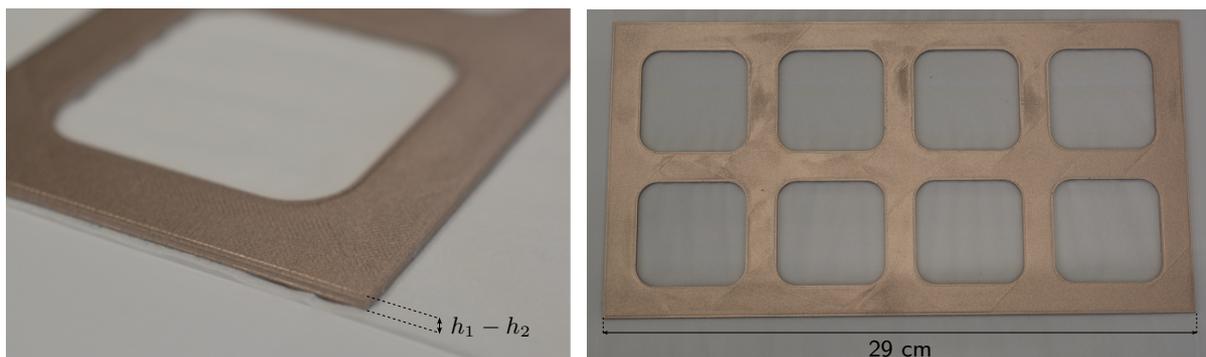


FIGURE 5.10 – Cale utilisée pour rehausser les demi-plaques d'épaisseurs  $h_2$ .

Les trois éléments constituant une plaque (deux demi-plaques et cale) sont disposés sur un unique support : un bloc de mousse rigide de Rohacell. Il a l'avantage de se comporter comme de l'air en mesure radar tout en assurant la rigidité qu'on attend d'un tel support. Le support est préparé en y apposant trois bandes d'adhésif de cuivre. La bande centrale assure la continuité électrique entre les deux demi-plaques, les deux bandes latérales servent simplement à conserver la planéité. Le support est montré en figure 5.11 seul ou dans une configuration où une demi-plaque y est installée. Chaque demi-plaque est simplement déposée sur le support et plaquée à l'aide d'un adhésif Kapton. Recourir à cette méthode permet de conserver un assemblage simple et assure la possibilité d'une réutilisation du support.

### 5.3.2 Caractéristiques de chaque cas

Les objets à réaliser sont donc d'une grande simplicité : ils ne requièrent que la réalisation de deux demi-plaques qui seront obtenues par des techniques de gravure, très courantes. Les caractéristiques de chaque objet sont présentées dans cette section. L'accent est mis sur les spécificités de chaque cas. Le premier cas est exploré plus en détail pour s'autoriser une discussion plus succincte des deux suivants.

Pour chaque cas, quatre demi-plaques sont nécessaires et sont de dimensions  
 —  $Q_1 \times 29 \text{ cm}^2$ , d'épaisseur  $h_1$  d'un substrat de permittivité relative  $\epsilon_{r,1}$

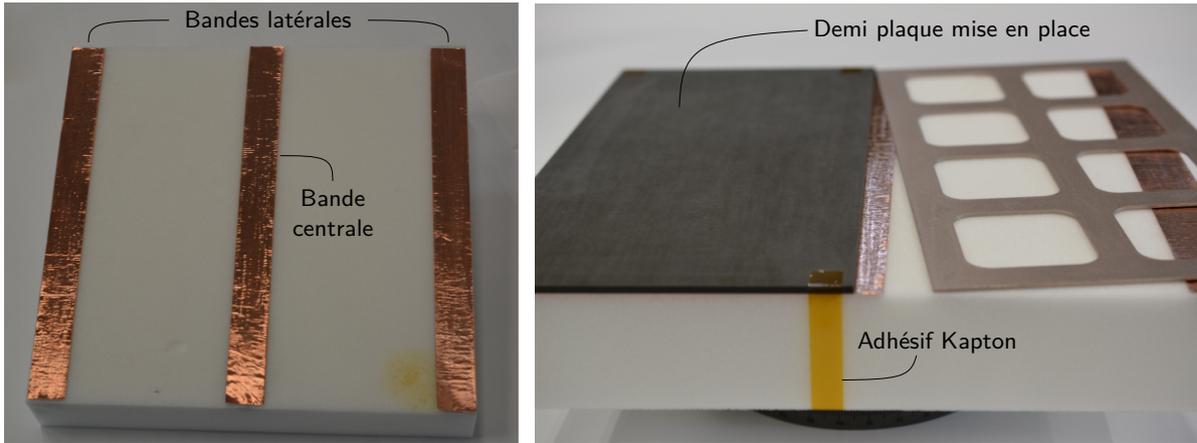
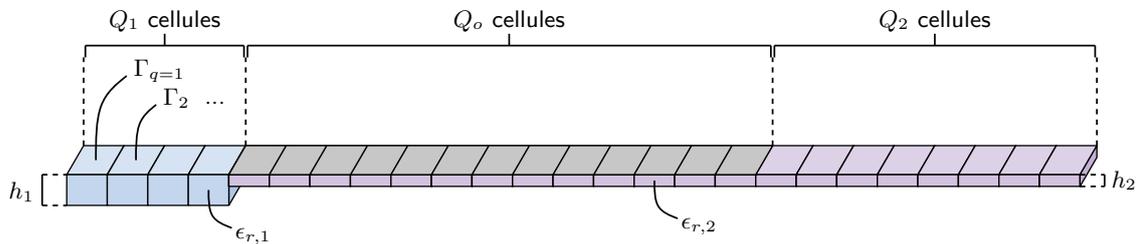


FIGURE 5.11 – Support bloc de Rhoacell accueillant les demi-plaques assemblées.

- $(Q_o + Q_2) \times 29 \text{ cm}^2$ , d'épaisseur  $h_2$  d'un substrat de permittivité relative  $\epsilon_{r,2}$  non imprimé
- $Q_1 \times 29 \text{ cm}^2$ , d'épaisseur  $h_1$  d'un substrat de permittivité relative  $\epsilon_{r,1}$
- $(Q_o + Q_2) \times 29 \text{ cm}^2$ , d'épaisseur  $h_2$  d'un substrat de permittivité relative  $\epsilon_{r,2}$  imprimé avec la distribution de patches optimisée

Les  $Q_i$ ,  $h_i$  et  $\epsilon_{r,i}$  ont la même définition que dans le chapitre précédent. Ces caractéristiques principales de plaques et donc de demi-plaques sont rappelées à l'aide de la figure 5.12. Les deux premières demi-plaques forment l'objet initial, les deux secondes forment l'objet optimisé. La troisième et la première sont identiques, cette même demi-plaque peut donc être utilisée successivement dans la construction des deux objets.

FIGURE 5.12 – Rappel des caractéristiques principales  $Q_i$ ,  $h_i$  et  $\epsilon_{r,i}$  pour chaque cas.

### Cas 1

Les caractéristiques principales du cas 1 sont rappelées dans le tableau 5.1. La totalité des demi-plaques de ce cas seront alors de dimensions  $15 \times 29 \text{ cm}^2$ . Les  $\epsilon_r$  requis sont aussi identiques. Pour l'épaisseur  $h_2 = 1,575 \text{ mm}$  (et donc pour l'impression métallique) un substrat DiClad 880 de Rogers est choisi. Pour les grandes épaisseurs on choisit un Rogers RT5880. Dans les deux cas, les permittivités relatives annoncées par le constructeur sont  $\epsilon_r = 2,20$ . Les choix de deux matériaux différents pour une même permittivité est simplement dû aux disponibilités de la matière. Les dimensions des patches utilisés pour l'impression sont celles du tableau 4.1. Une vue de cette impression est proposée en figure 5.13. L'observation de cet objet confirme que les variations géométriques des patches sont peu visibles à l'œil nu.

TABLEAU 5.1 – Caractéristiques principales du cas 1.

$Q_1$	$Q_o$	$Q_2$	$h_1$	$h_2$	$\epsilon_{r,1}$	$\epsilon_{r,2}$
15	15	0	3,175	1,575	2,2	2,2

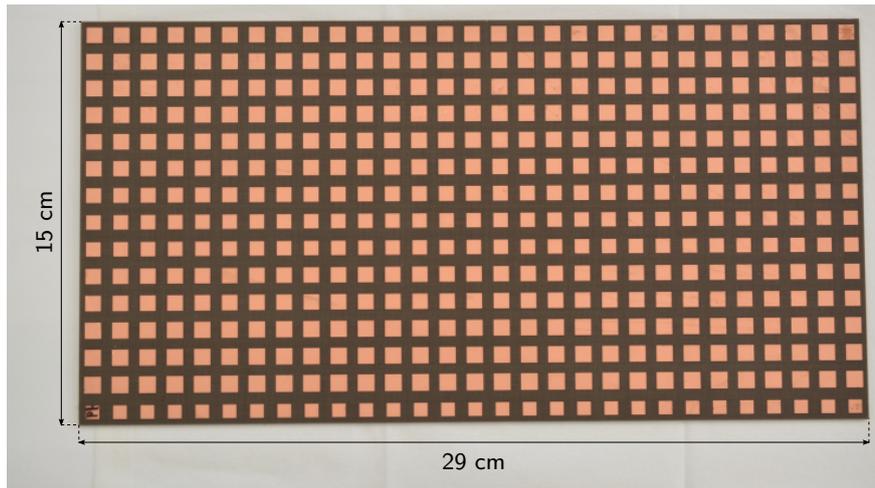


FIGURE 5.13 – demi-plaque optimisée du cas 1 et dimensions associées.

Les demi-plaques sont jointes par paires pour former les plaques initiales et optimisées. Elles sont disposées de la même façon que la demi-plaque mise en place en figure 5.11. La jonction entre les demi-plaques est correctement assurée et aucune rupture de planéité n'est constatée. Une illustration de l'assemblage permettant de s'en assurer est proposée en figure 5.14. On peut rappeler que chaque patch sur cette photo mesure environ 5 mm de côté. Les assemblages complets des deux plaques associées à ce premier cas sont visibles en figure 5.15. C'est la forme finale que prend l'objet qui sera soumis à la mesure.

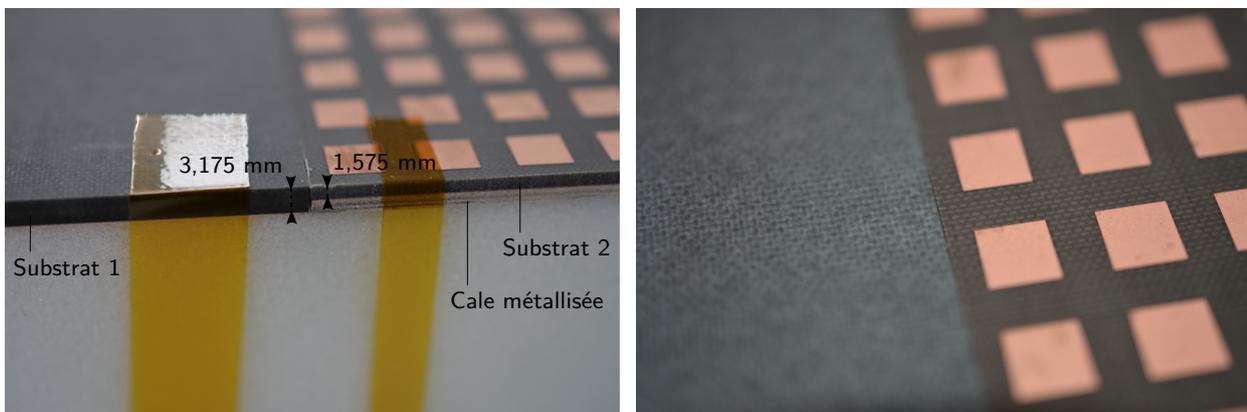


FIGURE 5.14 – Jonction et planéité de l'assemblage de demi-plaques.

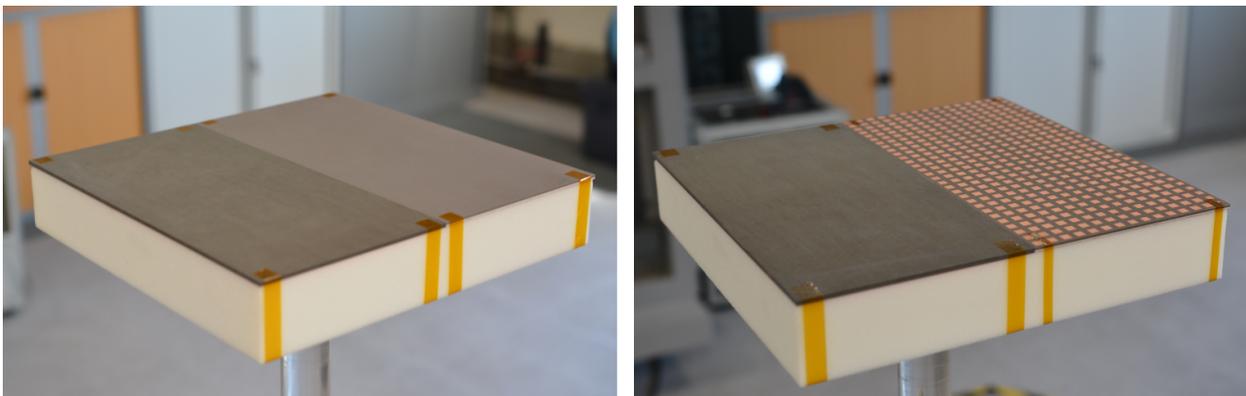


FIGURE 5.15 – Plaque initiale et plaque optimisée du cas 1.

### Cas 2

De même que pour le premier cas, on peut rassembler les caractéristiques principales de ce cas dans le tableau 5.2. Les caractéristiques de cas sont les mêmes que celles du premier, les seules différences proviennent des longueurs et largeurs des plaques. Le détail de ces dimensions est repris sur la figure 5.16, en plus d'une vue des objets assemblés.

TABLEAU 5.2 – Caractéristiques principales du cas 2.

$Q_1$	$Q_o$	$Q_2$	$h_1$	$h_2$	$\epsilon_{r,1}$	$\epsilon_{r,2}$
5	12	6	3,175	1,575	2,2	2,2

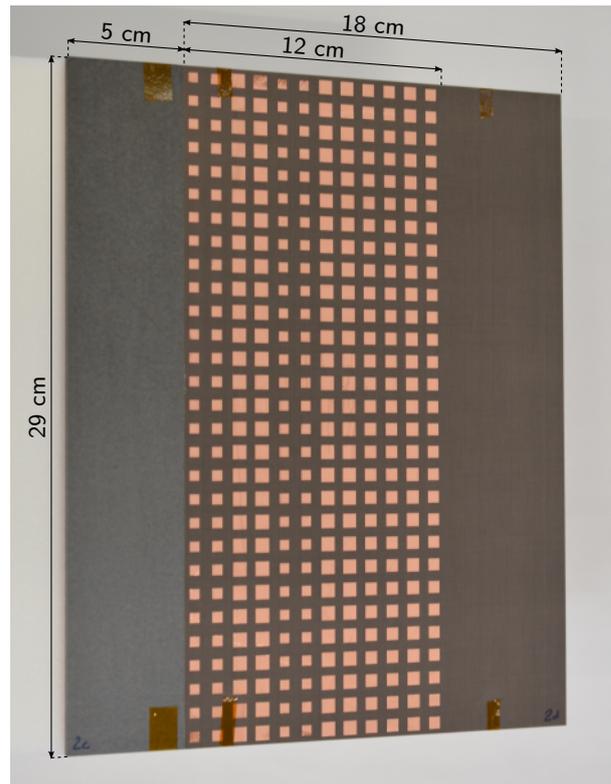
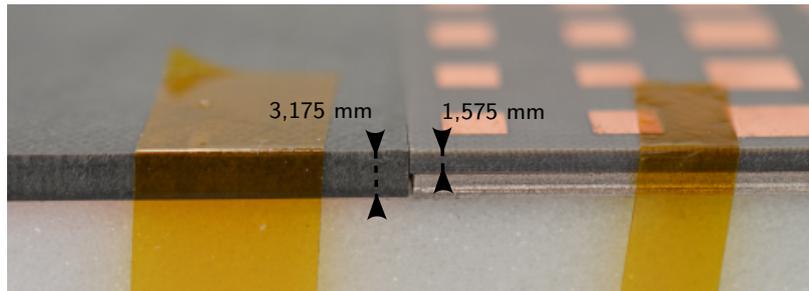


FIGURE 5.16 – Caractéristiques géométriques, plaque initiale et plaque optimisée du cas 2.

