



**HAL**  
open science

# Contrôle du front d'onde pour des scénarios d'agression électromagnétique à distance et de communications en environnement à trajets multiples

Katiembiéyaha Brahima Yeo

► **To cite this version:**

Katiembiéyaha Brahima Yeo. Contrôle du front d'onde pour des scénarios d'agression électromagnétique à distance et de communications en environnement à trajets multiples. Electronique. INSA de Rennes, 2023. Français. NNT : 2023ISAR0015 . tel-04575988

**HAL Id: tel-04575988**

**<https://theses.hal.science/tel-04575988>**

Submitted on 15 May 2024

**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** INSTITUT NATIONAL  
DES SCIENCES  
APPLIQUEES  
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

**Katiembieyaha Brahima YEO**

**Contrôle du front d'onde pour des scénarios d'agression  
électromagnétique à distance et de communications en environnement  
à trajets multiples**

Thèse présentée et soutenue à Rennes, le 07 mars 2023

Unité de recherche : IETR (UMR CNRS 6164)

Thèse N° : 23ISAR 08 / D23 - 08

## Rapporteurs avant soutenance :

Pierre BONNET

Professeur des Universités, Université Clermont Auvergne

Cyril DECROZE

Professeur des Universités, Université de Limoges

## Composition du Jury :

Président : Cyril DECROZE

Professeur des Universités, Université de Limoges

Examineurs : Claire PRADA

Directrice de Recherche, CNRS, Institut Langevin, Paris

Erwan NOGUES

Expert DGA-MI, Rennes

José LOPES-ESTEVEES

Expert ANSSI, Paris

Dir. de thèse : Philippe BESNIER

Directeur de Recherche CNRS, IETR

Co-dir. de thèse : Matthieu DAVY

Maître de Conférence HDR, Université de Rennes, IETR



# Remerciements

---

Je remercie en premier lieu le Pôle d'excellence cyber et la région de Bretagne pour le financement de cette thèse qui est l'aboutissement d'un rêve d'enfance, devenu au fil du temps un but à atteindre. Pour atteindre ce but, j'ai dû prendre des décisions et faire des choix qui se sont avérés parfois difficiles. Cela m'a en effet valu trois années d'études supérieures à cause de la crise post-électorale de 2010 en Côte d'Ivoire et de la fermeture des universités publiques. Plus tard, cela m'a aussi amené à des milliers de kilomètres de ma terre natale, de ma famille. Mais, j'ose croire que *lorsqu'un but est important à nos yeux, on se donne tous les moyens pour l'atteindre.*

Je peux dire que je me suis donné les moyens pour atteindre mon but, mais je tiens à souligner que si j'en suis là aujourd'hui ce n'est pas le résultat d'un travail individuel. En effet, comme disait Andrés Navarro Haeussler, "faire cavalier seul n'est plus possible. Le monde est trop compliqué pour qu'une personne seule mène à bien une invention" ou une innovation. Je tiens donc à remercier toutes ces personnes qui ont contribué à l'aboutissement de cette thèse à commencer par Charles JULLIEN, mon tuteur de stage Master 2 à Safran Toulouse qui a su valoriser mes compétences en me recommandant ce sujet de thèse. J'ai énormément appris à tes côtés durant ce stage et je te remercie d'avoir gardé le contact depuis tout ce temps en prenant régulièrement de mes nouvelles.

Ensuite, je remercie plus particulièrement Philippe BESNIER et Matthieu DAVY, mon directeur et co-directeur de thèse, respectivement. Je vous remercie énormément pour votre disponibilité sans faille, de m'avoir soutenu et encouragé tout au long de cette thèse même dans les moments difficiles. Par exemple, lors des débuts compliqués de ma thèse avec des mesures sans résultats exploitables et surtout durant la période de la crise sanitaire COVID 19. En effet, habitant tout seul dans un logement d'à peine 10 m<sup>2</sup> dans une résidence étudiante désertée à cause de la pandémie, vous avez été d'un réconfort indescriptible à travers nos échéances et discussions en visio. Il faut noter que ces exemples ne sont pas exhaustifs. Je vous remercie encore pour tout cela et de m'avoir aussi transmis vos savoirs et connaissances qui m'ont permis aujourd'hui de faire partir du cercle très prisé des docteurs. J'ai eu beaucoup de chance de vous avoir comme encadrants, surtout quand je prends en compte les avis de mes collègues sur la manière dont leur thèse a été dirigée. Je crois en toute modestie que plus



d'un enviait ma position sans manquer de respect à leur encadrant.

Je tiens à remercier également Pierre BONNET et Cyril DECROZE d'avoir bien voulu rapporter sur ma thèse malgré leur emplois du temps déjà bien rempli. Je remercie notamment Cyril DECROZE d'avoir fait tout ce chemin en voiture depuis Limoges à Rennes après que son train a été annulé par des mouvements de grèves, et de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse. De même, je remercie également Claire Prada, Erwan NOGUES et José LOPES-ESTEVEES d'avoir examiné ma thèse et d'avoir participé à mon jury de soutenance. Vos différents conseils et suggestions ont contribué à améliorer davantage la qualité de ce manuscrit de thèse.

Par ailleurs, je remercie Jérôme SOL pour son soutien technique, puis Cécile LECONTE également pour son soutien technique notamment sur la programmation du FPGA pour les mesures temporelles in-situ. Je remercie aussi Philipp DEL-HOUGNE pour sa participation dans cette thèse à travers nos différentes réunions et la rédaction d'articles scientifiques.

Enfin, je remercie mes parents pour leur éducation, les valeurs qu'ils m'ont inculqué, et d'avoir financé mes études même quand il a fallu que cela implique qu'ils ne me voient plus très souvent compte tenu de la distance nous séparant. Mais j'ai eu la chance d'avoir à mes côtés mon épouse, Zélé YEO qui m'a soutenu et supporté durant toute cette thèse. Ce n'était pas une tâche facile car la vie d'un thésard n'est pas commode. Merci encore pour ta patience et d'avoir fait de moi un père. La naissance de Donassoh YEO fait partie des plus beaux jours de ma vie.

# Sommaire

---

<b>Introduction générale</b>	<b>7</b>
<b>1 Contexte et état de l'art</b>	<b>11</b>
1.1 Introduction	11
1.2 Les interférences électromagnétiques	14
1.2.1 Les interférences électromagnétiques non-intentionnelles	16
1.2.2 Les interférences électromagnétiques intentionnelles	18
1.3 L'opérateur de Wigner-Smith	25
1.3.1 États propres de l'opérateur $Q$	27
1.3.2 L'opérateur de Wigner-Smith généralisé	31
1.4 Conclusion	33
<b>2 Optimisation du couplage électromagnétique en régime harmonique basée sur la détection d'un changement d'impédance de la cible</b>	<b>35</b>
2.1 Introduction	35
2.2 Focalisation non-invasive en régime harmonique	37
2.2.1 L'opérateur de Wigner-Smith et sa généralisation	37
2.2.2 Modulation d'impédance et opérateur de Wigner-Smith généralisé	38
2.3 Applications	39
2.3.1 Application en mode conduit	39
2.3.2 Application en mode rayonné	45
2.4 Conclusion	48
<b>3 Focalisation large bande sans connaissance du canal de propagation : application aux communications sans fil</b>	<b>49</b>
3.1 Introduction	49
3.2 L'opérateur de Wigner-Smith en régime transitoire	51
3.2.1 L'opérateur de Wigner-Smith monochromatique	51
3.2.2 L'opérateur de Wigner-Smith polychromatique	52
3.3 Expériences et résultats	53

---

3.3.1	Focalisation in-situ avec un FPGA . . . . .	56
3.3.2	Transmission d'information sans mesure du canal de propagation . . . . .	61
3.4	Conclusion . . . . .	63
<b>4</b>	<b>Reconfiguration du milieu de propagation pour le contrôle cohérent des ondes avec des illuminations arbitraires</b>	<b>65</b>
4.1	Introduction . . . . .	65
4.2	Les méta-surfaces programmables et configuration optimale . . . . .	68
4.2.1	Présentation et caractéristiques . . . . .	68
4.2.2	Configuration optimale des méta-atomes . . . . .	70
4.3	Applications . . . . .	71
4.3.1	Focalisation optimale par reconfiguration du milieu de propagation . . . . .	72
4.3.2	Absorption cohérente et parfaite par reconfiguration du milieu de propagation . . . . .	76
4.4	Conclusion . . . . .	80
	<b>Conclusion générales et perspectives</b>	<b>81</b>
	<b>A Publications Personnelles</b>	<b>85</b>
A.1	Articles de journal . . . . .	85
A.2	Article de conférence internationale . . . . .	85
	<b>Bibliographie</b>	<b>87</b>

# Introduction générale

---

La prolifération des appareils électroniques et leur utilisation massive font partie intégrante de la société d'aujourd'hui. De nombreux systèmes mécaniques dans divers domaines (automobile, aéronautique, ferroviaire, etc.) ont progressivement évolués vers des systèmes entièrement électriques utilisant davantage de composants et appareils électroniques [1], [2], [3]. Cela entraîne une évolution permanente de l'environnement électromagnétique avec l'apparition de plus en plus fréquente de phénomènes d'interférences électromagnétiques (IEM) provoquant des problèmes de perturbation aux conséquences parfois désastreuses [4]. En vue de remédier à ces problèmes de perturbation, les normes de la compatibilité électromagnétique (CEM) sont intégrées aux cahiers des charges de conception de l'ensemble des équipements électroniques et des systèmes qui les intègrent. La conformité à ces normes est examinée a posteriori à travers des tests d'immunité et de susceptibilité (en mode conduite et rayonnée) aux IEM, afin d'assurer un niveau de protection suffisant et permettre une cohabitation électromagnétique optimale de l'ensemble des équipements électroniques mis sur le marché. Cependant, les tests CEM sont généralement réalisés en laboratoire selon des normes et standards prédéfinis avec des niveaux de champ modérés, représentatifs d'un environnement électromagnétique usuel. Ils ne sont pas non plus représentatifs de certains environnements de propagation complexe et sont en général réalisés dans des conditions simplifiées si on excepte l'utilisation de plus en plus répandue des chambres réverbérantes électromagnétiques. Ce contexte général de déploiement de systèmes électroniques complexes autonomes et communicants, et du caractère limité des essais CEM classiques, pose le problème de leur vulnérabilité vis-à-vis d'agressions électromagnétiques spécifiquement conçues. Dans le contexte de la cybersécurité, ce type d'agressions peut conduire au déni de service en rendant impossible, temporairement ou non, la transmission d'informations critiques. Réciproquement, si le couplage vers la victime est exacerbé alors la compromission d'informations sensibles peut être facilitée. De nombreux travaux portant sur la réalisation de sources d'interférences électromagnétiques intentionnelles (IEMI) ont été réalisés [5], [6] au cours des dernières décennies. Le but principal de ces travaux est de générer un niveau de champ électromagnétique perturbateur suffisamment élevé par rapport au niveau d'immunité de la cible en vue de créer un dysfonctionnement permanent ou temporaire. Ces sources de perturbations sont généralement basées sur des émetteurs de forte puissance et

des antennes large bande utilisées à plus ou moins grande distance, au prix d'un ajustement fastidieux de la position de la cible et de l'angle de polarisation du champ incident.

Cette thèse a pour but d'examiner des voies alternatives permettant de maximiser le couplage vers une cible donnée sans recourir à la seule augmentation de la puissance ou à la diminution de la distance à la cible. Cette thèse s'est déroulée au sein de l'Institut d'Electronique et des Technologies du numéRique (IETR), et a été financée par le pôle d'excellence en cybersécurité en partenariat avec la région Bretagne via une Allocations de Recherche Doctorale (ARED). Son objectif est plus spécifiquement d'examiner si les techniques de mise en forme de front d'onde peuvent offrir, et dans quelles conditions, des performances plus importantes que les techniques plus classiques de génération d'IEMI. En effet, les techniques de mise en forme de front d'onde, également appelées techniques de pré-codage, mettent à contribution la cible afin de maximiser le couplage entre l'émission et la réception. Parmi ces techniques de pré-codage, les plus performantes sont celles qui supposent la connaissance de l'état du canal (ou channel state information en anglais ou CSI sous sa forme abrégée) [7], [8], [9]. Effectivement, une fois que le CSI est déterminé et connu, sur la base de cette information le couplage entre l'émission et la réception est maximisé. Les techniques de pré-codage nécessitent moins de puissance à l'émission, comparées aux autres techniques qui n'utilisent pas la connaissance du CSI. Le CSI peut être interprété dans le domaine temporel comme la réponse impulsionnelle ou dans le domaine harmonique comme la fonction de transfert, entre la source d'émission et la cible. A titre d'exemple, la conjugaison de phase utilisée dans le domaine harmonique et son analogue temporel, le retournement temporel (RT), permettent de maximiser l'intensité du champ focalisé dans l'espace et dans le temps au point focal [7] par mesure directe du CSI, autrement dit avec une coopération directe de la cible.

Il est cependant évident que dans un contexte d'agression électromagnétique, cette coopération de la cible n'est pas envisageable. Il apparaît donc nécessaire de développer des techniques de pré-codage sans contribution directe de la cible. C'est précisément ce qui a été recherché au cours de ces travaux de thèse.

Dans un premier temps, nous avons utilisé l'opérateur de Wigner-Smith généralisé [10], [11] afin de déterminer le CSI par estimation sans communication directe avec la cible, autrement dit de manière non-invasive. Cet opérateur est la généralisation de l'opérateur de Wigner-Smith [12], introduit initialement en mécanique quantique pour étudier la collision des particules en mouvement. Dans ce contexte, le système observé est analysé via un nombre fini de canaux de couplage qui permettent de quantifier les interactions avec le système sous forme d'une matrice de diffusion, dénommée dans tout le manuscrit matrice  $S$ , ayant autant d'entrées /sorties que de canaux de couplage. L'opérateur de Wigner-Smith implique la dérivée de la matrice  $S$  en fonction de la fréquence, tandis que sa forme généralisée implique cette dérivée en fonction de tout paramètre global ou local  $\alpha$ . Nous utilisons cette forme généralisée de l'opérateur de Wigner-Smith appliquée à un nouveau paramètre : la modulation d'impédance de la cible entre deux états distincts du système observé via la mesure des matrices de diffusion

$S$  associées. En retour, ceci permet de définir le front d'onde à injecter dans le système pour une focalisation optimale. Nous démontrons dans cette thèse qu'il est possible, dans certaines conditions, de détecter ce changement d'impédance de la cible et de définir un front d'onde optimal qui permet alors de maximiser le couplage entre un réseau d'antennes et une cible. Ceci est réalisé successivement en régime harmonique puis en régime transitoire. Cette technique non-invasive permet également d'envisager d'autres applications, telle que la transmission d'informations. Nous l'illustrons dans le cas d'une transmission d'image. Dans un second temps, nous réalisons un contrôle cohérent sans façonner le front d'onde incident, mais en modifiant les propriétés du milieu de propagation à l'aide de métasurfaces programmables afin que tout front d'onde défini arbitrairement puisse atteindre une focalisation optimale au même titre que le front d'onde optimal de l'opérateur de Wigner-Smith généralisé. Ceci permet en particulier de s'affranchir de la complexité matérielle associée à l'excitation de ce front d'onde optimal. En outre, cette méthode permet de démontrer une nouvelle technique d'absorption cohérente parfaite. L'absorption cohérente parfaite se caractérise par un minimum très prononcé du coefficient de réflexion, traduisant le fait que toute l'énergie est absorbée dans le milieu de propagation pour un front d'onde spécifique à déterminer [13]-[15] et à injecter dans le milieu.

Outre l'introduction générale et la conclusion générale, le manuscrit est organisé en quatre chapitres. Le Chapitre 1 est consacré au contexte et à l'état de l'art. Au sein de ce chapitre, la technique de pré-codage basée sur l'utilisation de l'opérateur de Wigner-Smith (Section 1.3) est présentée depuis sa définition initiale jusqu'à sa généralisation à tout paramètre global ou local (Section 1.3.2). Ce nouvel opérateur de Wigner-Smith généralisé ouvre un grand panel d'applications pour les techniques de pré-codage comme illustré dans les chapitres suivants. Dans le Chapitre 2, l'utilisation de l'opérateur Wigner-Smith généralisé par rapport à un nouveau paramètre, le changement d'impédance, est démontrée (Section 2.2.2). L'emploi de cette technique est illustré dans le cadre de la focalisation d'un front d'onde en mode conduit sur un réseau de câbles (Section 2.3.1) et en mode rayonné (Section 2.3.2) à l'aide d'un réseau d'antennes placées dans une chambre réverbérante. Ces applications sont exclusivement dans le domaine harmonique et l'intensité focalisée est reconstruite numériquement et comparée à celle de la conjugaison de phase. Initialement définie dans le domaine harmonique, la technique de focalisation de l'opérateur de Wigner-Smith généralisé est ensuite étendue au domaine temporel dans le Chapitre 3 pour des applications large bande, par le biais d'une procédure de correction de phase sur le front d'onde optimal de l'opérateur (Section 3.2.2). L'intensité focalisée est également reconstruite numériquement et comparée cette fois à celle du retournement temporel. Cette intensité est également mesurée en temps réel ou in-situ en injectant le front d'onde corrigé à l'aide d'un FPGA (Field-Programmable Gate Array en anglais) (Section 3.3.1). Dans ce même chapitre, une expérience in-situ de communication optimale sans mesure du CSI est démontrée avec la technique de pré-codage de l'opérateur WSG (Section 3.3.2). Enfin, la nouvelle technique de pré-codage utilisant les MSP pour façonner le milieu de propagation

est démontrée au Chapitre 4. Contrairement aux techniques de pré-codage qui définissent un front d'onde spécifique en fonction de l'application visée, cette nouvelle technique modifie la matrice  $S$  grâce à des métasurfaces programmables afin que tout front d'onde arbitraire puisse réaliser cette application. La modification de la matrice  $S$  se fait à travers une procédure d'optimisation itérative décrite à la Section 4.2.2. Les applications réalisées avec cette nouvelle technique de pré-codage sont la focalisation optimale (Section 4.3.1), et l'absorption cohérente parfaite (Section 4.3.2).

# CHAPITRE 1

## Contexte et état de l'art

---

### 1.1 Introduction

L'électronique occupe une place devenue prépondérante dans notre société. Tant sur le plan civil que militaire, les objets technologiques construits de la main de l'homme réalisent des fonctions complexes de traitement de l'information basées sur l'utilisation de composants électroniques de complexité croissante. Cette tendance s'accompagne également d'une évolution de l'environnement électromagnétique (EM), compte tenu du déploiement de nombreux systèmes de télécommunication hertziens (radio, télévision, téléphone mobile), de détection (radar), ou filaires (bus de communication).

A titre d'exemple, un véhicule automobile comporte de nombreux calculateurs, capteurs, et systèmes de communications (filaires et hertziens), sans compter l'architecture électrique de puissance, qui ne cessent d'évoluer [16], [17]. L'une des innovations récentes dans ce domaine est le système de direction dont la conception purement mécanique à l'origine évolue de plus en plus vers un système purement électrique. Dans le but d'améliorer les performances de conduite, des pièces mécaniques ont progressivement été remplacées par des capteurs et des actionneurs électriques [18], jusqu'à la suppression totale de la colonne de direction entre le volant et les roues, laissant place à un système de direction par câble (en anglais, Steer-by-Wire ou SBW) [1], [19], illustré sur la Figure 1.1. Ce système est déjà mis en oeuvre sur certains modèles de véhicules, notamment les Infiniti Q50 et Q60 produits par Nissan [20].

Dans le domaine aéronautique, on assiste à une mutation majeure des avions classiques vers des avions plus électriques avec l'utilisation de l'énergie électrique en remplacement de l'énergie mécanique et hydraulique. Le système de commande de vol électrique (en anglais, Fly-by-Wire ou FBW) est un exemple de cette évolution [2], [21]. Ce système, utilisé depuis des années dans des applications militaires (avions de chasse) est maintenant utilisé dans des applications civiles (avions de ligne). Contrairement au système de commande de vol conventionnel, le système FBW comporte plusieurs composants électriques et électroniques dont des ordinateurs



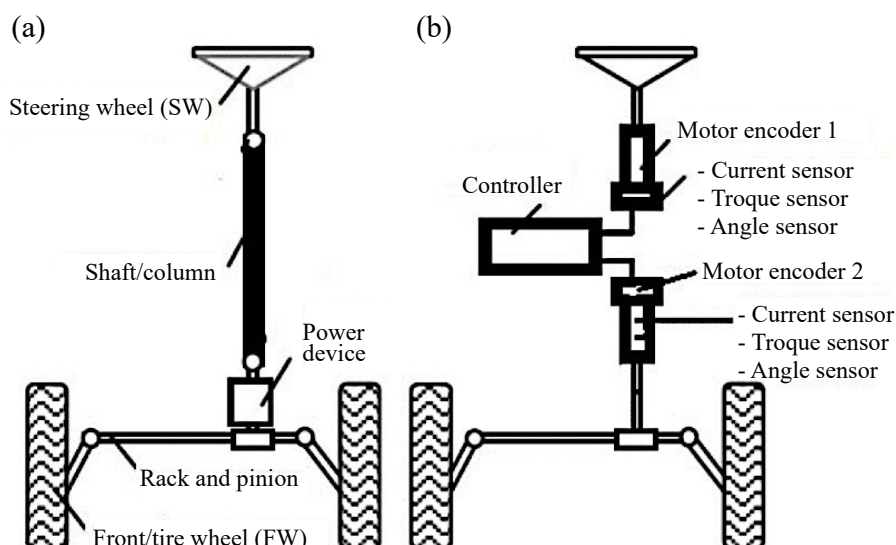


FIGURE 1.1 – Exemple de l'évolution du système de direction d'un véhicule automobile [1]. (a) système de direction classique. (b) système de direction par câble (SBW)

et un système de transmission plus ou moins sophistiqué qui permettent de commander les actionneurs de gouverne via des commandes électriques. Un exemple représentatif de ces deux systèmes est présenté sur la Figure 1.2. Toujours dans le domaine aéronautique, le système de

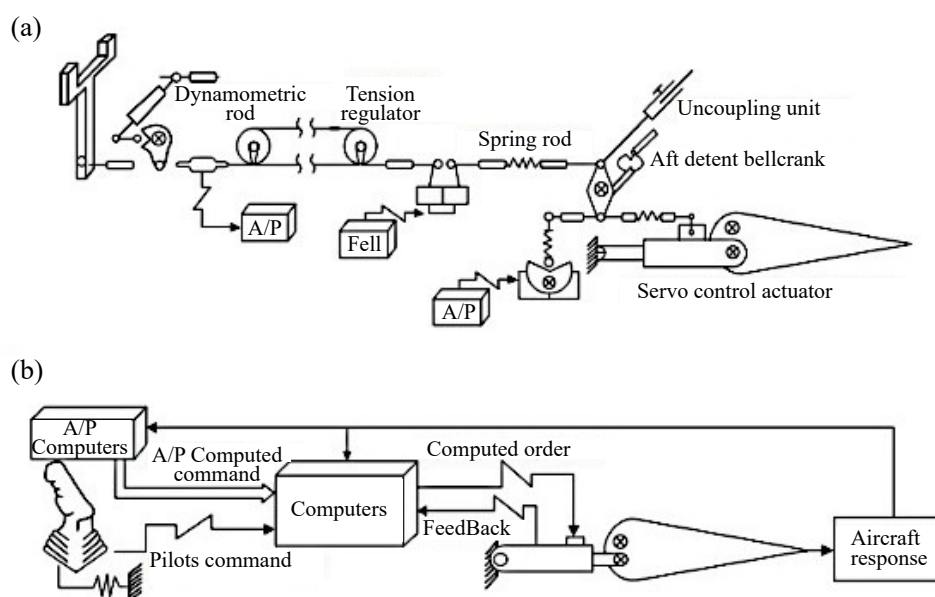


FIGURE 1.2 – Exemple de l'évolution du système de vol de l'avion [Source : euroaviasevilla.es]. (a) système de commande de vol conventionnel. (b) système de de commande de vol électrique (FBW).

fermeture et d'ouverture du cockpit est également passé à un système électrique impliquant davantage l'utilisation de composants électroniques et de connectiques.

Dans le domaine ferroviaire, on assiste également à l'évolution des systèmes où de nombreux composants électriques et électroniques complexes ont été introduits au fil du temps [3], [22], [23]. On peut citer en exemple le système de traction qui a évolué de la traction à vapeur au

début XIX<sup>ème</sup> siècle à la traction électrique à ce jour, en passant par la traction Diesel. Cette évolution se traduit par le besoin d'étendre le trafic ferroviaire (augmentation de la charge par essieu, de la longueur des trains et des voies ferrées) avec des trains plus rapides nécessitant ainsi plus de puissance. De ce fait, un train est alimenté par des sous-stations de plusieurs méga-Watt de puissance en absorbant une intensité de plusieurs centaines d'ampères sous une tension de 25000 V à 50 Hz. En parallèle, la signalisation ou les télécommunications, avec des ordres grandeurs beaucoup plus faibles, sont alimentées par des courants et tensions de l'ordre de l'ampère et du Volt, voire du milliampère et du millivolt. De nombreux systèmes et sous-systèmes, avec des niveaux de puissance différents (Figure 1.3), cohabitent donc ensemble pour assurer le trafic ferroviaire.

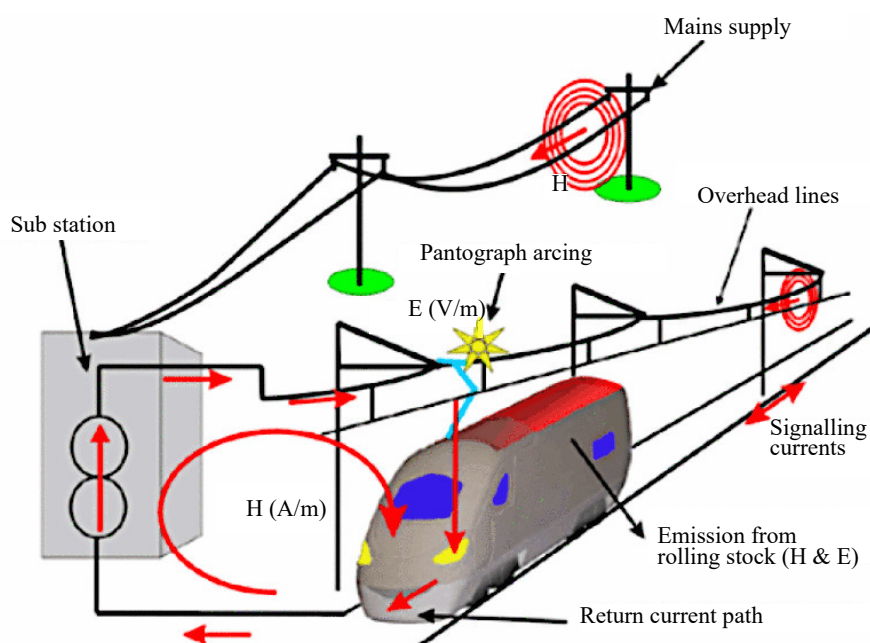


FIGURE 1.3 – Influences des IEM dans le trafic ferroviaire. Plusieurs systèmes et sous-systèmes avec des niveaux de courant et tension différents partagent le même environnement EM [23].

