



HAL
open science

Réduction du niveau des harmoniques pour la réflexion anormale grâce à l'optimisation de la matrice de couplage des modes de Floquet

M Elineau, R Loison, S Méric, R Gillard, P Pagani, G Mazé-Merceur, P Pouliguen

► **To cite this version:**

M Elineau, R Loison, S Méric, R Gillard, P Pagani, et al.. Réduction du niveau des harmoniques pour la réflexion anormale grâce à l'optimisation de la matrice de couplage des modes de Floquet. XXIIèmes Journées Nationales Microondes, Jun 2022, Limoges, France. hal-04136171

HAL Id: hal-04136171

<https://hal.science/hal-04136171>

Submitted on 21 Jun 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.

Réduction du niveau des harmoniques pour la réflexion anormale grâce à l'optimisation de la matrice de couplage des modes de Floquet

M. Elineau¹, R. Loison¹, S. Méric¹, R. Gillard¹, P. Pagani², G. Mazé-Merceur², P. Pouliguen³

¹Univ. Rennes, INSA Rennes, CNRS, IETR-UMR 6164, 35000 Rennes

²CEA CESTA, 15 Av. des Sablières, 33114 Le Barp

³DGA, 60 Bd. du général Martial Valin, 75509 Paris

matthieu.elineau@gmail.com

Résumé — L'article présente une méthode d'optimisation permettant la réduction du niveau des harmoniques de Floquet, apparaissant lorsqu'une réflexion anormale est générée à l'aide de métasurfaces. On présente un réseau reproduisant un gradient de phase linéaire, en le discrétisant à l'aide de cellules déphaseuses. Un motif périodique, la supercellule, est identifié puis associé à une matrice de couplage des modes de Floquet. Les éléments de cette matrice sont optimisés à l'aide des paramètres géométriques de la supercellule.

1 Introduction

Parmi les nombreuses possibilités offertes par les métasurfaces [1], la réflexion anormale permet de rediriger une onde électromagnétique incidente dans une direction arbitraire [2]. Cette technique est d'un intérêt particulier pour améliorer les propriétés de réflecteurs [3], contrôler les diagrammes d'antennes [4] ou réduire des niveaux de SER (Surface Équivalente Radar) [5]. La méthode classique pour réaliser une réflexion anormale est de produire un gradient de phase au niveau de la surface réfléchissante [6]. Pour réaliser un tel gradient, en accord avec la définition d'une métasurface [7], on se sert d'éléments diffractants dont la dimension est petite devant la longueur d'onde à la fréquence considérée. La loi de phase étant par nature périodique, on peut observer sur la surface traitée la répétition d'un schéma géométrique : une *supercellule*. Des modes harmoniques de Floquet [8] peuvent alors être excités donnant lieu à des rayonnements parasites, dans des directions non désirées (la direction spéculaire par exemple). Des études précédentes ont mis en évidence l'influence sur les réflexions parasites de la forme des éléments diffractants, de leur densité spatiale ou encore de leur aspect multi-couche [9]. Cet article propose une nouvelle méthode pour réduire le niveau des réflexions parasites à travers l'optimisation d'une matrice de couplage des modes de Floquet. On commence en section 2 par décrire le processus de réflexion anormale en mettant en évidence l'apparition des directions de rayonnement parasites. La section 3 détaille la méthode d'optimisation visant à réduire ce rayonnement. Enfin, la section 4 utilise cette méthode pour montrer son efficacité en simulation.

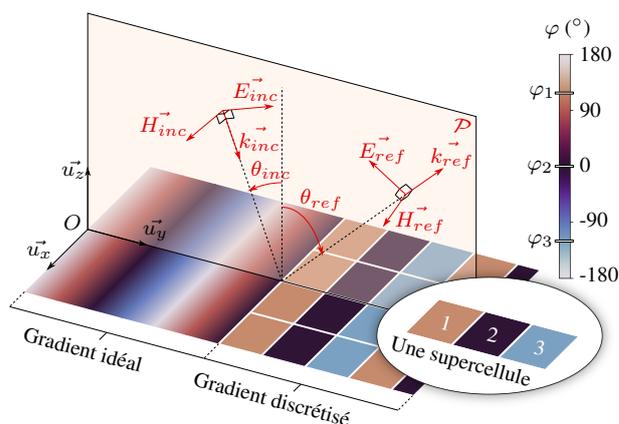


Figure 1. Réflexion anormale d'une onde plane TM dans un plan \mathcal{P} , avec une loi de phase idéale ou bien discrétisée.