### Cas 3

Les caractéristiques principales du cas 3 sont reprises dans le tableau 5.3. On a ici le substrat d'impression le plus fin rencontré dans toute l'étude. C'est aussi celui à la plus forte permittivité  $\epsilon_{r,2}$ . Une vue des objets assemblés est proposée en figure 5.17, leur géométrie y est détaillée. Le dispositif expérimental et l'ensemble des objets qui ont été réalisés a été présenté. Les résultats de mesure peuvent alors être discutés.

TABLEAU 5.3 – Caractéristiques principales du cas 3.

$Q_1$	$Q_o$	$Q_2$	$h_1$	$h_2$	$\epsilon_{r,1}$	$\epsilon_{r,2}$
4	13	8	3,175	1,270	2,2	10,2

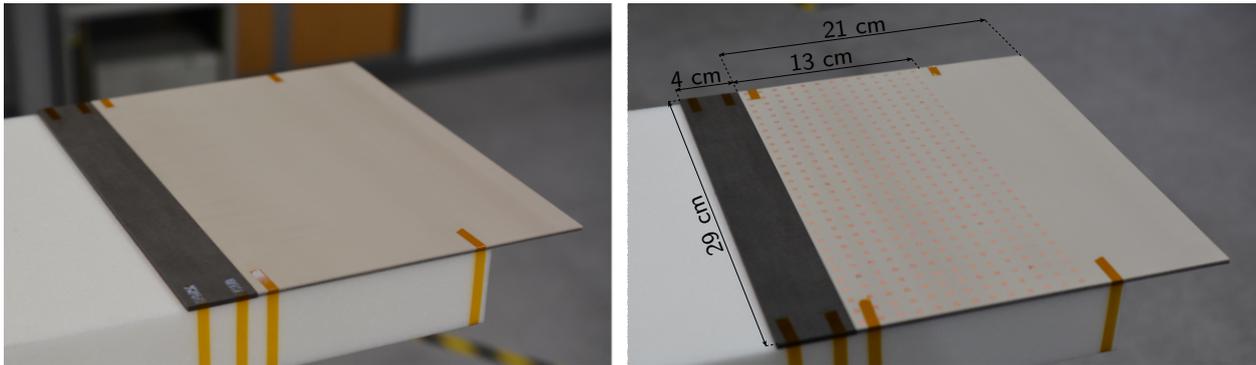
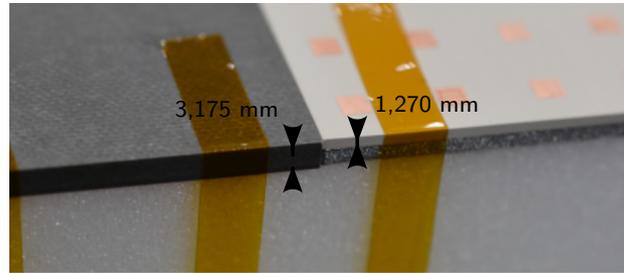


FIGURE 5.17 – Caractéristiques géométriques, plaque initiale et plaque optimisée du cas 3.

## 5.4 Résultats de mesures

Dans cette section, des comparaisons mesure - modèle et mesure - simulation sont présentées, pour les plaques initiales et optimisées. Pour cela des tracés de SER analogues à ceux qui ont été beaucoup utilisés dans le chapitre précédent sont repris, ils intègrent alors les résultats de mesure. De la même façon que dans le chapitre 4, le tableau récapitulatif de l'annexe C reprend les résultats de mesure.

### 5.4.1 Cas 1

Les réponses impulsionnelles associées au premier cas, pour la plaque initiale ou optimisée sont disponibles en figure 5.18. Elles montrent nettement la présence de la transition en  $d = 0$  cm, contrairement à la RI de la plaque diélectrique de la figure 5.6. La RI de la plaque optimisée est plus difficile à commenter. Les bords de plaques sont toujours visibles mais la nature complexe de l'objet (un grand nombre de patches qui sont autant de contributeurs à ce signal et par ailleurs dispersifs) ne permet pas de discussion plus avancée. Les RI de chaque cas sont de cet acabit, elles ont toutefois l'utilité pour nous de s'assurer de la qualité du filtrage spatial.

Les SER à 12 GHz associées à ce cas peuvent être tracées pour observer les performances en mesure de l'optimisation. Elles sont confrontées aux SER obtenues avec le modèle de rayonnement (figure 5.19) ou avec la simulation rigoureuse (figure 5.20). Sur les deux tracés les maximums de SER mesurés, avant ou après optimisation, dans la fenêtre angulaire sont relevés. L'abaissement de la SER chiffre la performance.

La diminution de SER mesurée est significative : 6,1 dB. Le modèle de rayonnement tout comme la simulation rigoureuse reproduisent bien le comportement en mesure des plaques étudiées. Au bilan, la performance est donc vérifiée à travers le modèle, en simulation et en mesure. En revanche, la performance est moins bien anticipée par le modèle notamment par sa surestimation de la SER de

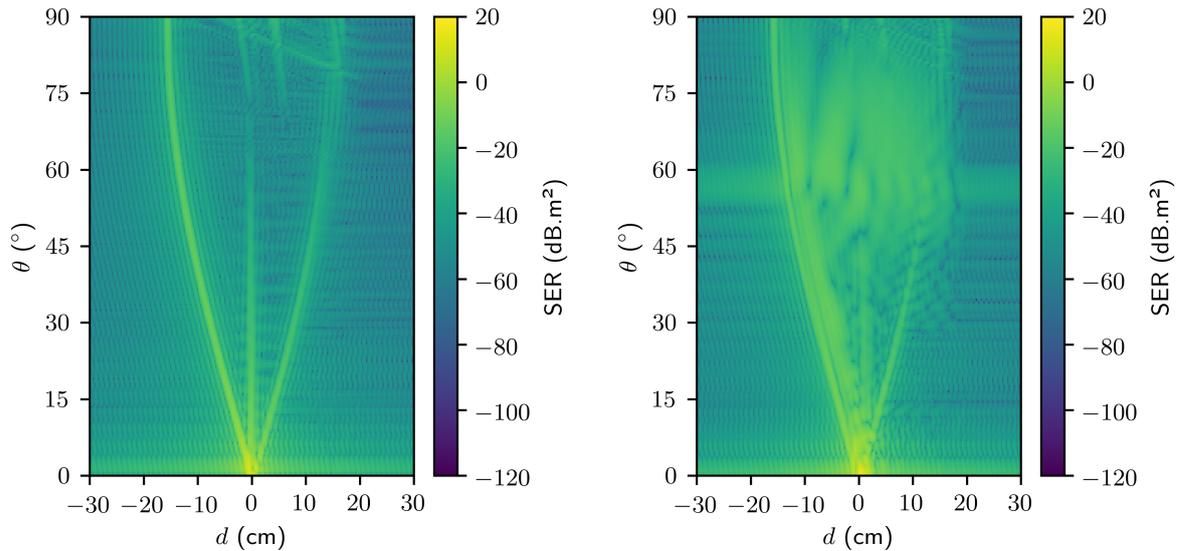


FIGURE 5.18 – Réponses impulsionnelles filtrées du cas 1. Plaque initiale (à gauche) et plaque optimisée (à droite).

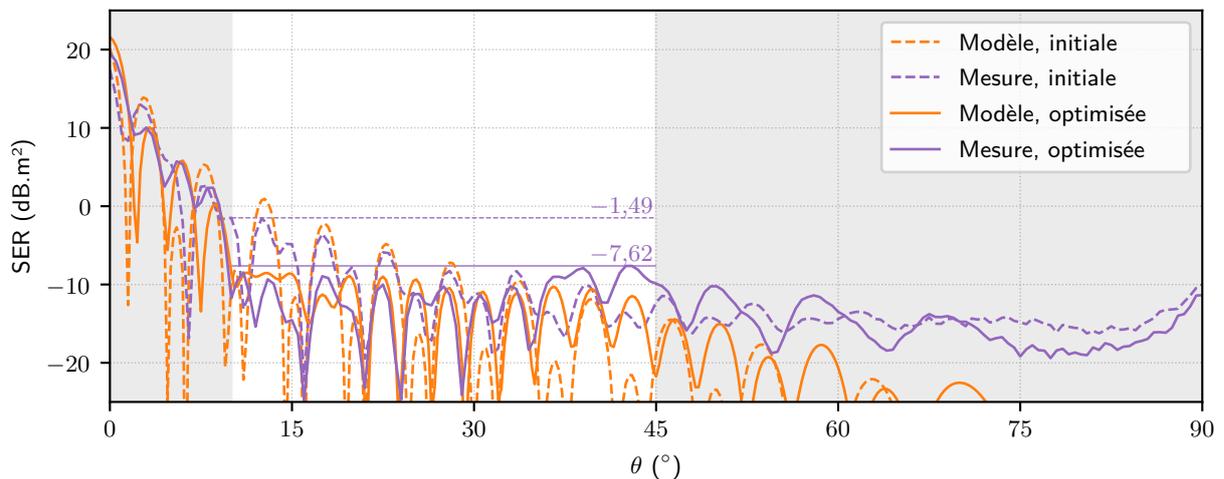


FIGURE 5.19 – SER de plaque initiale et optimisée du cas 1 obtenue à l'aide du modèle de rayonnement ou en mesure.

la plaque initiale aux faibles incidences. La mesure comme la simulation révèlent aussi une remontée du niveau de rayonnement aux alentours de  $45^\circ$ . En effet, dans une fenêtre angulaire plus restreinte  $[10^\circ : 35^\circ]$  le gain de l'optimisation atteint 7 dB en mesure, comme le montre la figure 5.21.

L'hogramme associé à la plaque optimisée de ce cas est représenté en figure 5.22. Il montre d'une part que les niveaux de SER remontent franchement au delà des 12 GHz, la fréquence de travail. L'effet résonant des patchs se fait ressentir dans ces régions alors qu'ils sont, au contraire, invisibles en basses fréquences. Dans cette région des basses fréquences la plaque optimisée se comporte comme la plaque initiale. Une observation qualitative montre aussi une baisse de SER dans une aire autour de la zone d'optimisation. Les pointillés sur la figure 5.22 mettent en évidence cette aire qui s'étend sur la plage angulaire cible (de  $10^\circ$  à  $45^\circ$ ) avec une largeur de 1 GHz autour de 12 GHz.

La robustesse en fréquence de l'optimisation réalisée à 12 GHz peut être appréciée plus quantitativement à l'aide de coupes en  $\theta$  dans les hologrammes des plaques initiales et optimisées. La figure 5.23 montre des coupes à  $10^\circ$  et  $20^\circ$ .

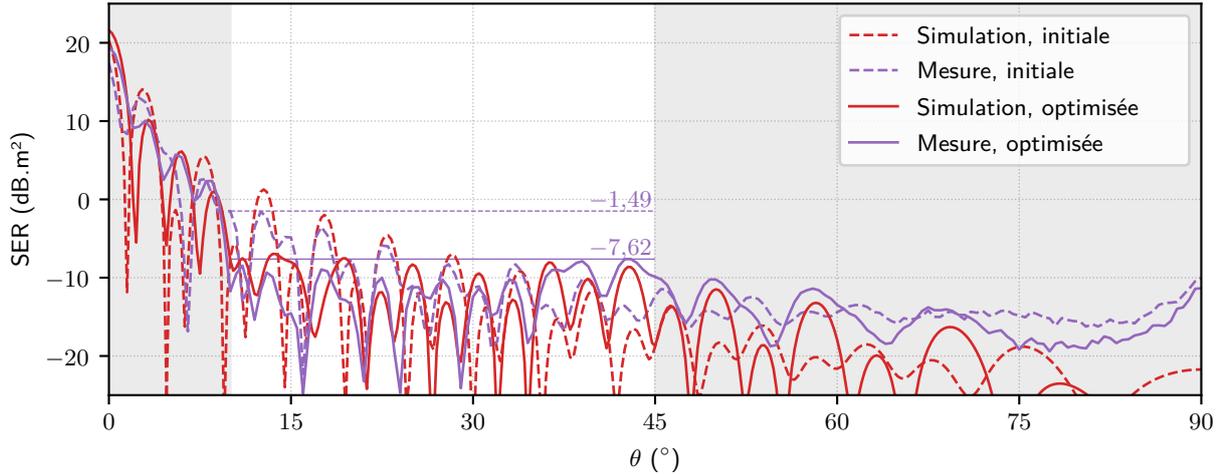


FIGURE 5.20 – SER de plaque initiale et optimisée du cas 1 obtenue à l'aide d'une simulation rigoureuse ou en mesure.

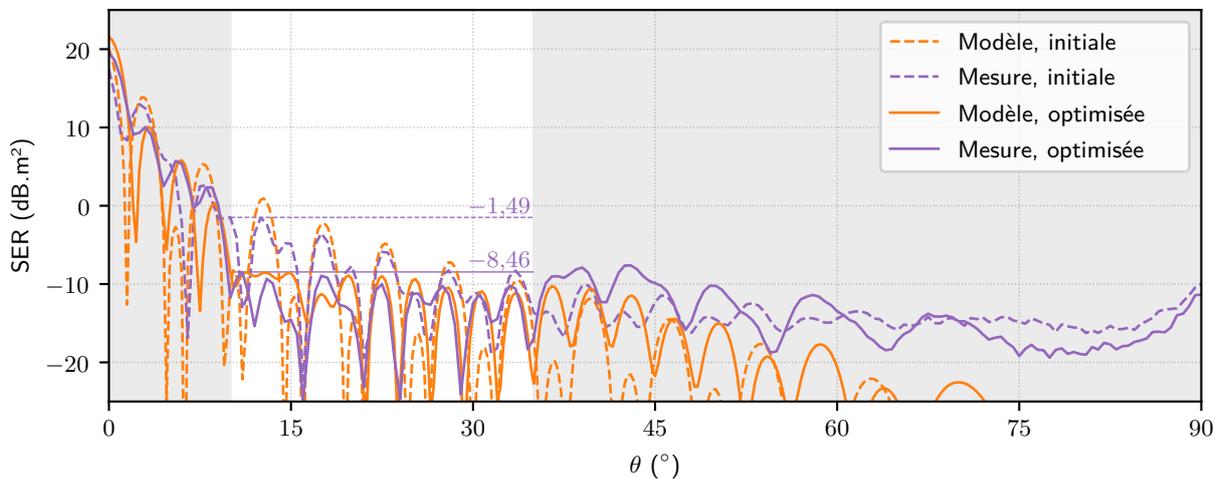


FIGURE 5.21 – SER de plaque initiale et optimisée du cas 1 obtenue à l'aide du modèle de rayonnement ou en mesure. Plage angulaire restreinte.

Les deux coupes montrent une SER de plaque optimisée sous le niveau de SER de plaque initiale, sur quasiment 1 GHz autour de 12 GHz. Sur ces coupes arbitraires on relève aussi des écarts allant jusqu'à 10 dB, à 12 GHz, entre les SER de plaque initiale et optimisée. Ces coupes ne sont que pour des incidences spécifiques, elles ne renseignent pas sur l'état de la performance qui se base sur l'observation de la fenêtre angulaire large, de  $10^\circ$  à  $45^\circ$ . On propose alors de suivre l'évolution avec la fréquence  $f$  de la différence des maximums de SER dans la fenêtre angulaire d'optimisation, autrement dit l'évolution de

$$\Delta \max \text{SER}(f) = \max_{[10^\circ; 45^\circ]} (\text{SER}_{\text{opti.}}(f)) - \max_{[10^\circ; 45^\circ]} (\text{SER}_{\text{init.}}(f)). \quad (5.2)$$

La valeur de cette performance est relevée à chaque point  $f$  mesuré et tracée en figure 5.24. On retrouve la valeur de -6,1 dB atteinte à 12 GHz, mise en évidence sur le tracé. La performance est par ailleurs maintenue en dessous de -6 dB sur 0,4 GHz, en dessous de -3 dB sur 1,7 GHz et reste négative sur 2,4 GHz.