En outre, les progrès technologiques ont conduit à une nouvelle ère de l'information et des communications basée sur l'internet des objets ou "Internet Of Things en anglais (IoT)". L'avènement de l'IoT a permis l'interconnexion de nombreux appareils électroniques grâce à l'internet. Le rapport annuel de l'entreprise CISCO (Cisco Annual Internet Report) l'illustre. Ce rapport indique que l'IoT représentera 50 % des 14,7 milliards de connexions réseau en 2023 par rapport au 33 % qu'il représentait en 2018 et seulement 3.1 % en 2017 [24]. Le processus de l'IoT consiste d'abord à recueillir les données des différents dispositifs, puis à les stocker sur des serveurs via des réseaux de communication. Ensuite, ces données sont analysées par des applications afin d'extraire des informations utiles. Enfin, ces informations peuvent servir à mener plusieurs actions en vue de fournir de nouveaux services avec une intervention humaine limitée. Au fil du temps, ces services ont évolué du pilotage des chaînes d'approvisionnement à la surveillance et au contrôle des objets à distances comme indiqué

sur la Figure 1.4. Cette évolution est en partie due à la réduction du coût des composants électroniques ainsi qu'à une forte demande du marché vertical qui désigne les acteurs d'une entreprise ou d'un secteur particulier ayant la même stratégie marketing. En effet, les solutions IoT sont aujourd'hui utilisées dans divers secteurs d'activité tels que les maisons intelligentes, les véhicules connectés, la santé, l'assurance, l'industrie, etc. L'objectif principal est de faire des économies, améliorer la sécurité, renforcer la sûreté et créer des espaces intelligents entièrement ou partiellement autonomes.

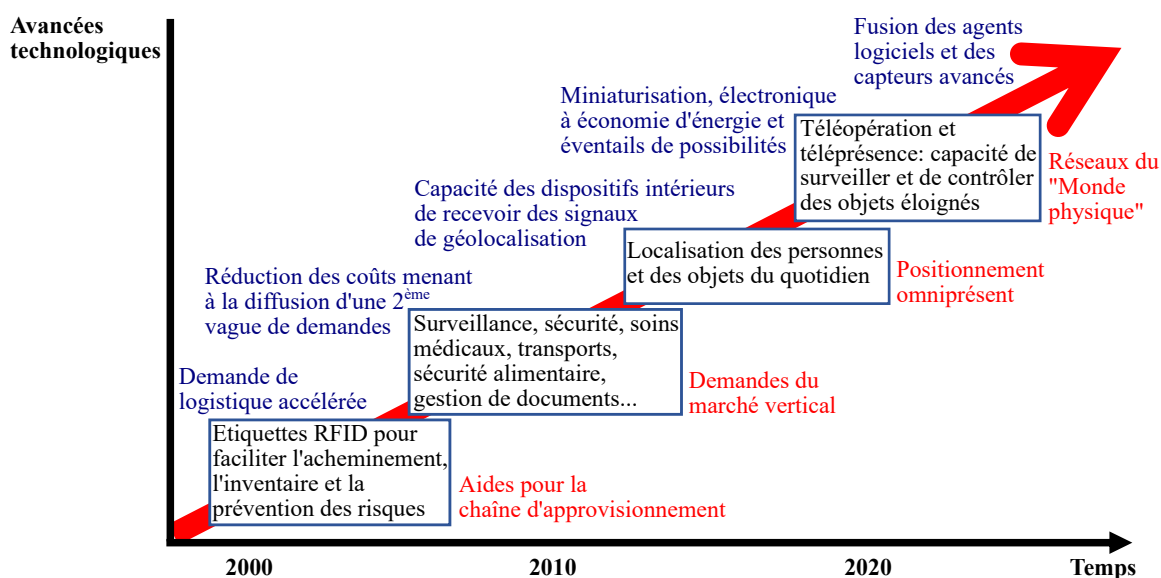


FIGURE 1.4 – Les avancées technologiques et la connectivité des appareils électroniques dans le temps [Source : SRI Consulting Business Intelligence].

Il faut noter que les exemples donnés jusqu'ici ne traduisent pas de manière exhaustive la place que l'électronique occupe aujourd'hui dans notre société. Le but n'est pas de passer en revue l'évolution de tous les systèmes électroniques existants, leur mise en place, leur interconnexion, ou encore les avantages qu'ils procurent à la société. Dans les grandes lignes, le but est de mettre l'accent sur la prolifération des appareils électriques et/ou électroniques, la dépendance croissante de la société vis-à-vis des services qu'ils procurent et les conséquences que cela pourrait impliquer en cas d'interférences électromagnétiques.

## 1.2 Les interférences électromagnétiques

Les appareils électriques et/ou électroniques fonctionnent généralement à des niveaux de puissance différents et à des fréquences qui ne cessent d'évoluer. L'utilisation massive de ces appareils a donc conduit à l'apparition de plus en plus fréquente de phénomènes d'interférences électromagnétiques (IEM) qui perturbent leur bon fonctionnement. Dans un schéma classique d'IEM, on trouve une source de perturbation et une victime sujette aux perturbations. Entre la source de perturbation et la victime se trouve un chemin privilégié d'interaction, appelé chemin de couplage (Figure 1.5). Deux grandes classes ou modes de couplage peuvent être

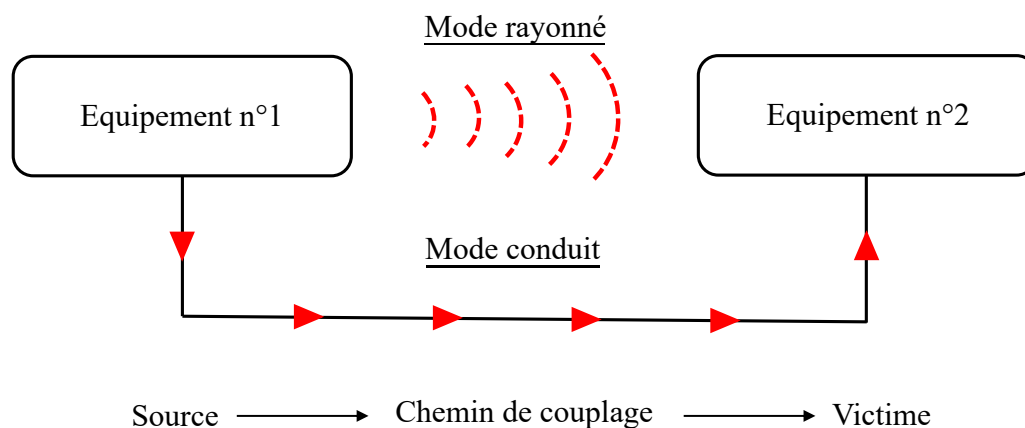


FIGURE 1.5 – Schéma classique de perturbations EM. L'équipement n°1 représente la source de perturbation et l'équipement n°2 la victime. Entre les deux un chemin de couplage peut exister selon un mode conduit ou un mode rayonné ou encore une combinaison des deux.

distingués, à savoir le couplage par conduction et le couplage par rayonnement.

Le couplage par rayonnement intervient lorsqu'il n'existe pas de liaison galvanique entre la source de perturbation et la victime. Il se situe dans le cas où un champ EM (champ électrique  $\vec{E}$  et/ou champ magnétique  $\vec{H}$ ), produit à distance par la source vient se coupler à la victime en induisant une tension ou un courant perturbateur dans son circuit électrique. Les problèmes de rayonnement sont considérés en champ proche ou en champ lointain en fonction de la distance ( $d$ ) entre la source et la victime, rapportée à une fraction de la longueur d'onde ( $\lambda$ ) (dans le cas d'une source ponctuelle  $d \leq \frac{\lambda}{2\pi} \Rightarrow$  Champ proche,  $d \geq \frac{\lambda}{2\pi} \Rightarrow$  Champ lointain).

Dans le cas du couplage par conduction, les perturbations sont directement transmises à la victime par le biais des interconnexions (réseaux de câbles, connexions filaires, pistes de circuits imprimés, etc.) ou encore via les conducteurs ou réseaux de masse. Ce mode de couplage est considéré comme le plus important compte tenu de l'existence de nombreuses interconnexions dans les systèmes électroniques modernes. On peut citer par exemple les dizaines de kilomètres de câblage dans un véhicule ou un avion de ligne. Dans ce cas de figure, les réseaux de câbles peuvent également être source de rayonnement EM et induire à leur tour des perturbations dans l'environnement par rayonnement ou à défaut se coupler à d'autres interconnexions par diaphonie (couplage EM en champ proche réactif). En réalité, les perturbations en mode conduit et rayonné sont souvent associées dans la description des chemins de couplage.

Dans les deux cas, les perturbations issues de la source se couplent à la victime via le chemin de couplage, et peuvent créer un dysfonctionnement qui peut être temporaire ou permanent. De manière générale, l'intensité des perturbations dépend de la nature de la source de perturbation (puissance, fréquence, etc.), de l'efficacité du mode de couplage et de la distance qui sépare la source de la victime. En considérant que la source de perturbation est une antenne isotrope et que la propagation s'effectue dans un milieu homogène et isotrope, le champ électrique  $E$  généré par l'antenne sur une victime à une distance  $d$ , dans l'hypothèse du champ lointain,

est donné par :

$$E_{(V/m)} = \frac{1}{d} \sqrt{30P}, \quad (1.1)$$

où  $P$  est la puissance rayonnée par unité de surface ( $W/m^2$ ). Il convient de distinguer les interférences électromagnétiques non-intentionnelles de celles qui ne le sont pas. Nous nous attardons tout d'abord sur les premières avant de décrire les secondes.

### 1.2.1 Les interférences électromagnétiques non-intentionnelles

Les conséquences liées aux IEM non-intentionnelles peuvent aller de simples dysfonctionnements temporaires sans conséquence majeure jusqu'à des accidents particulièrement graves. L'un des événements les plus graves répertorié concerne le déclenchement d'un dispositif pyrotechnique lors de l'appontage d'un avion de chasse sur le porte porte-avions USS Forrestal qui a coûté la vie à 134 personnes avec 161 blessés en 1967 (Figure 1.6) [4]. A ce jour,



FIGURE 1.6 – Une image de l'explosion survenue sur le porte-avion USS Forrestal qui a coûté la vie à plus d'une centaine de personnes [25].

ce drame fait partie des pires cas d'IEM jamais documentés. Des investigations ultérieures ont montré que, en se couplant à une terminaison de câble incorrectement blindé, le signal radar du porte-avion a créé des perturbations dans les commandes d'un avion de chasse qui a tiré accidentellement ses missiles lors de son appontage. Toujours dans le domaine militaire, un émetteur radio du service de diffusion internationale par radio et télévision du gouvernement américain a occasionné le crash d'un avion de combat F-16 en perturbant le système de contrôle de vol électrique de l'avion [4]. Dans le domaine civil, une victime de crise cardiaque âgée de 93 ans est décédée dans une ambulance, à cause d'un problème d'IEM entre l'émetteur radio des ambulanciers et les appareils censés maintenir la victime en vie [4]. En effet, le moniteur et le défibrillateur connectés à la victime se sont arrêtés chaque fois que les

ambulanciers allumaient la radio pour communiquer. En Allemagne, le système de freinage de certaines voitures a été affecté sur les portions d'autoroute avec un émetteur radio à proximité [4].

Il est donc tout à fait logique que la société et les acteurs industriels se soient inquiétés de la menace que représentent les problèmes d'IEM au vu des conséquences désastreuses qu'elles peuvent entraîner. C'est dans cette optique que, parmi les normes internationales établies par la commission électrotechnique internationale (IEC), la norme IEC 61000 relative à la compatibilité électromagnétique (CEM) intervient afin d'assurer un niveau d'immunité aux IEM suffisant pour permettre la cohabitation EM de l'ensemble des équipements électroniques mis sur le marché, en présence des nombreux services de communication RF occupant le spectre de fréquence. Au travers des directives européennes sur la CEM, la conformité à certaines parties de cette norme a été rendue obligatoire dans l'union européenne. Ainsi, l'application de ces directives CEM est incontournable pour avoir le droit de commercialiser les produits concernés. La première édition de la directive européenne sur la CEM est d'application obligatoire depuis janvier 1996. La CEM devrait donc permettre à différents équipements, dispositifs ou systèmes électroniques de fonctionner sans subir d'interférence lorsqu'ils sont utilisés à proximité les uns des autres et réaliser la tâche pour laquelle ils ont été conçus. Pour y parvenir, les solutions de protection CEM les plus efficaces sont les blindages EM ou les filtres RF spécifiques. En revanche, ces solutions sont coûteuses, encombrantes et génèrent une masse supplémentaire au détriment de la consommation d'énergie pour les systèmes de transport. De plus, il est impossible de blinder entièrement certains composants et équipements électroniques sans dégrader leur fonction de base (par exemple : équipements comportant des fonctions d'émission/réception RF).

Dans le concept de la CEM, les équipements électroniques doivent supporter les contraintes EM existantes sans en ajouter de nouvelles. Cependant, toute la difficulté réside dans la manière de vérifier comment un équipement et plus particulièrement un système supporte les perturbations EM et n'en produit pas en retour. Généralement, pour vérifier la CEM d'un équipement sous test (EST), il est fait recours à des tests normatifs sans tenir compte du système ou du sous-système dans lequel l'équipement sera intégré. Ces tests sont dans la plupart des cas réalisés dans un laboratoire et basés sur des scénarios tracés par des standards pour vérifier l'immunité (en mode conduit et rayonné) et le fonctionnement optimal de l'EST. Ces scénarios prévoient l'illumination d'intensité modérée de l'EST, généralement à distance à l'instar de la Figure 1.7 illustrant le principe de test d'un équipement dans une chambre anéchoïque. Dans ce cas de figure, l'équipement est testé à distance selon des angles de polarisation spécifique avec des niveaux de champs EM limités et uniformes grâce à la présence des absorbants. Un produit ayant donc satisfait les exigences de la CEM, ne garantit pas pour autant un fonctionnement optimal dans toutes les configurations, d'autant plus que ces tests sont réalisés selon un standard prédéfini en l'absence de contraintes environnementales précises. Dans le cas des grands systèmes comme le trafic ferroviaire, la majorité des problèmes d'IEM





FIGURE 1.7 – Essai CEM d'un équipement sous test dans une chambre anéchoïque. Le champ EM est généré à distance avec une antenne en sortie d'un amplificateur [26].

sont traités à travers des normes telles que l'EN 50238 et l'EN 50121-2. Néanmoins des défaillances liées aux IEM peuvent se produire entre les différents systèmes et sous-systèmes lorsque le train est en opération. Des études ont montré que ces défaillances ne se limitent pas qu'aux trains car des champs EM perturbateurs de grande intensité, sont produits dans l'environnement ferroviaire [23], et le système de signalisation des trains est susceptible à ces perturbations [3]. A titre indicatif, le système de signalisation permettant de gérer le trafic ferroviaire est l'un des éléments les plus importants de la sécurité ferroviaire. En plus des problèmes d'IEM interne, le train peut donc en créer dans tout système à proximité traitant des informations sensibles sous faibles niveaux de différences de potentiel (centre de calcul, centre hospitalier, etc.). Ceci est valable pour tout équipement ou système électronique qui génère des champs EM de forte intensité dans son environnement.

Aujourd'hui, face aux limites des tests normatifs d'immunité en CEM et à la vulnérabilité de certains composants et systèmes électroniques, les progrès scientifiques et technologiques ont permis de développer des moyens pour générer des IEM pouvant être utilisées dans des scénarios de perturbation ou d'agression EM intentionnels.

### 1.2.2 Les interférences électromagnétiques intentionnelles

Les IEMI consistent à exploiter la vulnérabilité d'un équipement ou système électronique afin de créer une perturbation dans son fonctionnement [5]. Cette perturbation peut être utilisée à des fins criminelles voire terroristes [27], [28], aussi bien dans le domaine civil que militaire [29]. A cet égard, les IEMI ont été définies de manière générale comme étant une "génération malveillante intentionnelle d'énergie EM introduisant du bruit ou des signaux dans

les systèmes électriques et électroniques, perturbant, confondant ou endommageant ainsi ces systèmes à des fins terroristes ou criminelles". Cette définition a été adoptée lors d'une conférence spéciale sur les IEMI, qui s'est tenue en Suisse au cours du mois de février 1999 (EMC Zurich symposium) [30]. D'autres conférences ont par la suite été organisées, notamment celle de septembre 2001 en Italie [31], afin d'attirer l'attention de la communauté scientifique sur la menace que les IEMI représentent pour la société. De nombreuses raisons rendent cette menace très préoccupante au-delà de celles déjà évoquées :

- la prolifération des équipements électroniques et la dépendance croissante de la société vis-à-vis des services qu'ils procurent,
- la susceptibilité croissante des composants et systèmes électroniques aux perturbations EM,
- les limites des tests CEM surtout dans les systèmes et sous systèmes électroniques,
- Le déploiement de nombreuses applications basées sur l'interconnexion (RF ou filaire) entre des appareils de traitement de l'information et des capteurs ou objets (IoT) visant à automatiser différents processus (véhicules ou systèmes autonomes, contrôle-commande, régulation, ...).

Dans le cas du déploiement des applications IoT, il faut également assurer la sécurité des appareils physiques de collecte et de transmission des données [32] face aux perturbations d'IEMI. A défaut, ces perturbations pourraient affecter toute la chaîne IoT [33].

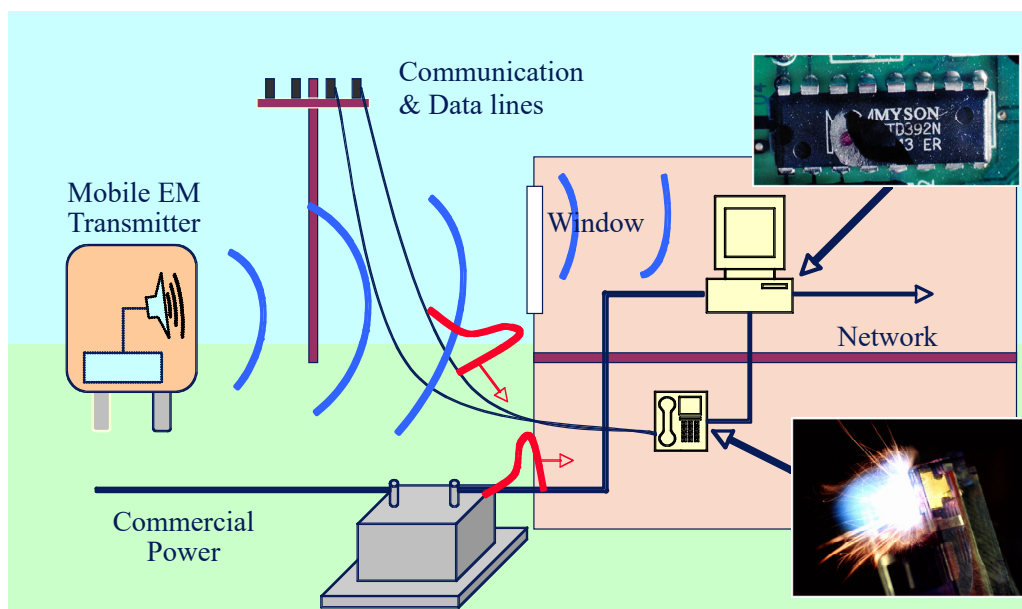


FIGURE 1.8 – Exemple de transmission de champs EM perturbateurs très élevés par une source micro-onde de forte puissance. Les perturbations sont transmises par conduction (courbes rouges) et /ou par rayonnement (courbes bleues) [5].

Il faut aussi noter que, parallèlement au nombre de sources d'IEMI, les techniques et moyens d'application des IEMI augmentent avec les progrès scientifiques. Des moyens comme les micro-ondes de fortes puissances (MFP) ont longtemps été utilisés comme sources d'IEMI.



Techniquement, il s'agit de générer des niveaux de champs très élevés qui vont au-delà du niveau supporté par la victime dans le but de créer des perturbations entraînant une indisponibilité temporaire jusqu'à des situations plus extrêmes relevant de la destruction de composants [34] (typiquement des composants semi-conducteurs) électroniques (Figure 1.8). Ces perturbations sont directement transmises à la victime via les interconnexions (couplage par conduction) et/ou via des ouvertures par couplage en mode rayonné. Des travaux, allant de l'utilisation de dispositifs rudimentaires de grand public (Figure 1.9(a)) à des dispositifs plus sophistiqués (Figure 1.9(b)), ont permis de démontrer l'efficacité de ces sources d'IEMI sur les équipements électroniques. Des équipements militaires (avions de chasse) ainsi que des équipe-

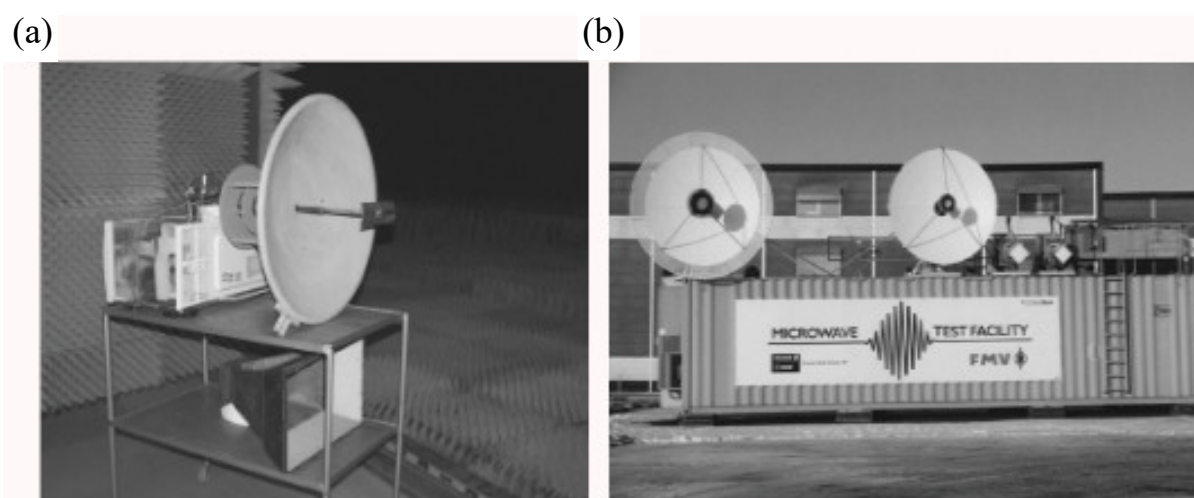


FIGURE 1.9 – (a) Exemple de dispositif microonde de forte puissance rudimentaire. Antenne parabolique couplée à un four à micro-onde. (b) Exemple de dispositif plus sophistiqué embarqué sur un conteneur mobile et alimenté par un générateur diesel de 230 V, 540 kVA, AC (a,b) [29].

ments civils, tels que des voitures, des ordinateurs et des systèmes de sécurité ont par exemple été testés par Backstrom *et al.* [29] à différentes distances et angles de polarisation du champ incident. La source MFP utilisée pour ces tests est celle de la Figure 1.9(b) conçue par une société américaine (TITAN). Elle est contenue dans une remorque mobile et est alimentée par un générateur diesel de 230 V, 540 kVA, AC. Les résultats ont révélé que les récepteurs sont susceptibles aux IEMI ainsi générées jusqu'à une distance de 1 km environ, et qu'il est possible de causer des dommages permanent à un récepteur dans sa bande avec un niveau de champ de 15-20 kV/m. Des niveaux plus faible de 100 V/m ont néanmoins été observés sur des écrans plats d'ordinateur, qui ont été confirmés dans [35] avec des essais réalisés entre 1 et 4 GHz. La susceptibilité des équipements électroniques face aux microondes de forte de forte puissance a également été étudiée dans le domaine ferroviaire [36]. Ces essais avaient pour cible principale le système GSM-R du train, et avaient pour objectif d'occasionner des dégâts permanents à partir d'une source d'IEMI placée à une certaine distance du train. Toutefois, il est possible d'attaquer l'électronique du train en se plaçant directement dans le train comme indiqué sur la Figure 1.10. Cela permet d'utiliser des sources d'IEMI de faible puissance contrairement au MFP, qui sont faciles à transporter et disponibles dans le grand public. Grâce

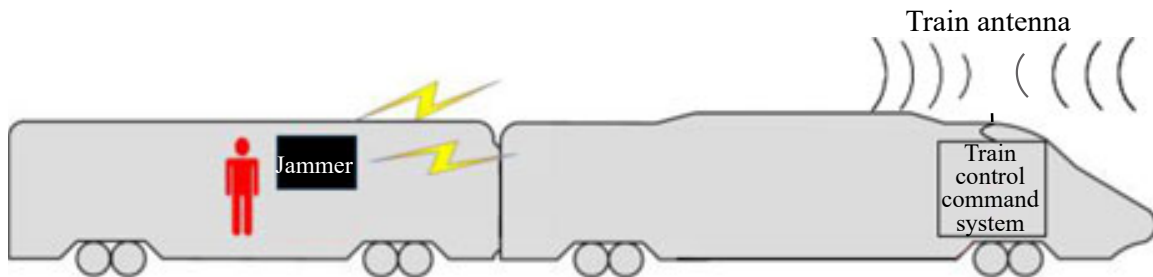


FIGURE 1.10 – Transmission de signal d’IEMI depuis le train en vue d’injecter une perturbation dans le système de contrôle-commande [37].

à ces sources d’IEMI portatives, il est possible d’arrêter les trains même à des localisations prédéfinies [37]. Bien qu’ayant produits plusieurs résultats intéressants, les techniques d’IEMI mentionnées jusqu’ici présentent plusieurs inconvénients, notamment la perte d’énergie due à la propagation par trajets multiples. En outre, l’efficacité de ces techniques dépend énormément de la polarisation du champ incident, de la fréquence utilisée, et de la distance entre la source et la victime. Dans le but pallier ces inconvénients, les recherches se sont dirigées vers des techniques d’IEMI mettant à contribution le récepteur. De cette manière, il est possible d’optimiser le couplage EM en réduisant le phénomène d’évanouissement par trajets multiples et les problèmes de rapport signal à bruit (ou signal-to-noise ratio (SNR) en anglais).