2 Mise en évidence des réflexions parasites

2a Configuration de réflexion anormale

La figure 1 montre une configuration simple de réflexion anormale.

Le plan Oyz est choisi comme plan de réflexion \mathcal{P} , dans lequel va se produire la réflexion anormale. Une onde plane TM ($\vec{H}_{inc} \perp \mathcal{P}$) définie par son vecteur d'onde \vec{k}_{inc} illumine une surface du plan Oxy . Une variation de phase linéaire suivant y , à la surface, permet la transformation de l'onde plane incidente en une autre, définie par \vec{k}_{ref} , si le plan est infini et la loi de phase définie de façon continue. Les angles d'incidence θ_{inc} et de réflexion θ_{ref} sont alors reliés par la loi de Snell généralisée [6] pour la longueur d'onde de rayonnement considéré λ fixée. Si l'on veut reproduire la loi de phase requise, on peut utiliser un réseau d'éléments diffractants. L'approche courante est de découper le gradient de phase de période spatiale

$$D_y = \frac{\lambda}{\sin(\theta_{ref}) - \sin(\theta_{inc})} \quad (1)$$

dans la direction \vec{u}_y en un nombre p de cellules. Chaque cellule d'indice i contient un élément diffractant qui génère un saut de phase local φ_i correspondant à la valeur imposée par la loi de phase à cet endroit. On représente

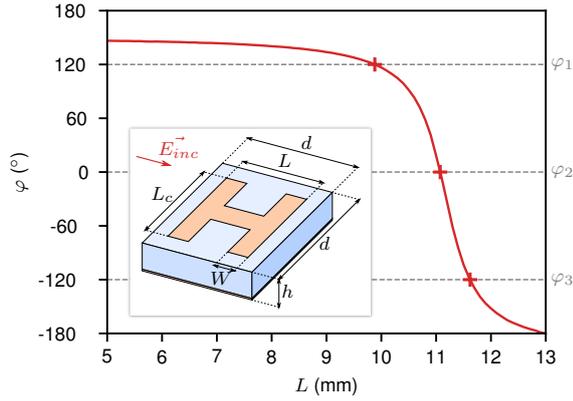


Figure 2. Réponse en phase d'une cellule en fonction de L en environnement infini-périodique. Les autres paramètres géométriques sont fixés à $h = 1.6$ mm, $d = 14.43$ mm, $L_c = 3$ mm et $W = 2$ mm.

Tableau 1. Paramètres géométriques des cellules en H constituant une supercellule initiale.

i	L_{c_i} (mm)	L_i (mm)	φ_i (°)
1	3	9.881	120
2	3	11.075	0
3	3	11.619	-120

une discrétisation avec $p = 3$, sur la partie droite de la figure 1. On remarque immédiatement l'apparition d'un schéma périodique qui décrit entièrement la structure : la supercellule. Cela provient directement du fait que l'on a choisi de discrétiser D_y à l'aide d'un nombre entier de cellules p .

2b Synthèse de la loi de phase

Pour discrétiser la loi de phase, on propose d'utiliser les cellules "H" étudiées dans [9]. Chaque cellule consiste en un patch de PEC (Perfect Electric Conductor) en forme de H, imprimé sur un substrat de permittivité relative $\epsilon_r = 2.17$, monté sur PEC. Par exemple, on peut considérer un design pour lequel $f = 8$ GHz avec le couple de directions $\theta_{inc} = 0^\circ$ et $\theta_{ref} = 60^\circ$. La périodicité spatiale du gradient D_y est obtenue avec l'équation (1) et découpée en $p = 3$ cellules carrées de côté $d = \frac{D_y}{3}$. La figure 2 montre la réponse en phase d'une telle cellule, obtenue en environnement infini-périodique, en fonction des dimensions du patch.

La triade de cellules doit couvrir les 360° de phase en conservant un espacement entre cellules régulier. Cela mène au choix de trois cellules de réponses en phase φ_i régulièrement espacées de 120° . Les trois valeurs de φ_i sont représentées par les lignes pointillées sur la figure 2 et les dimensions de patches correspondantes sont reportées dans le tableau 1.

2c Simulation

Un réseau semi-infini est créé à l'aide de la configuration précédemment décrite : il est de dimension infinie sui-

Tableau 2. Matrice de couplage de la supercellule initiale.

m	$S_{m,0}$ (dB)
-1	-8.61
0	-12.45
1	0

vant \vec{u}_x mais finie selon \vec{u}_y , direction selon laquelle le gradient de phase est réalisé. La simulation utilise des conditions aux limites de type PMC (Perfect Magnetic Conductor) et des PML (Perfect Matching Layer) pour garantir l'infini-périodicité suivant \vec{u}_x et pour se prémunir des effets de bords. En répétant 9 fois la supercellule selon \vec{u}_y on obtient un réseau de longueur environ 10λ . Le réseau est simulé avec HFSS qui nous permet de tracer son diagramme de rayonnement dans \mathcal{P} , reporté en figure 3.