## 5.4.2 Cas 2

Le second cas, comme observé dans le chapitre précédent, propose des baisses de SER plus modérées. Le résultat de mesure confirme la baisse modeste de 1,7 dB sur ce second cas, comme on l'observe

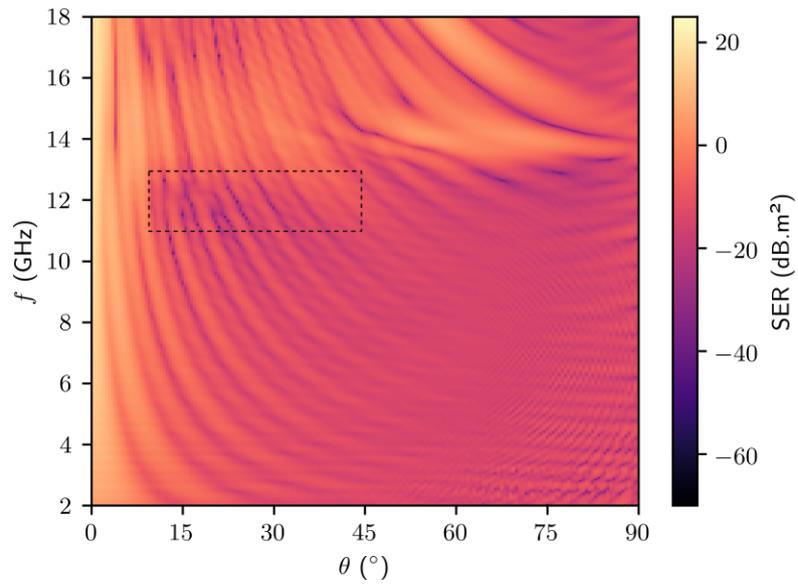
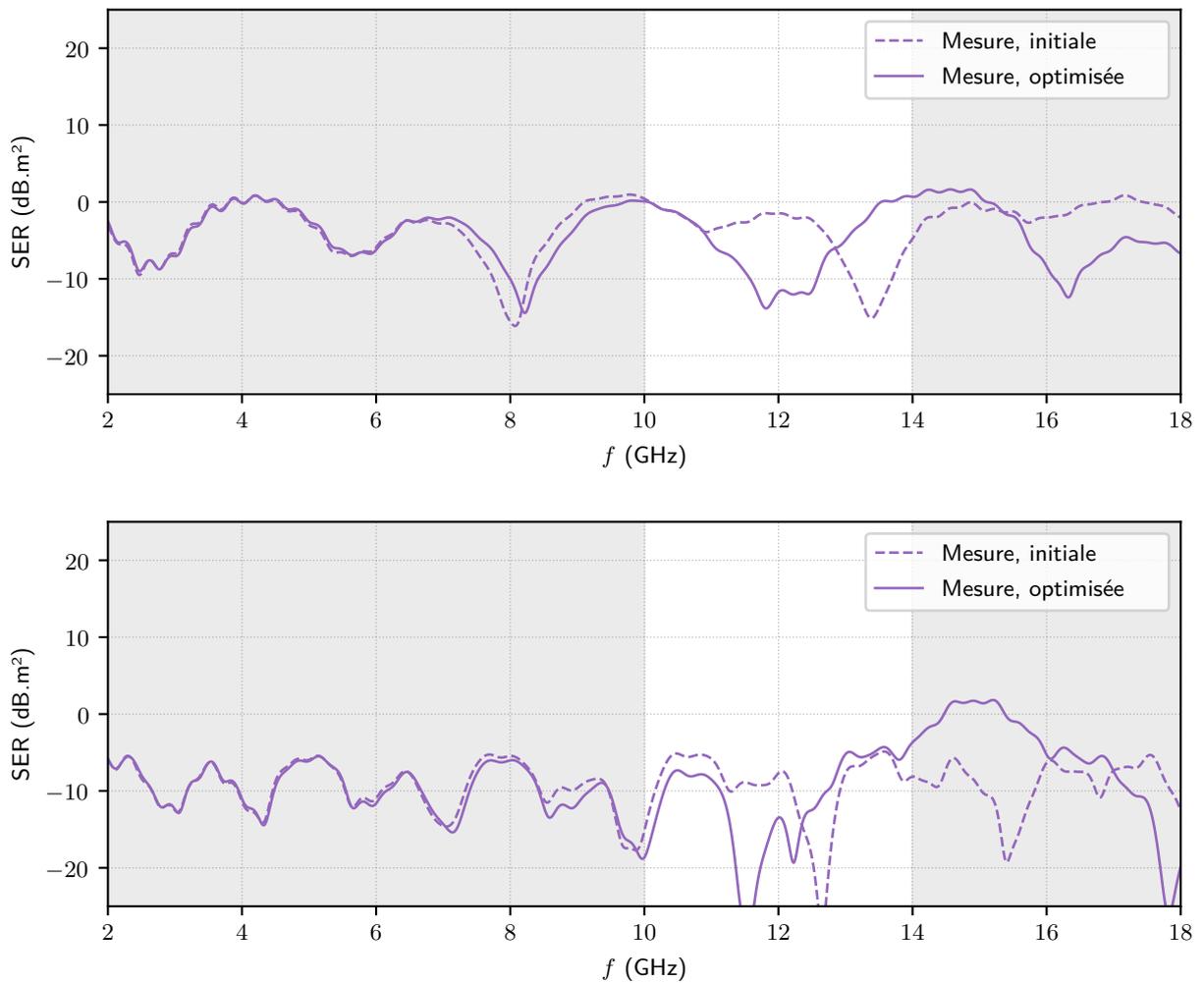


FIGURE 5.22 – Hologramme de la plaque optimisée du cas 1.

FIGURE 5.23 – Coupes en  $\theta = 10^\circ$  (en haut) et  $\theta = 20^\circ$  (en bas) dans les hologrammes du cas 1.

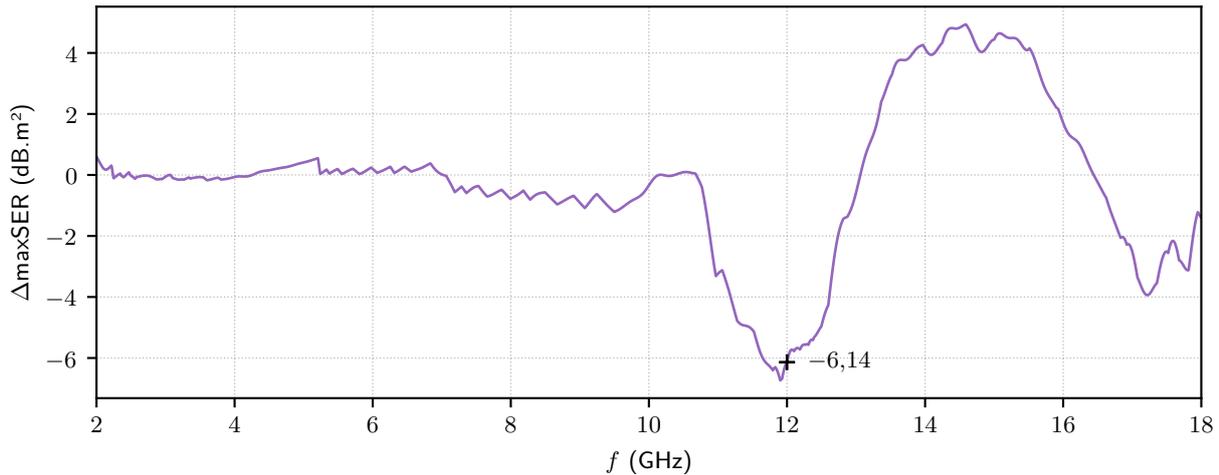


FIGURE 5.24 – Évolution avec la fréquence de la performance de l'optimisation du cas 1.

en figures 5.25 et 5.26. Elles montrent elles-aussi la confrontation entre la mesure et le modèle de rayonnement ou entre la mesure et la simulation rigoureuse. On note toutefois une bonne correspondance entre les SER obtenues à l'aide de la simulation ou de la mesure (figure 5.26). La diminution de la performance entre le calcul de la performance avec d'une part la simulation rigoureuse et d'autre part le modèle est du même ordre que dans le premier cas. Les niveaux de SER en jeu sont plus faibles à ces incidences plus fortes pour ce cas. Ces considérations laissent tout de même penser qu'un type d'optimisation similaire mais à des incidences moins obliques ou de manière équivalente à des SER plus élevées, pourrait aussi rendre de bonnes performances en mesure. Le caractère prédictif du modèle conforte l'idée évoquée.

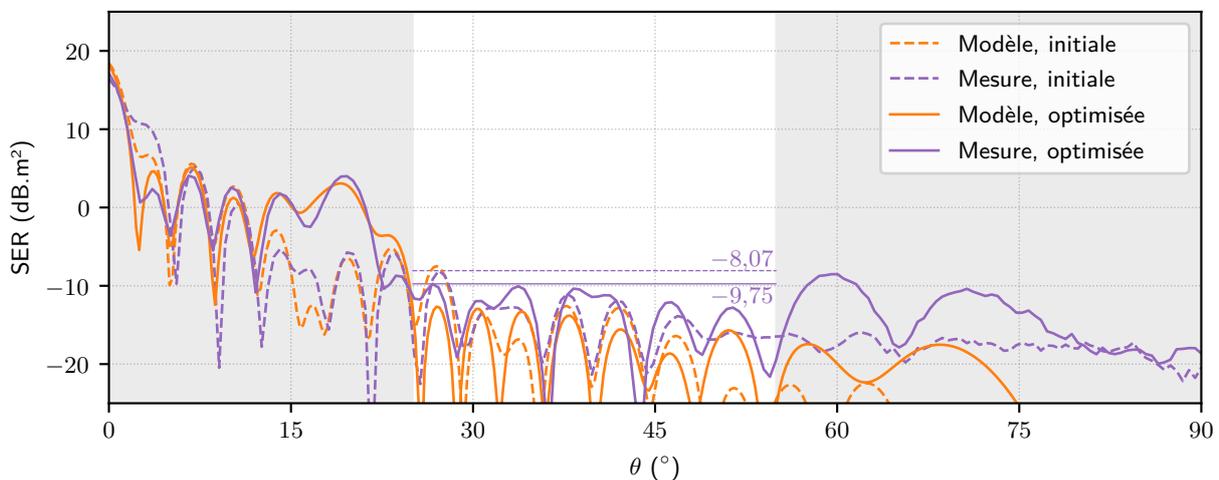


FIGURE 5.25 – SER de plaque initiale et optimisée du cas 2 obtenue à l'aide du modèle de rayonnement ou en mesure.

### 5.4.3 Cas 3

Pour ce dernier cas réalisé, qui monte à nouveau en complexité, les résultats de mesure ne sont pas à la hauteur des attentes créées par la simulation. Les SER correspondantes sont tracées en figures 5.27 et 5.28. L'étude de sensibilité du chapitre précédent révélait déjà ce cas comme le plus critique vis-à-vis d'une erreur commise sur les dimensions des patches. C'est de toute manière le substrat de plus forte permittivité, celui qui rend les réponses en phases des patches les plus instables. Cela rend aussi la structure encore plus vulnérable aux éventuelles imprécisions sur la caractérisation du substrat elle-même.

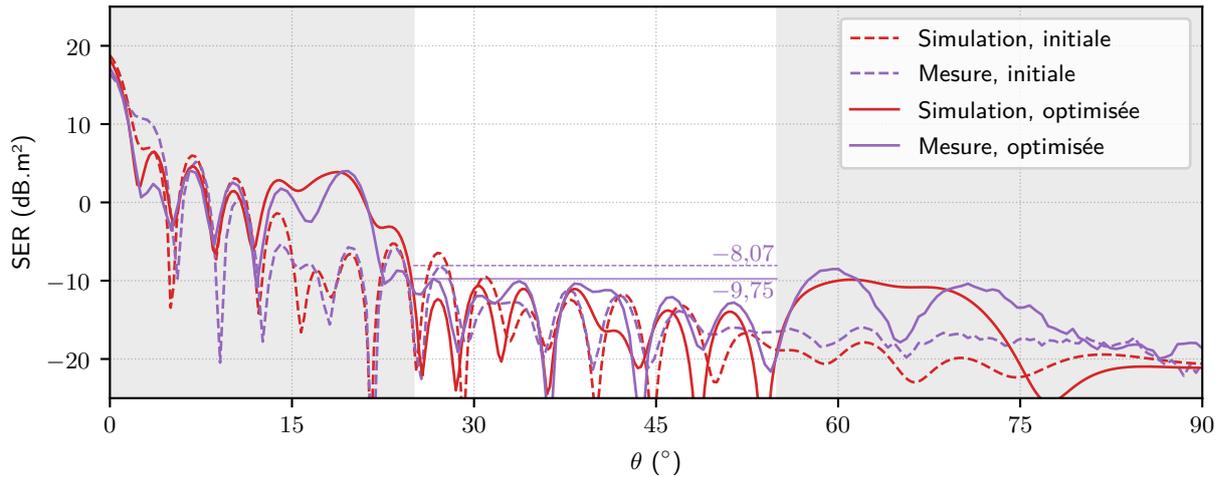


FIGURE 5.26 – SER de plaque initiale et optimisée du cas 2 obtenue à l'aide d'une simulation rigoureuse ou en mesure.

La garantie constructeur que l'on peut trouver est  $\epsilon_r = 10,2 \pm 0,3$ . À cette épaisseur, c'est une erreur d'un degré sur la réponse en phase des patches dans notre cas. Cela reste bien moins que l'estimation de  $10^\circ$  faite dans l'étude de sensibilité de la section 4.5, mais vient tout de même s'ajouter aux autres sources d'erreurs. La morphologie du substrat peut elle aussi introduire des erreurs sur la phase. Le substrat est fin et, à ces épaisseurs, un défaut de planéité a été observé lors des manipulations de l'objet. La rigidité et l'épaisseur combinés des deux premiers substrats n'introduisaient pas ces problèmes. Enfin, la simplicité du support et du montage de l'objet en général qui lui procurait un aspect économe en manipulations pour l'assembler trouve probablement ici une de ses limites.

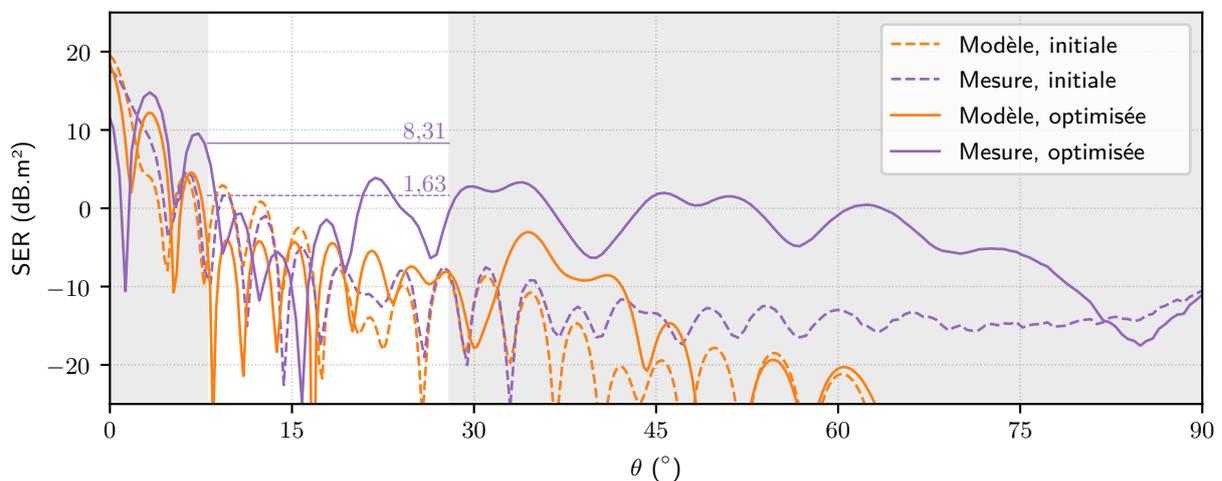


FIGURE 5.27 – SER de plaque initiale et optimisée du cas 3 obtenue à l'aide du modèle de rayonnement ou en mesure.

La façon de modéliser les structures amène elle-aussi un ensemble d'hypothèses qui pourraient être mises en défaut aussi. Il est pertinent de les rappeler ici.