Les techniques d’IEMI qui mettent à contribution le récepteur sont appelées techniques de pré-codage ou encore de mise en forme de front d’onde (MFO). Il faut noter qu’en dehors des agressions EM, ces techniques peuvent également servir pour des applications de communication optimale avec un récepteur. Parmi ces techniques, la technique de combinaison à ratio maximal (MRC) [38] permet d’agir exclusivement sur le récepteur en pondérant les signaux reçus afin d’améliorer le SNR, ou encore la technique de transmission à ratio maximal (TRM) qui améliore le SNR en agissant à la fois sur la transmission et la réception [39]. Cependant, ces techniques rencontrent certaines limites comme la distorsion des signaux à cause d’une mauvaise estimation de l’information d’état du canal entre le transmetteur et le récepteur (ou channel state information (CSI) en anglais), et nécessitent l’intégration d’un dispositif de traitement de signal plus ou moins sophistiqué au sein du récepteur. En plus d’avoir des schémas de pré-codage compliqués, ces techniques sont également destinées aux signaux à bande étroite comme toutes celles citées jusqu’ici.

Par la suite, la technique de retournement temporel (RT) et son analogue fréquentiel, la conjugaison de phase, a rapidement été démontré comme la technique de pré-codage ayant les meilleures performances aussi bien dans les systèmes de télécommunication sans fils que dans les agressions EM. La technique du RT a été initialement introduite par M. Fink en acoustique pour optimiser la focalisation des ultrasons dans le temps et dans l’espace [40], [41], [42]. Le principe du RT est basé sur la réversibilité des équations d’onde acoustique par rapport au temps ( $t \rightarrow -t$ ), et permet de propager des ondes en chronologie inverse vers l’instant et la position de la source qui les a générées. Concrètement, un processus de

RT se décrit en deux étapes distinctes. Dans un premier temps, une impulsion est émise par la source dans le milieu. Des transducteurs formant un miroir à retournement temporel (MRT) permettent d'enregistrer et de numériser le signal temporel transmis. Dans un second temps, les signaux sont renversés dans le temps et ré-émis dans le milieu par les MRT. Par construction, la distance de propagation est automatiquement composée de telle sorte qu'un pic de focalisation de l'onde dans l'espace et dans le temps soit obtenu au niveau de la source initiale comme indiqué sur la Figure 1.11. La technique du RT a plus tard été transposée

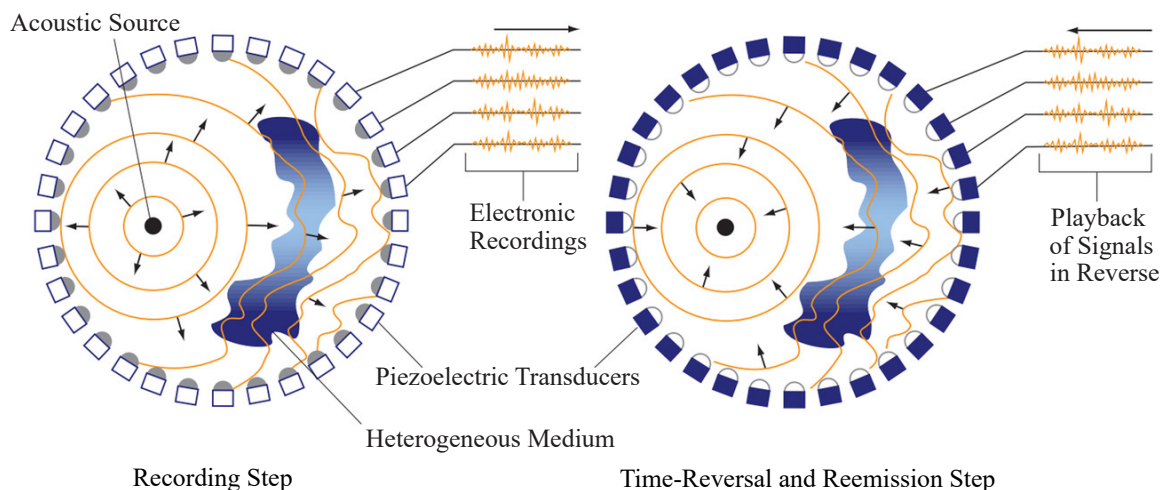


FIGURE 1.11 – Schéma du principe de focalisation par retournement temporel d'ondes acoustiques [42].

aux ondes EM [7], étant donné que les équations d'onde EM sont également réversibles par rapport au renversement du temps. En électromagnétisme, les équations d'ondes qui décrivent la propagation des champs électriques  $\vec{E}$  et magnétiques  $\vec{H}$  sont définies à partir des équations de Maxwell :

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \rightarrow \text{théorème de Gauss}, \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \rightarrow \text{conservation du flux}, \quad (1.3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \rightarrow \text{équation de Maxwell-Faraday}, \quad (1.4)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \left( \vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \rightarrow \text{équation de Maxwell-Ampère}, \quad (1.5)$$

où  $\rho$ ,  $\vec{J}$ ,  $\epsilon_0$  et  $\mu_0$  représentent respectivement, la densité de charge électrique, la densité surfacique de courant, la permittivité du vide, et la perméabilité du vide. En effet, l'identité vectorielle appliquée à un vecteur de champ quelconque  $\vec{A}$ ,  $\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{A}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{A}) - \Delta \vec{A}$ , permet de transformer l'équation (1.4) en

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{E}) - \Delta \vec{E}. \quad (1.6)$$

On introduit ensuite les expressions des équations (1.4) et (1.2) dans l'équation (1.6), puis l'expression de l'équation (1.5) dans la nouvelle équation obtenue

$$\begin{aligned} \overrightarrow{\text{rot}}\left(\frac{-\partial\vec{B}}{\partial t}\right) &= \overrightarrow{\text{grad}}\left(\frac{\rho}{\epsilon_0}\right) - \Delta\vec{E} \\ \Rightarrow -\frac{\partial}{\partial t}(\overrightarrow{\text{rot}}\vec{B}) &= \overrightarrow{\text{grad}}\left(\frac{\rho}{\epsilon_0}\right) - \Delta\vec{E}, \\ \stackrel{(1.5)}{\Rightarrow} -\frac{\partial}{\partial t}\left[\mu_0\left(\vec{J} + \epsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)\right] &= \overrightarrow{\text{grad}}\left(\frac{\rho}{\epsilon_0}\right) - \Delta\vec{E}. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Enfin, dans l'hypothèse où le champ se propage dans le vide ( $\vec{J} = 0$  et  $\rho = 0$ ) sans aucun obstacle, l'équation (1.7) dévient

$$\Delta\vec{E} - \mu_0\epsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.8)$$

De la même manière, on établit l'équation d'onde du champ magnétique ou de l'induction magnétique  $\vec{B}$ ,

$$\Delta\vec{B} - \mu_0\epsilon_0\frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.9)$$

Les équations (1.8) et (1.9) sont les équations d'ondes EM et la dérivée seconde du temps ( $\partial^2/\partial t^2$ ) prouve qu'elles sont réversibles par rapport au renversement du temps ( $t \rightarrow -t$ ). La technique de focalisation par RT des ondes EM possède également deux étapes distinctes, dont un exemple avec un canal dispersif est présenté sur la Figure 1.12. Dans la première étape,

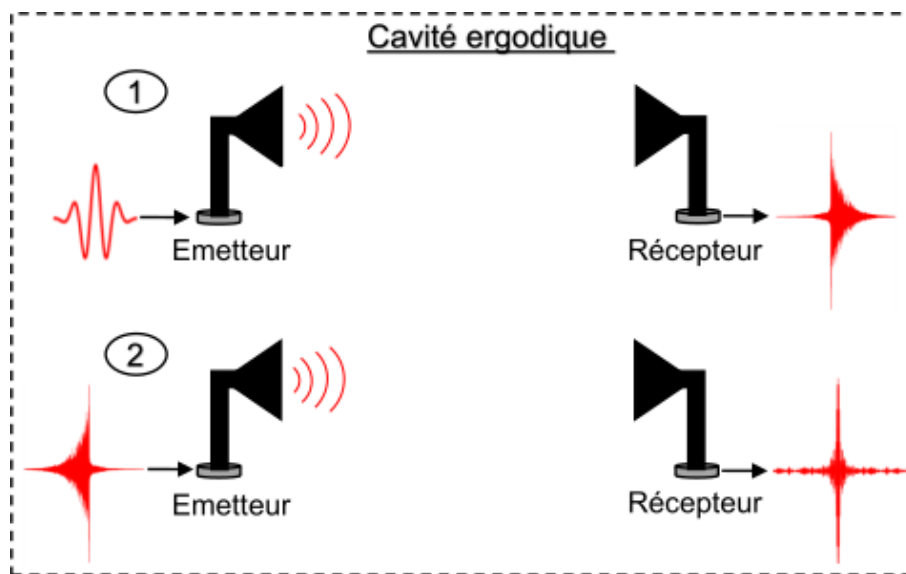


FIGURE 1.12 – Schéma du principe de focalisation par retournement temporel d'ondes EM dans une cavité ergodique.

une impulsion est émise dans la cavité depuis une antenne en émission et enregistrée par une

autre antenne en réception. A ce stade, l'émission et la réception peuvent être permutées, le résultat sera le même du fait de la réciprocité de l'équation d'onde. Par ailleurs, cette étape permet de mesurer les coefficients de transmission entre l'émission et la réception (CSI). De cette façon, lors de la phase de focalisation, c'est-à-dire lors de la deuxième étape au cours de laquelle le signal est reversé dans le temps et ré-émis dans le milieu, un maximum d'énergie est concentré sur la cible en empruntant les chemins les plus favorables aboutissant à un pic de focalisation (voir Figure 1.12). Analytiquement, le signal  $S$  reçu par le récepteur est un produit de convolution des fonctions de transferts  $H(t)$ ,  $H(-t)$  et le terme source  $e(t)$ ,

$$S = H(t) \otimes H(-t) \otimes e(-t). \quad (1.10)$$

Le gain de focalisation du RT est d'autant plus élevé que le milieu est réverbérant. Il peut en effet être exprimé en fonction de la bande passante  $B$  du signal et du facteur de qualité  $Q$  du milieu ( $G_{th} = 10 \times \log[QB/2\pi f_c]$ ). Cette formule traduit la compression spatio-temporelle d'un signal étalé sur un temps  $\tau = Q/[2\pi f_c]$  en une impulsion courte de durée  $1/B$ . Cet effet de compression réduit considérablement la distorsion des signaux reçus appelée interférence inter-symbole (ISI) dans les protocoles de focalisation et de communication [43], [7], [44], [45]. De plus, ce gain peut encore être amélioré en utilisant la technique du RT à un bit [46], [47], [48], pour laquelle l'amplitude du signal transmis dans la phase de focalisation est normalisée positivement ou négativement en fonction du signe du signal retourné dans le temps. L'énergie totale transmise, dans le cas de la technique du RT à un bit, est bien supérieure au prix d'une faible dégradation du signal de focalisation, menant ainsi à un gain de focalisation plus élevé que le RT classique. En outre, la technique du RT permet l'obtention d'un niveau de SNR élevé et peut être utilisée pour des signaux à bande étroite et des signaux à large bande ou ultra-large bande [49], [50].

Pour résumer, la technique du RT permet de focaliser le maximum d'énergie dans l'espace et dans le temps sur une cible précise en tirant partie des propriétés de diffusion du milieu avec un schéma de pré-codage simple. Néanmoins, elle nécessite la connaissance du CSI, entre la source d'émission et la victime. Pour cela, le plus souvent il faut interagir directement avec la cible en y installant un capteur de champ EM. Mais, cette procédure n'est pas toujours évidente et peu altérer les résultats du test. Dans un contexte d'IEMI, l'accès direct au récepteur est impossible. Il est donc souhaitable de développer des méthodes de focalisation non-invasive sans coopération directe de la cible. Nous introduisons dans la suite une nouvelle méthode basée sur l'opérateur de Wigner-Smith qui exploite la matrice de diffusion du milieu de propagation et tire profit d'un changement sur la cible.

## 1.3 L'opérateur de Wigner-Smith

L'interaction onde-matière dans un système de diffusion complexe peut être entièrement caractérisée par sa matrice de diffusion  $S(\omega)$  ou matrice  $S$  [51] qui relie un champ entrant  $\psi_{in}$  au champ sortant correspondant  $\psi_{out}$  via  $\psi_{out} = S(\omega)\psi_{in}$ . La matrice  $S$  est une matrice carrée de taille  $(N \times N)$ , où  $N$  correspond au nombre de ports associés au système étudié. Ces ports représentent à la fois les entrées et sorties du système et les éléments de  $S$ , constitués de tous les coefficients de transmission et de réflexion, décrivent les propriétés de diffusion. Les éléments diagonaux  $S_{ii}$  de cette matrice sont les coefficients de réflexion des différents ports, tandis que les éléments non-diagonaux  $S_{ij}$  sont les coefficients de transmission entre ces ports ( $i, j = 1 \leftarrow N$ ). Chaque composante de la matrice  $S$  est mesurée en adaptant l'impédance de charge des ports non impliqués.

En 1948, en se basant sur les propriétés de la matrice  $S$ , Eisenbud a étudié les propriétés de diffusion des particules nucléaires [52]. A partir de l'équation de Schrödinger et dans l'hypothèse où la longueur d'onde est supérieure aux dimensions du système considéré, il a démontré que le temps de parcours  $\Delta t$  des particules en collision est associé à la dérivée de la phase de diffusion  $\phi$  par rapport à l'énergie  $E$  des particules

$$\Delta t = \hbar \frac{\partial \phi}{\partial E}. \quad (1.11)$$

Le terme  $\hbar$  désigne la constante de Planck réduite ( $\hbar = h/2\pi$ ). Ces résultats ont ensuite été repris dans d'autres travaux, notamment ceux de Bohm en 1951 [53] et Wigner [54] en 1955.

Quelques années plus tard (1960), en se basant notamment sur les travaux de Wigner [54], Smith a introduit une nouvelle approche pour calculer le temps de parcours des particules diffus en mécanique quantique [12]. Cela a conduit à la définition de l'opérateur de Wigner-Smith (WS) ou opérateur  $Q$ , connu à l'origine sous le nom d'opérateur de temps de parcours. Cet opérateur  $Q$  est basé sur la dérivée de la matrice de diffusion  $S$ , plutôt que celle de la phase  $\phi$ , par rapport à l'énergie et est défini par :

$$Q \approx \Delta t = -i\hbar S^\dagger \frac{\partial S}{\partial E}, \quad (1.12)$$

où  $S^\dagger$  est le complexe conjugué de  $S$ . La matrice  $S$  contient toutes les informations du champ diffus dans le système considéré, notamment les coefficients de transmission et de réflexion entre les canaux entrants et sortants couplés au système.

Dans les systèmes sans pertes, la conservation du flux implique que la matrice  $S$  est unitaire, autrement dit,  $S^\dagger S = \mathbb{1}$  où  $\mathbb{1}$  désigne la matrice d'identité. La dérivée des deux côtés de la

condition d'unitarité par rapport à l'énergie  $E$  donne

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial E}(S^\dagger S) &= \frac{\partial \mathbb{1}}{\partial E} = 0 \\ \Rightarrow \frac{\partial}{\partial E}(S^\dagger S) &= \frac{\partial S^\dagger}{\partial E} S + S^\dagger \frac{\partial S}{\partial E} = 0.\end{aligned}\quad (1.13)$$

En multipliant l'équation (1.13) par  $i\hbar$ , on peut donc conclure que l'opérateur  $Q$  est hermitien

$$\begin{aligned}i\hbar \frac{\partial S^\dagger}{\partial E} S &= -i\hbar S^\dagger \frac{\partial S}{\partial E} \\ \Rightarrow Q &= Q^\dagger.\end{aligned}\quad (1.14)$$

Dans ces conditions, les valeurs propres de  $Q$  sont réelles et positives et sont associées à une mesure du temps de parcours des ondes dans le système entre le champ sortant et le champ incident. En partant de l'équation (1.14) qui établit la nature hermitienne de l'opérateur  $Q$ , une nouvelle expression de cet opérateur peut être définie :

$$Q^\dagger = i\hbar \frac{\partial S^\dagger}{\partial E} S. \quad (1.15)$$

Cet opérateur est utilisé par exemple dans [55] pour contrôler la trajectoire des ondes à travers des cavités complexes.

On retrouve également une autre expression de l'opérateur  $Q$  en électromagnétisme qui est fonction de l'inverse de la matrice de diffusion  $S$  et de sa dérivée en fonction de la fréquence angulaire  $\omega = 2\pi f$  ( $f$  est la fréquence de l'onde). Cette nouvelle expression peut être démontrée en exprimant l'énergie  $E$  en fonction de la relation d'Einstein-Planck,  $E = \hbar\omega$ . En introduisant cette relation dans (1.11) l'opérateur  $Q$  devient :

$$Q \approx \Delta t = \frac{\partial \phi}{\partial \omega}. \quad (1.16)$$

En définissant ensuite la matrice  $S$  en fonction du module  $|S|$  et de la phase  $\phi$  ( $S = |S|e^{i\phi}$ ) dans l'hypothèse où la phase varie plus vite que le module, alors la dérivée de  $S$  en fonction  $\omega$  conduit à :

$$\begin{aligned}\frac{\partial S}{\partial \omega} &= \frac{\partial}{\partial \omega}(|S|e^{i\phi}) = i|S| \frac{\partial \phi}{\partial \omega} \\ \Rightarrow -iS^{-1} \frac{\partial S}{\partial \omega} &= \frac{\partial \phi}{\partial \omega}.\end{aligned}\quad (1.17)$$

Enfin, en comparant l'équation (1.16) et l'équation (1.17), la nouvelle expression de  $Q$  s'écrit

$$Q = -iS^{-1} \frac{\partial S}{\partial \omega}. \quad (1.18)$$

L'opérateur  $Q$  a conduit à de nombreuses applications dans plusieurs domaines, notamment

en électromagnétique, grâce aux propriétés particulières de ses états propres ou modes propres.

### 1.3.1 États propres de l'opérateur $Q$

Rechercher les états (modes) propres de l'opérateur  $Q$  revient à déterminer les états du système pour lesquels la sortie et le temps de parcours sont invariants pour une faible excursion de la fréquence. Ces états sont les vecteurs propres  $q_n$  et leur valeur propre  $\theta_n$  correspondante,  $n = 1 \rightarrow N$  ( $N$  est égale à la taille de la matrice  $S$ ), obtenus après diagonalisation de la matrice  $Q$  de l'opérateur sous la forme

$$Q(\omega)q_n = \theta_n q_n. \quad (1.19)$$

Les états propres sont invariants vis-à-vis des petites variations de la fréquence, quel que soit le caractère complexe de la diffusion du milieu considéré. Cette propriété a été démontrée dans plusieurs milieux de propagation complexe, notamment dans les fibres multimodes [56], et les cavités diffuses [55], [57], [58], [59]. Un exemple de propagation des états propres dans les fibres multimodes est représenté sur la Figure 1.13. Cet exemple a été réalisé avec une fibre de 100 mm de long dans une polarisation circulaire (Figure 1.13(a,b)). Nous pouvons observer sur la Figure 1.13(c) que les propagations des états propres dans la fibre ne sont pas affectées. Les distributions spatiales de l'intensité en entrée et en sortie sont identiques. Cependant, des

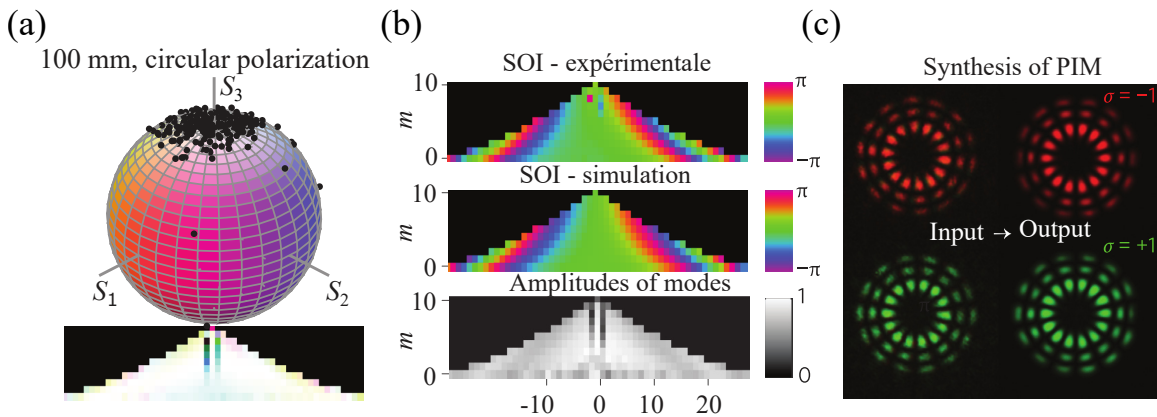


FIGURE 1.13 – Effets de couplage de polarisation dans les fibres multimodes [56]. (a) Configuration pour une propagation des états propres avec une polarisation circulaire dans une fibre optique de 100 mm de longueur. (b) De bas en haut ; Différence de phase mesurée expérimentalement entre la propagation des états propres avec un spin opposé (interaction spin-orbite (SOI)), simulée numériquement équivalent, et amplitude de sortie des états propres transmis, respectivement. (c) Synthèse expérimentale de la propagation des états propres et de leur sortie correspondante. L'entrée et la sortie ne se sont pas affectées par le milieu de propagation.

modes appelés modes principaux [60] avec une distribution spatiale différente entre l'entrée et la sortie, ont également été démontrés comme stables vis-à-vis d'une faible excursion de fréquence. Cette différence est d'autant plus importante lorsque les fibres présentent un couplage de modes plus distribué entre plusieurs modes (se référer à la Figure 1.14).



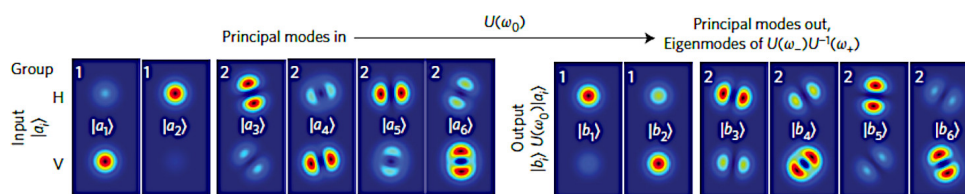


FIGURE 1.14 – Les amplitudes des modes principaux mesurées à chaque extrémité (entrée/sortie) de la fibre, [61]. Les extrémités sont l'entrée (input) à gauche, et la sortie (output) à droite. Les modes principaux sont les états propres de  $U(\omega_-)U^{-1}(\omega_+) \approx Q$ . On injecte les modes principaux  $|a_i\rangle = U(\omega_-)|b_i\rangle$ , où  $|b_i\rangle$  sont les vecteurs propres, et on mesure les intensités aux deux extrémités. Nous remarquons une différence de la distribution spatiale de l'intensité entre l'entrée et la sortie.

La partie réelle des valeurs propres,  $R_e(\theta_n)$ , est associée à une mesure du temps de parcours des ondes entre les  $N$  canaux entrants et sortant couplés au système. Dans le domaine des micro-ondes, les temps de parcours très faible peuvent être utilisés pour générer des états de type particule (onde qui se propage comme si elle était assimilable à un faisceau) dans des cavités multimodes/multi-trajets [55], [57], [58]. Ces états permettent par exemple de s'affranchir des réflexions multiples, et de transmettre une information dans un milieu diffus d'un émetteur A à un récepteur B, sans qu'un récepteur hors du chemin direct puisse accéder à l'information (Figure 1.15). Les états propres avec les plus longs temps de parcours permettent

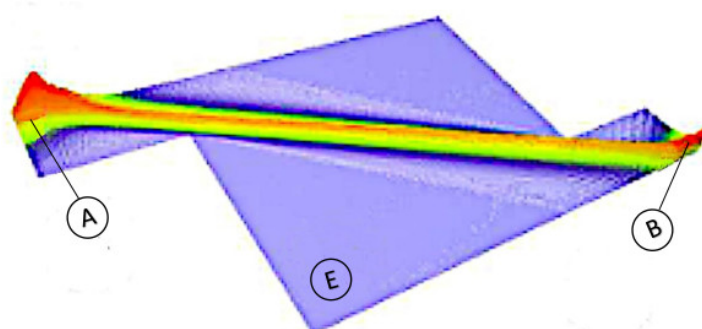


FIGURE 1.15 – Transmission optimale d'une information d'un émetteur A à un récepteur B grâce aux états de type particule de  $Q$ , en injectant les états associés aux temps de parcours les plus faibles  $Q$  [55]. La transmission est optimale car elle privilégie les chemins les plus courts, sans réverbération, évitant ainsi un récepteur E.

à l'inverse de stocker l'énergie dans les systèmes résonants [62], [63] [64], comme on peut le voir sur la Figure 1.16(d), dans la mesure où le facteur de qualité de ces systèmes est supérieur à celui du milieu. En augmentant le temps de parcours dans le système, les modes de temps de vie les plus longs seront préférentiellement excités. Ainsi, lorsque la cible est un résonateur de temps de parcours supérieur à celui du milieu environnant, l'interaction des ondes avec celle-ci est maximisée. L'énergie se trouve donc piégée dans cette cible aboutissant à une optimisation de l'énergie stockée. A l'inverse, pour un état de faible temps de parcours (Figure 1.16(e)), l'énergie n'est pas déposée sur cette cible.