Le réseau simulé rayonne majoritairement dans la direction souhaitée $\theta_{ref} = 60^\circ$ mais présente aussi des niveaux de réflexions parasites plutôt élevés : -9.24 dB dans la direction $\theta = -60^\circ$ et -12.94 dB dans la direction $\theta = 0^\circ$. Ces directions correspondent aux modes Floquet de la supercellule $m = -1$ et $m = 0$ qui sont excités, en plus du mode $m = 1$ qui correspond à la direction de réflexion anormale, souhaitée.

3 Méthode d'optimisation

3a Obtention de la matrice de couplage

La périodicité du réseau, décrite par la répétition d'une supercellule, est responsable de l'apparition de ces rayonnements parasites. Pour comprendre le comportement de la supercellule, on peut l'isoler dans une simulation de type Floquet, à l'aide d'HFSS, comme présenté en figure 4.

Le triplet de cellules est reproduit de façon infinie, par translation, dans le plan Oxy grâce à des conditions de simulation de type master/slave selon \vec{u}_x et \vec{u}_y . La structure est excitée par un port de Floquet qui tient compte de tous les modes propagatifs. L'environnement de Floquet permet le calcul de la matrice de couplage des modes : chaque élément $S_{m,n}$ de cette matrice est un coefficient de transmission qui couple un mode n excitant à un mode m excité. Le tableau 2 montre une colonne de la matrice de couplage associée à la supercellule qui constitue le réseau initial.

Cette colonne correspond à une excitation avec le mode $n = 0$ et donne les coefficients de transmission vers tous les autres modes propagatifs m . On ne regarde que cette colonne et donc seulement les $S_{m,0}$ car la structure est excitée sous incidence normale, ce qui correspond à une excitation avec le mode fondamental $n = 0$.

3b Stratégie d'optimisation

Le but du processus d'optimisation est de réduire le niveau des réflexions parasites en se basant sur l'hypothèse d'une forte corrélation entre un paramètre $S_{m,0}$, associé à la supercellule, et le niveau de lobe correspondant à un mode m , associé au réseau, de dimension finie. La mé-

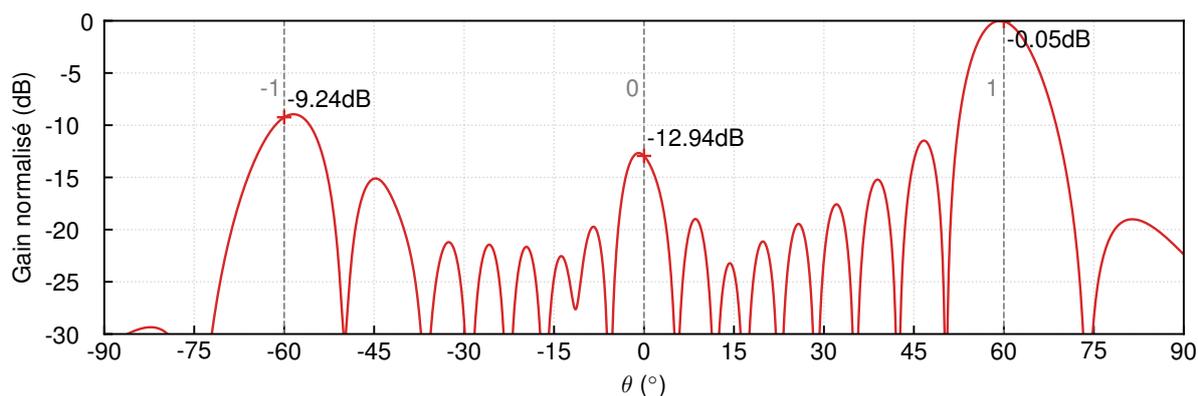


Figure 3. Diagramme de rayonnement du réseau initial.