- Le comportement entier d'une cellule  $q$  est caractérisé par une seule grandeur :  $\Gamma_q$ .
- Ce coefficient de réflexion est supposé de module 1 au cours de l'optimisation.
- Il n'existe rigoureusement qu'en environnement infini périodique.
- Il n'est choisi en simulation qu'à une incidence et une fréquence.
- Une cellule rayonne, dans le modèle, comme si elle portait un champ source  $\Gamma_q \vec{E}_{it}$ .
- Elle rayonne comme si elle était environnée de vide.
- Ce rayonnement est calculé en champ lointain.

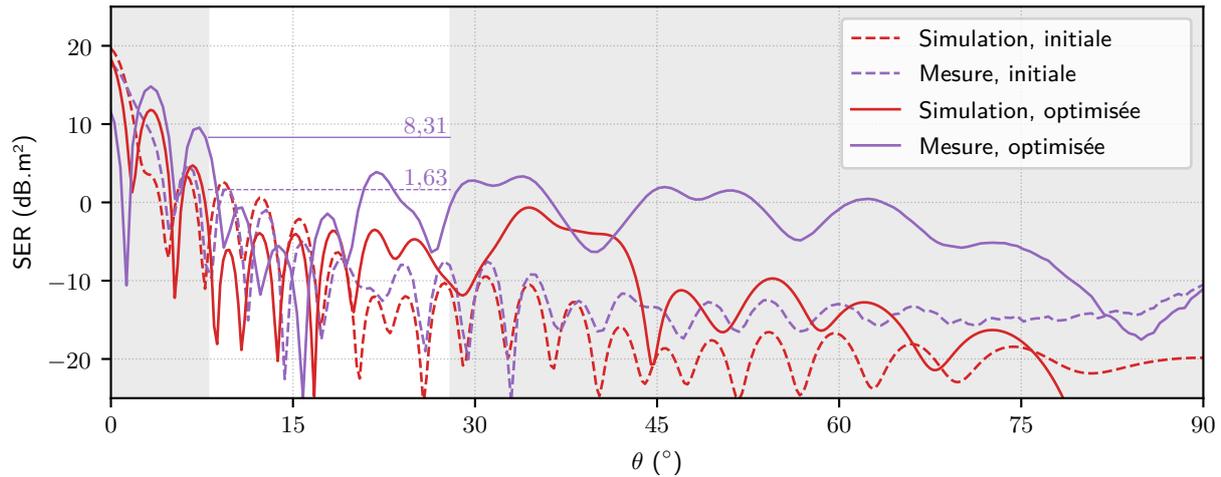


FIGURE 5.28 – SER de plaque initiale et optimisée du cas 3 obtenue à l'aide d'une simulation rigoureuse ou en mesure.

Ces hypothèses sont nombreuses et constituent autant de pistes de recherche pour expliquer les différences observées. Les moins réalistes sont probablement au sujet du module de  $\Gamma_q$  ou de la non prise en compte de l'incidence dans son calcul.

De manière générale, de bons accords entre modèle et simulation ont été observés. La mesure révèle certains écarts qui, dans les deux premiers cas ne compromettent pas le caractère prédictif du modèle. Le troisième cas révèle la grande difficulté à traiter les substrats à forte permittivité et l'ensemble des considérations qui en découlent. Toutefois, il est à noter que la construction des objets est d'une simplicité extrême que ce soit au sujet de la forme des patches, des procédés d'impressions utilisés, de la forme des objets ou de la façon de les assembler et de les disposer. C'est cette simplicité qui a permis de multiplier les configurations et c'est donc elle qui a rendu possible la découverte des limites soulevées au fur et à mesure de l'étude.

## 5.5 Conclusion

Ce chapitre a présenté le dispositif expérimental qu'est l'arche 3D. On a montré qu'elle a pu être exploitée dans les deux polarisations et en configuration monostatique ou bistatique. Il s'agit d'une première utilisation en configuration bistatique. Les résultats concluants du chapitre 3 ont donc montré la robustesse des processus qui accompagnent l'exploitation de ce dispositif.

Les trois premières structures du chapitre 4 ont été soumises à la mesure. La preuve de concept a été faite en simulation, l'aspect technologique est désormais validé grâce à la mesure. Le premier cas est simple mais montre des baisses importantes de SER, sur la vaste plage angulaire proposée et une certaine robustesse en fréquence a été observée. Le modèle est prédictif, les SER sont correctement estimées, que ce soit en simulation ou en mesure. Les deux cas plus complexes qui suivent soulèvent des limites de la méthode mais dictent surtout les précautions à prendre lors du traitement d'un tel problème. Il est important de noter que la variété des cas proposés a pu exister grâce à l'efficacité de l'heuristique mise en place par la méthode générique d'optimisation proposée. De nombreuses pistes pour cibler l'origine des écarts observés en mesure ont été fournies.

## Conclusion générale

---

Les travaux présentés dans cette thèse ont proposé des applications de contrôle de la SER à l'aide de métasurfaces. C'est un problème complexe dans sa forme générale car assez contraint par les problématiques opérationnelles de discrétion radar : la forme des objets est parfois entièrement imposée et le travail en surface est restreint à une seule couche.

La modélisation correcte du comportement des structures étudiées dans ces travaux a permis deux types d'applications de contrôle de SER : d'une part pour des structures périodiques et d'autre part pour des objets à transition de propriétés en réflexion. Dans les deux cas, la qualité de la modélisation des structures à l'aide des outils analytiques introduits rend possible une optimisation aisée et efficace du rayonnement de ces structures. La méthodologie mise en place rend le problème simple à résoudre et permet donc de multiplier les cas d'étude. Cette multiplication fait émerger des limites ou des facilités qu'a la méthode à gérer certaines situations.

La première étude menée a consisté en un contrôle des rayonnements parasites engendrés par la nature périodique d'une surface réfléchissante. Des baisses significatives des niveaux de rayonnement parasites ont été observées en simulation sur chaque cas présenté. Elles sont de l'ordre de 7 dB pour le premier cas (motif  $l = 3$  mm) et d'au moins 10 dB pour les deux suivants (motifs  $l = 8$  mm et  $l = 12$  mm). Dans chaque cas le modèle de rayonnement prédit convenablement le comportement en simulation des structures. La réalisation s'est portée sur le premier cas pour lequel les réductions sont obtenues à des niveaux plus élevés de SER. La réduction de SER observée en mesure est identique à celles prédites par le modèle ou la simulation. La mesure confirme donc le caractère prédictif du modèle. La preuve de concept est ainsi fournie et la technologie validée.

Dans la seconde étude, portant sur les objets à transition, le contrôle s'est effectué à travers un abaissement du maximum de SER dans une large bande angulaire. Des baisses significatives sont aussi relevées en simulation sur 5 des 6 cas, allant de 4 à 8 dB selon les cas. À nouveau, la preuve de concept est fournie et une mesure a permis de valider la technologie. Cette mesure montre une réduction de la SER de l'objet de 6,1 dB sur une fenêtre angulaire de  $35^\circ$ . Bien que l'optimisation ait été conduite à une seule fréquence, la mesure révèle une stabilité fréquentielle de la solution en montrant une réduction de 6 dB maintenue sur 0,4 GHz et de 3 dB sur 1,7 GHz. L'étude de sensibilité menée a donné des premiers indices sur les écarts de SER observés lors du passage du modèle de rayonnement à la simulation. D'autres écarts sont observés en mesure et l'impact des hypothèses, effectuées pour rendre le problème facilement soluble, a été discuté.

Certaines perspectives s'ouvrent à la suite de ces travaux. La première étude ouvre une voie vers le contrôle de la SER en termes de répartition du rayonnement réfléchi par un objet. Elle n'a cependant concerné qu'une direction de rayonnement parasite, un type de structure, une polarisation et une fréquence. Une première perspective concerne l'exploitation de modes de Floquet d'ordre plus élevé. Les

structures périodiques peuvent être dimensionnées de sorte qu'elles autorisent l'expression d'un grand nombre de modes, donnant accès à de nouveaux degrés de liberté permettant un contrôle plus fin de la SER. Un second axe de recherche concerne le contrôle de l'onde réfléchi en termes de polarisation, ce qui nécessite un travail sur les géométries des cellules employées. La littérature propose de nombreuses pistes à ce sujet, qui pourront être adaptées et testées. Enfin, la difficulté la plus grande réside probablement dans la proposition d'une solution qui maintient les performances dans une direction désirée sur une large bande fréquentielle. C'est la difficulté principale que rencontrent les métasurfaces. Les objets résonants qui constituent les supercellules ont par essence des comportements dispersifs en fréquence. Les structures multicouches ont le potentiel de répondre à ces problématiques, mais si la contrainte monocouche est incontournable, les recherches peuvent s'orienter vers les structures à plusieurs échelles de périodicité.

La deuxième application de contrôle de SER, au sujet de objets présentant une transition dans leurs propriétés en réflexion, a proposé une étude de sensibilité. Une première perspective consiste à étendre cette étude à d'autres incertitudes, comme les propriétés radioélectriques du substrat par exemple. D'autre part, les motifs employés dans l'application proposée sont de géométrie primitive. Une seconde perspective concerne ainsi l'exploitation de cellules plus complexes. D'autres géométries plus élaborées pourraient contribuer à améliorer la stabilité en fréquence ou en incidence du comportement des cellules. Au delà de ces aspects liés à la synthèse, cette seconde application a mis en évidence l'impact des hypothèses associées à l'utilisation du modèle, sur lequel reposent les optimisations. Ainsi, au cours du processus de synthèse, le déphasage de chaque cellule est caractérisé à une fréquence d'intérêt et en incidence normale. Un axe de recherche prometteur consiste à intégrer les variations en fréquence et en incidence des réponses en phases des motifs à l'étape d'optimisation. Ces variations peuvent être intégrées comme variables d'optimisation ou encore être prises en compte dans la constitution des bases de données.

Enfin, dans notre étude, l'efficacité de la méthode de réduction de SER a été démontrée sur une plaque rectangulaire plane. Dans la suite de ces travaux, il serait intéressant de tester la méthode proposée et de l'étendre pour des objets plus complexes en termes de forme et de matériaux. Ceci nécessite des adaptations de la méthode en termes de dimensions et de conformité de la métasurface à des structures de forme quelconque.

# Annexe A

## Discussion sur des effets de périodicité

---

L'importance accordée à la notion de périodicité permet différentes discussions intéressantes. Certains aspects ont été traités de façon limitée au cours de ces travaux mais il peuvent tout de même fournir quelques limites et consignes pratiques pour la synthèse de ce type de métasurfaces. Ils peuvent aussi donner des exemples d'applications pouvant être explorées plus en profondeur dans des études ultérieures.

### A.1 Montée en fréquence

Comme évoqué dans la section 1.3.5, une problématique très actuelle des métasurfaces est liée à leur tenue en fréquence. De nombreuses études se consacrent à ce travail car, par essence, les objets résonants utilisés sont sensibles aux variations de fréquence. Au delà de cette problématique, il en est une supplémentaire associée à l'analyse de Floquet. En reprenant l'écriture de l'équation 3.2, pour  $\theta_i = 0^\circ$  et pour n'importe quel  $m$ , on obtient que

$$\sin(\theta_m) = \frac{1}{k} \frac{2\pi m}{b}. \quad (\text{A.1})$$

Un mode est propagatif tant que  $\theta_m$  est réel, donc, tant que son sinus est plus petit que 1 en valeur absolue. Il en résulte qu'un mode est propagatif dès que

$$kb > 2\pi m. \quad (\text{A.2})$$

À  $b$  constant, fixé par le processus de synthèse, monter en fréquence fait croître le produit  $kb$  et donc augmente le nombre de  $m$  satisfaisant cette condition. Ce sont autant d'harmoniques d'ordre supérieur dont il faut tenir compte dans le rayonnement de la structure. Une montée en fréquence est donc susceptible, non seulement d'avoir les effets discutés sur le caractère résonant des patchs mais aussi de faire apparaître des directions de rayonnement non anticipées lors du choix du gradient de phase. Concrètement, dans le cas présenté, le mode  $m = 2$  apparaît dès que  $kb$  dépasse  $4\pi$ , aux alentours de 13,9 GHz. En se plaçant juste au dessus, à 14 GHz, une représentation des modes propagatifs peut être visualisée sur la figure A.1.

La fréquence  $f_2$  d'apparition d'un mode  $m = 2$  quand un rayonnement est souhaité dans la direction  $\theta_1$  du mode  $m = 1$  à une fréquence  $f_1$  peut être retrouvée en manipulant l'équation A.1, elle est simplement

$$\frac{f_2}{f_1} = 2 \sin(\theta_1). \quad (\text{A.3})$$

Il est alors intéressant de constater que de choisir un  $\theta_1$  plus faible lors de la synthèse fait apparaître plus tôt les modes d'ordre supérieur lors d'une montée en fréquence. Si  $\theta_1 = 50^\circ$  et  $f_1 = 8$  GHz alors  $f_2 \approx 12,3 < 13,9$ . De même, le rapport de fréquence peut facilement être inférieur à 1 avec des  $\theta_1$  encore plus faibles. C'est le cas par exemple où  $\theta_1 = 20^\circ$ ,  $f_2 \approx 5,5$  : le mode  $m = 2$  est en fait déjà présent.

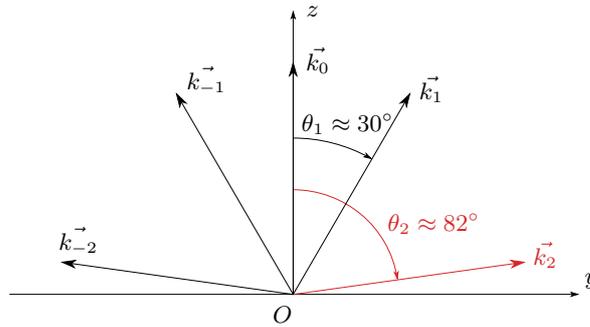


FIGURE A.1 – Ensemble des modes propagatifs à 14 GHz pour  $b = D_y = 43,3$  mm, avec un fondamental à  $\theta_0 = 0^\circ$ .

## A.2 Rupture de périodicité

Le gradient de phase linéaire est par essence périodique mais rien n'oblige l'étape de discrétisation à suivre cette période. La succession de 9 périodes peut être par exemple discrétisée en 26 cellules, au lieu de 27. 9 et 26 sont premiers entre eux, de cette manière il est certain qu'aucune répétition ne sera observée à la surface de l'objet une fois les 26 cellules mises en place. Des essais ont été conduits avec ce type de structure à 26 cellules et avec une structure encore plus discrétisée de 40 cellules.

Les structures éprouvées ne sont pas plus directives que dans le cas où leur périodicités ne sont pas rompues. Les canaux préférentiels installés par la présence de périodicités constituent en fait des directions de rayonnement privilégiées, qui ont tendance à renforcer les aptitudes des surfaces à rayonner dans les directions correspondantes. De plus, une fois les périodicités rompues, le cadre de l'analyse de Floquet pour une supercellule ne peut plus être exploité de même que toutes les conclusions utiles qui peuvent en découler.

## A.3 Périodicités d'ordre supérieur

Les structures présentant des périodicités d'ordre supérieur ont été évoquées dans la section 1.3.4. Dans cet esprit, une synthèse rassemblant 3 types de supercellules a été testée. Une supercellule produit une période de gradient de la même façon que dans le premier cas. Une seconde la reproduit avec six cellules deux fois moins larges et une troisième le fait avec neuf cellules trois fois moins larges. La juxtaposition de ces trois supercellules crée une maille, elle-même répliquée 3 fois pour constituer la nouvelle surface. Le gradient à produire est toujours le même que celui de la première surface présentée et la longueur du réseau toujours la même.

En choisissant comme longueur de Floquet  $b = 3D_y$ , longueur correspondant à la dimension d'une maille, les modes pour  $m \in [-3; 3]$  sont attendus. Il a été observé que toutes les directions associées à ces modes reçoivent une partie du rayonnement. Cette conclusion n'est pas si solide car le bref essai conduit ici concerne un réseau de trois mailles, quantité insuffisante pour parler de périodicité. Des essais souhaitant renforcer cette conclusion devraient être menés sur des structures plus étendues de sorte que la périodicité de supercellule soit observée mais aussi celle de la maille. C'est un coût en temps que d'étudier ces structures plus larges et c'en est un aussi que de rechercher des mailles dont la géométrie ne va pas à l'encontre des hypothèses de périodicité locale, aspect non soigné dans la première étude brève.