La partie imaginaire de la valeur propre,  $I_m(\theta_n)$  est quant à elle associée aux variations de l'amplitude du front d'onde sortant. Ces propriétés liées aux valeurs propres sont illustrées

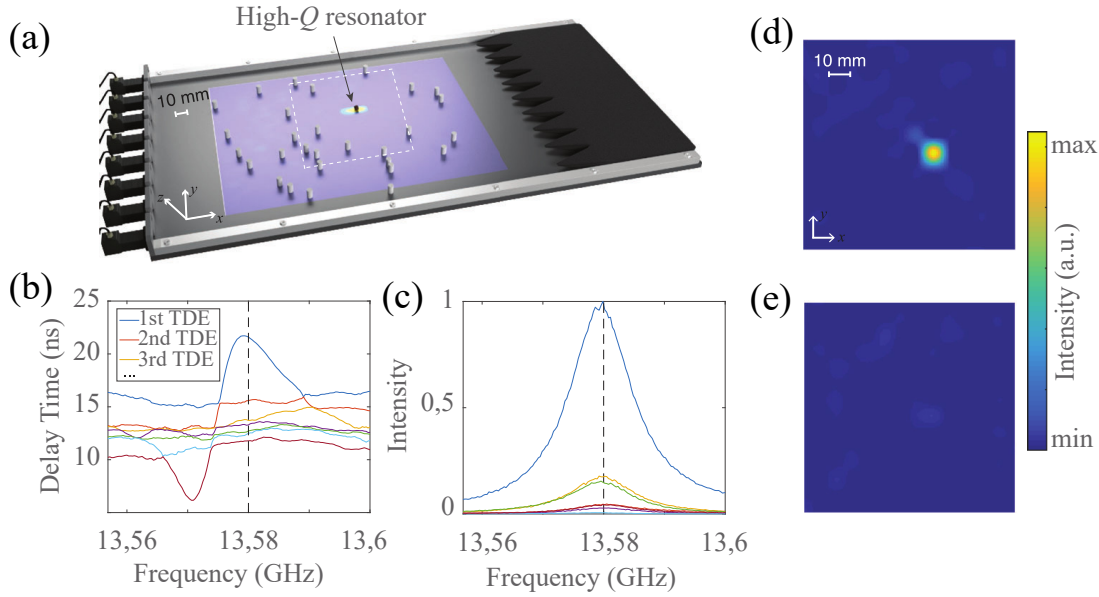


FIGURE 1.16 – Stockage de l'énergie dans un système résonant [64]. (a) Schéma du dispositif expérimental selon une coupe transversale. (b) spectre des différents temps de parcours associé aux parties réelles des valeurs propres correspondantes. (c) Amplitude de l'intensité à l'emplacement du résonateur diélectrique mesurée en injectant en in-situ les différents états propres de temps de parcours à la fréquence  $f_0 = 13,58$  GHz. (d) Distribution spatiale de la densité d'énergie du plus grand état propre de temps de parcours. (e) Distribution spatiale de la densité d'énergie du plus petit état propre de temps de parcours.

dans le paragraphe suivant (1.3.1.1), grâce à l'expression analytique de  $\theta_n$ .

### 1.3.1.1 Expression analytique des valeurs propres $\theta_n$ et interprétation physique

Si on considère que  $\psi_{in}$  et  $\psi_{out}$  sont respectivement les fronts d'onde entrant et sortant du système, alors  $\psi_{in} = q_n$  et  $\psi_{out} = S q_n$ . Le front d'onde sortant peut être exprimé en amplitude  $|\psi_{out}|$  et en phase  $\phi$ ,  $\psi_{out} = |\psi_{out}| e^{i\phi(\omega)}$ , et sa dérivée donne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi_{out}}{\partial \omega} &= \frac{\partial |\psi_{out}|}{\partial \omega} e^{i\phi(\omega)} + i |\psi_{out}| \frac{\partial e^{i\phi(\omega)}}{\partial \omega} \\ \Rightarrow \frac{\partial \psi_{out}}{\partial \omega} &= \frac{\partial |\psi_{out}|}{\partial \omega} e^{i\phi(\omega)} + i |\psi_{out}| \frac{\partial \phi}{\partial \omega} e^{i\phi(\omega)}. \end{aligned} \quad (1.20)$$

En reprenant l'équation (1.19) avec l'expression de  $Q$  définie à l'équation (1.18), et en multipliant par  $S$  (avec  $SS^{-1} = \mathbb{1}$ ), on obtient :

$$\begin{aligned} -iSS^{-1} \frac{\partial S}{\partial \omega} q_n &= \theta_n S q_n \\ \Rightarrow \frac{\partial S}{\partial \omega} q_n &= i\theta_n \psi_{out}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Le vecteur propre  $q_n$  est stable vis-à-vis de petites variations de la fréquence  $\omega$ , donc  $q_n$  dans l'équation (1.21) peut être incorporé à la dérivée de  $S$  par rapport à  $\omega$ , conduisant ainsi à

l'équation

$$\begin{aligned}\frac{\partial \psi_{out}}{\partial \omega} &= i\theta_n \psi_{out} \\ \Rightarrow \frac{\partial \psi_{out}}{\partial \omega} &= i\theta_n |\psi_{out}| e^{i\phi(\omega)}.\end{aligned}\quad (1.22)$$

On observe une égalité entre l'équation (1.20) et l'équation (1.22). Les deux expressions de  $\frac{\partial \psi_{out}}{\partial \omega}$  divisées par  $i\psi_{out}$  nous permettent de définir une expression analytique des valeurs propres  $\theta_n$  de  $Q$  sous la forme

$$\begin{aligned}\theta_n &= -i \frac{\partial |\psi_{out}|}{\partial \omega} \frac{1}{|\psi_{out}|} + \frac{\partial \phi}{\partial \omega} \\ \Rightarrow \theta_n &= \frac{\partial \phi}{\partial \omega} - i \frac{\partial}{\partial \omega} \ln |\psi_{out}|.\end{aligned}\quad (1.23)$$

L'équation (1.23) nous permet d'affirmer dans un premier temps, que la partie réelle,  $R_e(\theta_n)$ , des valeurs propres est associée aux variations de la phase en fonction du changement de la fréquence/énergie. Cette partie réelle est donc associée au temps de parcours,  $\Delta t$ , entre le champ sortant et le champ incident défini par Eisenbud dans l'équation (1.11). Dans un second temps, nous pouvons affirmer que la partie imaginaire,  $I_m(\theta_n)$ , de ces valeurs propres est associée aux changements de l'amplitude du front d'onde sortant  $|\psi_{out}|$ .

### 1.3.1.2 Démonstration du lien entre les valeurs propres $\theta_n$ et le temps de parcours $\Delta t$

Considérons que notre front d'onde sortant  $\psi_{out}$  défini précédemment est une onde plane EM décrite par son vecteur d'onde  $\vec{k}$ , de module  $k = |\vec{k}|$ . En outre, si nous considérons que le front d'onde se propage dans la direction  $x$  ( $|\vec{k}| = k_x$ ), alors

$$\begin{aligned}\psi_{out} &= |\psi_{out}| e^{i(k_x x - \omega t)} = |\psi_{out}| e^{i\phi} \\ \Rightarrow \phi &= k_x x - \omega t.\end{aligned}\quad (1.24)$$

Ce front d'onde se déplace avec une vitesse de phase  $v_x$ , définie par :

$$v_x = \frac{\omega}{k_x} \quad (1.25)$$

$$\Rightarrow k_x = \frac{\omega}{v_x}. \quad (1.26)$$

Si nous supposons par la suite que cette onde a parcouru la distance  $x = L$  avec un temps de parcours  $\Delta t$  à vitesse constante  $v_x$ , alors

$$\Delta t = \frac{L}{v_x}. \quad (1.27)$$

Dans ces conditions, les équations (1.24) et (1.26) deviennent respectivement

$$\phi = k_L L \quad (1.28)$$

$$k_L = \frac{\omega}{v_x}. \quad (1.29)$$

Si nous nous intéressons maintenant à l'équation (1.28) en dérivant la phase par rapport à  $\omega$ , alors nous obtenons

$$\frac{\partial \phi}{\partial \omega} = \frac{\partial k_L}{\partial \omega} L \quad (1.30)$$

$$\stackrel{(1.29)}{=} \frac{\partial \omega}{\partial \omega} \frac{L}{v_x}$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial \omega} = \frac{L}{v_x} \stackrel{(1.27)}{=} \Delta t. \quad (1.31)$$

La comparaison entre l'équation (1.26) et l'équation (1.31) permet de comprendre le lien qui existe entre la dérivée de la phase de la diffusion par rapport à l'énergie/fréquence et le temps de parcours  $\Delta t$ . Un exemple de ce lien a également été donné dans [65].

A travers des exemples, nous avons vu des applications de l'opérateur  $Q$ , notamment dans des fibres multimodes, et des cavités multimodes ou multitrajets dont les états propres sont invariants à de petites variations de fréquence. Récemment, un nouveau opérateur nommé opérateur de Wigner-Smith généralisé a été introduit.

### 1.3.2 L'opérateur de Wigner-Smith généralisé

Nous nous intéressons particulièrement à l'opérateur de Wigner-Smith généralisé, car les propriétés de cet opérateur sont importantes pour l'objectif principal de cette thèse. Cet opérateur permet de réaliser de nouvelles applications non-invasives, telles que la micro-manipulation de front d'onde et la focalisation qui sont indispensables dans le contexte des IEMI et des communications à trajets multiples. Certains auteurs ont démontré que la matrice de diffusion  $S$  peut être dérivée par rapport à tout paramètre global ou local  $\alpha$ , plutôt qu'en fonction de la fréquence ( $\omega$ ) ou de l'énergie  $E$ . Le nouvel opérateur qui en résulte est alors nommé l'opérateur de Wigner-Smith généralisé (opérateur WSG) [10], [11], et est défini par  $Q_\alpha$ ,

$$Q_\alpha = -iS^{-1} \frac{\partial S}{\partial \alpha}. \quad (1.32)$$

Les états propres de l'opérateur WSG sont obtenus après diagonalisation de la matrice  $Q_\alpha$  de l'opérateur sous la forme

$$Q_\alpha q_n = \theta_n^\alpha q_n, \quad (1.33)$$

où  $\theta_n^\alpha$  représente les valeurs propres (nommées  $\theta_n$  dans la suite du document), et  $q_n$  les vecteurs propres correspondants avec  $n = 1 \rightarrow N$ ,  $N$  étant la taille de la matrice  $S$ . Contrairement

aux états propres de l'opérateur  $Q$  qui sont exclusivement stables par rapport à de petites variations de fréquence, ceux de l'opérateur WSG le sont par rapport à de petites variations du paramètre  $\alpha$ .

D'autre part, les auteurs ont démontré qu'en considérant un objet placé dans un milieu diffus comme le diffuseur dans le guide d'onde de la Figure 1.17(a), l'opérateur  $Q_\alpha$  permet,

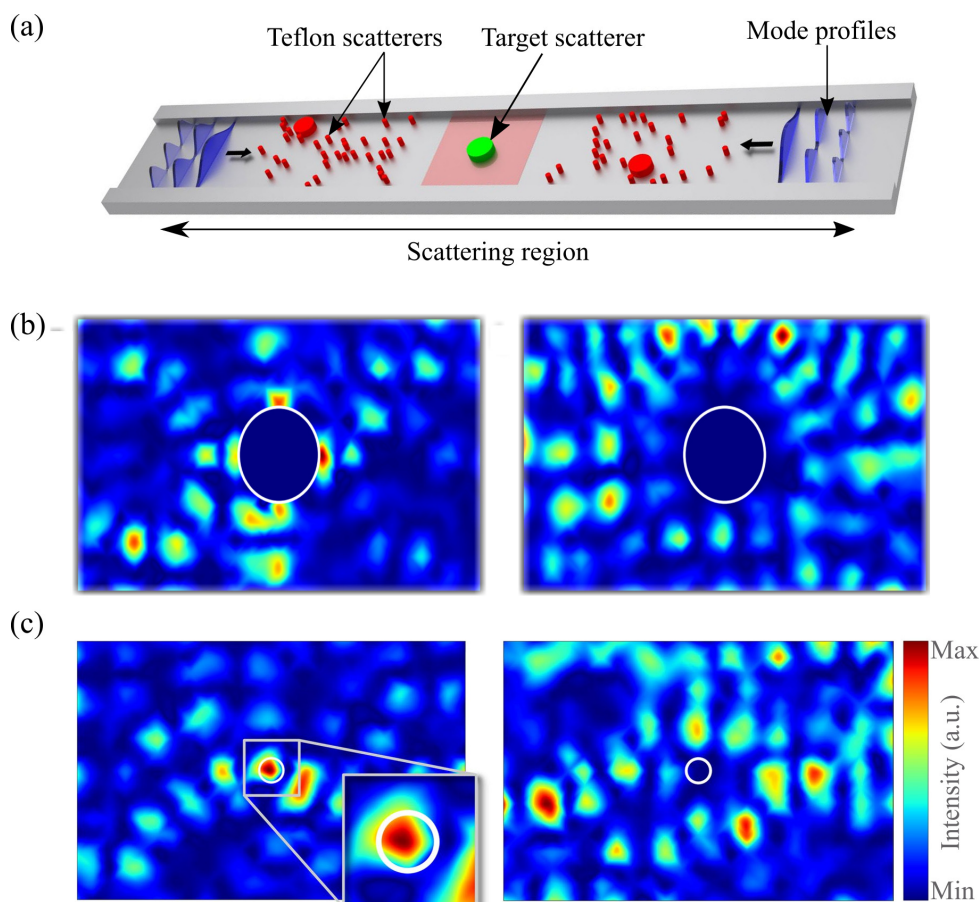


FIGURE 1.17 – Expérience de micromanipulation et de focalisation sur cible de type métallique ou diélectrique avec l'opérateur WSG [10]. (a) Le dispositif expérimental est un guide d'onde composé de diffuseurs dont la cible est le diffuseur de couleur verte. (b) Diffuseur métallique légèrement translaté  $\alpha = R$ . A gauche, nous observons la distribution spatiale de l'énergie focalisée autour de la cible en injectant le front d'onde avec la plus grande valeur propre, et à droite le front d'onde avec la plus petite valeur propre (pas de focalisation). (c) Diffuseur dont la constante diélectrique est légèrement variée  $\alpha = \epsilon$ . A gauche, nous observons la distribution spatiale de l'énergie focalisé dans le diélectrique en injectant le front d'onde avec la plus grande valeur propre, et à droite le front d'onde avec la plus petite valeur propre (pas de focalisation).

en effet, une micromanipulation optimale de cet objet lorsque  $\alpha$  est défini comme étant une translation  $\alpha = R$ , une rotation angulaire  $\alpha = \delta$ , ou encore un changement de la constante diélectrique  $\alpha = \epsilon$  [11]. Cette micromanipulation permet de modifier les propriétés du champ aux alentours de l'objet en injectant dans le système un front d'onde optimal  $\psi_{opt}$ . Ainsi, il est possible d'appliquer sur cet objet une force pour la translation, un couple pour la rotation angulaire ou encore de stocker l'énergie de façon optimale pour le changement de la constante

diélectrique. Ce front d'onde optimal est le premier vecteur propre de gauche  $q_1$ , issu de la diagonalisation de  $Q_\alpha$ . Ce vecteur propre  $q_1$  est associé à la plus grande valeur propre  $\theta_1$ , obtenue après un tri décroissant des  $n$  valeurs propres en fonction de leur valeur absolue  $|\theta_n|$ . Le front d'onde  $\psi_{opt} = q_1$  permet donc une manipulation optimale de la cible, comme indiqué en exemple sur les images de gauche des Figures 1.17(b,c) pour  $\alpha = R, \delta, \epsilon$ . Tout au contraire, le front d'onde associé à la plus petite valeur propre permet d'éviter totalement la cible (images de droite des mêmes Figures 1.17(b,c)).

La généralisation de l'opérateur  $Q$  à tout paramètre global ou local  $\alpha$ , ouvre un grand panel d'applications pour les techniques de pré-codage. La robustesse des états propres de  $Q_\alpha$  face aux changements du paramètre  $\alpha$  et le fait que l'opérateur WSG permette une manipulation du front d'onde entrant et une focalisation optimale sont des propriétés très intéressantes de cet opérateur. Comme nous l'avons évoqué au début de cette section, les travaux de cette thèse sont basés sur l'utilisation de l'opérateur WSG essentiellement pour le caractère non-invasif de la caractérisation de ses états propres. Cependant, nous appliquons cet opérateur à un nouveau paramètre  $\alpha$ , autres que ceux (déplacement, rotation, et changement de la constante diélectrique) utilisés jusqu'ici. En effet, le nouveau paramètre  $\alpha$  est associé à un changement d'impédance de la cible, entre deux états distincts, qui peuvent représenter le mode marche ou arrêt d'un équipement (voir chapitre 2). Un autre point important de cette thèse, est que nous présentons une application de cet opérateur dans le domaine temporel (voir chapitre 3), ce qui constitue une première à notre connaissance. Afin de démontrer les performances de notre technique, nous comparons la focalisation du front d'onde optimale issu de la diagonalisation de  $Q_\alpha$  à celle de la conjugaison de phase pour les applications en bande étroite et à celle du RT pour des applications large bande.

## 1.4 Conclusion

Les tests de la CEM des appareils électroniques ne prennent pas en compte plusieurs facteurs, notamment les contraintes environnementales et climatiques. Ces tests ne garantissent pas une protection intégrale des appareils face aux IEM, surtout lorsqu'ils intègrent les systèmes et sous-systèmes auxquels ils sont destinés. Au fil du temps, les progrès scientifiques et technologiques ont produit de nombreuses sources d'IEMI qui exploitent la vulnérabilité de certains composants électroniques en vue de provoquer un dysfonctionnement à des fins criminelles voire terroristes. Les MFP ont longtemps été utilisés dans cette optique, et consiste à générer un niveau de champ EM suffisamment élevé par rapport au niveau d'immunité de la cible. Mais l'utilisation des MFP comme sources d'IEMI a rapidement rencontré certaines limites, telles que la perte d'énergie dans les trajets multiples, la difficulté de générer le niveau de champ EM nécessaire pour créer un dysfonctionnement. De plus, les MFP dépendent énormément de l'angle de polarisation du champ incident et de la nature du milieu de propagation. Par ailleurs, leur mise en place est très souvent encombrante et coûteuse.

Nos recherches se sont donc concentrées sur les techniques dites de pré-codage mettant à contribution la cible afin de maximiser le couplage EM entre l'émission et la réception. Parmi ces techniques de pré-codage, la conjugaison de phase et son analogue RT ont rapidement été considérées comme candidates, car elles permettent une focalisation maximale du champ dans l'espace et dans le temps au niveau de la cible en mesurant la fonction de transfert ou la réponse impulsionnelle entre l'émission et la réception. Cependant, il est souvent difficile voire impossible d'accéder à cette information dans un contexte d'IEMI. C'est ainsi que les techniques exploitant les propriétés de diffusion du milieu (matrice  $S$ ), notamment l'opérateur WSG, ont été introduites pour surmonter cet obstacle. La technique basée sur l'opérateur WSG consiste à exploiter un changement de paramètre dans le milieu de propagation, dans notre cas l'impédance de la cible, afin de déterminer le front incident à injecter dans le système pour une focalisation optimale.

## CHAPITRE 2

# Optimisation du couplage électromagnétique en régime harmonique basée sur la détection d'un changement d'impédance de la cible

---

### 2.1 Introduction

Les interférences électromagnétiques intentionnelles (IEMI) constituent aujourd'hui une menace bien connue pour divers équipements, systèmes ou infrastructures électroniques. De nombreuses stratégies peuvent être utilisées afin de provoquer des dysfonctionnements, y compris des dysfonctionnements graves qui pourraient aboutir à un déni de service (DoS). Ces stratégies impliquent des interférences conduites et rayonnées de signaux continus (modulés) à bande étroite, ou des signaux à large bande ou ultra-large [5]. De ce fait, la définition de protections appropriées est cruciale pour faire face à ces attaques. La CEM, à travers ses normes, offre un certain niveau de protection contre des perturbations issues de signaux électriques et électromagnétiques naturels (foudre, décharges électrostatiques) ou artificiels (non-linéarités des charges du réseau électrique, émetteurs radiofréquence de toutes sortes, radars...) produits dans notre environnement. Les formes d'ondes appliquées lors des tests dits d'immunité sont par ailleurs très spécifiques (foudre) ou encore très simples pour ce qui concerne l'immunité rayonnée sur l'ensemble du spectre de fréquence. Néanmoins, les attaquants peuvent développer leurs propres stratégies en fonction de leur expertise technologique et de leur imagination [66]. Il s'agit d'une préoccupation majeure concernant les technologies numériques avancées au sein des réseaux intelligents [67], les communications filaires [68] (pour lesquelles des perturbations diaphoniques répétitives peuvent être réalisées), les communications sans fil [69], [70], et les voitures autonomes [71].

Du point de vue de l'analyse de risque ou de l'optimisation des attaques, la recherche de configurations de couplage les plus défavorables a fait également l'objet de questions.



L'optimisation du couplage d'une IEMI rayonnée sur un câble a été proposée dans [72]. Il a été démontré que l'efficacité de ce couplage dépend considérablement de plusieurs paramètres, notamment la direction et l'angle de polarisation, la largeur de bande, ainsi que la densité d'énergie du champ EM de l'IEMI rayonné. Elle dépend également de la charge terminale, de la longueur et la hauteur du câble. Lorsque le couplage du champ sur le câble est optimal, une tension perturbatrice significative (tension en mode commun) est générée à l'extrémité du câble. Cependant ces conditions optimales ne peuvent être trouvées que par tâtonnement. Une stratégie potentiellement efficace consiste à utiliser la conjugaison de phase ou son analogue à large bande, la technique de retournement temporel (TR), pour améliorer le couplage en mode conduit et rayonné sur la cible [73], [74].

Toutefois, ces techniques exigent une certaine coopération de la part de la cible puisqu'elles nécessitent la mesure du canal de propagation entre l'émetteur (source de l'agression) et le récepteur (la victime). En d'autres termes, elles nécessitent la connaissance aussi précise que possible de l'état du canal ou Channel State Information (CSI) selon la terminologie anglo-saxonne largement adoptée. Le CSI peut être interprété dans le domaine temporel comme la réponse impulsionnelle ou dans le domaine harmonique comme la fonction de transfert dans le spectre d'intérêt, entre la source d'agression et la victime. Cependant, les techniques récentes de mise en forme de front d'onde offrent des solutions adéquates pour remédier à cette méconnaissance du canal due à l'impossibilité pour l'attaquant d'établir une communication avec la cible. Ces techniques permettent d'utiliser un autre moyen pour estimer le CSI (dans notre cas le changement d'impédance de la cible). En effet, de nouvelles approches reposant sur la mesure de la matrice de diffusion  $S(\omega)$  du milieu de propagation ont récemment vu le jour pour contourner la nécessité de mesurer la fonction de transfert (vecteur des coefficients de transfert à la victime). La matrice de diffusion  $S(\omega)$  fournit les coefficients de transmission et de réflexion du champ entre les canaux entrants et sortants couplés à un système. Le front d'onde optimal pour maximiser l'intensité focalisée sur une cible soumise à des variations paramétriques peut être extrait de l'opérateur de Wigner-Smith (WS) sous sa forme généralisée appelé opérateur de Wigner-Smith généralisé (WSG) présenté au chapitre précédent.

Dans ce chapitre, nous démontrons une focalisation non invasive en mode conduit et rayonné sur une cible par le biais de l'opérateur WSG. D'abord, nous rappelons très brièvement le contexte historique de l'opérateur WS et celui de sa généralisation (WSG) appliquée à la modulation d'impédance (Le lecteur se référera au Chapitre 1 pour plus de détails). Ensuite, nous présentons une application en mode conduit avec plusieurs sources de diaphonie dans deux configurations d'un réseau de fils. La première configuration est élémentaire et présente les principales propriétés de la méthode. La seconde configuration étend ensuite notre technique à un scénario plus réaliste avec un réseau de câbles complexe. Enfin, nous présentons une application en mode rayonné dans une chambre réverbérante à haut facteur de qualité. Dans les deux applications, les performances de focalisation de l'opérateur WSG sont comparées à celles de la conjugaison de phase prise comme référence.

## 2.2 Focalisation non-invasive en régime harmonique

### 2.2.1 L'opérateur de Wigner-Smith et sa généralisation

L'opérateur Wigner-Smith (WS) ou opérateur  $Q$ , connu à l'origine sous le nom d'opérateur de temps de parcours, a été introduit au début des années soixante (Avril 1960) par Eugène Wigner et Félix Smith en mécanique quantique pour étudier les propriétés de diffusion des particules interagissant avec un puits de potentiel [12], [75]. A l'origine, cet opérateur impliquait la dérivée de la matrice ( $N \times N$ ) de diffusion  $S$ ,  $N$  étant le nombre de sources d'émission et de réception, en fonction de la fréquence selon l'équation :

$$Q = -iS^{-1} \frac{\partial S}{\partial \omega}, \quad (2.1)$$

où  $S^{-1}$  est l'inverse de la matrice  $S$ . La diagonalisation de la matrice  $Q$  conduit à la détermination de ses états propres, caractérisés par leurs valeurs propres et vecteurs propres associés. Lorsque la matrice  $S$  est unitaire (en l'absence de pertes), alors l'opérateur  $Q$  est hermitien et ses valeurs propres sont réelles et positives. Ces valeurs propres sont associées à une mesure du temps de parcours des ondes entre le champ incident et le champ sortant du milieu. Un état propre de cet opérateur est appelé état propre de retardement parce qu'en injectant ce front d'onde dans le système, un retard temporel spécifique donné par la valeur réelle de la valeur propre associée sera observé. Les états propres de l'opérateur de  $Q$  sont non dispersifs ce qui fait de cette caractéristique une propriété importante de cet opérateur. En effet, les états propres de l'opérateur de Wigner-Smith sont insensibles à de petites variations  $\Delta\omega$  de la fréquence. Cependant, ils sont sensibles à un facteur global donné par  $e^{i\Delta\omega\tau(\omega)}$  où  $\tau(\omega)$  est la valeur propre correspondante [55]. Ces états propres sont donc liés à des retards temporels bien définis donnés par la partie réelle des valeurs propres. L'amplitude des parties imaginaires de la valeur propre reflète la manière dont l'amplitude du front d'onde sortant est affectée par le changement de fréquence. Les vecteurs propres de gauche de  $Q$  fournissent le front d'onde optimale entrant pour exciter ces états.

L'opérateur de Wigner-Smith a été récemment généralisé, sous la forme d'une dérivée de  $S(\omega)$  par rapport à tout paramètre global ou local  $\alpha$ . Le nouvel opérateur qui en résulte est alors appelé l'opérateur de Wigner-Smith Généralisé (WSG) [11] et défini suivant l'équation :

$$Q_\alpha = -iS^{-1} \frac{\partial S}{\partial \alpha}. \quad (2.2)$$

Il a été démontré que les états propres de  $Q_\alpha$  sont stables vis-à-vis d'un changement  $\alpha$  dans le milieu. Nous avons vu au chapitre 1 que ces états propres permettent une micromanipulation optimale d'objets dans un milieu diffus. Cette micromanipulation permet de modifier les propriétés du champ aux alentours de l'objet. Ainsi, lorsque le paramètre  $\alpha$  est défini comme étant une translation, une rotation angulaire, ou encore une variation de la constante diélec-

trique de l'objet, alors il est possible d'appliquer respectivement sur cet objet (un diffuseur pris pour cible), une force, un couple, ou de stocker l'énergie de façon optimale en injectant dans le milieu l'état propre associé à la plus grande valeur propre. A l'opposé, l'objet peut être totalement évité en injectant cette fois l'état propre associé à la plus faible valeur propre, car le changement généré est très peu sensible au mouvement de la cible.