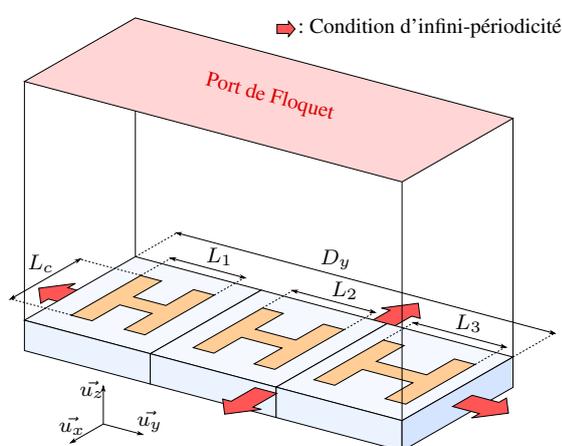


Figure 4. La supercellule en simulation Floquet.

thode consiste en l'optimisation des paramètres géométriques L_i et L_{c_i} pour réduire un paramètre $S_{m,0}$ voulu. La très grande quantité de paramètres géométriques contenue dans un réseau est alors réduite à celle, restreinte, contenue dans une supercellule. Cela permet aussi de se concentrer seulement sur quelques paramètres $S_{m,n}$ au lieu de travailler sur toute la forme du diagramme de rayonnement. L'environnement de simulation en est lui aussi grandement réduit et simplifié. Sans cette approche, le problème serait très long à résoudre ou tout simplement insoluble.

La matrice brute donnée par HFSS est normalisée par des impédances Z_m de ports et doit donc être dénormalisée. On la renormalise ensuite de sorte que $S_{1,0} = 0$ dB. Cette transformation permet de comparer quantitativement les niveaux des paramètres $S_{m,0}$ aux niveaux des lobes du diagrammes de rayonnement, où l'on a aussi choisi de normaliser à 0 dB la valeur maximale. On trouve un bon accord entre les niveaux de lobes du diagramme de rayonnement en figure 3 et les paramètres $S_{m,0}$ calculés (tableau 2). Il faut se rappeler que les paramètres $S_{m,n}$ sont obtenus avec une simulation de la supercellule en environnement infini-périodique alors que les niveaux de lobes sont obtenus en simulant un réseau semi-infini.

Tableau 3. Matrice de couplage de la supercellule optimisée.

m	$S_{m,0}$ (dB)
-1	-15.82
0	-14.92
1	0

4 Résultats

Dans la section 2, un réseau initial et son diagramme de rayonnement ont été présentés. Le niveau de réflexion parasite dans la direction correspondant au mode $m = -1$ étant plutôt élevé, on se concentre maintenant sur l'optimisation du paramètre $S_{-1,0}$. L'objectif est de trouver une valeur minimale d'une fonction de coût $f(L_i, L_{c_i})$, à l'aide d'une méthode de type gradient, qui maximise la différence entre $S_{1,0}$ (où l'on veut rayonner) et $S_{-1,0}$ (où l'on ne veut pas rayonner). On considère ici un cas particulier dans lequel on veut réduire un niveau de rayonnement parasite, mais la méthode n'est pas cantonnée à ce type de résolution et peut s'adapter à d'autres contraintes.

Avec la supercellule initiale, de grandes variations du paramètre $S_{m,n}$ sont observées quand la géométrie de la cellule d'indice $i = 2$ change. C'est attendu, car cette cellule est proche de la résonance comme on l'anticipe en regardant la figure 2, sa variation en phase est donc très sensible. On cherche donc d'abord un minimum de f pour des variations de géométrie de la cellule $i = 2$. Les paramètres géométriques des deux autres cellules sont optimisés dans un second temps en commençant par L_i qui produit des plus grandes variations de $S_{m,n}$ que L_{c_i} . Ces manipulations préliminaires nous permettent d'approcher avec précaution une géométrie proche de la géométrie optimale. À la fin de ce processus, une nouvelle matrice de couplage est obtenue et reportée dans le tableau 3.

En se concentrant sur le paramètre $S_{-1,0}$, une amélioration de plus de 7dB est obtenue, par rapport à la géométrie initiale. La paramètre $S_{0,0}$ n'a par ailleurs pas été détérioré. Les paramètres géométriques associés à cette matrice, ainsi que les réponses en phase des trois cellules sont