## Annexe B

### Données de mesure supplémentaires Métasurface à réflexion anormale

Des hologrammes (comme définis dans la section 5.2.4) ont été obtenus à la suite des mesures associées à la section 3.5. Ces résultats complémentaires sont rassemblés ici. Les figures B.1 et B.2 sont les hologrammes des plaques initiales et optimisées, respectivement. Les hologrammes ont des aspects similaires, on distingue les zones aux alentours des incidences  $\theta = \pm 60^\circ$  et autour de 8 GHz où la majorité du rayonnement est réémit par les métasurfaces. À 8 GHz, les hologrammes mettent en évidence un comportement particulier, pour les  $\theta$  négatifs : une franche diminution de SER au milieu de la zone de fortes SER. Deux coupes en incidence pour  $\theta = \pm 60^\circ$ , en figures B.3 et B.4, montrent que l'optimisation n'a en effet que peu d'impact dans la zone des  $\theta$  positifs, mais différencie bien plus nettement les surfaces initiale et optimisée dans la zone des  $\theta$  négatifs. L'observation de la figure B.4 (donc la coupe dans le direction  $\theta = -60^\circ$ ) montre par ailleurs que l'action de l'optimisation est particulièrement localisée. Pour s'en assurer, la différence entre les deux courbes de cette figure peut être représentée en figure B.5, c'est la performance de l'optimisation avec la fréquence. La performance à 8 GHz, fréquence où l'optimisation a été effectuée, est rappelée sur le tracé. Le tracé montre que la performance est effectivement très localisée en fréquence. Pour confirmer cette dernière conclusion, on peut proposer deux dernières coupes dans l'hologramme, des coupes en fréquence à 7,8 GHz (figure B.6) et 8,2 GHz (figure B.7), donc à seulement  $\pm 200$  MHz de la fréquence d'optimisation. Sur les tracés des deux figures, la performance est entièrement perdue.

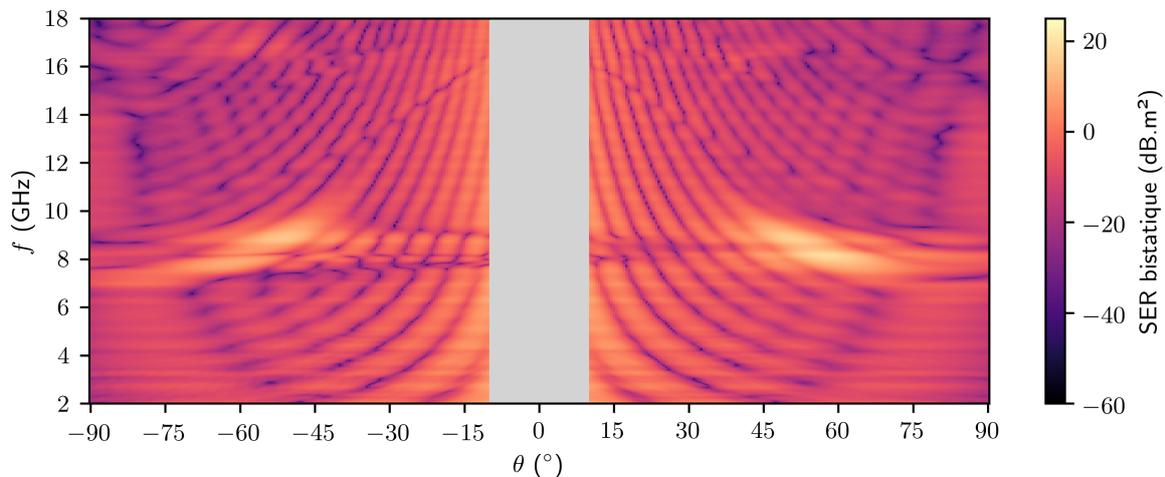


FIGURE B.1 – Hologramme de la métasurface à réflexion anormale initiale.

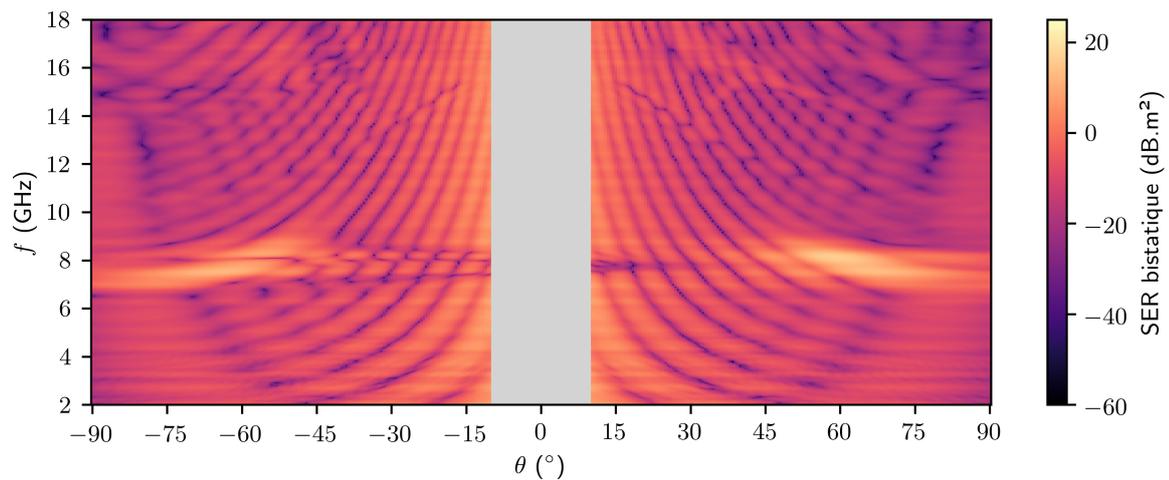


FIGURE B.2 – Hologramme de la métasurface à réflexion anormale optimisée.

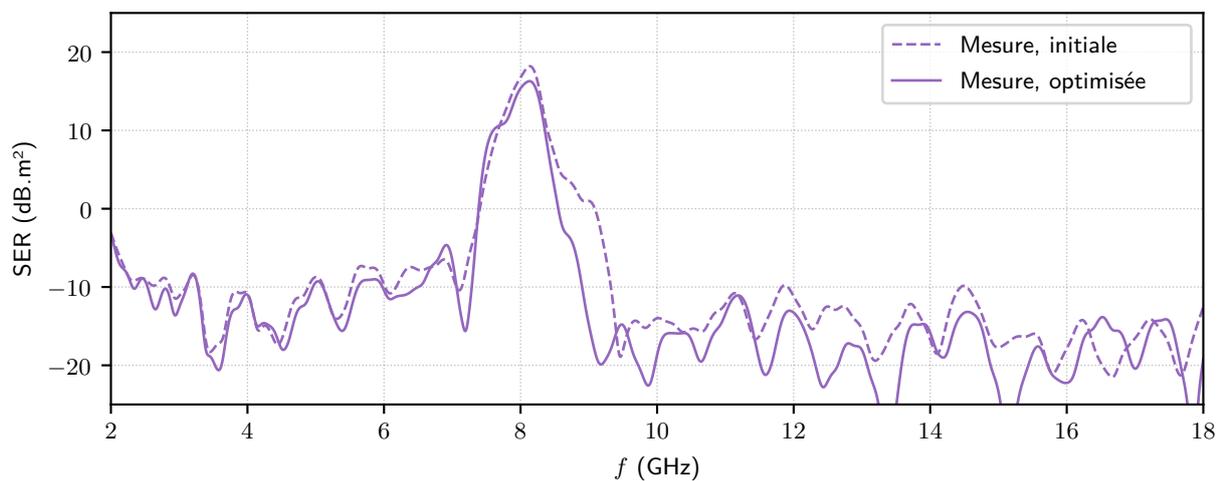


FIGURE B.3 – Coupes à  $\theta = 60^\circ$  dans les hologrammes des métasurfaces à réflexion anormale.

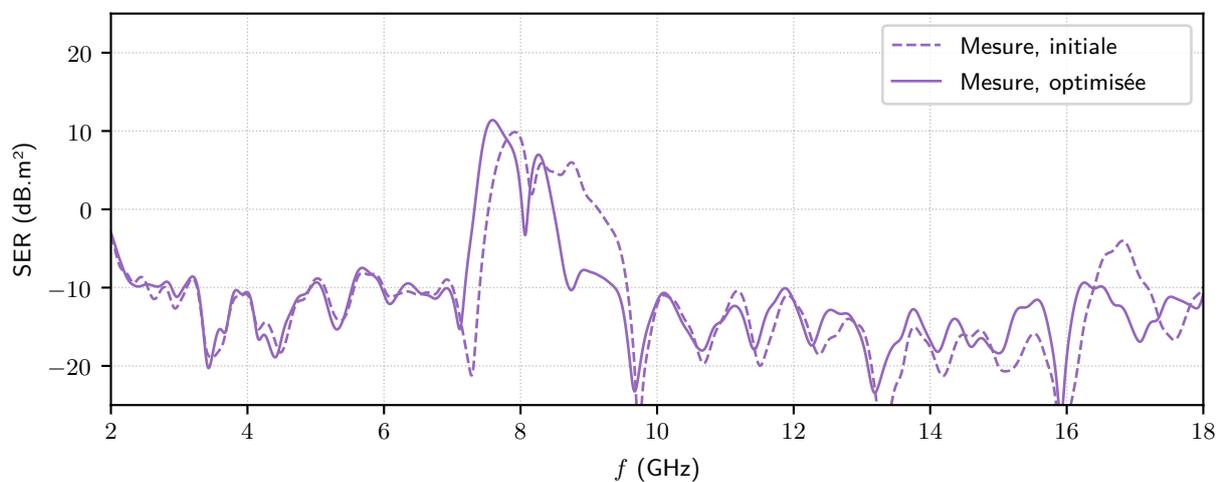


FIGURE B.4 – Coupes à  $\theta = -60^\circ$  dans les hologrammes des métasurfaces à réflexion anormale.

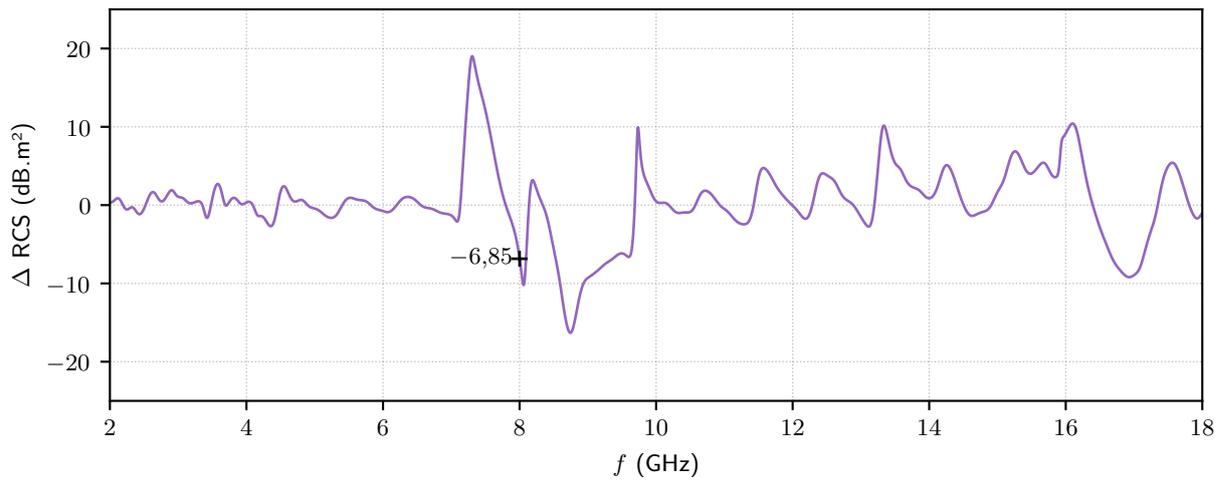


FIGURE B.5 – Performance, en fréquence, de l'optimisation de la métasurface à réflexion anormale.

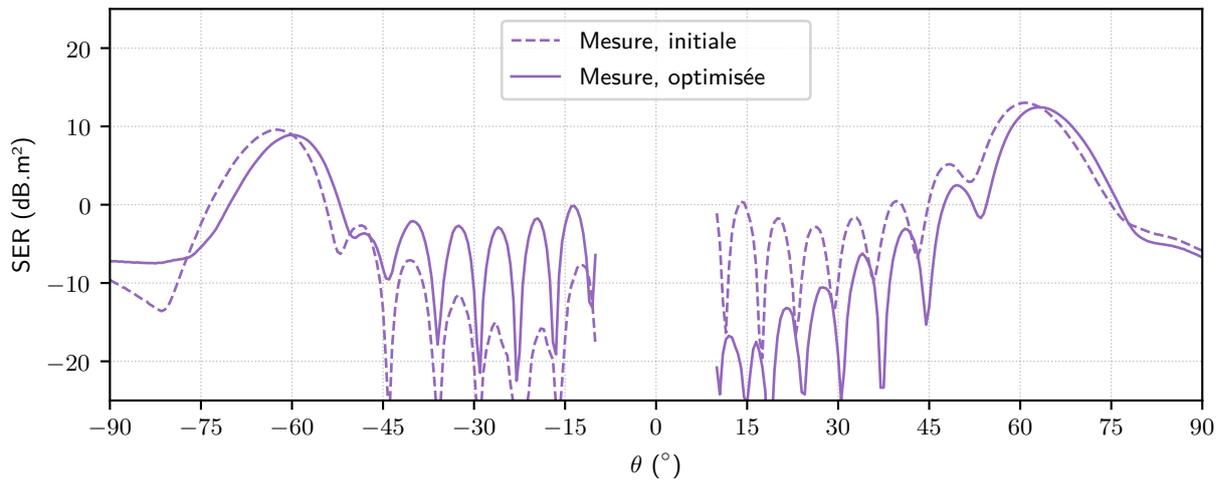


FIGURE B.6 – Coupes à  $f = 7,8$  GHz dans les hologrammes des métasurfaces à réflexion anormale.

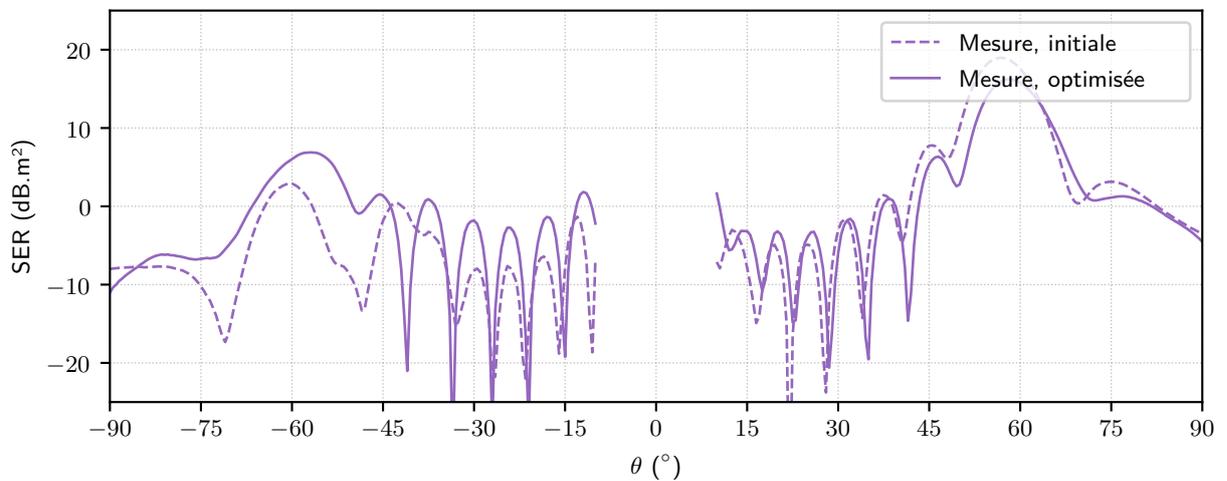


FIGURE B.7 – Coupes à  $f = 8,2$  GHz dans les hologrammes des métasurfaces à réflexion anormale.



## Annexe C

### Tableau récapitulatif des optimisations de transitions diélectriques

TABLEAU C.1 – Récapitulatif des optimisations menées sur tous les cas. Les  $h$  sont en millimètres, les  $\theta$  en degrés et toutes les performances en décibels.