Toutefois, le paramètre  $\alpha$  peut être identifié à une variable autre qu'un déplacement ou un changement de la constante diélectrique de la cible. En effet, nous pouvons appliquer les propriétés de l'opérateur WSG à la modulation d'impédance d'une cible pour des applications d'agressions électromagnétique ou de communication optimale avec un récepteur [73], [76], [77], [9]. Ce changement d'impédance peut par exemple représenter le mode marche ou arrêt d'un appareil électronique.

## 2.2.2 Modulation d'impédance et opérateur de Wigner-Smith généralisé

Expérimentalement, l'opérateur WSG appliqué à la modulation d'impédance consiste d'abord à changer localement l'impédance d'une cible et à mesurer les matrices de diffusion  $S_1(\omega)$  et  $S_2(\omega)$  associées à l'état du système avant puis après ce changement, respectivement. Puis, ces deux matrices de diffusion sont introduites dans l'équation (2.2) conduisant ainsi à l'équation suivante :

$$Q_\alpha = -iS_1^{-1}[S_2(\omega) - S_1(\omega)]. \quad (2.3)$$

La matrice  $Q_\alpha$  de l'opérateur est ensuite diagonalisée afin de calculer ses états propres qui représentent les valeurs propres  $\theta_n$  et leur vecteur propre correspondant  $q_n$ , et déterminer le front d'onde optimal à injecter dans le milieu. Enfin, l'injection de ce front d'onde permet de focaliser l'intensité du champ sur la cible. Dans le but de comparer les performances de focalisation du front d'onde optimal à celles de la conjugaison de phase, nous mesurons le CSI entre la source d'émission et la cible. Mesurer le CSI revient à mesurer la matrice ( $N \times 1$ ) de transmission  $T$ , qui regroupe tous les coefficients de transmission entre la source d'émission et la cible. L'intensité de focalisation  $Y_n$  au niveau de la cible pour le  $n$ -ième état propre de  $Q_\alpha$  peut donc être reconstruite numériquement à partir de l'équation

$$Y_n(\omega) = |q_n^T T(\omega)|^2, \quad (2.4)$$

où  $q_n$  est le  $n$ -ième ( $n = 1 \rightarrow N$ ) vecteur propre de gauche issu de la diagonalisation de  $Q_\alpha$  dans l'équation (2.3), et  $q_n^T$  sa transposée. Les vecteurs propres  $q_n$  sont déterminés en fonction d'un tri décroissant de la valeur absolue des valeurs propres  $|\theta_n|$  correspondantes. Ainsi, le premier vecteur propre  $q_1$ , associé à la plus grande valeur propre  $\theta_1$ , représente le

front d'onde optimal à injecter dans le système pour une focalisation optimale  $Y_{\text{opt}}$ ,

$$Y_{\text{opt}} = |q_1^T T(\omega)|^2. \quad (2.5)$$

Afin de démontrer les performances de notre technique de focalisation non invasive, celle-ci est comparée à une intensité de focalisation de référence  $Y_{\text{ref}}$ . Cette intensité est prise comme référence car elle représente le cas où le canal de propagation est estimé avec une coopération directe de la cible. Dans ces conditions, elle représente la meilleure performance que l'on puisse atteindre en termes de focalisation. L'intensité de référence est obtenue en injectant comme vecteur d'excitation associé aux  $N$  canaux couplés au système la conjugaison de phase du vecteur de transmission  $T(\omega)$  normalisé

$$Y_{\text{ref}}(\omega) = \left| \frac{T^\dagger(\omega)}{\|T(\omega)\|} T(\omega) \right|^2 = \|T(\omega)\|^2. \quad (2.6)$$

Le terme  $T^\dagger(\omega)$  est le complexe conjugué de la transposée du vecteur de transmission  $T(\omega)$ . L'intensité de focalisation optimale  $Y_{\text{opt}}$  est également comparée à la focalisation de vecteurs aléatoires normalisés  $\psi_{\text{ref}}$  injectés dans le système. L'intensité moyenne

$$Y_{\text{ref}} = \langle |\psi_{\text{ref}}^T T(\omega)|^2 \rangle \quad (2.7)$$

qui en résulte permet de savoir s'il est aisé d'atteindre les performances souhaitées en choisissant aléatoirement le front d'onde entrant.

## 2.3 Applications

Dans ce chapitre, nous avons réalisé deux types d'application exclusivement dans le domaine fréquentiel, en mode conduit et en mode rayonné. L'appareil de mesure utilisé est un analyseur de réseau vectoriel (ARV) de type Agilent N5230C. Il est utilisé pour caractériser la matrice de diffusion du réseau d'émission. L'ARV fournit une onde sinusoïdale entretenue de pulsation  $\omega$  (sur une fenêtre de temps inversement proportionnelle à la largeur de bande IF) à un seul port et mesure le signal reçu à tous les ports pour retrouver la ligne correspondante de la matrice de diffusion  $S(\omega)$ . Par la même occasion, nous mesurons la matrice  $T(\omega)$  des coefficients de transmission vers la cible afin de vérifier les performances de focalisation de notre technique.

### 2.3.1 Application en mode conduit

#### 2.3.1.1 Fils sur deux plans de masse séparés avec deux injections

Nous commençons l'expérience avec un cas simple en vue de valider l'applicabilité de l'opérateur WSG. Nous plaçons deux câbles de même longueur ( $L = 130$  cm) au-dessus de

deux plans de masse distincts séparés de  $D = 70$  cm comme indiqué sur la Figure 2.1. Les extrémités supérieures des deux câbles sont connectées à leur plan de masse respectif à travers une charge  $50 \Omega$ . L'extrémité inférieure du câble sur le plan de masse 2 est également connectée

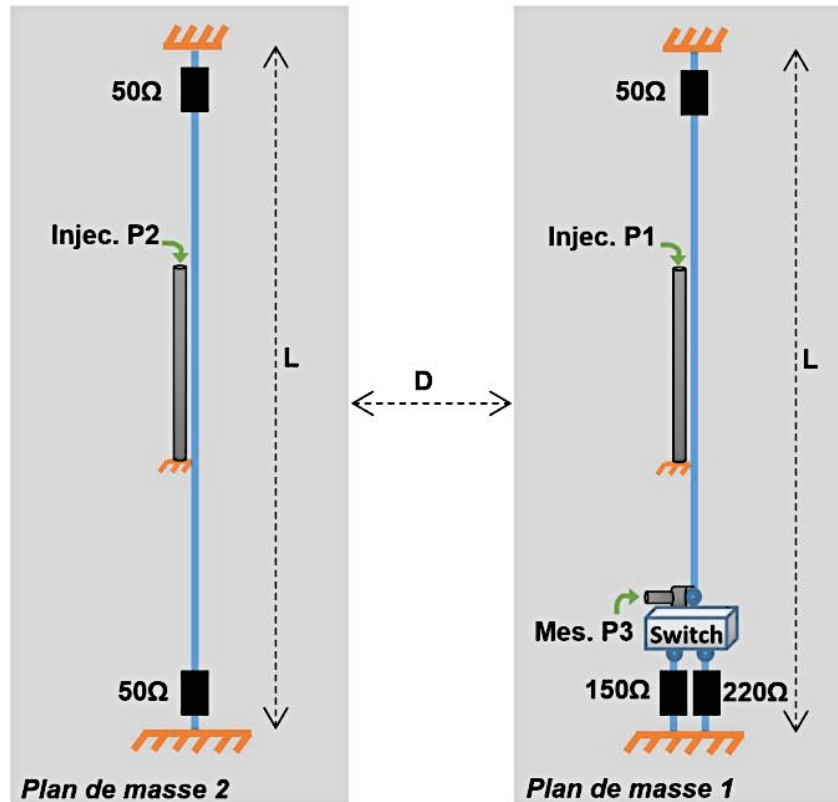


FIGURE 2.1 – Schéma de deux fils excités sur des plans de masse séparés. La longueur des deux fils excités est de  $L = 130$  cm et les plans de masse sont séparés l'un de l'autre par  $D = 70$  cm. La longueur des deux fils d'injection connectés au port 1 (Injec. P1) et au port 2 (Injec. P2) de l'ARV est de 45 cm. La sonde de mesure (pince de courant de type F – 36 – 4) située à proximité du commutateur RF est connectée au troisième port (Meas. P3) de l'ARV. Le commutateur est commandé en tension pour changer l'impédance.

à la masse à travers une charge  $50 \Omega$ . L'injection se fait par couplage électromagnétique proche (diaphonie) à l'aide de deux fils de longueur 45 cm connectés aux ports P1 et P2 de l'ARV. Le changement d'impédance est introduit au niveau de l'extrémité inférieure du câble sur le plan de masse 1 à travers un commutateur RF coaxial de type F – 36 – 4. Lors de la mesure, le commutateur RF permet de basculer entre deux impédances de  $220 \Omega$  et  $150 \Omega$  connectées à la masse, afin de mesurer respectivement les matrices  $S_1(\omega)$  et  $S_2(\omega)$  sur la bande passante 400 – 800 MHz. La pince de courant est placée au niveau du changement d'impédance dans le but d'estimer la matrice de transmission  $T(\omega)$ . Ainsi, nous pouvons vérifier la focalisation à travers l'équation (2.5).

A la suite des mesures de la matrice de diffusion dans les deux états, l'opérateur  $Q_\alpha$  est constitué selon (2.3). Les valeurs propres de l'opérateur sont ensuite déterminées. Les variations en fonction de la fréquence des deux valeurs propres sont représentées sur la Figure 2.2(a).

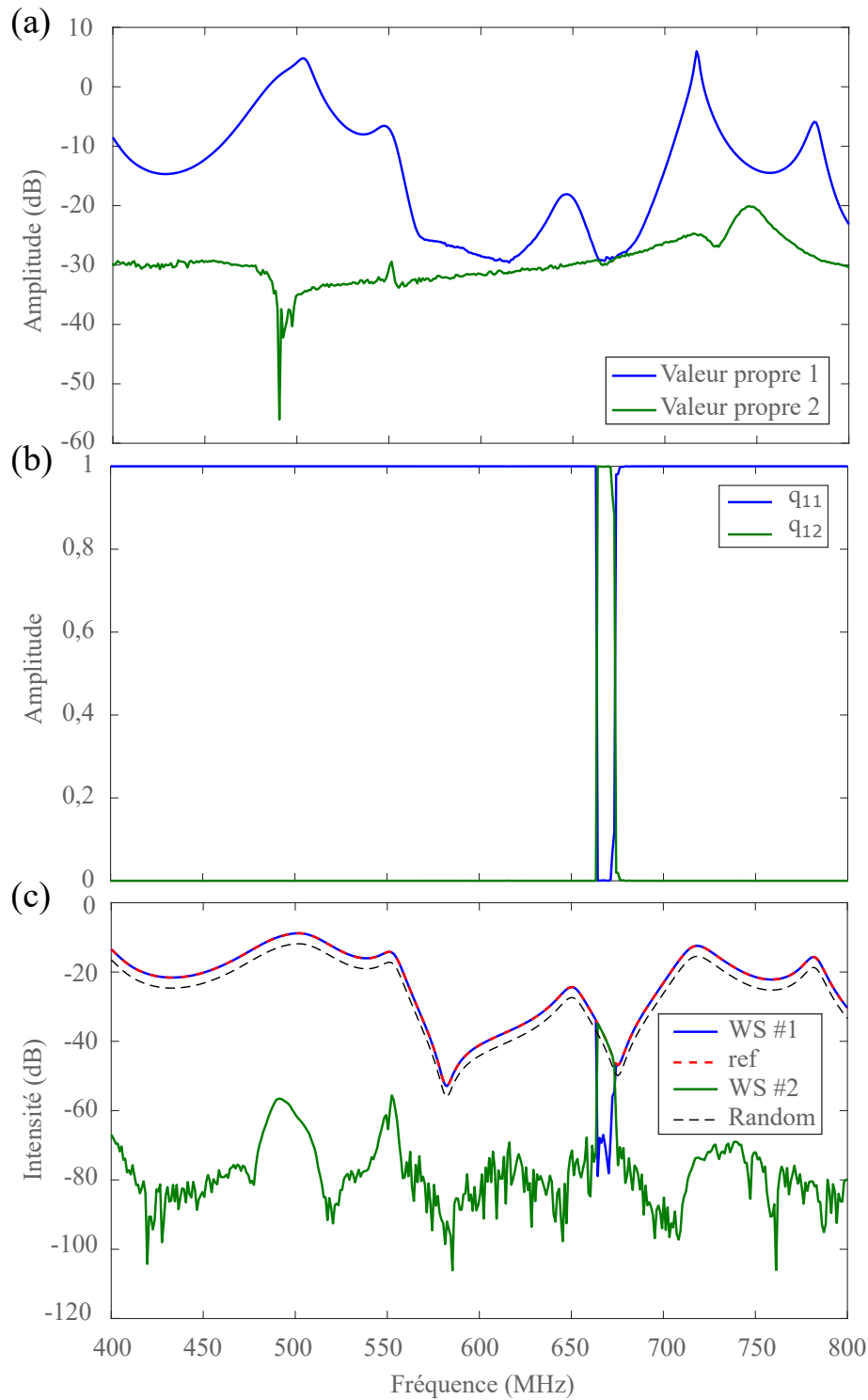


FIGURE 2.2 – (a) Variation de l'amplitude des valeurs propres de  $Q_\alpha$  entre 400 MHz et 800 MHz. Les valeurs propres en bleu et vert sont triées et arrangées par ordre décroissant. (b) Variation des composants du premier vecteur propre  $q_1$ . Les courbes en bleu et vert correspondent respectivement aux première et deuxième composantes du vecteur propre. (c) Courbes des intensités de focalisation. La courbe en tirets rouges correspond au maximum de focalisation obtenue avec la conjugaison de phase et sert de référence. Les courbes en bleu, vert et en tirets noirs sont respectivement les intensités de focalisation du premier vecteur propre, du deuxième vecteur propre et d'une moyenne obtenue à partir d'un ensemble d'excitations arbitraires. Cette intensité moyenne est obtenue à partir d'un tirage aléatoire de 1001 vecteurs d'excitation normalisés.

A l'exception des points autour de la fréquence 668 MHz, l'amplitude de la première valeur propre domine clairement celle de la deuxième valeur propre sur toute la bande passante. En raison du faible couplage entre les deux plans de masse et entre les deux conducteurs, on peut imaginer que seule l'injection sur le port P1 est sensible au changement d'impédance. Ainsi, les composants du premier vecteur propre  $q_1$  devraient être  $[0 \ 1]$  et les intensités de focalisation  $Y_{\text{opt}}$  et  $Y_{\text{ref}}$  identiques pour toutes les fréquences. C'est généralement le cas sur l'ensemble des fréquences de la bande passante sauf autour de 673 MHz comme on peut le voir sur la Figure 2.2(b) pour les composantes de  $q_1$  et sur la Figure 2.2(c) pour l'intensité de focalisation. La raison de cette différence est due à la faible amplitude de la première valeur propre qui se confond avec le niveau de bruit. Les valeurs propres ne sont pas suffisamment distinctes l'une de l'autre. Ainsi, les états propres de la matrice  $Q_\alpha$  ne donnent pas d'indication réaliste pour focaliser sur la cible autour de cette fréquence.

D'un point de vue technique, il n'y a pas de question à se poser sur la stratégie d'injection dans un cas aussi simple. Cependant, nous avons démontré que toute excitation aléatoire des deux ports d'injection combinés ne permet pas d'obtenir une telle performance de focalisation. L'intensité  $Y_{\text{opt}}$  est en effet supérieure de 3 dB à la moyenne de l'intensité des excitations aléatoire représentée en trait noirs sur la courbe de focalisation. A partir de cette première expérience, nous déduisons que pour une focalisation optimale, la valeur propre la plus élevée doit être distincte de l'autre ou des autres en cas de multiplicité de sources d'injection. Cette condition doit être vérifiée avant toute injection si le but est de maximiser l'énergie sur la cible dans le domaine harmonique.

La deuxième expérience vise à confirmer que plusieurs sources d'injections peuvent être combinées avec des pondérations complexes appropriées pour atteindre une focalisation optimale dans un réseau filaire plus complexe et réaliste. Pour ce faire, nous avons mis en place un montage de réseau de fils à quatre branches. Dans cette configuration, nous avons trois sources d'injection avec des fils identiques à l'expérience précédente connectés aux ports de l'ARV. Le mode d'excitation du système choisi est de nouveau le couplage par diaphonie.

### 2.3.1.2 Réseaux de fils sur un plan de masse avec trois injections

Dans cette configuration expérimentale de réseau de fils complexe, les trois branches de gauche sont distantes les unes des autres de 25 cm. La quatrième branche, où se trouve la cible, est séparée de la troisième par 30 cm (Figure 2.3). Le réseau est constitué de quatre fils dont trois jouent le rôle de conducteur aller et le quatrième le rôle de fil de masse (retour de courant). Le fil de masse (fil #4) est composé de 4 sections, de longueur totale 4,65 m, interconnectées à une épissure commune et directement connecté au plan de masse à ses extrémités. Les longueurs des fils #1, #2 et #3 sont respectivement 2,85 m, 2,65 m et 1,55 m. Les deux extrémités des fils #2 et #3 ainsi que l'extrémité gauche du fil #1 sont connectées au plan de masse à travers une charge 50  $\Omega$ . La cible est de nouveau localisée au niveau du changement d'impédance introduit par le commutateur RF coaxial en bout de

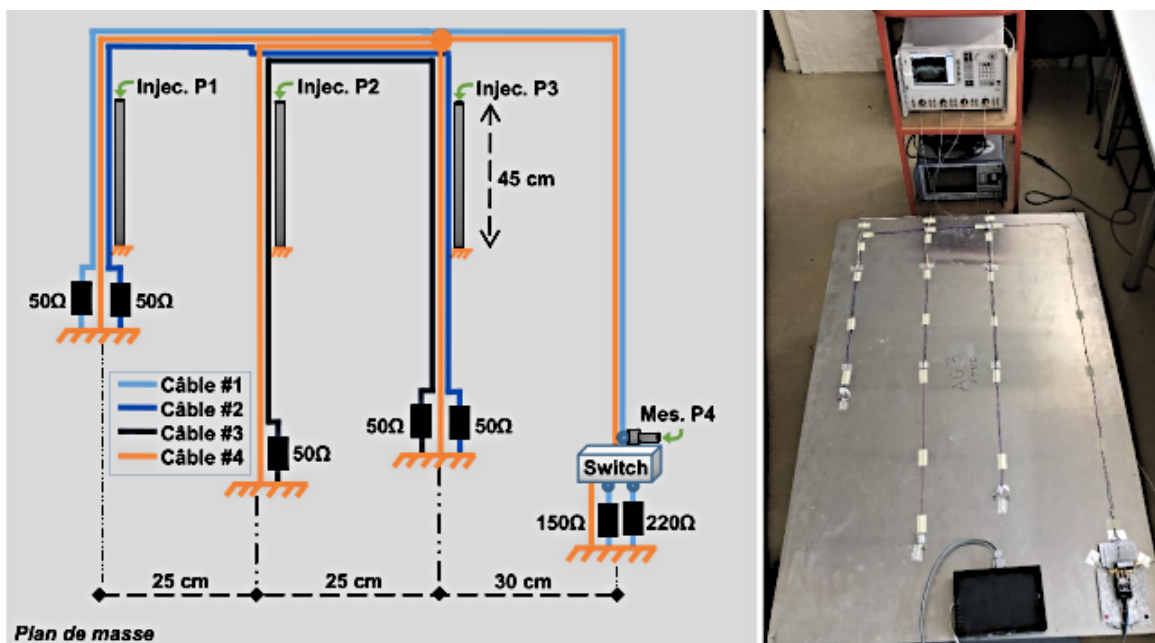


FIGURE 2.3 – Schéma du réseau filaire complexe avec trois injections à gauche. Image de l'expérience avec un ARV pour les injections et les mesures à droite. Les trois antennes sont connectées aux ports 1 (Injec. P1), 2 (Injec. P2) et 3 (Injec. P3) de l'ARV. La pince de mesure au niveau du commutateur RF est connectée au port 4 (Meas. P4) de l'ARV.

ligne avec la sonde de courant pour l'estimation du vecteur  $T(\omega)$ . Quant à l'extrémité droite du fil #1, elle est connectée au plan de masse dans les mêmes conditions que l'expérience précédente, c'est-à-dire là où s'opère le changement d'impédance (entre  $220 \Omega$  et  $150 \Omega$ ) par le biais du commutateur RF coaxial. La même sonde de courant est également utilisée pour mesurer le vecteur  $T(\omega)$  afin de vérifier la focalisation.

Après la mesure de la matrice de diffusion  $S(\omega)$  pour les deux positions du commutateur RF, l'opérateur  $Q_\alpha$  est formé et diagonalisé. Les trois valeurs propres résultantes sont triées et arrangées (de la plus grande valeur en bleue à la plus petite en orange) telles que représentées sur la Figure 2.4(a) dans la bande de fréquence 100 – 500 MHz. L'amplitude des différentes composantes du premier vecteur propre correspondant à la plus grande valeur propre est représentée sur la Figure 2.4(b). Ce vecteur propre définit l'amplitude complexe (normalisée) à fournir aux trois sources d'injections. La Figure 2.4(c) confirme que lorsque la première valeur propre domine nettement les autres en termes d'amplitude, le vecteur propre correspondant fournit une focalisation optimale  $Y_{\text{opt}}$  sur la cible (courbe en trait bleu continu). En effet,  $Y_{\text{opt}}$  atteint les mêmes performances que la focalisation maximale  $Y_{\text{ref}}$  (courbe rouge en pointillé) comme si l'information complète du canal était accessible. A certaines fréquences, par exemple entre 335 MHz et 365 MHz, le vecteur propre optimal correspond même à injecter presque toute l'énergie au point d'injection le plus éloigné de la cible (injection sur le port P1).

Cependant, à l'instar des observations faites sur les résultats de la première expérience, lorsque les valeurs propres sont faibles et ne peuvent pas être clairement différenciées (par exemple autour des fréquences 378 MHz et 425 MHz), la focalisation maximale n'est pas



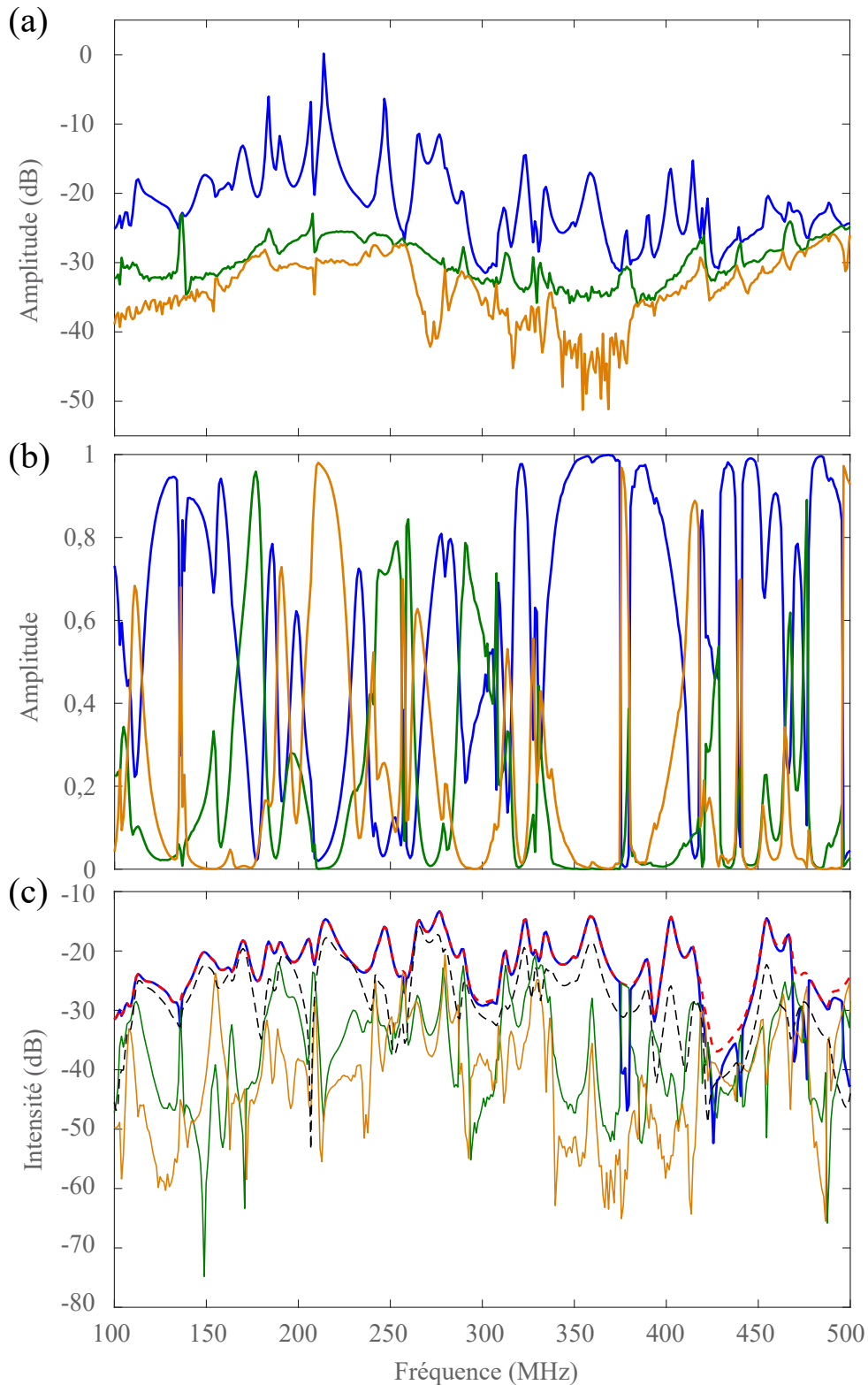


FIGURE 2.4 – (a) Variation de l'amplitude des valeurs propres de  $Q_\alpha$  entre 100 MHz et 500 MHz. Les valeurs propres en bleu, vert, et orange sont triées et arrangées par ordre décroissant. (b) Variation des composantes du premier vecteur propre  $q_1$ . Les courbes en bleu, vert et orange correspondent respectivement à la première, deuxième et troisième composante de ce vecteur propre. (c) Courbes des intensités de focalisation. La courbe en tirets rouges est le maximum de focalisation obtenue avec la conjugaison de phase et sert de référence. Les courbes en bleu, vert, orange et en tirets noirs sont respectivement les intensités de focalisation du premier vecteur propre, du deuxième vecteur propre, du troisième vecteur propre, et d'une moyenne obtenue à partir d'un ensemble d'excitations arbitraires. Cette intensité moyennée est obtenue à partir d'un tirage aléatoire de 1001 vecteurs d'excitation normalisés.

assurée par le vecteur propre correspondant à la valeur propre maximale. Nous avons également déterminé en injectant dans le système, l'intensité du deuxième et du troisième vecteur propre (courbes de couleurs verte et orange, respectivement) ainsi que l'intensité moyenne de vecteurs aléatoires normalisés (courbe en traits noirs). Il apparaît clairement que l'intensité focalisée dans ces différents cas de figure est très loin d'atteindre les performances de focalisation du premier vecteur propre.