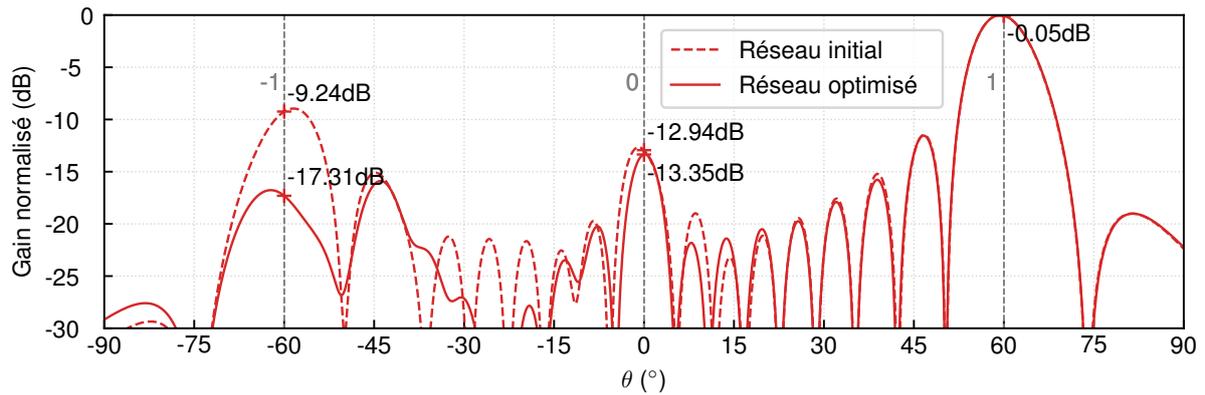


Figure 5. Diagramme de rayonnement du réseau simulé avant et après optimisation.

Tableau 4. Paramètres géométriques des cellules en H constituant la supercellule optimisée.

i	L_{c_i} (mm)	L_i (mm)	φ_i (°)
1	4.418	9.372	66.7
2	3.224	11.119	-75.8
3	3.132	12.189	-166

reportés dans le tableau 4.

Les paramètres géométriques n'ont pas varié de plus d'un demi-millimètre sauf pour L_{c_1} . Cela soutient l'idée que, dans ce processus d'optimisation, une structure synthétisée à partir d'un simple gradient de phase constitue un bon point de départ. La linéarité du gradient est conservée, le changement principal ici est un glissement, en dehors de la zone de résonance, de l'ensemble des réponses en phase des cellules. Pour vérifier le gain de performances attendu, la supercellule optimisée est utilisée pour constituer un réseau optimisé. Ce réseau est simulé dans le même environnement que le réseau initial de la section 2. On compare leur deux diagrammes de rayonnement en figure 5.

Le réseau optimisé présente une diminution de son niveau de lobe correspondant au mode $m = -1$ de plus de 8 dB, comme attendu au regard de la matrice de couplage. Le niveau du lobe correspondant au mode $m = 0$ est maintenu, comme attendu.

5 Conclusion

Les métasurfaces utilisées pour la réflexion anormale présentent souvent des réflexions parasites à cause de leur nature périodique. On a proposé ici une méthode d'optimisation qui tire parti de cette périodicité, en utilisant une variation de la géométrie du schéma périodique comme degré de liberté. La méthode est utilisable grâce à la forte corrélation existante entre les niveaux de lobes des diagrammes de rayonnement et les éléments de la matrice de couplage associée. Les performances de l'approche ont été illustrées à travers un exemple complet pour lequel une forte atténuation du lobe parasite a été obtenue : de -9 dB à -17 dB. La méthode a aussi drastiquement simplifié les

simulations en jeu, pour les rendre envisageables.

Cette méthode peut s'appliquer à n'importe quel objet présentant ce genre d'invariance par translation. L'objet peut donc être simulé en environnement de Floquet et associé à sa matrice de couplage pour bénéficier des simplifications résultantes.

Références

- [1] S. B. Glybovski *et al.*, "Metasurfaces : From microwaves to visible," *Physics Reports*, vol. 634, 2016.
- [2] A. Díaz-Rubio *et al.*, "From the generalized reflection law to the realization of perfect anomalous reflectors," *Science Advances*, vol. 3, 2017.
- [3] H. Srour *et al.*, "Analysis of the retrodirective mechanism of a flattened dihedral," *IET Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 12, no. 5, 2018.
- [4] G. Minatti *et al.*, "Modulated metasurface antennas for space : Synthesis, analysis and realizations," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 63, no. 4, 2015.
- [5] E. Ameri *et al.*, "Ultra wideband radar cross section reduction by using polarization conversion metasurfaces," *Scientific Reports*, vol. 9, no. 1, Jan 2019.
- [6] N. Yu *et al.*, "Light propagation with phase discontinuities : generalized laws of reflection and refraction." *Science (New York, N.Y.)*, vol. 334, no. 6054, pp. 333–7, oct 2011.
- [7] S. A. Tretyakov, "Metasurfaces for general transformations of electromagnetic fields," *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 373, no. 2049, 2015.
- [8] A. K. Bhattacharyya, *Phased Array Antennas*, 2006.
- [9] H. Haddad *et al.*, "Mitigation of parasitic reflections over periodic surface impedance modulated panels," *13th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, 2019.