Cas	Caractéristiques de l'optimisation						Performances		
	$(Q_1, Q_o, Q_2)$	$h_1$	$h_2$	$\epsilon_{r,1}$	$\epsilon_{r,2}$	$[\theta_1 : \theta_2]$	Modèle	HFSS	Mesure
1	(15, 15, 0)	3,175	1,575	$2,2 - 0,00198j$	$2,2 - 0,00198j$	[10 : 45]	9,45	8,23	6,1
2	(5, 12, 6)	3,175	1,575	$2,2 - 0,00198j$	$2,2 - 0,00198j$	[25 : 55]	5,17	4,23	1,7
3	(4, 13, 8)	3,175	1,270	$2,2 - 0,00198j$	$10,2 - 0,0357j$	[8 : 28]	7,05	6,10	0
4	(4, 13, 8)	1,905	1,575	$9,8 - 0,0196j$	$2,2 - 0,00198j$	[8 : 38]	9,26	6,81	X
5	(15, 12, 3)	1,905	1,905	$3,27 - 0,00654j$	$9,8 - 0,0196j$	[15 : 45]	7,19	0	X
6	(15, 12, 3)	1,905	1,905	$9,8 - 0,0196j$	$3,27 - 0,00654j$	[15 : 45] [15 : 30]	7,91	3,86 5,72	X X



## Annexe D

### Étude de sensibilité aux tolérances de fabrication. Cas 2, 4 et 5.

La section 4.5 propose une étude de sensibilité sur les différents cas étudiés. Elle élude la présentation des cas 2, 4 et 5 car le cas 1, représentatif de ces quatre cas est présenté seul. Cette annexe reprend les tracés associés aux cas 2, 4 et 5 en figures D.1, D.2 et D.3.

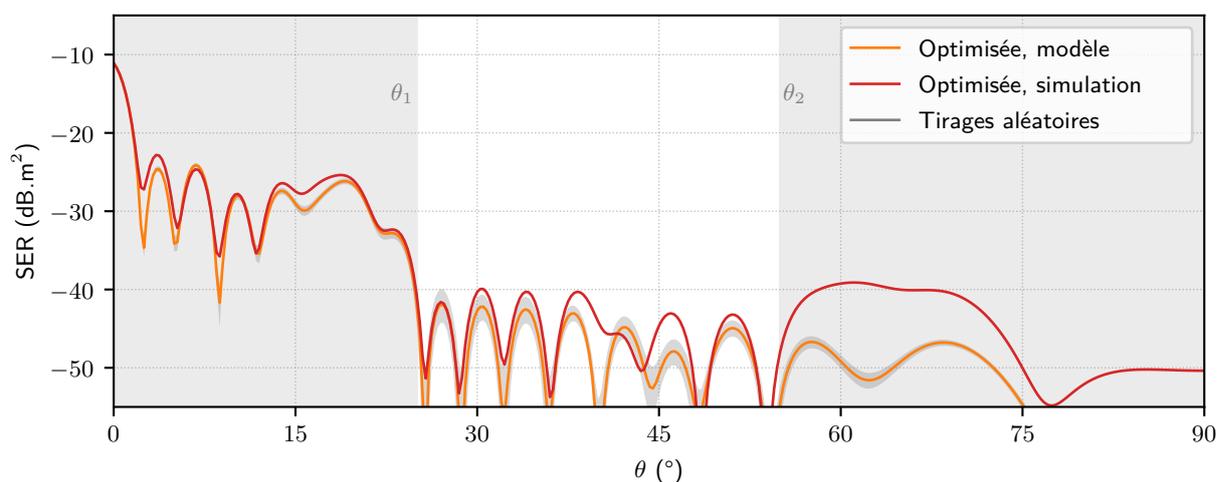


FIGURE D.1 – SER monostatiques optimisées de la transition diélectrique du cas 2 en simulation et à l'aide du modèle. 1000 tirages aléatoires sont effectués à l'aide du modèle en tenant compte de  $\delta_\varphi$ , 95% des SER associées à ces tirages sont contenues dans l'enveloppe représentée.

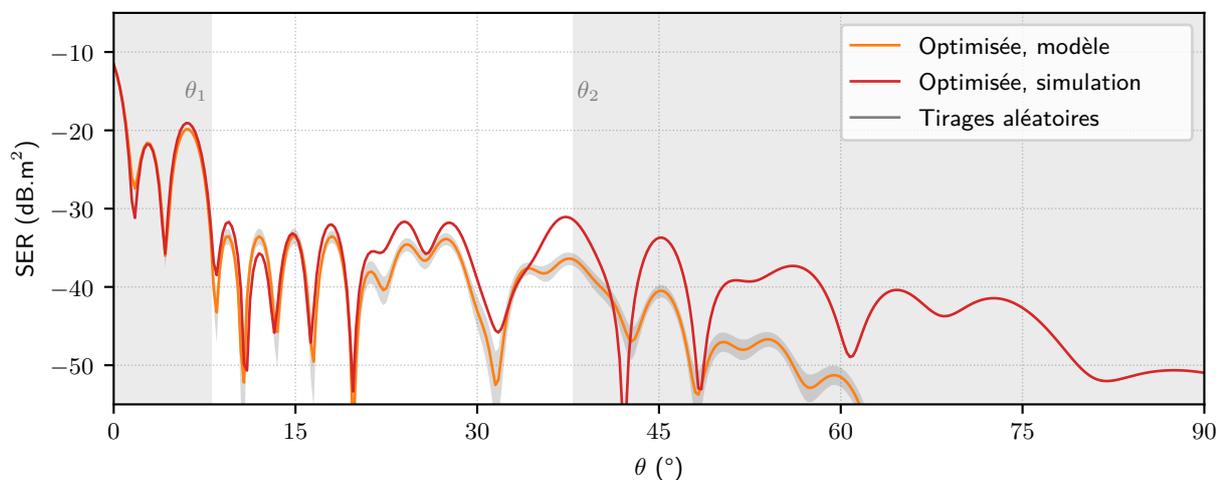


FIGURE D.2 – SER monostatiques optimisées de la transition diélectrique du cas 3 en simulation et à l'aide du modèle. 1000 tirages aléatoires sont effectués à l'aide du modèle en tenant compte de  $\delta_\varphi$ , 95% des SER associées à ces tirages sont contenues dans l'enveloppe représentée.

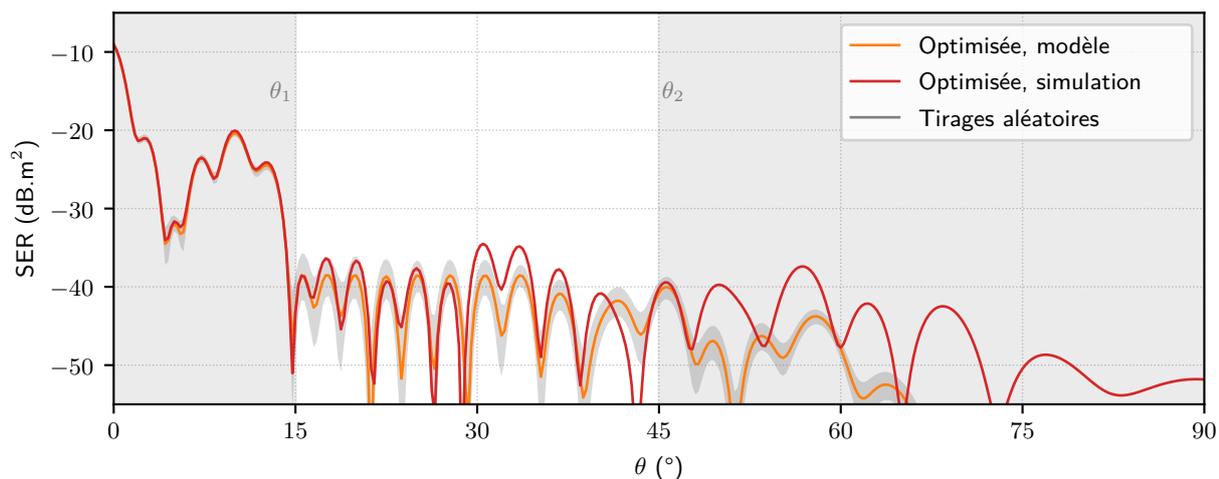


FIGURE D.3 – SER monostatiques optimisées de la transition diélectrique du cas 5 en simulation et à l'aide du modèle. 1000 tirages aléatoires sont effectués à l'aide du modèle en tenant compte de  $\delta_\varphi$ , 95% des SER associées à ces tirages sont contenues dans l'enveloppe représentée.

# Annexe E

## Publications

---

### Publications dans un journal

M. Elineau, R. Loison, S. Méric, R. Gillard, P. Pagani, G. Mazé-Merceur, P. Pouliguen "RCS prediction and optimisation for anomalous reflection metasurfaces using Floquet analysis". International journal of microwave technologies (article accepté).

### Conférences internationales

M. Elineau, R. Loison, S. Méric, R. Gillard, P. Pagani, G. Mazé-Merceur, P. Pouliguen. "Multimode scattering matrix optimisation for the mitigation of harmonics in anomalous reflection metasurfaces". Proceedings of the 51st European Microwave Conference.

### Conférences nationales

M. Elineau, R. Loison, S. Méric, R. Gillard, P. Pagani, G. Mazé-Merceur, P. Pouliguen. "Réduction du niveau des harmoniques pour la réflexion anormale grâce à l'optimisation de la matrice de couplage des modes de Floquet". JNM 2022 : 22èmes Journées Nationales Microondes, Juin 2022, Limoges, France.

### Journées et séminaires

M. Elineau, R. Loison, S. Méric, R. Gillard, P. Pagani, G. Mazé-Merceur, P. Pouliguen. "Contrôle de la réflexion à l'aide de métasurfaces. Méthode de réduction du niveau des réflexions parasites". 8e Journées d'études Electromagnétisme et Guerre Electronique, Décembre 2021, ISAE Supaéro, Toulouse, France.



## Liste des figures

---

1.1	Configuration du maître nageur de Feynman. . . . .	4
1.2	Application du principe de Fermat. . . . .	5
1.3	Réflexion d'une onde plane sur un objet de forme quelconque. . . . .	6
1.4	Composantes tangentielles des champs incidents et réfléchis. . . . .	7
1.5	Champs totaux tangents à la surface de réflexion. . . . .	8
1.6	Réflexion d'une onde plane, cas général. . . . .	9
1.7	Réflexion dans un plan en configuration TE. . . . .	9
1.8	Deux exemples de procédé de fabrication de métasurfaces. . . . .	13
1.9	Illustration du principe de <i>cloaking</i> . . . . .	14
1.10	Familles de métasurfaces. . . . .	15
1.11	Principe du réseau réflecteur. . . . .	17
1.12	Principe du transport de la puissance des zones passives vers les zones actives. . . . .	18
1.13	Cellule, super cellule et maille. . . . .	19
1.14	Distribution de puissance dans les modes de diffraction. . . . .	20
1.15	Repère associé à une cible radar. . . . .	21
1.16	SER d'une sphère métallique. . . . .	23
1.17	Types de diffractions possibles selon la forme d'un objet. . . . .	24
1.18	Exemple d'une métasurface à faible SER. . . . .	25
1.19	Métasurface à faible SER sur une large bande angulaire. . . . .	25
1.20	Camouflage d'une structure diélectrique intrusive. . . . .	26
2.1	Ouverture rayonnante et son équivalent en densités de courants. . . . .	28
2.2	Cellule rayonnante, cas général. . . . .	29
2.3	Cellule rayonnante, cas simplifié. . . . .	30
2.4	SER bistatique d'une plaque métallique éclairée sous une incidence $\theta_i = 0^\circ$ . . . . .	32
2.5	SER bistatique d'une plaque métallique éclairée sous une incidence $\theta_i = 45^\circ$ . . . . .	32
2.6	SER monostatiques d'une plaque métallique, modèle et optique physique. . . . .	32
2.7	Réflexion dans un mode de Floquet, précision des grandeurs utiles . . . . .	34
2.8	Plaque diélectrique utilisée pour éprouver le modèle de rayonnement analytique . . . . .	36
2.9	Environnement de simulation semi infini utilisé sur HFSS, adapté à la simulation de bandes. . . . .	36
2.10	SER monostatiques d'une bande diélectrique et d'une plaque métallique, modèle. . . . .	37
2.11	SER monostatiques d'une bande diélectrique, modèle et simulation. . . . .	38
2.12	SER monostatiques de plaque diélectrique, modèle, simulation et mesure. . . . .	38
2.13	Réflexion anormale dans un plan $\mathcal{P}$ d'une onde plane TM en une autre onde plane TM. . . . .	39
2.14	Gradient le long de $\vec{u}_y$ à réaliser pour effectuer la transformation souhaitée. . . . .	40
2.15	Réflexion anormale proposée, sélection de trois valeurs de $\varphi$ . . . . .	40
2.16	Discrétisation du gradient de phase. . . . .	41
2.17	Réponse en phase d'une cellule H. . . . .	41

2.18	SER bistatique de la métasurface synthétisée, obtenue en simulation rigoureuse. . . . .	42
2.19	SER bistatiques de la première métasurface synthétisée, modèle et simulation. . . . .	42
3.1	Rappel de la SER bistatique de la première métasurface synthétisée, simulation. . . . .	46
3.2	Représentation de deux modes de Floquet. . . . .	46
3.3	La supercellule et ses paramètres géométriques. . . . .	47
3.4	Comparaison globale des SER bistatiques. Simulation et deux façons d'utiliser le modèle. . . . .	49
3.5	Maillage des patches d'une simulation de type Floquet achevée. . . . .	50
3.6	Évolution des réponses en phase des cellules après le processus d'optimisation. . . . .	51
3.7	Évolution du diagramme obtenu à partir de l'utilisation des paramètres $S$ . . . . .	52
3.8	Évolution des diagrammes, tracé global. . . . .	52
3.9	Réponses en phase des cellules dans chacun des trois cas étudiés. . . . .	53
3.10	SER bistatiques initiales du second cas, modèle et simulation. . . . .	54
3.11	Évolution des réponses en phase suite à l'optimisation du second cas. . . . .	55
3.12	Évolution de la SER bistatique du second cas obtenue à l'aide du modèle. . . . .	55
3.13	Évolution des SER bistatiques du second cas, modèle et simulation. . . . .	56
3.14	Évolution des SER bistatiques du dernier cas, modèle et simulation. . . . .	56
3.15	Surface à réflexion anormale fabriquée et dimension associée. Surface initiale. . . . .	58
3.16	Motifs imprimés sur la surface initiale (à gauche) et sur la surface optimisée (à droite). . . . .	58
3.17	SER bistatiques du cas $l = 3$ mm, initiale ou optimisée, modèle de rayonnement et mesure. . . . .	59
3.18	SER bistatiques du cas $l = 3$ mm, initiale ou optimisée, simulation et mesure. . . . .	59
4.1	Section d'un objet présentant une transition de coefficient de réflexion à sa surface. . . . .	62
4.2	Transition plane étudiée, définition des conditions d'éclairement. . . . .	62
4.3	Structure de base la plus simple pour l'étude de la transition diélectrique. . . . .	63
4.4	Exemple de structure typique étudiée. Détail des caractéristiques. . . . .	63
4.5	SER monostatique de la structure typique et schématisation du problème. . . . .	64
4.6	Diagramme de synthèse résumant la méthode d'optimisation. . . . .	65
4.7	Structure typique discrétisée en réseau et représentation en coefficients de réflexion. . . . .	65
4.8	Cellule de type patch carré typique et réponse en phase associée. . . . .	67
4.9	Structure de base du cas 1 et sa zone d'optimisation. . . . .	69
4.10	Réponse en phase d'une cellule de type patch carré sur le substrat du cas 1. . . . .	69
4.11	SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 1 avant et après optimisation. . . . .	70
4.12	SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 1 en simulation rigoureuse. . . . .	71
4.13	Structure de base du cas 2 et sa zone d'optimisation. . . . .	71
4.14	Réponse en phase d'une cellule de type patch carré sur le substrat du cas 2. . . . .	72
4.15	SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 2 avant et après optimisation. . . . .	72
4.16	SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 2 en simulation rigoureuse. . . . .	73
4.17	Structure de base du cas 3 et sa zone d'optimisation. . . . .	73
4.18	Réponse en phase d'une cellule de type patch carré sur le substrat du cas 3. . . . .	73
4.19	SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 3 avant et après optimisation. . . . .	74
4.20	SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 3 en simulation rigoureuse. . . . .	75
4.21	Structure de base du cas 4 et sa zone d'optimisation. . . . .	75
4.22	Réponse en phase d'une cellule de type patch carré sur le substrat du cas 4. . . . .	75
4.23	SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 4 avant et après optimisation. . . . .	76
4.24	SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 4 en simulation rigoureuse. . . . .	76
4.25	Structure de base du cas 5 et sa zone d'optimisation. . . . .	77
4.26	Réponse en phase d'une cellule de type patch carré sur le substrat du cas 5. . . . .	77
4.27	SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 6 avant et après optimisation. . . . .	77
4.28	SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 5 en simulation rigoureuse. . . . .	78
4.29	Structure de base du cas 6 et sa zone d'optimisation. . . . .	78
4.30	Réponse en phase d'une cellule de type patch carré sur le substrat du cas 6. . . . .	79
4.31	SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 5 avant et après optimisation. . . . .	79