### 2.3.2 Application en mode rayonné

L'application précédente portait sur un canal de propagation pour lequel l'onde est guidée et subit certaines réflexions multiples, à l'origine d'ondes stationnaires, ce qui explique que la mesure de la matrice de diffusion était suffisamment affectée par un changement d'impédance, même pratiqué ponctuellement sur le réseau. Nous cherchons à transposer la technique de focalisation basée sur l'opérateur WSG dans un milieu de propagation des ondes électromagnétiques. Il semble alors raisonnable de choisir également un milieu de propagation à trajets multiples (Figure 2.5). Un milieu de propagation réverbérant offre les conditions les plus propices à cette expérience. Un tel milieu peut être considéré comme produisant des canaux suivant une distribution de Rayleigh [78].

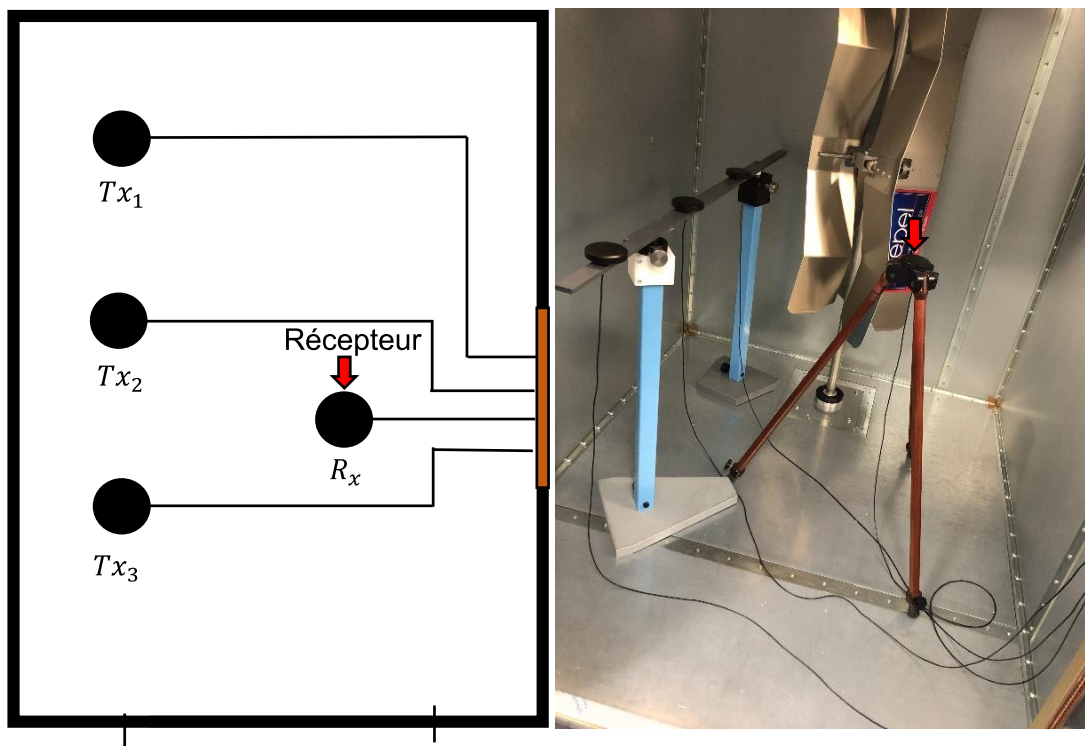


FIGURE 2.5 – Schéma du principe de mesure à gauche et image de l'expérience à droite. Quatre antennes dont trois en émission et une en réception sont placées dans la chambre réverbérante. La distance entre deux antennes proches ainsi que celle entre chaque antenne et les parois de la cavité est de  $\lambda/2 \approx 21$  cm pour réduire les couplages directs entre antennes.

Nous choisissons donc de réaliser ces mesures dans une chambre réverbérante (CR) de

dimension  $1.5 \times 1.5 \times 2 \text{ m}^3$  dont le temps de réverbération estimé à  $\tau = 150 \text{ ns}$  donne un facteur de qualité  $Q = 754$ . La bande de fréquence considérée est comprise entre 700 MHz et 900 MHz. La bande passante correspondante (200 MHz) est échantillonnée sur  $10^4$  points avec une fréquence d'échantillonnage de  $\Delta f = 20 \text{ kHz}$ . Dans cette expérience, nous disposons de quatre antennes omnidirectionnelles de référence AEACBK081014 – S698 placées dans la CR comme représenté sur la Figure 2.5. La source d'émission est constituée d'un réseau de trois antennes connectées aux ports P1, P2 et P3 de l'ARV. Les antennes du réseau sont disposées de telle sorte que la distance entre deux antennes proches et celle entre chaque antenne et les parois de la cavité soit supérieure à  $\lambda/2 \approx 21 \text{ cm}$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde à 700 MHz. Cette disposition a pour but de minimiser les couplages indésirables, ce qui réduit considérablement les erreurs de mesure. La quatrième antenne, dont l'impédance de charge varie entre deux états distincts, joue le rôle de récepteur (cible). Le diamètre de la cible est de  $\lambda/5,4$  de sorte qu'elle peut être considérée comme ponctuelle. Dans un premier temps, l'antenne réceptrice est connectée au port P4 de l'ARV (antenne chargée sur  $50 \Omega$ ) afin de simuler la mise en marche du récepteur. Cet état permet également la mesure du vecteur de transmission  $T(\omega)$  (le CSI) entre les antennes d'émission et le récepteur pour vérifier la focalisation. Dans un second temps, l'antenne de l'ARV est déconnectée (antenne en circuit ouvert) pour simuler l'arrêt du récepteur. Ainsi, Nous calculons la matrice  $Q_\alpha$  avec la mesure des matrices de diffusion  $S_1(\omega)$  et  $S_2(\omega)$  respectivement associées aux deux impédances de charge de l'antenne cible.

Le post-traitement est identique à celui de l'expérience en mode conduit. La matrice  $Q_\alpha$  est diagonalisée et les valeurs propres sont triées et rangées en fonction de leur valeur absolue. Ces valeurs propres sont représentées sur la Figure 2.6(a) avec le même code de couleur que la Figure 2.4(a). L'amplitude de la première valeur propre (courbe bleue) domine en moyenne celles des deux autres (courbes verte et orange) dans l'intervalle de fréquences considéré. Les composantes du premier vecteur propre (voir Figure 2.6(b)) associées à la plus grande valeur propre présentent des combinaisons complexes d'amplitudes qui fluctuent fortement selon la fréquence. Il n'est donc pas évident de non seulement définir aléatoirement un front d'onde optimal pour une focalisation, ni d'identifier l'antenne la plus propice à exciter lors de l'injection. L'intensité de focalisation du front d'onde optimal de l'opérateur WSG (courbe bleue) comparée à celle de la conjugaison de phase (courbe rouge) sont représentées sur la Figure 2.6(c). On constate que ces deux courbes sont parfaitement corrélées excepté à la fréquence 745,8 MHz. Cette exception est une fois de plus due au fait que l'amplitude des valeurs propres à cette fréquence est faible et qu'elles ne sont pas suffisamment distinctes les unes des autres. Ces résultats confirment l'applicabilité de l'opérateur WSG en mode rayonné même en présence d'un milieu diffus.

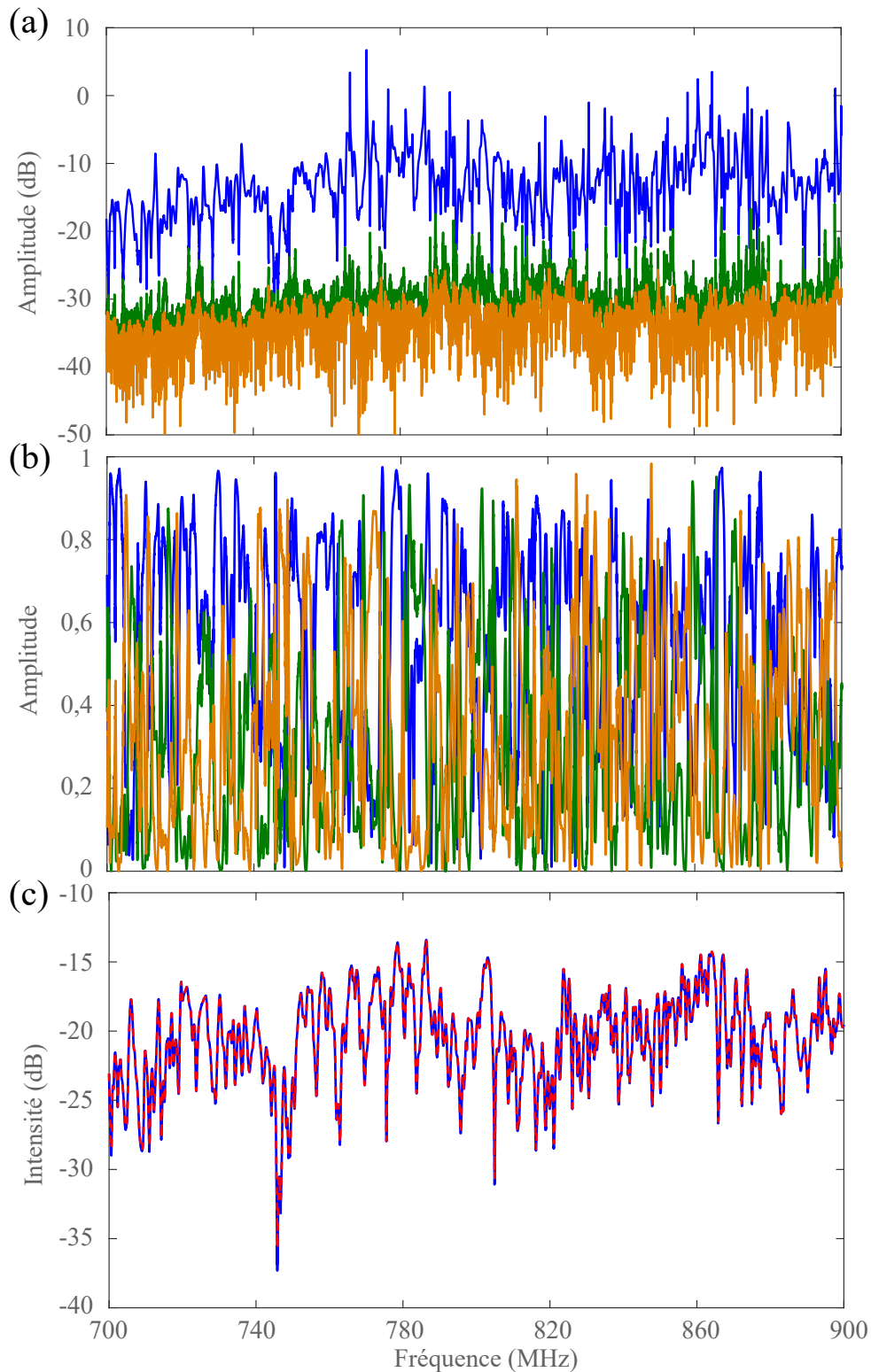


FIGURE 2.6 – (a) Variation de l'amplitude des valeurs propres de  $Q_\alpha$  entre 700 MHz et 900 MHz. Les valeurs propres en bleu, vert et orange sont triées et arrangées par ordre décroissant. (b) Variation des composants du premier vecteur propre  $q_1$ . Les courbes en bleu, vert et orange correspondent respectivement à la première, deuxième et troisième composante du vecteur propre. (c) Courbes des intensités de focalisation. La courbe en tirets rouges est le maximum de focalisation obtenue avec la conjugaison de phase et sert de référence. La courbe bleue correspond à l'intensité de focalisation du premier vecteur propre.

## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit une nouvelle méthode de focalisation non-invasive en bande étroite qui maximise l'énergie EM sur une cible où un changement d'impédance se produit. La technique tire parti de l'opérateur WSG basé sur la différence entre deux matrices de diffusion mesurées aux ports d'entrée lors du changement d'impédance de la cible. La diagonalisation de la matrice  $Q_\alpha$  de cet opérateur fournit le front d'onde optimal pour maximiser l'intensité de focalisation sur une cible comme si le CSI était connu, à condition que les valeurs propres soient suffisamment distinctes les unes des autres à la fréquence considérée. Le front d'onde optimal pour une focalisation maximale est le premier vecteur propre correspondant à la valeur propre de plus grande valeur absolue issue de la diagonalisation de  $Q_\alpha$ . Les composants de ce vecteur propre regroupent les différentes pondérations complexes des voies d'émission pour maximiser l'intensité sur la cible.

Des expériences en mode conduit et en mode rayonné ont permis de démontrer la performance de focalisation de l'opérateur WSG qui atteint celle de la conjugaison de phase dont l'analogie en large bande est le RT. Considérée comme étant la meilleure technique en terme couplage optimal sur une cible même en milieu diffus, la technique de la conjugaison de phase (ou du RT) nécessite de connaître au préalable le CSI contrairement à celle de l'opérateur WSG. Ce résultat ouvre de nouvelles perspectives dans le contexte de l'IEMI, aux communications sans fil ou de la cybersécurité liée aux attaques électromagnétiques. Le chapitre suivant portera sur l'extension de cette technique dans le domaine temporel pour des applications large bande.

## CHAPITRE 3

# Focalisation large bande sans connaissance du canal de propagation : application aux communications sans fil

---

### 3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons démontré une nouvelle technique de focalisation optimale pour des applications en bande étroite. Nous démontrons dans ce chapitre que cette technique peut être étendue dans le domaine temporel pour des applications large bande. Pour rappel, notre technique de focalisation a pour caractéristique de maximiser le couplage entre l'émission et la réception de manière non-invasive. Cette caractéristique présente également un intérêt important pour les techniques de pré-codage (ou de mise en forme de front d'onde) dans le domaine des communications numériques. Les techniques de pré-codage sont actuellement couramment exploitées dans les systèmes de communication sans fil à entrées multiples et à sorties multiples (MIMO) pour assurer une qualité de service élevée avec une faible consommation d'énergie. Lorsque l'information sur l'état du canal (CSI) entre les antennes d'émission et les antennes de réception est estimée et connue au niveau de l'émission, l'onde incidente peut être judicieusement modulée dans l'espace et dans le temps afin d'exploiter pleinement la diversité spatiale et la largeur de bande du réseau d'antennes pour améliorer de manière considérable le débit de transmission des données. Il existe plusieurs techniques de pré-codage, chacune ayant ses propres avantages et limites. Pour les signaux à bande étroite, la technique de la transmission à rapport maximal (MRT) décrite dans le chapitre précédent, est un schéma de pré-codage optimal fournissant une intensité maximale sur l'antenne ciblée [39]. En revanche, la technique du forçage à zéro (zero forcing) propose d'annihiler le signal sur les antennes non ciblées afin de maximiser le rapport signal à bruit (ou SNR pour signal-to-noise ratio) dans l'espace et de minimiser les interférences multi-utilisateurs [79].

Pour les signaux à large bande, le multiplexage par répartition en fréquence orthogonale à entrées multiples et sorties multiples (MIMO-OFDM) a été introduit ces dernières années pour obtenir une excellente transmission à haut débit [80], [81]. Cette technique est également un excellent moyen de contrer l'évanouissement par trajets multiples et d'autres dégradations du canal de propagation. En effet, les performances des techniques MIMO-OFDM ont été mises en évidence dans plusieurs normes sans fil telles que les réseaux locaux (WLAN), les réseaux métropolitains (WMAN) et les réseaux cellulaires mobiles de quatrième génération [82]. Les techniques de retournement temporel (RT) introduites dans le domaine des ultrasons [41] et transposées aux ondes électromagnétiques [7] ont également été rapidement considérées comme un nouveau paradigme pour les techniques de communication à haut rendement énergétique pour les signaux à large ou ultra large bande [49], [83], [50], [84]. Le RT fournit un gain de focalisation optimal dans un environnement de diffusion complexe [7], [44], [45] avec des signaux qui sont compressés dans le temps et dans l'espace en une courte impulsion. Cela permet de réduire considérablement l'interférence inter-symboles (ISI) à des taux de symboles élevés malgré les longues réponses impulsionnelles du canal. Le gain de transmission peut être encore amélioré en utilisant la technique du RT à un bit [46], [47], [48], [85] pour laquelle l'amplitude du signal à transmettre, lors de la phase de focalisation, est normalisée positivement ou négativement en fonction du signe du signal inversé dans le temps.

Une condition préalable de ces techniques de pré-codage est la mesure ou du moins l'estimation précise du CSI, c'est-à-dire de la matrice de transfert spatio-temporelle entre l'émetteur et le récepteur, au niveau de l'émetteur. Le CSI nécessite un retour d'information du récepteur vers l'émetteur qui est obtenu en transmettant des pilotes sur la liaison inverse [86], [87], [88], [89], [90]. De nombreuses sources de contamination des pilotes (non-orthogonalité des signaux pilotes, dégradations matérielles, émetteurs-récepteurs non réciproques...) peuvent cependant dégrader son estimation et donc l'efficacité des schémas de pré-codage [91]. En outre, l'estimation du CSI est encore plus difficile pour les communications par rétrodiffusion, notamment les technologies d'identification par radiofréquence (RFID). L'étiquette reflète le signal entrant émis par le lecteur et module sa propre impédance pour transmettre des informations en modifiant la phase et l'amplitude des signaux réfléchis. Comme l'étiquette n'émet pas activement d'ondes, aucun retour direct n'est possible, ce qui limite, à première vue, la portée des techniques de pré-codage.

Dans ce chapitre, partant du même principe d'estimation du CSI dans le domaine harmonique du chapitre précédent, nous présentons une nouvelle technique de cette estimation dans le domaine temporel pour des applications large bande. En effet, cette nouvelle technique est également basée sur l'opérateur de Wigner-Smith (WS) [12], [54] et plus précisément sur sa formulation généralisée (l'opérateur WSG) [11], [10]. L'opérateur WSG permet d'extraire le front d'onde optimal qui fournit une focalisation maximale sur une cible subissant une modification d'impédance. Nous avons vu que ce front d'onde optimal correspond au vecteur propre associé à la plus grande valeur propre issue de la diagonalisation de la matrice  $Q_\alpha$ . Cette tech-

nique a été établie au chapitre précédent dans le domaine harmonique. Dans ce chapitre, afin de reconstruire une réponse impulsionnelle donnant une focalisation maximale pour les signaux à large bande, une correction de la phase globale de ce vecteur propre est appliquée. Une fois la procédure de correction effectuée, nous utilisons d'abord le vecteur propre du CSI afin de démontrer numériquement l'efficacité de notre technique en la comparant aux techniques du RT. Nous validons ensuite les résultats à travers des applications de focalisation en temps réel menées dans une chambre réverbérante (CR) à fort facteur de qualité, en injectant le seul vecteur optimal dans le système. Nous terminons enfin par une application simple de communication sans fil en transmettant une image à un récepteur sans la connaissance préalable du CSI. Notre approche est générale et particulièrement efficace dans les milieux désordonnés, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives pour les techniques de pré-codage. Le cas d'application choisi dans ce chapitre est donc celui de l'établissement d'un lien de communication optimal en régime large bande avec une cible sur la base de la détection d'un changement d'impédance de celle-ci. Dans un cadre de compromission d'information à distance ou d'agression électromagnétique cette solution permet également de délivrer un signal transitoire de forte amplitude vers une cible à l'origine d'interférences potentielles.

## 3.2 L'opérateur de Wigner-Smith en régime transitoire

### 3.2.1 L'opérateur de Wigner-Smith monochromatique

Nous avons vu que l'opérateur de Wigner-Smith généralisé (WSG) appliqué à la modulation d'impédance consiste à changer localement l'impédance d'une cible entre deux états distincts. Les matrices de diffusion  $S_1(\omega)$  et  $S_2(\omega)$  de taille  $(N \times N)$ , associées aux différents changements d'impédance de la cible, construite à partir des coefficients de transmission et de réflexion sont d'abord mesurées pour un réseau de  $N$  antennes en émission. Ces matrices sont ensuite utilisées dans l'équation (2.3),  $Q_\alpha = -iS_1^{-1}[S_2(\omega) - S_1(\omega)]$ , pour calculer la matrice  $Q_\alpha$  de l'opérateur WSG. Enfin,  $Q_\alpha(\omega)$  est diagonalisée sous la forme  $q_n^\dagger(\omega)Q_\alpha(\omega) = \theta_n(\omega)q_n^\dagger$ ,  $\theta_n$  étant les valeurs propres et  $q_n$  les  $(N \times 1)$  vecteurs propres correspondants normalisés à  $\|q_n\| = 1$ . Les valeurs propres sont triées en fonction de leurs amplitudes en valeur absolue. Lorsque les dimensions typiques de la cible sont petites par rapport à la longueur d'onde, le premier vecteur propre ( $\psi_{\text{opt}}(\omega) = q_1$ ), associé à la plus grande valeur propre ( $\theta_1$ ), peut être identifié comme étant le front d'onde optimal qui fournit une intensité maximale sur la cible de sorte que la mesure directe du CSI n'est plus nécessaire.

Hormis un déphasage global  $\phi(\omega)$ ,  $\psi_{\text{opt}}(\omega)$  est donc théoriquement égal à la conjugaison de phase du vecteur de transmission  $T(\omega)$  (CSI ou encore fonction de transfert) entre les antennes sources et le récepteur,

$$\psi_{\text{ref}}(\omega) = \frac{T^*(\omega)}{\|T(\omega)\|} e^{i\phi(\omega)}. \quad (3.1)$$



Nous avons ainsi démontré au chapitre 2 les propriétés de focalisation non-invasives de l'opérateur WSG, à travers des expériences menées sur un réseau de fil (mode conduit) et dans une CR (mode rayonné). Étant donné que cette technique a été initialement introduite en bande étroite (monochromatique), l'étape suivante consiste donc à corriger la phase globale  $\phi(\omega)$  de  $q_1$  afin de l'étendre à des applications large bande (polychromatique).

### 3.2.2 L'opérateur de Wigner-Smith polychromatique

Le front d'onde optimal  $\psi_{\text{opt}}(\omega)$  peut être déterminé à chaque fréquence sur la bande passante considérée avec l'opérateur WSG, mais la phase globale reste inconnue. On peut l'expliquer par le fait que si  $\psi(\omega)$  est un vecteur propre de  $Q_\alpha(\omega)$ , alors  $\psi(\omega)e^{i\phi(\omega)}$  est également un vecteur propre de  $Q_\alpha(\omega)$  associé à la même valeur propre pour toute valeur de  $\phi(\omega)$ . Cela empêche a priori une estimation correcte du vecteur des réponses impulsionnelles  $T(t)$  à partir de la transformée de Fourier inverse de  $\psi_{\text{opt}}(\omega)$ . Une pondération cohérente des différents poids de  $\psi_{\text{opt}}(t)$  à l'entrée du système s'avère donc impossible pour une focalisation optimale.

Dans cette optique, afin de surmonter ce problème et déterminer la phase globale pour chaque fréquence, nous supposons que dans l'approximation d'un récepteur ponctuel le vecteur de transmission  $T(\omega)$  est proportionnel au vecteur des fonctions de Green entre les antennes émettrices et la cible. La matrice  $\Delta S(\omega)$  donnant la contribution de la cible à  $S(\omega)$  peut alors être exprimée comme suit

$$\Delta S(\omega) = T(\omega)a(\omega)T^T(\omega). \quad (3.2)$$

Le coefficient  $a(\omega)$  est lié à la réflectivité associée à la modulation d'impédance de la cible. Pour les cibles non dispersives, lorsque l'onde est focalisée au maximum de son amplitude, le récepteur se comporte comme une source virtuelle qui ré-émet le signal incident. Pour un front d'onde incident  $T(\omega)$ , sa contribution au vecteur reçu  $\psi_{\text{out}}(\omega) = \Delta S(\omega)T(\omega)$  sur le réseau d'antennes est proportionnelle à  $T(\omega)$  :  $\psi_{\text{out}}(\omega) \propto T(\omega)$ . La phase de  $T^\dagger(\omega)\Delta S(\omega)T(\omega)$  est donc égale à 0. Cette condition fournit un cadre idéal pour corriger la phase globale  $\phi(\omega)$  de  $\psi_{\text{opt}}(\omega)$ . Ainsi, déterminer  $\phi(\omega)$  pour chaque fréquence de la bande passante revient à utiliser l'équation suivante :

$$\arg[\psi_{\text{opt}}^T(\omega)\Delta S(\omega)\psi_{\text{opt}}(\omega)] = 0. \quad (3.3)$$

Cependant, ceci ne donne qu'une première condition sur  $\phi(\omega)$  car une incertitude demeure puisque si la phase  $\phi(\omega)$  satisfait l'équation (3.3) alors  $\phi(\omega) \pm \pi$  également. Nous supposons donc que les pas de fréquence sur la bande passante sont suffisamment petits et nous comptons sur la continuité de la phase (convenablement échantillonnée) pour éliminer les déphasages éventuels de  $\pi$  aux fréquences impliquées. Après avoir illustré la manière dont l'opérateur WSG peut être appliqué aux signaux large bande, nous démontrons notre approche à travers des expériences menées en CR.

### 3.3 Expériences et résultats

A l'exception du nombre d'antennes à l'émission et de l'analyseur de réseau vectoriel (ARV) utilisé pour la mesure des matrices de diffusion  $S_1(\omega)$  et  $S_2(\omega)$ , l'expérience est réalisée dans le même environnement de mesure, avec les mêmes antennes omnidirectionnelles (référence AEACBK081014 – S698) et dans la même bande de fréquence que l'expérience en mode rayonné du chapitre précédent. En effet, les mesures sont réalisées dans la CR utilisée au

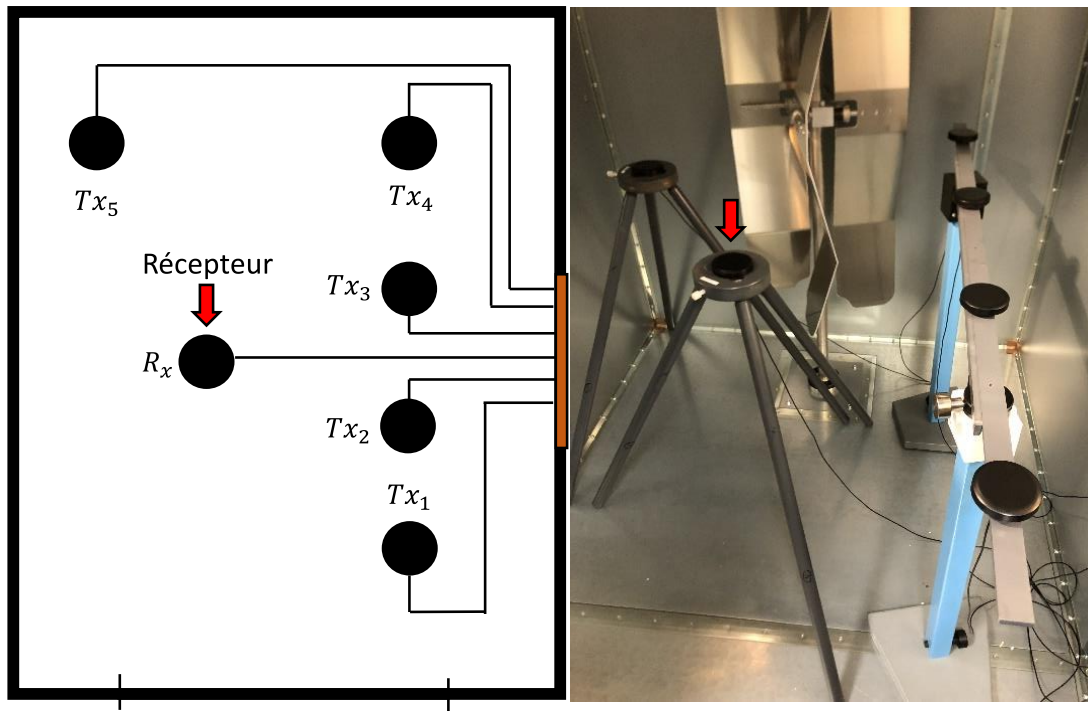


FIGURE 3.1 – Schéma du dispositif de mesure (à gauche) et photo de l'expérience (à droite). Cinq antennes à l'émission et un récepteur (sixième antenne) sont placés à l'intérieur de la CR. Le récepteur est connecté ou non au port 6 de l'ARV (commutation de l'impédance de l'antenne cible entre  $50 \Omega$  et le circuit ouvert) lors des deux mesures de la matrice de diffusion. Les antennes sont espacées les unes des autres et des parois de la cavité d'une distance minimum de  $\lambda/2$ , où  $\lambda$  est la plus grande longueur d'onde de travail, pour éviter tout couplage indésirable.

Chapitre 2, de dimension  $1.5 \times 1.5 \times 2 \text{ m}^3$  dont le temps de réverbération est  $\tau \approx 150 \text{ ns}$  correspondant à un facteur de qualité  $Q \approx 750$ . La bande de fréquence considérée est  $700 - 900 \text{ MHz}$ . La bande passante résultante de  $200 \text{ MHz}$  est échantillonnée sur  $10^4$  points avec une fréquence d'échantillonnage  $\Delta f = 20 \text{ kHz}$ . La distance  $\lambda/2 \approx 21 \text{ cm}$  entre deux antennes à proximité et celle entre les antennes et les parois de la cavité est respectée pour minimiser les couplages indésirables. Pour mesurer les matrices de diffusion  $S_1(\omega)$  et  $S_2(\omega)$  afin de calculer  $Q_\alpha$ , nous changeons l'impédance de l'antenne cible entre  $50 \Omega$  et un circuit ouvert à l'instar de la section 2.3.2.

Le réseau d'antenne en émission est constitué de  $N = 5$  antennes, comme indiqué sur la Figure 3.1, connectées aux ports 1 à 5 d'un ARV de type Keysight M9005A. L'objectif est de montrer l'influence du nombre de sources à l'émission sur l'intensité de focalisation de la cible.

La cible est la sixième antenne, connectée au port 6 de l'ARV lorsque son impédance de charge est  $50 \Omega$ . Cette opération permet également de mesurer le vecteur de transmission  $T(\omega)$  entre le réseau d'antenne à l'émission et le récepteur, uniquement à des fins de comparaison. Cette comparaison concerne ici les performances de l'opérateur WSG dans le domaine temporel face à celles d'un RT classique. L'environnement réverbérant désordonné peut être considéré comme produisant des canaux suivant des statistiques gaussiennes. En particulier, le module de toute composante rectangulaire du champ électrique suit une distribution de Rayleigh[78].

Les valeurs propres issues de la diagonalisation de  $Q_\alpha(\omega)$  sont représentées sur la Figure 3.2(a) selon une échelle logarithmique ( $10 \times \log\theta$ ). L'amplitude de la première valeur

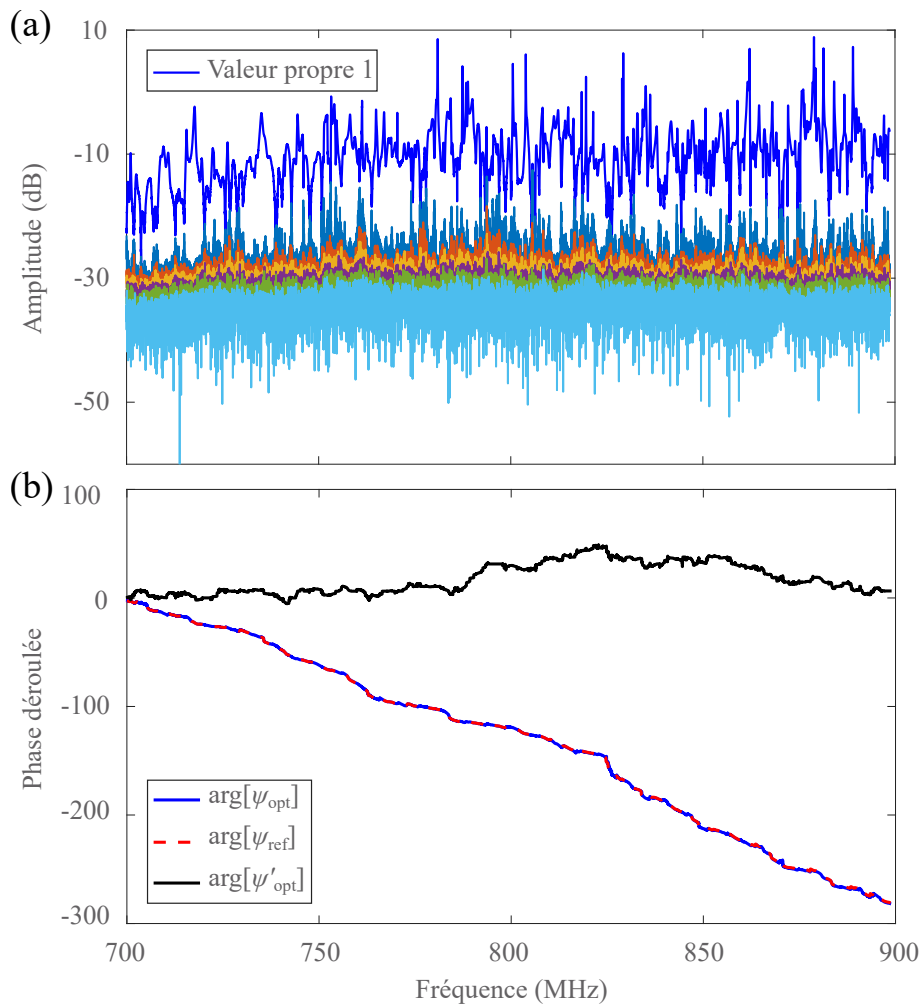


FIGURE 3.2 – (a) Variations de l'amplitude des valeurs propres de  $Q_\alpha$  entre 700 MHz et 900 MHz. La valeur propre représentée par la courbe bleue est la plus élevée selon le classement des valeurs propres par ordre décroissant en fonction de leur valeur absolue. (b) La phase globale corrigée du premier vecteur propre (courbe bleue) correspond parfaitement à celle de  $T^*(\omega)$  (courbe rouge). La phase non corrigée (courbe noire) est représentée à titre de comparaison.

propre (courbe bleue) domine clairement celle des autres comme dans les expériences précédentes avec un rapport d'amplitude moyen entre les deux premières valeurs propres égal à 34 dB. Bien que le champ soit diffus dans la CR, la présence d'une unique valeur propre dominante illustre que la modulation d'impédance de la cible est localisée spatialement. Le

champ diffus est donc clairement sensible à ce changement d'impédance. Pour l'application large bande de notre technique, c'est la phase globale du premier vecteur propre  $q_1$  qui doit être ajustée pour établir le couplage optimal entre le réseau d'émetteurs et la cible. Comme indiqué sur la Figure 3.2(b), les variations de la phase globale directement extraite de la diagonalisation de  $Q_\alpha(\omega)$  (courbe noire) diffèrent fortement de celle de  $T^*(\omega)$  (courbe en tirets rouges). Cependant, une fois la procédure de correction appliquée (section 3.2.2), la nouvelle phase globale  $\psi_{\text{opt}}(\omega)$  (courbe bleue) correspond parfaitement à la phase de référence donnée par le RT direct  $\arg[\psi_{\text{ref}}(\omega)]$ .

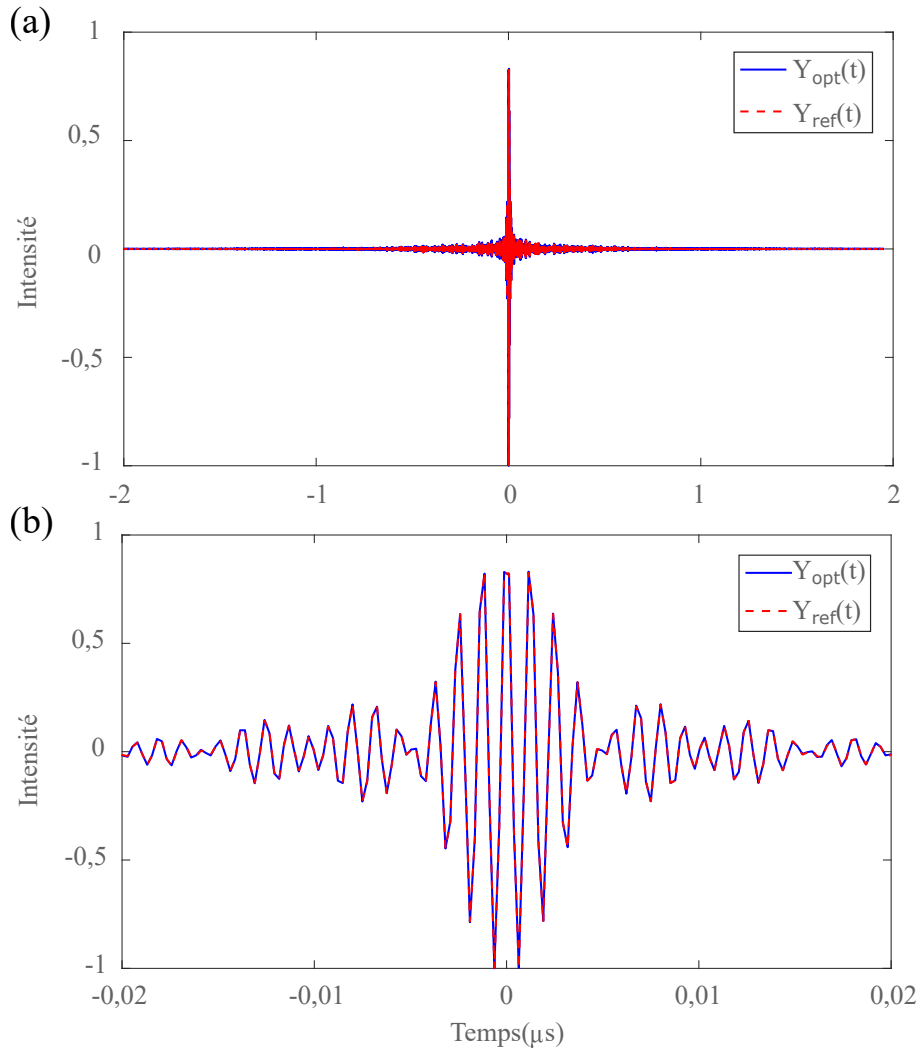


FIGURE 3.3 – (a) Comparaison de la focalisation de l'intensité normalisée de l'opérateur WSG (courbe bleue) avec celle de RT (courbe rouge). (b) Zoom de la comparaison entre  $-0,02 \mu\text{s}$  et  $0,02 \mu\text{s}$ . La durée de l'impulsion de focalisation est d'environ  $10 \text{ ns}$ . Ces signaux ont été synthétisés à partir de la transformée de Fourier inverse des réponses harmoniques après correction de la phase globale pour l'opérateur WSG.

Afin de valider notre approche et illustrer la correspondance entre les fronts d'onde incidents  $\psi_{\text{opt}}(\omega)$  et  $T^*(\omega)/\|T(\omega)\|$  dans le domaine temporel, nous comparons l'amplitude du pic de focalisation en utilisant le vecteur de transmission  $T(\omega)$  mesuré préalablement. Pour rappel, dans le domaine spectral les amplitudes de focalisation  $Y_{\text{opt}}(\omega)$  et  $Y_{\text{ref}}(\omega)$  sont respec-

tivement reconstruites numériquement via l'équation (2.5),  $Y_{\text{opt}} = |q_1^T T(\omega)|^2$  et l'équation, (2.6)  $Y_{\text{ref}}(\omega) = |T^T(\omega) \frac{T^\dagger(\omega)}{\|T(\omega)\|}|^2 = \|T(\omega)\|^2$ . Nous effectuons donc une transformée de Fourier inverse sur ces équations pour déterminer  $Y_{\text{opt}}(t)$  et  $Y_{\text{ref}}(t)$ . Les résultats de la Figure 3.3 confirment que l'amplitude de focalisation  $Y_{\text{opt}}(t)$  correspond à celle du RT  $Y_{\text{ref}}(t)$  avec un coefficient de corrélation de 0,998. Il faut noter que la technique du RT exploite pleinement la réverbération au sein de la cavité pour générer des impulsions de grande amplitude focalisées à la fois dans l'espace et dans le temps. Nous avons donc démontré la capacité d'atteindre cette performance sans une mesure directe de la fonction de transfert (CSI), mais uniquement en exploitant la modulation de l'impédance du récepteur.

### 3.3.1 Focalisation in-situ avec un FPGA

Après avoir validé numériquement cette technique en recourant à une transformée de Fourier inverse appliquée au spectre du vecteur de transmission  $T(\omega)$  mesuré, l'objectif que nous nous sommes fixé est d'injecter en temps réel sur le réseau d'antennes les  $N = 5$  signaux temporels, représentés sur la Figure 3.4, composant le vecteur  $\psi_{\text{opt}}(t)$ . Ces mesures

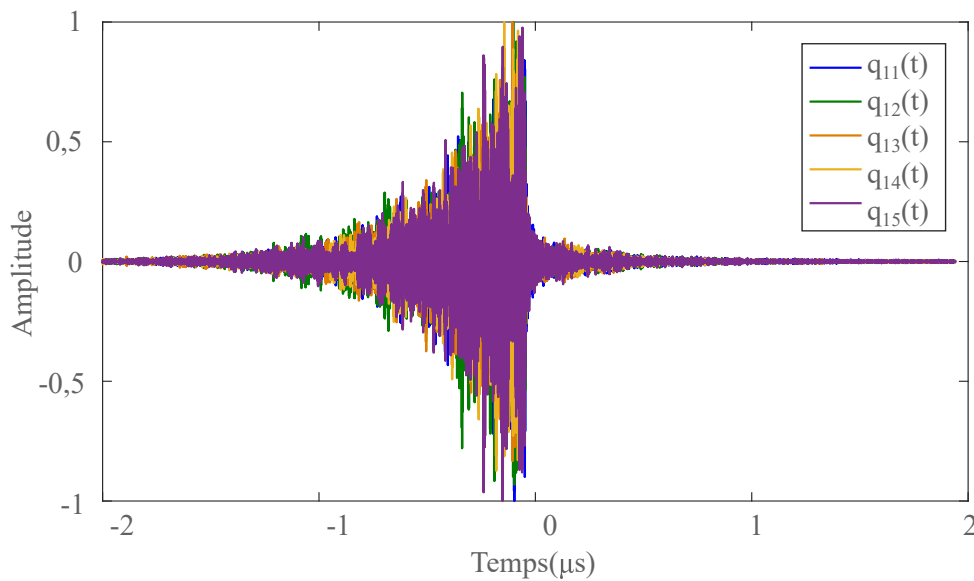


FIGURE 3.4 – Réponse impulsionnelle du canal par transformée de Fourier inverse du vecteur  $\psi_{\text{opt}}(\omega)$ .

in-situ sont effectuées avec un FPGA ou "Field-Programmable Gate Array" de type Zynq UltraScale RFSoc (RF System On Chip) ZCU111 de chez Xilinx. Ce type de FPGA possède 8 convertisseurs numérique-analogique (DAC) et 8 convertisseurs analogique-numérique (ADC) ayant respectivement les capacités suivantes : 4,096 GS/s (12 bits) et 6,554 GS/s (14 bits). Chacun de ces convertisseurs peut fonctionner indépendamment. Cependant, ils sont tous synchronisés car cela est requis pour nos expériences. De ce fait, les capacités des DACs et ADCs sont limitées à une fréquence d'échantillonnage de  $F_s = 3.93$  GS/s et le nombre total d'échantillons doit être un multiple de 32. Nos fronts d'onde incidents sont échantillonnés sur 15744 points de données avec un temps d'échantillonnage de  $T_s = 1/F_s$ . Cela correspond à

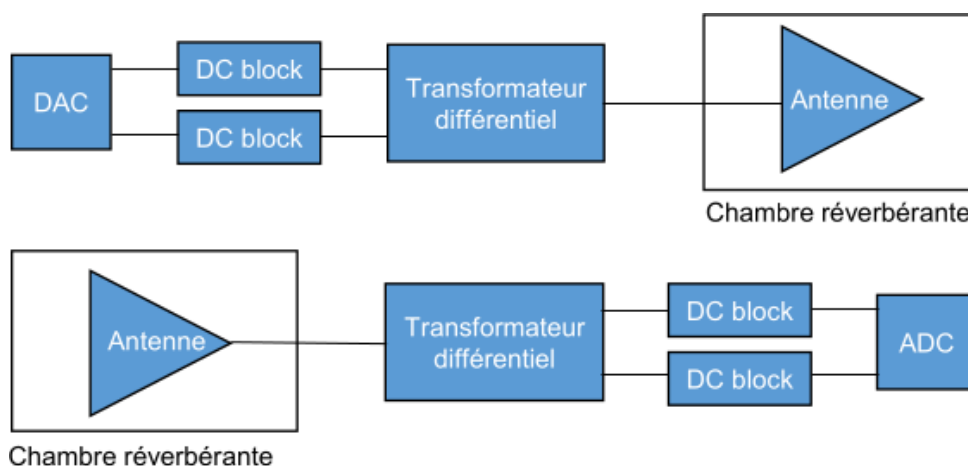


FIGURE 3.5 – Représentation schématique de la connexion entre le FPGA et les antennes montrant les différents composants, notamment le bloc DC et le transformateur différentiel. En haut, figure la connexion d'un convertisseur numérique/analogique (DAC) à une antenne et en bas celle d'un convertisseur analogique/numérique (ADC) à une antenne.

une fenêtre temporelle  $\Delta t = 4 \mu s$  (fenêtre temporelle maximale du FPGA) à respecter lors de la définition des fronts d'onde incident ( $\psi_{\text{opt}}(t)$ ) du domaine temporel. A défaut, tout front incident défini au delà de cette fenêtre  $\Delta t$  ne sera que partiellement transmis par le FPGA.

Les ADCs et DACs sont connectés aux antennes par le biais d'une carte fille AES-LPA-502-G fabriquée par Avnet. Cette connexion s'effectue via un bloqueur de courant continu (DC block) afin de limiter le retour de courant sur la carte en vue de la protéger. Un transformateur différentiel est ensuite utilisé pour adapter les sorties en mode différentiel de la carte fille aux entrées en mode commun des antennes, comme indiqué en Figure 3.5. Le FPGA est contrôlé par une connexion Ethernet grâce à une interface graphique Matlab, pour transmettre et mesurer les signaux. Les mesures sont effectuées après un calibrage (correction du temps de retard) des DACs par rapport à l'un des DACs choisi comme référence. Cette chaîne de mesure et la programmation du Soc-FPGA ont fait l'objet d'un long travail de mise au point pour lequel Cécile Leconte (Ingénieure d'étude à l'IETR) a joué un rôle clé. Le calibrage des différentes voies a également représenté un travail important de cette thèse.

Les cinq sources d'injection sont connectées du DAC #1 au DAC #5 du FPGA pour transmettre les signaux temporels et le récepteur est connecté à un ADC pour mesurer le signal transmis. Comme nous le prévoyons, les signaux sont focalisés dans le temps et l'espace en une courte impulsion de forte amplitude (courbe bleue) au niveau du récepteur (voir Figure. 3.6(a)). Comparé à des fronts d'onde temporels incidents de même amplitude définis aléatoirement, nous mesurons une augmentation de 21 dB de l'amplitude maximale sur la cible en injectant  $\psi_{\text{opt}}(t)$ .

Pour augmenter encore cette amplitude de focalisation, la technique du RT à un bit (RT 1-bit) est ensuite appliquée. Le RT 1-bit consiste à faire passer à  $\pm 1$  l'amplitude du signal entrant, dans notre cas  $\psi_{\text{opt}}(t)$ , en fonction de son signe [46], [47], [48]. La décroissance exponentielle des signaux dans la cavité est ainsi compensée temporellement, de telle sorte

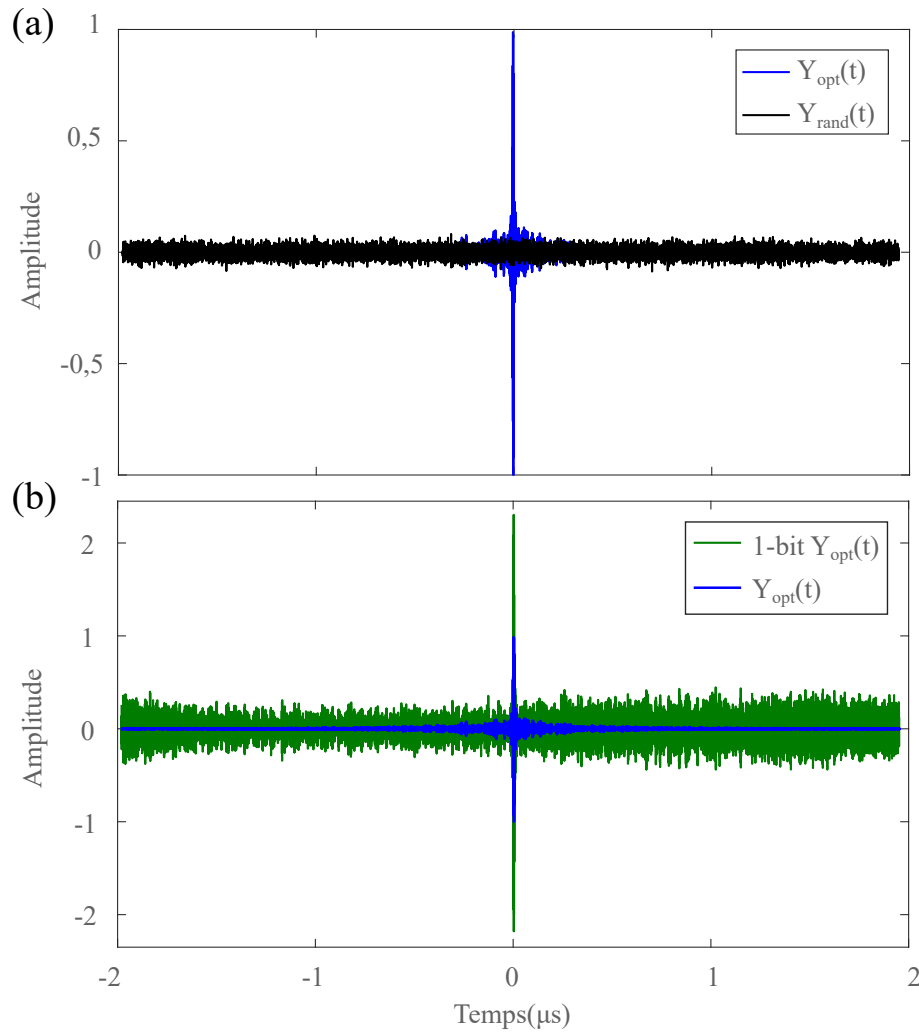


FIGURE 3.6 – (a) Amplitude de focalisation obtenue en injectant  $\psi_{opt}(t)$  (courbe bleue). En comparaison, l'injection de signaux entrants aléatoires également normalisés dans le domaine fréquentiel (courbe noire) fournit une amplitude maximale 12 fois plus faible. (b) Amplitude de focalisation de  $\psi_{opt}(t)$  (courbe bleue) et l'amplitude du signal à un bit correspondante (courbe verte).

que l'amplitude au point de focalisation augmente drastiquement. Comme indiqué sur la Figure 3.6(b), en appliquant la technique du RT 1-bit à notre technique, nous obtenons en effet une augmentation de l'amplitude de focalisation au niveau de la cible (courbe verte) avec un gain un peu supérieur à 7 dB.

A travers ces mesures in-situ, nous avons donc démontré que l'opérateur WSG fournit d'excellents résultats aussi bien dans le domaine temporel que fréquentiel. Cela constitue une avancée majeure dans les techniques de pré-codage sans mesure directe du CSI. Cependant, on peut s'interroger sur l'efficacité de notre technique face aux différents problèmes rencontrés dans les techniques de pré-codage classiques utilisant la mesure du CSI, notamment les problèmes d'interférence inter-symbole (ISI) et de SNR.