4.32	SER monostatiques de la transition diélectrique du cas 6 en simulation rigoureuse. . . . .	80
4.33	SER monostatiques optimisées bruitées de la transition diélectrique du cas 1. . . . .	82
4.34	SER monostatiques optimisées bruitées de la transition diélectrique du cas 3. . . . .	82
4.35	SER monostatiques optimisées bruitées de la transition diélectrique du cas 6. . . . .	82
5.1	Présentation de l'arche 3D et de la configuration de mesure monostatique TE. . . . .	86
5.2	L'arche 3D en configuration de mesure bistatique TM. . . . .	87
5.3	Chambre vide utilisée pour le traitement des mesures. . . . .	88
5.4	Sphère étalon utilisée pour le traitement des mesures. . . . .	89
5.5	Illustration des bords d'attaque et de fuite observés sous incidence oblique. . . . .	89
5.6	Réponse impulsionnelle non filtrée et filtrée d'une plaque diélectrique. . . . .	90
5.7	Hologramme de la plaque diélectrique. . . . .	90
5.8	Coupe à 12 GHz dans l'hologramme de la plaque diélectrique. . . . .	91
5.9	Choix de la dimension suivant $\vec{u}_x$ des plaques réalisées. . . . .	92
5.10	Cale utilisée pour rehausser les demi-plaques d'épaisseurs $h_2$ . . . . .	92
5.11	Support bloc de Rhoacell accueillant les demi-plaques assemblées. . . . .	93
5.12	Rappel des caractéristiques principales $Q_i$ , $h_i$ et $\epsilon_{r,i}$ pour chaque cas. . . . .	93
5.13	demi-plaque optimisée du cas 1 et dimensions associées. . . . .	94
5.14	Jonction et planéité de l'assemblage de demi-plaques. . . . .	94
5.15	Plaque initiale et plaque optimisée du cas 1. . . . .	94
5.16	Caractéristiques géométriques, plaque initiale et plaque optimisée du cas 2. . . . .	95
5.17	Caractéristiques géométriques, plaque initiale et plaque optimisée du cas 3. . . . .	96
5.18	Réponses impulsionnelles filtrées du cas 1. Plaque initiale et plaque optimisée. . . . .	97
5.19	SER de plaque initiale et optimisée du cas 1 avec le modèle ou en mesure. . . . .	97
5.20	SER de plaque initiale et optimisée du cas 1 en simulation ou en mesure. . . . .	98
5.21	SERs de plaque du cas 1 avec le modèle ou en mesure. Plage angulaire restreinte. . . . .	98
5.22	Hologramme de la plaque optimisée du cas 1. . . . .	99
5.23	Coupes en $\theta = 10^\circ$ et $\theta = 20^\circ$ dans les hologrammes du cas 1. . . . .	99
5.24	Évolution avec la fréquence de la performance de l'optimisation du cas 1. . . . .	100
5.25	SER de plaque initiale et optimisée du cas 2 avec le modèle ou en mesure. . . . .	100
5.26	SER de plaque initiale et optimisée du cas 2 en simulation ou en mesure. . . . .	101
5.27	SER de plaque initiale et optimisée du cas 3 avec le modèle ou en mesure. . . . .	101
5.28	SER de plaque initiale et optimisée du cas 3 en simulation ou en mesure. . . . .	102
A.1	Ensemble des modes propagatifs à 14 GHz. . . . .	II
B.1	Hologramme de la métasurface à réflexion anormale initiale. . . . .	III
B.2	Hologramme de la métasurface à réflexion anormale optimisée. . . . .	IV
B.3	Coupes à $\theta = 60^\circ$ dans les hologrammes des métasurfaces à réflexion anormale. . . . .	IV
B.4	Coupes à $\theta = -60^\circ$ dans les hologrammes des métasurfaces à réflexion anormale. . . . .	IV
B.5	Performance, en fréquence, de l'optimisation de la métasurface à réflexion anormale. . . . .	V
B.6	Coupes à $f = 7,8$ GHz dans les hologrammes des métasurfaces à réflexion anormale. . . . .	V
B.7	Coupes à $f = 8,2$ GHz dans les hologrammes des métasurfaces à réflexion anormale. . . . .	V
D.1	SER monostatiques optimisées bruitées de la transition diélectrique du cas 2. . . . .	IX
D.2	SER monostatiques optimisées bruitées de la transition diélectrique du cas 3. . . . .	X
D.3	SER monostatiques optimisées bruitées de la transition diélectrique du cas 5. . . . .	X



## Liste des tableaux

---

2.1	Paramètres géométriques de la supercellule pour la première synthèse. . . . .	41
3.1	Paramètres géométriques des cellules en H constituant une supercellule initiale. . . . .	48
3.2	Matrice de couplage de la supercellule initiale. . . . .	48
3.3	Évolution des paramètres $S_{m,0}$ à l'issue du processus d'optimisation. . . . .	50
3.4	Évolution de la géométrie des cellules et de leur réponse en phase. . . . .	51
3.5	Matrice de couplage de la supercellule initiale pour le second cas. . . . .	53
3.6	Paramètres géométriques de la supercellule initiale pour le second cas. . . . .	53
3.7	Évolution des paramètres $S_{m,0}$ à l'issue du processus d'optimisation pour le second cas. . . . .	54
3.8	Évolution de la géométrie des cellules et de leur réponse en phase, second cas. . . . .	54
3.9	Évolution des paramètres $S_{m,0}$ à l'issue du processus d'optimisation pour le dernier cas. . . . .	56
3.10	Évolution de la géométrie des cellules et de leur réponse en phase, dernier cas. . . . .	56
4.1	Réponses en phase $\varphi_q$ et dimensions $L_q$ des cellules optimisées du cas 1. . . . .	70
4.2	Réponses en phase $\varphi_q$ et dimensions $L_q$ des cellules optimisées du cas 2. . . . .	72
4.3	Réponses en phase $\varphi_q$ et dimensions $L_q$ des cellules optimisées du cas 3. . . . .	74
4.4	Réponses en phase $\varphi_q$ et dimensions $L_q$ des cellules optimisées du cas 4. . . . .	76
4.5	Réponses en phase $\varphi_q$ et dimensions $L_q$ des cellules optimisées du cas 5. . . . .	78
4.6	Réponses en phase $\varphi_q$ et dimensions $L_q$ des cellules optimisées du cas 6. . . . .	79
5.1	Caractéristiques principales du cas 1. . . . .	93
5.2	Caractéristiques principales du cas 2. . . . .	95
5.3	Caractéristiques principales du cas 3. . . . .	96
C.1	Récapitulatif des optimisations menées. . . . .	VII



## Bibliographie

---

- [1] R. FEYNMAN, R. LEIGHTON et M. SANDS, *The Feynman lectures on physics*. 1964.
- [2] N. YU et F. CAPASSO, *Flat optics with designer metasurfaces*, 2014.
- [3] N. YU, P. GENEVET, M. A. KATS et al., "Light Propagation with Phase Discontinuities : Generalized Laws of Reflection and Refraction," *Science*, t. 334, 2011.
- [4] H. T. CHEN, A. J. TAYLOR et N. YU, *A review of metasurfaces : Physics and applications*, juin 2016.
- [5] R. LANGLEY et E. PARKER, "Equivalent circuit model for arrays of square loops," *Electronic letters*, t. 18, 7 1982.
- [6] O. LUUKKONEN, C. SIMOVSKI, G. GRANET et al., "Simple and accurate analytical model of planar grids and high-impedance surfaces comprising metal strips or patches," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 56, 6 juin 2008.
- [7] A. GUARRIELLO, G. COURTIN, R. LOISON et R. GILLARD, "A General Equivalent Circuit Model for Phoenix Cells," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 69, 11 nov. 2021.
- [8] C. HUYGENS, *Traité de la lumière*. 1678.
- [9] A. E. H. LOVE, "The Integration of the Equations of Propagation of Electric Waves," *Philosophical transactions*, t. 197, 1901.
- [10] S. A. SCHELKUNOFF, "Some Equivalence Theorems of Electromagnetics and Their Application to Radiation Problems," *The Bell System Technical Journal*, t. 15, 1 1936.
- [11] S. A. TRETYAKOV, "Metasurfaces for general transformations of electromagnetic fields," *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, t. 373, 2049 août 2015.
- [12] M. M. ELSAWY, S. LANTERI, R. DUVIGNEAU, J. A. FAN et P. GENEVET, *Numerical Optimization Methods for Metasurfaces*, oct. 2020.
- [13] L. MOUSTAFA, R. GILLARD, F. PERIS, R. LOISON, H. LEGAY et E. GIRARD, "The phoenix cell : A new reflectarray cell with large bandwidth and rebirth capabilities," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, t. 10, 2011.
- [14] G. COURTIN, R. GILLARD, R. LOISON, D. BRESCIANI et M. ROMIER, "Dual-band capabilities of the fourth order phoenix cell for reflectarrays antennas," 2019.
- [15] N. A. ISLAM et S. CHOI, "Compact folded dipole metasurface for high anomalous reflection angles with low harmonic levels," *Scientific Reports*, t. 10, 1 déc. 2020.
- [16] A. DÍAZ-RUBIO, V. S. ASADCHY, A. ELSAKKA et S. A. TRETYAKOV, "From the generalized reflection law to the realization of perfect anomalous reflectors," *Science advances*, t. 3, 8 2017.

- [17] V. S. ASADCHY, I. A. FANIAYEU, Y. RA'DI, S. A. KHAKHOMOV, I. V. SEMCHENKO et S. A. TRETYAKOV, "Broadband reflectionless metasheets : Frequency-selective transmission and perfect absorption," *Physical Review X*, t. 5, 3 2015.
- [18] J. B. PENDRY, D. SCHURIG et D. R. SMITH, "Controlling electromagnetic fields," *Science*, t. 312, 5781 juin 2006.
- [19] Y. XU, Y. FU et H. CHEN, "Steering light by a sub-wavelength metallic grating from transformation optics," *Scientific Reports*, t. 5, juill. 2015.
- [20] W. CAI, U. K. CHETTIAR, A. V. KILDISHEV et V. M. SHALAEV, "Optical cloaking with metamaterials," *Nature Photonics*, t. 1, 4 avr. 2007.
- [21] A. MONTI, J. C. SORIC, A. ALÙ, A. TOSCANO et F. BILOTTI, "Anisotropic Mantle Cloaks for TM and TE Scattering Reduction," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 63, 4 avr. 2015.
- [22] S. MACI, G. MINATTI, M. CASALETTI et M. BOSILJEVAC, "Metasurfing : Addressing waves on impenetrable metasurfaces," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, t. 10, 2011.
- [23] A. K. IYER, A. ALU et A. EPSTEIN, "Metamaterials and Metasurfaces-Historical Context, Recent Advances, and Future Directions," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 68, 3 mars 2020.
- [24] H. HADDAD, R. LOISON, R. GILLARD, A. HARMOUCH et A. JRAD, "A combination of transformation optics and surface impedance modulation to design compact retrodirective reflectors," *AIP Advances*, t. 8, 2 fév. 2018.
- [25] H. HADDAD, R. LOISON, R. GILLARD, A. HARMOUCH et A. JRAD, "Mitigation of Parasitic Reflections over Periodic Surface Impedance Modulated Panels," 2019.
- [26] O. QUEVEDO-TERUEL, H. CHEN, A. DÍAZ-RUBIO et al., "Roadmap on metasurfaces," *Journal of Optics (United Kingdom)*, t. 21, 7 juill. 2019.
- [27] S. B. GLYBOVSKI, S. A. TRETYAKOV, P. A. BELOV, Y. S. KIVSHAR et C. R. SIMOVSKI, *Metasurfaces : From microwaves to visible*, mai 2016.
- [28] B. A. MUNK, *Frequency selective surfaces*. 2000.
- [29] B. A. MUNK, *Finite Antenna Arrays and FSS*. 2003.
- [30] K. SARABANDI et N. BEHDAD, "A frequency selective surface with miniaturized elements," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 55, 5 mai 2007.
- [31] F. COSTA, A. MONORCHIO et G. MANARA, "Efficient analysis of frequency-selective surfaces by a simple equivalent-circuit model," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, t. 54, 4 2012.
- [32] D. SIEVENPIPER, L. ZHANG, R. F. J. BROAS, N. G. ALEXÓPOLOUS et E. YABLONOVITCH, "High-Impedance Electromagnetic Surfaces with a Forbidden Frequency Band," *Ieee Transactions On Microwave Theory And Techniques*, t. 47, 11 1999.
- [33] A. P. FERESIDIS, G. GOUSSETIS, S. WANG et J. C. VARDAXOGLU, "Artificial magnetic conductor surfaces and their application to low-profile high-gain planar antennas," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 53, 1 | jan. 2005.
- [34] G. GOUSSETIS, A. P. FERESIDIS et J. C. VARDAXOGLU, "Tailoring the AMC and EBG characteristics of periodic metallic arrays printed on grounded dielectric substrate," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 54, 1 2006.
- [35] A. GUARRIELLO, D. BRESCIANI, H. LEGAY, G. GOUSSETIS et R. LOISON, "Design of Circularly Polarized and Highly Depointing Reflectarrays with high polarization purity," 2022.
- [36] Y. YE et S. HE, "90° polarization rotator using a bilayered chiral metamaterial with giant optical activity," *Applied Physics Letters*, t. 96, 20 mai 2010.
- [37] C. PFEIFFER et A. GRBIC, "Metamaterial Huygens' surfaces : Tailoring wave fronts with reflectionless sheets," *Physical Review Letters*, t. 110, 19 mai 2013.

- [38] Y. ZHAO, M. A. BELKIN et A. ALÙ, "Twisted optical metamaterials for planarized ultrathin broadband circular polarizers," *Nature Communications*, t. 3, 2012.
- [39] S. SUN, Q. HE, S. XIAO, Q. XU, X. LI et L. ZHOU, "Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves," *Nature Materials*, t. 11, 5 2012.
- [40] S. N. TCVETKOVA, S. MACI et S. A. TRETYAKOV, "A review of exact solutions for conversion of a surface wave into a propagating wave," t. 1461, avr. 2020.
- [41] N. LAWRENCE, J. TREVINO et L. D. NEGRO, "Aperiodic arrays of active nanopillars for radiation engineering," t. 111, juin 2012.
- [42] J. HUANG et J. A. ENCINAR, *Reflectarray antennas*. 2008.
- [43] L. MARNAT, "Développement de techniques de synthèse de réseaux réflecteurs imprimés - Application à la conception d'antennes spatiales bipolarisées en bande Ku," 2009.
- [44] G. MINATTI, M. FAENZI, E. MARTINI et al., "Modulated Metasurface Antennas for Space : Synthesis, Analysis and Realizations," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 63, 4 avr. 2015.
- [45] S. M. KAMALI, E. ARBABI, A. ARBABI et A. FARAON, *A review of dielectric optical metasurfaces for wavefront control*, juin 2018.
- [46] E. MARTINI et S. MACI, "Modulated Metasurfaces for Microwave Field Manipulation : Models, Applications, and Design Procedures," *IEEE Journal of Microwaves*, t. 2, 1 nov. 2021.
- [47] V. S. ASADCHY, M. ALBOOYEH, S. N. TCVETKOVA, A. DÍAZ-RUBIO, Y. RA'DI et S. A. TRETYAKOV, "Perfect control of reflection and refraction using spatially dispersive metasurfaces," *Physical Review B*, t. 94, 7 août 2016.
- [48] K. ACHOURI, M. A. SALEM et C. CALOZ, "General Metasurface Synthesis Based on Susceptibility Tensors," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 63, 7 juill. 2015.
- [49] G. LAVIGNE, K. ACHOURI, V. S. ASADCHY, S. A. TRETYAKOV et C. CALOZ, "Susceptibility Derivation and Experimental Demonstration of Refracting Metasurfaces Without Spurious Diffraction," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 66, 3 mars 2018.
- [50] V. TIUKUVAARA, T. J. SMY, K. ACHOURI et S. GUPTA, "Surface Susceptibilities as Compact Full-Wave Simulation Models of Fully-Reflective Volumetric Metasurfaces," *arXiv*, juill. 2021.
- [51] E. F. KUESTER, M. A. MOHAMED, M. PIKET-MAY et C. L. HOLLOWAY, *Averaged Transition Conditions for Electromagnetic Fields at a Metafilm*, oct. 2003.
- [52] A. C. OVERVIG, S. C. MALEK et N. YU, "Multifunctional Nonlocal Metasurfaces," *Physical Review Letters*, t. 125, 1 mai 2020.
- [53] N. M. ESTAKHRI et A. ALÙ, "Wave-front transformation with gradient metasurfaces," *Physical Review X*, t. 6, 4 2016.
- [54] G. COURTIN, R. GILLARD, R. LOISON, H. LEGAY et P. DAQUIN, "On the Link between Leaky-Wave Mechanism and Parasitic Resonances Observed in a Reflecting Periodic Surface Made of Phoenix Cells," 2021.
- [55] D. H. KWON et S. A. TRETYAKOV, "Perfect reflection control for impenetrable surfaces using surface waves of orthogonal polarization," *Physical Review B*, t. 96, 8 août 2017.
- [56] B. LIU, W. ZHAO et Y. JIANG, "Apparent Negative Reflection with the Gradient Acoustic Metasurface by Integrating Supercell Periodicity into the Generalized Law of Reflection," *Scientific Reports*, t. 6, déc. 2016.
- [57] O. QUEVEDO-TERUEL, Q. CHEN, F. MESA, N. J. G. FONSECA et G. VALERIO, "On the Benefits of Glide Symmetries for Microwave Devices," *IEEE Journal of Microwaves*, t. 1, 1 jan. 2021.
- [58] B. FISCHER, G. VALERIO et S. MEMBER, "Ultra-Wideband Homogenization of Glide-Symmetric Holey Parallel-Plate Waveguides," 2021.

- [59] P. CASTILLO-TAPIA, F. MESA et O. QUEVEDO-TERUEL, "Multimodal Transfer Matrix Approach for the Analysis and Fundamental Understanding of Periodic Structures with Higher Symmetries," 2022.
- [60] B. FISCHER et G. VALERIO, "Homogénéisation large bande de métasurfaces creuses avec symétrie glissée pour antennes à lentille plane," 2022.
- [61] F. GIUSTI, Q. CHEN, F. MESA, M. ALBANI et O. QUEVEDO-TERUEL, "Efficient Bloch Analysis of General Periodic Structures with a Linearized Multimodal Transfer-Matrix Approach," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2022.
- [62] J. CHENG, S. INAMPUDI et H. MOSALLAEI, "Optimization-based Dielectric Metasurfaces for Angle-Selective Multifunctional Beam Deflection," *Scientific Reports*, t. 7, 1 déc. 2017.
- [63] Y. RA'DI, D. L. SOUNAS et A. ALÙ, "Metagratings : Beyond the Limits of Graded Metasurfaces for Wave Front Control," *Physical Review Letters*, t. 119, 6 août 2017.
- [64] V. POPOV, F. BOUST et S. N. BUROKUR, "Controlling Diffraction Patterns with Metagratings," *Physical Review Applied*, t. 10, 1 juill. 2018.
- [65] V. POPOV, M. YAKOVLEVA, F. BOUST, J. L. PELOUARD, F. PARDO et S. N. BUROKUR, "Designing Metagratings via Local Periodic Approximation : From Microwaves to Infrared," *Physical Review Applied*, t. 11, 4 avr. 2019.
- [66] V. POPOV, F. BOUST et S. N. BUROKUR, "Constructing the near field and far field with reactive metagratings : Study on the degrees of freedom," *Physical Review Applied*, t. 11, 2 fév. 2019.
- [67] O. RABINOVICH et A. EPSTEIN, "Arbitrary Diffraction Engineering with Multilayered Multielement Metagratings," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 68, 3 mars 2020.
- [68] V. POPOV, "Conformal and reconfigurable sparse metasurfaces : advanced analytical models and antenna applications," 2020.
- [69] V. POPOV, S. N. BUROKUR et F. BOUST, "Conformal sparse metasurfaces for wavefront manipulation," *Physical Review Applied*, t. 14, 4 jan. 2020.
- [70] C. YEPES, M. FAENZI, S. MACI et E. MARTINI, "Perfect non-specular reflection with polarization control by using a locally passive metasurface sheet on a grounded dielectric slab," *Applied Physics Letters*, t. 118, 23 juin 2021.
- [71] V. POPOV, T. LEPETIT, F. BOUST et S. N. BUROKUR, "Sparse Metasurfaces : From Theory to Practical Implementations," 2021.
- [72] S. A. NAUROZE, L. S. NOVELINO, M. M. TENTZERIS et G. H. PAULINO, "Continuous-range tunable multilayer frequency-selective surfaces using origami and inkjet printing," *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, t. 115, 52 déc. 2018.
- [73] A. M. SHALTOUT, V. M. SHALAEV et M. L. BRONGERSMA, *Spatiotemporal light control with active metasurfaces*, 2019.
- [74] A. CASOLARO, A. TOSCANO, A. ALU et F. BILOTTI, "Dynamic Beam Steering with Reconfigurable Metagratings," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 68, 3 mars 2020.
- [75] M. D. RENZO, F. H. DANUFANE, X. XI, J. de ROSNY et S. TRETYAKOV, "Analytical Modeling of the Path-Loss for Reconfigurable Intelligent Surfaces – Anomalous Mirror or Scatterer?," jan. 2020.
- [76] A. PITILAKIS, O. TSILIPAKOS, F. LIU et al., "A Multi-Functional Reconfigurable Metasurface : Electromagnetic Design Accounting for Fabrication Aspects," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 69, 3 mars 2021.
- [77] A. DÍAZ-RUBIO et S. TRETYAKOV, "Dual-Physics Metasurfaces for Simultaneous Manipulations of Acoustic and Electromagnetic Waves," *Physical Review Applied*, t. 14, 1 juill. 2020.
- [78] G. GRADONI, M. D. RENZO, A. DIAZ-RUBIO et al., "Smart Radio Environments," *arXiv*, nov. 2021.

- [79] M. J. HAJIAHMADI, R. FARAJI-DANA et C. CALOZ, "Metasurface-Based Time-Reversal Focusing for Brain Tumor Microwave Hyperthermia," *arXiv*, août 2021.
- [80] V. RICHARD, "Outils de synthèse pour les réseaux réflecteurs exploitant la cellule Phoenix et les réseaux de neurones," 2018.
- [81] J. HODGE, A. I. ZAGHLOUL, J. A. HODGE et K. V. MISHRA, "RF Metasurface Array Design Using Deep Convolutional Generative Adversarial Networks," 2019.
- [82] Z. L. DECK-LÉGER, N. CHAMANARA, M. SKOROBOGATYIY, M. G. SILVEIRINHA et C. CALOZ, "Uniform-velocity spacetime crystals," *Advanced Photonics*, t. 1, 5 sept. 2019.
- [83] Z.-L. DECK-LÉGER et C. CALOZ, "Motion Induced Transformation of the Dispersion and Loss Properties of an Electromagnetic Medium," 2021.
- [84] Z. LI, X. MA et C. CALOZ, "Critical Angle at a Moving Interface Formed by a Space-Time Modulation Step," *arXiv*, mars 2022.
- [85] A. SOTOODEHFAR, M. S. MIRMOOSA et S. A. TRETYAKOV, "Waves in Linear Time-Varying Dielectric Media ; Waves in Linear Time-Varying Dielectric Media," 2022.
- [86] A. BAHRAMI et C. CALOZ, "Dispersion Characteristics of Accelerated Spacetime-Modulated Media," *arXiv*, fév. 2022.
- [87] A. BAHRAMI, Z.-L. DECK-LÉGER et C. CALOZ, "Electrodynamics of Metamaterials Formed by Accelerated Modulation," août 2022.
- [88] C. CALOZ et Z. L. DECK-LEGER, "Spacetime Metamaterials-Part I : General Concepts," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 68, 3 mars 2020.
- [89] C. CALOZ et Z. L. DECK-LEGER, "Spacetime Metamaterials-Part II : Theory and Applications," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 68, 3 mars 2020.
- [90] C. CALOZ, Z.-L. DECK-LÉGER, A. BAHRAMI, O. C. VICENTE et Z. LI, "Generalized Space-Time Engineered Modulation (GSTEM) Metamaterials," *arXiv*, juill. 2022.
- [91] G. T. RUCK, D. E. BARRICK, W. D. S. TU et C. K. KRICHBAUM, *Radar Cross Section Handbook*. 2002.
- [92] E. F. KNOTT, J. F. SHAEFFER et M. T. TULEY, *Radar cross section*. 2004.
- [93] F. AUZANNEAU, "Furtivité électromagnétique," *Techniques de l'ingénieur*, 2010.
- [94] F. COMBLET, F. DAOUT, C. EYRAUD, J.-M. GEFFRIN, P. MASSALOUX et G.-P. PIAU, "Mesure de surface équivalente radar (SER) - Aspect expérimental," *Techniques de l'ingénieur*, 2010.
- [95] N. FERNEZ, "Structures périodiques et désordonnées pour l'absorption des ondes électromagnétiques," 2018.
- [96] A. Y. MODI, M. A. ALYAHYA, C. A. BALANIS et C. R. BIRTCHER, "Metasurface-Based Method for Broadband RCS Reduction of Dihedral Corner Reflectors with Multiple Bounces," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 68, 3 mars 2020.
- [97] Y. LIU, Y. JIA, W. ZHANG et F. LI, "Wideband RCS Reduction of a Slot Array Antenna Using a Hybrid Metasurface," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 68, 5 mai 2020.
- [98] Y. JIA, Y. LIU, Y. FENG et Z. ZHOU, "Low-RCS Holographic Antenna with Enhanced Gain Based on Frequency-Selective Absorber," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 68, 9 sept. 2020.
- [99] E. AMERI, S. H. ESMAELI et S. H. SEDIGHY, "Ultra Wideband Radar Cross Section Reduction by Using Polarization Conversion Metasurfaces," *Scientific Reports*, t. 9, 1 déc. 2019.
- [100] P. SU, Y. ZHAO, S. JIA, W. SHI et H. WANG, "An Ultra-wideband and Polarization-independent Metasurface for RCS Reduction," *Scientific Reports*, t. 6, fév. 2016.

- [101] J. SU, H. YU, H. YIN, Q. GUO, Z. XIAO et Z. LI, "Breaking the High-Frequency Limit and Bandwidth Expansion for Radar Cross-Section Reduction : A low-observable technology," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, t. 63, 6 déc. 2021.
- [102] T. J. CUI, M. Q. QI, X. WAN, J. ZHAO et Q. CHENG, "Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials," *Light : Science & Applications*, t. 3, 10 oct. 2014.
- [103] F. SAMADI et A. SEBAK, "Wideband, Very Low RCS Engineered Surface with a Wide Incident Angle Stability," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 69, 3 mars 2021.
- [104] R. CACOCCIOLA, B. RATNI, N. MIELEC, E. MIMOUN et S. N. BUROKUR, "Camouflaging a High-Index Dielectric Scatterer with Metasurfaces," sept. 2021.
- [105] R. CACOCCIOLA, B. RATNI, N. MIELEC, E. MIMOUN et S. N. BUROKUR, "Metasurface-tuning : A camouflaging technique for dielectric obstacles," *Journal of Applied Physics*, t. 129, 12 mars 2021.
- [106] C. BALANIS, *Antenna theory*. 2016.
- [107] R. HARRINGTON, *Time harmonic electromagnetic fields*. 2001.
- [108] S. TRETAKOV, *Analytical modeling in applied electromagnetics*. 2003.
- [109] G. FLOQUET, *Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques*, 1883.
- [110] S. YIN, E. GALIFFI et A. ALÙ, "Floquet metamaterials," *eLight*, t. 2, 1 déc. 2022.
- [111] A. K. BHATTACHARYYA, *Phased Array Antennas*. 2006.
- [112] D. POZAR, *Microwave engineering*. 2012.
- [113] H. HADDAD, "Techniques de contrôle de la réflexion d'une onde plane à l'aide de l'optique de transformation et la modulation d'impédance de surface – Application à l'aplatissement du réflecteur rétro-directif," 2018.
- [114] J. F. BONNANS, "Local analysis of Newton-type methods for variational inequalities and nonlinear programming," *Applied Mathematics and Optimization*, t. 29, 2 1994.
- [115] D. KRAFT, "A software package for sequential quadratic programming," *Forschungsbericht-Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt*, 1988.
- [116] Q. MA, Q. XIAO, Q. R. HONG, X. GAO, V. GALDI et T. J. CUI, "Digital Coding Metasurfaces : From Theory to Applications.," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, août 2022.
- [117] J. GARAT et S. MORVAN, "Le traitement du signal dans les mesures de SER," *Chocs*, 1993.
- [118] J. GARAT, P. NAUD et J. P. PRULHIÈRE, "Moyens de mesure de la surface équivalente radar," *Chocs*, 1993.
- [119] T. BENOUDIBA-CAMPANINI, "Approche parcimonieuse pour l'imagerie 3D haute résolution de surface équivalente radar," 2018.

---

**Titre :** Techniques de contrôle de la surface équivalente radar à l'aide de métasurfaces – Application à des surfaces à réflexion anormale ou à transition de propriétés en réflexion

**Mots clés :** réflexion électromagnétique, métasurfaces, surface équivalente radar, optimisation

**Résumé :** Cette thèse vise à étudier les possibilités ou les limites que peuvent offrir les métasurfaces pour des applications de contrôle de la surface équivalente radar. La surface équivalente radar (SER) d'un objet est la grandeur qui caractérise le signal rétrodiffusé par une cible lorsqu'elle est éclairée par une onde électromagnétique. Par ailleurs, de nombreuses possibilités en termes de manipulation de rayonnement électromagnétique ont été démontrées à l'aide des métasurfaces. Le comportement électromagnétique de ces structures peut être modélisé grâce à une propriété surfacique. Dès lors, il devient intéressant de s'en servir comme

un revêtement afin de manipuler la SER d'un objet. Dans ces travaux, deux applications de contrôle de SER sont proposées. L'une concerne l'optimisation du rayonnement d'une métasurface à réflexion anormale, en exploitant le caractère périodique de cette surface. La seconde propose de réduire la SER, sur une large bande angulaire, d'un objet qui présente à sa surface une transition de ses propriétés en réflexion. Les deux études exploitent un modèle analytique commun qui décrit efficacement les structures, rendant simple leur optimisation. Chaque étude fait l'objet d'une démonstration à travers une réalisation et une mesure en SER.

---

**Title :** Radar cross section control using metasurfaces – Application to anomalous reflecting surfaces and to surfaces with a transition of reflection properties.

**Keywords :** electromagnetic reflection, metasurfaces, radar cross section, optimisation

**Abstract :** The purpose of this thesis is to study the possibilities or limitations of metasurfaces for radar cross section control applications. The radar cross section (RCS) of an object is the quantity that characterises the way this object re-radiates an incoming radar excitation. In addition, many possibilities in terms of manipulation of electromagnetic radiation with metasurfaces have been demonstrated. These pseudo-periodic structures allow describing the electromagnetic behaviour of an object with a sole surface property. Therefore, it is interesting to use them as a coating to manipulate the RCS

of an object. In this work, we propose two RCS control applications. The first is about the optimisation of the radiation of an anomalous reflecting metasurface, taking profit of its periodic nature. The second one proposes a RCS reduction technique, over a large angular bandwidth, of an object that presents a transition in its reflection properties. Both studies use an analytical model that efficiently describes the structures, making their optimisation simple. Each study is supported by a demonstration with a fabricated surface characterized with a RCS measurement.