Il a été démontré que dans les techniques de RT à entrées multiples et sortie unique (MISO-RT) [92], l'augmentation du nombre d'antennes à l'émission fournit des impulsions focalisées de plus grande intensité, et par conséquent réduit l'ISI étant donné que les champs transmis

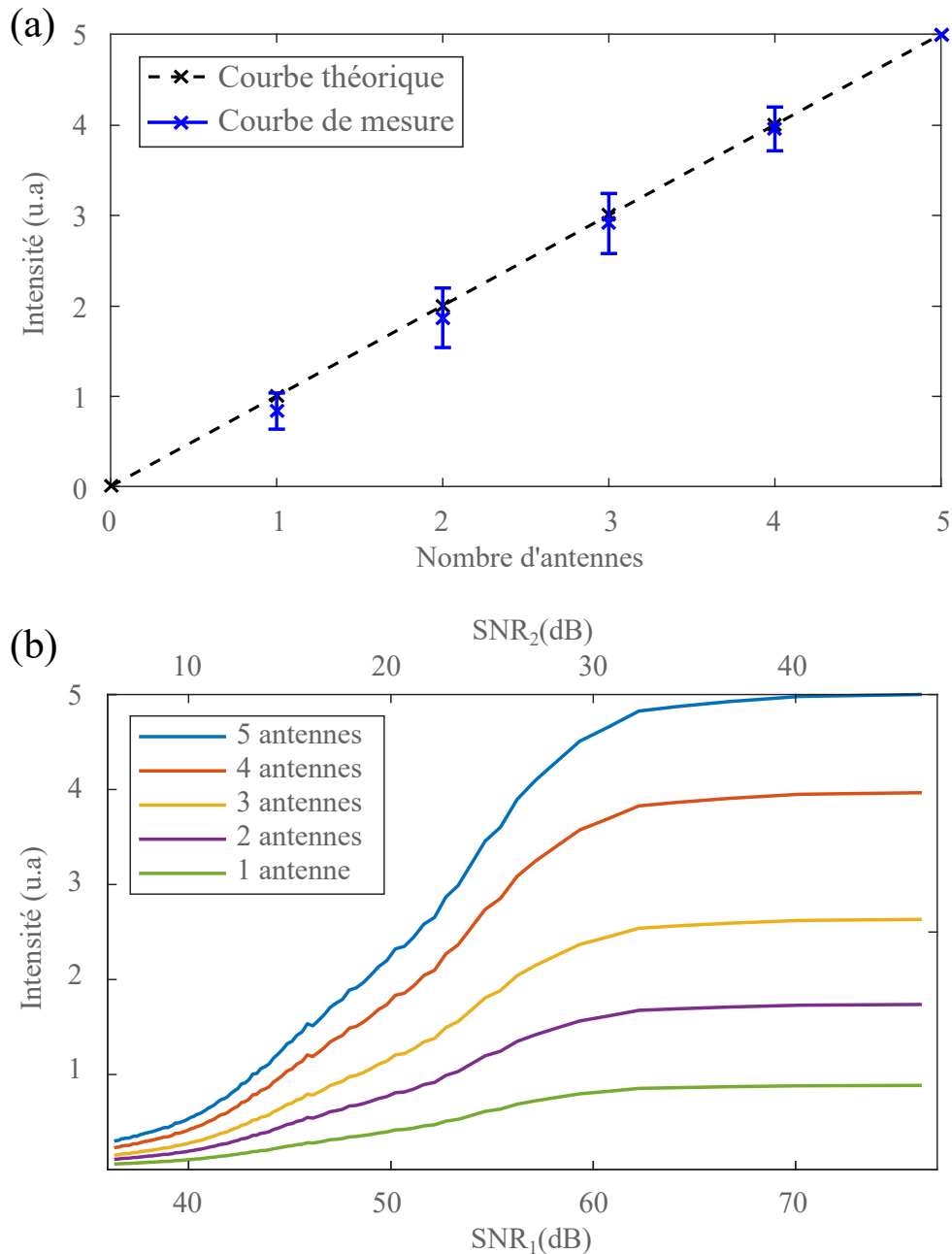


FIGURE 3.7 – (a) Évolution de l'intensité de focalisation en fonction du nombre d'antennes en émission. Les courbes bleues correspondent aux résultats de nos expériences et la courbe en tirets noirs au résultat théorique attendu (voir discussion dans le texte). (b) Intensité de focalisation en fonction du SNR pour différents nombres d'antennes à l'émission. Le "SNR<sub>1</sub>" est calculé sur la base de  $S_1$  tandis que le "SNR<sub>2</sub>" est calculé sur la base de  $\Delta S$  (voir discussion dans le texte). Les intensités sont définies comme le maximum de l'enveloppe de l'impulsion focalisée et normalisées par l'intensité focalisée moyenne obtenue avec une seule antenne à l'émission.

ne sont pas corrélés [93], [94]. Cette intensité évolue de manière linéaire avec le nombre  $N$  d'antenne en émission [45]. Dans ce qui suit, nous démontrons que l'intensité focalisée obtenue avec le front optimal  $\psi_{\text{opt}}$  de l'opérateur WSG évolue également de la même manière. Pour cela, nous déterminons dans un premier temps la courbe théorique de l'évolution linéaire de cette intensité à partir des résultats obtenus avec les cinq antennes en émission. Cette courbe



est représentée en tirets noirs sur la Figure 3.7(a) où les différentes intensités focalisées sont normalisées en fonction de celle d'une antenne en émission. Dans un second temps, pour chaque nombre  $n$  d'antennes choisi parmi les cinq disponibles ( $n = 1 \rightarrow N = 5$ ) et pour chaque combinaison de  $n$  dans 5 ( $C_5^n$ ), nous déterminons le front d'onde  $\psi_{\text{opt}}(\omega)$ . Enfin, dans chaque cas nous reconstruisons numériquement l'intensité focalisée correspondante, représentée sur la même figure en bleu. L'évolution de la moyenne de cette intensité (croix bleue sur la figure) en fonction du nombre d'antenne est en accord avec la prédiction théorique. Les barres verticales sont les intervalles de tolérance des différentes combinaisons (16,61 % pour  $n = 1$ , 6,73 % pour  $n = 2$ , 3,06 % pour  $n = 3$ , et 1,15 % pour  $n = 4$ ).

Nous examinons maintenant la sensibilité de notre technique d'estimation non-invasive du CSI par rapport au niveau de bruit. Pour cela, nous définissons deux SNRs comme suit :

$$\text{SNR}_1 = \frac{\|S_1\|}{\sigma\|\mathcal{N}\|}, \quad (3.4)$$

et

$$\text{SNR}_2 = \frac{\|\Delta S\|}{\sigma\|\mathcal{N}\|}. \quad (3.5)$$

Les différents SNRs sont moyennés sur toutes les fréquences de la bande passante. La première définition est la définition standard du SNR car elle se rapporte à des signaux physiques mesurés (la matrice de diffusion). La seconde définition est basée sur des paramètres qui ne peuvent pas être mesurés directement (la modification de la matrice de diffusion due au changement d'impédance), mais qui sont obtenus par la différence des deux signaux physiques mesurés indépendamment ( $\Delta S$ ). La seconde définition donne donc un résultat plus universel, dans la mesure où elle se rapporte directement aux champs localisés au niveau de la cible.

Pour  $N = 1, \dots, 5$  antennes à l'émission, nous simulons l'impact du niveau de bruit en ajoutant aux matrices de diffusion  $S_1(\omega)$  et  $S_2(\omega)$  mesurées, un bruit gaussien  $\sigma\mathcal{N}$  à chaque fréquence ( $10^4$  au total) de la bande passante. Ici,  $\mathcal{N}$  désigne une distribution normale centrée réduite, ses éléments sont des nombres aléatoires complexes normalement distribués et  $\sigma$  est défini comme  $\sigma = 0 \rightarrow 10^{-3}$  sur 100 points. Pour chaque valeur de  $\sigma$ , nous calculons la moyenne de l'intensité focalisée sur 1000 réalisations des matrices de bruit. Les intensités focalisées représentées sur la Figure 3.7(b) pour chaque cas, atteignent leur valeur maximale à  $\text{SNR}_2 \approx 30$  dB et  $\text{SNR}_1 \approx 60$  dB. Il faut noter que cette technique repose sur la mesure d'un changement infime de la matrice de diffusion, et que le calcul du SNR est sensible à l'inversion matricielle [95]. Si le bruit est important, alors l'augmentation des valeurs de sa matrice inversée va contribuer à diminuer le SNR. De ce fait, les mesures de calibrage doivent être effectuées à un SNR suffisamment élevé. La Figure 3.7(b) montre également que l'utilisation d'un plus grand nombre d'antennes à l'émission ne dégrade pas le SNR, mais augmente seulement l'intensité de focalisation d'un facteur  $N$ . Nous pouvons donc en conclure que les résultats d'un opérateur MISO-WSG sont nettement supérieurs à ceux d'un opérateur

SISO-WSG comme c'est le cas dans les techniques MIMO-RT et SISO-RT [45].

Ces résultats viennent une fois de plus démontrer les performances de notre technique de mise en forme de front d'onde, notamment l'estimation efficace du CSI sans contribution directe du récepteur. Nous allons donc tirer partie de cette estimation afin de réaliser une application élémentaire de communication MISO sans fil.

### 3.3.2 Transmission d'information sans mesure du canal de propagation

Dans cette dernière section, nous montrons que notre approche peut permettre de mettre au point des techniques de communications MISO sans fil plus sophistiquées. Nous nous plaçons toujours dans la configuration des cinq antennes en émission et la sixième en réception avec le front d'onde incident  $\psi_{\text{opt}}(t)$  déjà défini (après diagonalisation et correction de la phase globale). Nous cherchons à transmettre une image en noir et blanc de taille  $(13 \times 5)$ , soit 65 pixels, représentant l'acronyme du nom de notre laboratoire (IETR). Les pixels noirs sont associés aux bits  $b = 1$  et les blancs sont associés aux bits  $b = 0$ . Nous utilisons une modulation par modification d'amplitude binaire ou "binary amplitude shift keying (BASK)", pour transmettre l'information. Le codage est donné par  $b_n \times \psi_{\text{opt}}(t)$  où  $b_n$  est la valeur (0 ou 1) du bit à transmettre. Un premier bit  $b = 1$  est transmis suivi des bits  $b_n$  constituant l'image. L'identification de ce premier bit à la réception va servir de point de départ pour le processus de décodage de l'image transmise. Ce qui nous fait un total de 66 bits à transmettre. Ainsi, nous définissons le vecteur du train d'impulsions  $\psi_{\text{im}}(t)$  à partir de  $\psi_{\text{opt}}(t)$  comme suit

$$\psi_{\text{im}}(t) = \sum_{n=1}^{66} b_n \psi_{\text{opt}}(t + n\tau), \quad (3.6)$$

où  $\tau$  est le temps entre chaque impulsion. La durée  $\delta t$  d'une impulsion est d'environ 10 ns. Afin de transmettre les 66 bits en une seule transmission, nous choisissons le temps  $\tau = 40$  ns qui représente la durée entre chaque impulsion. Cela garantit que :

- le temps  $\tau$  vaut quatre fois la durée d'une impulsion ( $\tau \approx 4\delta t$ ) pour éviter tout chevauchement entre les impulsions reçues,
- la durée de  $\psi_{\text{im}}(t)$  est inférieure à la fenêtre temporelle maximale,  $\Delta t = 4 \mu\text{s}$ , du FPGA.

Le signal reçu par le récepteur lors de l'injection de  $\psi_{\text{im}}(t)$  et un zoom sur le début de ce signal sont respectivement représentés sur la Figure 3.8(a) et la Figure 3.8(b). Le temps nécessaire à la transmission complète de l'impulsion de décodage, identifiée par un astérisque de couleur noire, est égal à  $\tau_{\text{ref}} = 1,23 \mu\text{s}$  (voir Figure 3.8(b)). Le décodage de l'information transmise commence avec la présence de cette impulsion. Les 65 bits sont ensuite identifiés à chaque intervalle de temps  $\tau$  avec une simple valeur seuil comme décision de décodage. Notre information est transmise avec précision et l'image est parfaitement reconstruite (voir

Figure 3.8(c). On peut donc dire que nous avons transmis avec précision une information au récepteur sans communiquer directement avec celui-ci.

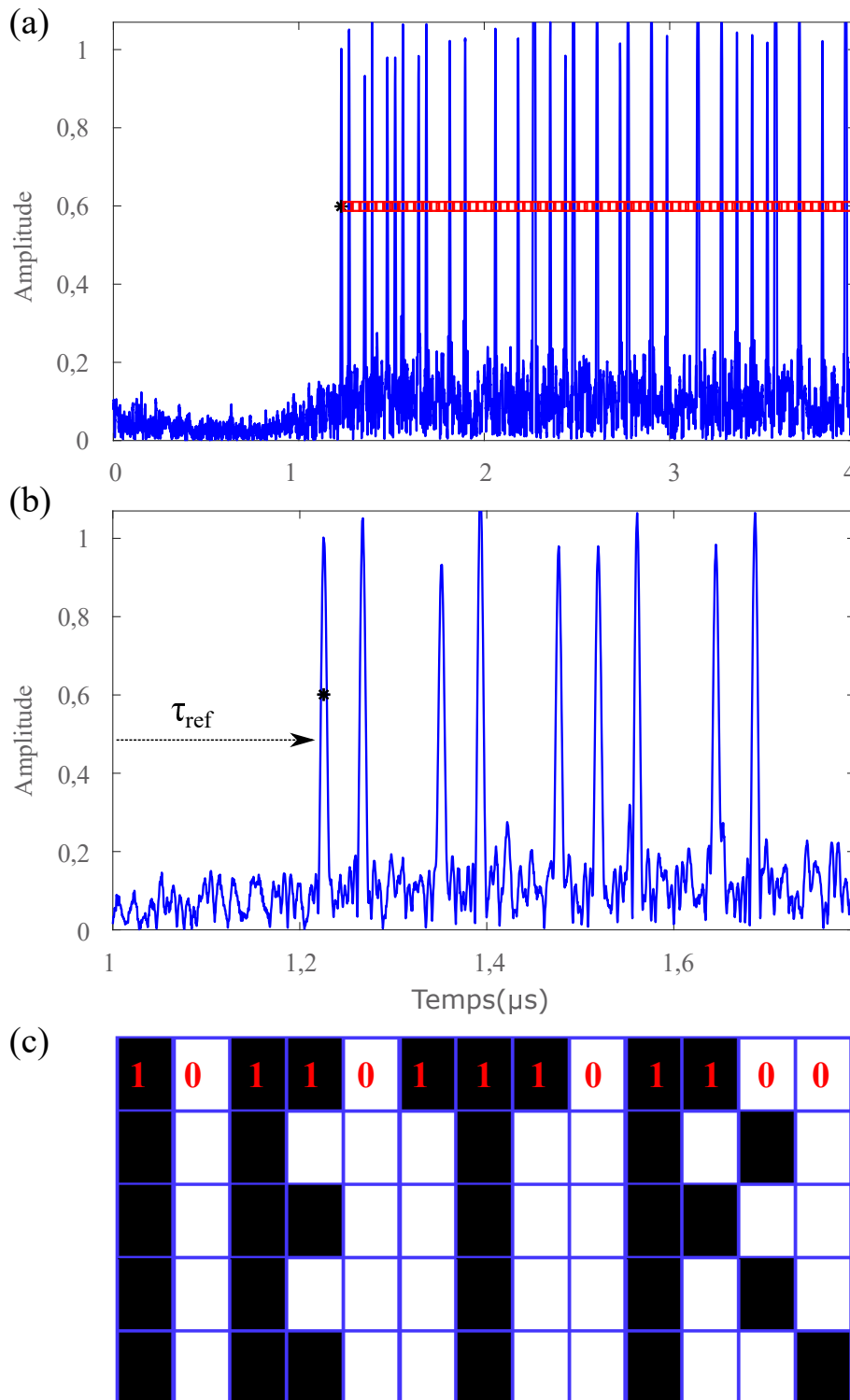


FIGURE 3.8 – (a) Image des 65 bits plus le bit de référence (indiqué par un astérisque noir) transmis au récepteur.  $\tau_{ref}$  désigne le temps nécessaire à la transmission de l'impulsion de référence pour le décodage. (b) Zoom sur les treize premières entrées de la séquence d'informations transmises. Un bit de valeur 1 correspond à la présence d'une impulsion, et un bit de valeur 0 à son absence à chaque  $\tau$ . (c) Information reçue décodée ; le nom de notre laboratoire (IETR) est correctement reconstitué.

Le problème qui pourrait être rencontré est lié au taux d'erreur binaire ou BER selon l'abréviation de la définition anglaise (Bit Error Rate), qui représente un paramètre clé utilisé pour évaluer les systèmes de transmission numérique entre émetteur-récepteur. Le BER peut se référer au rapport du nombre de bits reçus en erreur (non transmis correctement) sur le nombre total de bits transmis. Lors d'une transmission numérique, ce nombre augmente avec les phénomènes de perturbations, comme les problèmes d'interférences ou de bruit dus à une mauvaise estimation du CSI. Dans notre cas, l'analyse du BER est directement équivalente à celle de la technique du RT déjà étudiée dans la littérature [96], [97], étant donné que nous avons démontré la similarité entre les performances de ces deux techniques. La seule différence réside dans l'impact du bruit sur la méthode d'estimation du CSI de notre technique, qui est basée sur la détection d'une modification de la matrice de diffusion induite par le changement d'impédance au niveau du récepteur. Néanmoins, cette analyse a été fournie dans la section précédente (voir Figure 3.7(b)). Il convient de noter que pour notre démonstration de transmission d'image, l'estimation du CSI a bénéficié de la grande plage dynamique de l'ARV (estimation proche de la perfection) rendant ainsi la transmission sans défaut. Cependant, cela ne change en rien la simplicité de notre méthode et son caractère non-invasif par rapport aux méthodes de communication numérique couramment utilisées.

### 3.4 Conclusion

Nous avons démontré au chapitre précédent, que les fonctions de transfert (CSI) entre un réseau d'antennes et un récepteur peuvent être estimées avec précision à partir d'un simple changement d'impédance du récepteur sans avoir à interagir directement avec ce dernier. En effet, notre technique basée sur l'opérateur WSG nous permet de calculer le front d'onde optimal, dans le domaine fréquentiel, puis de l'injecter dans un système pour obtenir une focalisation maximale comme si le CSI était préalablement mesuré (technique de la conjugaison de phase).

Comme indiqué dans le paragraphe précédent, la technique de l'opérateur WSG est à la base destinée aux applications en bande étroite. Dans ce chapitre, nous avons étendu cette technique d'estimation non-invasive du CSI dans le domaine temporel, offrant ainsi de nouvelles perspectives pour des applications à large bande. Pour ce faire, nous avons corrigé la phase globale du front d'onde optimal. Cela nous a d'abord permis de démontrer que les amplitudes focalisées des signaux temporels reconstruits offrent les mêmes performances en comparaison à la technique du RT. Ensuite, les expériences in-situ réalisées dans une CR nous ont permis de prouver que notre technique est efficace, même dans des milieux complexes car elle tire profit d'un environnement riche en trajets multiples. Nous avons enfin montré la possibilité de transmettre efficacement une information à un récepteur avec des schémas de pré-codage et décodage simples.

Bien que nos expériences soient réalisées pour des techniques de pré-codage MISO, elles

peuvent être étendues aux techniques MIMO. Il faudrait pour cela que les antennes de réception modulent leurs impédances de manière synchronisée, une par une.

## CHAPITRE 4

# Reconfiguration du milieu de propagation pour le contrôle cohérent des ondes avec des illuminations arbitraires

---

### 4.1 Introduction

La propagation des ondes dans les milieux désordonnés, comme les matériaux aléatoires à diffusion multiple, les fibres multimodales, les cavités chaotiques, et bien d'autres, n'est pas décrite par des lois comportement simples. Elle ne peut s'apparenter à la progression dans le temps et l'espace d'un front d'onde ce qui limite les performances de nombreuses applications dans les domaines de l'ingénierie ondulatoire. Les techniques de mise en forme du front d'onde (MFO) sont rapidement devenues un outil indispensable afin de contrôler la propagation des ondes dans les milieux complexes, notamment concernant les IEMI et les communications sans fil sécurisées. Parmi ces techniques de MFO, la conjugaison de phase (ou le RT) et l'opérateur WSG que nous avons étudiés dans les chapitres précédents, apparaissent essentiels car ils maximisent l'intensité focalisée. En effet, l'une des particularités de ces techniques est qu'elles exploitent les propriétés de diffusion complexes du milieu à leur avantage de telle sorte que les différents chemins de diffusion interfèrent de façon constructive au point focal. Le principe fondamental associé à un protocole de MFO, est de déterminer le front d'onde requis ou idéal  $\psi_{\text{MFO}}$  pour l'application souhaitée. Dans le cas de la focalisation optimale sur une cible grâce à l'opérateur de WSG, ce principe consiste d'abord, à mesurer la matrice de diffusion du milieu  $S$ ;  $\psi_{\text{out}} = S\psi_{\text{in}}$ ; ensuite, à déterminer le front d'onde  $\psi_{\text{MFO}}$  via le protocole de MFO de l'opérateur WSG; et enfin, à injecter ce front d'onde dans le milieu comme représenté sur la Figure 4.1(a)). Nous avons démontré que le front d'onde  $\psi_{\text{MFO}} = \psi_{\text{opt}} = q_1$  est déterminé de manière non-invasive pour une focalisation atteignant les mêmes performances (focalisation maximale) que celles de la conjugaison de phase, dont le front d'onde  $\psi_{\text{MFO}} = \psi_{\text{ref}} = T^\dagger / \|T\|$

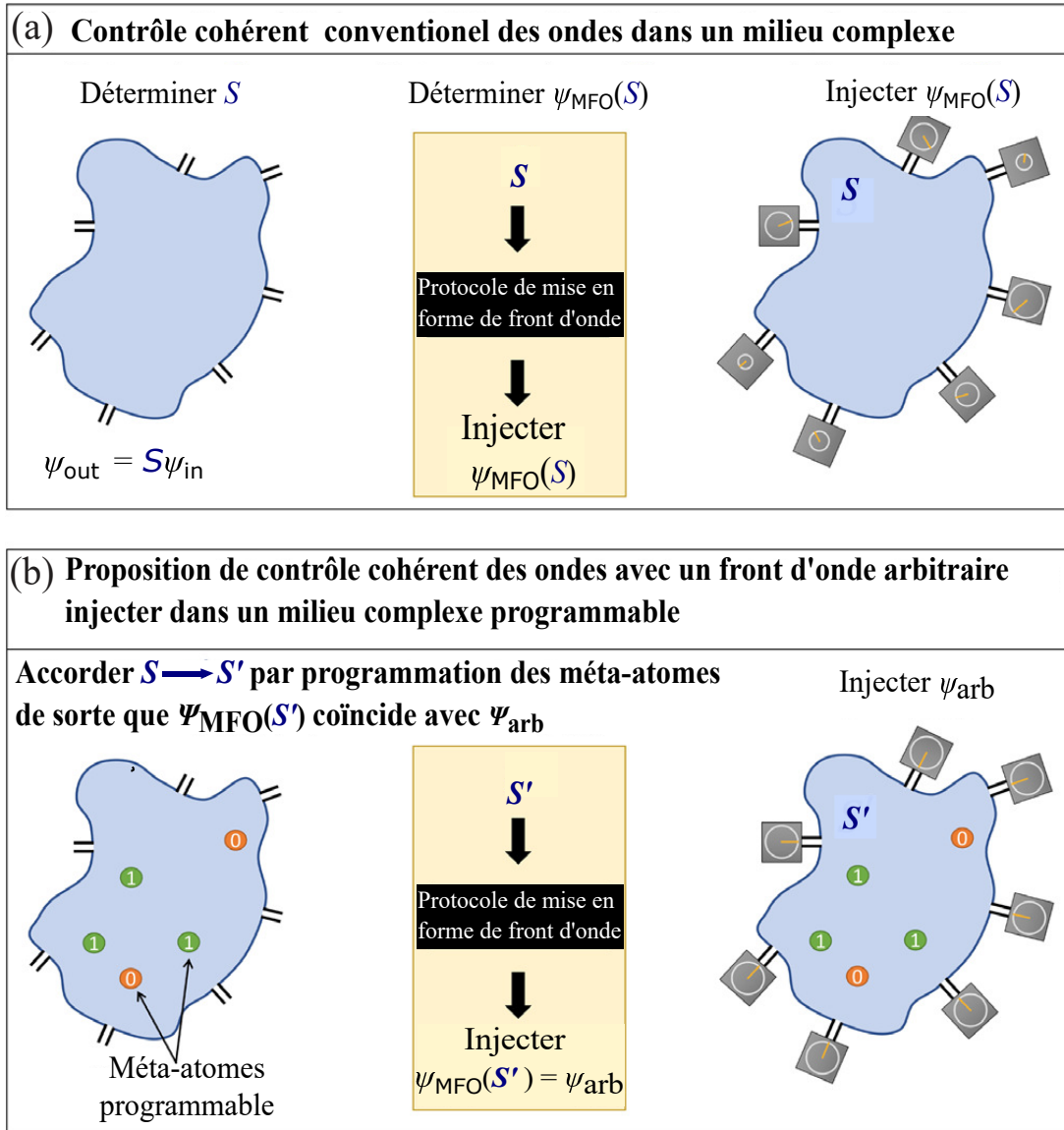


FIGURE 4.1 – (a) Principe du protocole conventionnel de MFO dans un milieu complexe. Le front d'onde  $\psi_{\text{MFO}}$  à injecter dans le système pour un contrôle cohérent des ondes est déterminé au préalable en mesurant la matrice de diffusion  $S$  et en appliquant un protocole de MFO selon l'application souhaitée. (b) Proposition de protocole de MFO par reconfiguration du milieu de propagation. Plutôt que de fixer un front d'onde soigneusement ajusté au milieu de propagation défini par  $S$ , ce dernier peut être modifié grâce à des méta-atomes programmables sur 1 bit (deux états numérisés possibles "0" et "1"). En programmant judicieusement ces méta-atomes, la matrice de diffusion du système peut être modifiée (de  $S$  à  $S'$ ) de façon à ce que le front d'onde requis pour un protocole WFS donné coïncide avec un front d'onde arbitraire fixe  $\psi_{\text{MFO}}(S') = \psi_{\text{arb}}$ .

est déterminé de manière invasive grâce à la mesure du champ au point focal. Pour rappel,  $q_1$  est le vecteur propre associé à la plus grande valeur propre (obtenue selon un tri décroissant des valeurs propres en fonction de leur valeur absolue) issue de la diagonalisation de la matrice  $Q_\alpha$  de l'opérateur WSG, et  $\psi_{\text{ref}} = T^\dagger / \|T\|$  est le transposé du complexe conjugué normalisé de la matrice de transmission  $T$ .

Une autre technique de MFO aux applications prometteuses dans les domaines de l'ingénierie ondulatoire est l'absorption cohérente parfaite (ACP) de l'énergie EM. L'ACP est une généralisation de la condition de couplage critique [98] aux systèmes multicanaux dans laquelle on peut accéder à une valeur propre nulle de la matrice de diffusion en injectant via un protocole de MFO le vecteur propre correspondant  $\psi_{\text{ACP}}$  [13], [14], [15]. En d'autres termes, pour une application d'ACP, le principe du protocole de MFO est de déterminer  $\psi_{\text{MFO}} = \psi_{\text{ACP}}$  de telle sorte que le front d'onde sortant  $\psi_{\text{out}}$  soit égal à ;  $\psi_{\text{out}} = S\psi_{\text{ACP}} = 0$ . Dans ce cas, le rayonnement incident est parfaitement absorbé au sein du milieu. L'essentiel de la réalisation de l'ACP réside dans la nécessité d'équilibrer le taux d'excitation et d'atténuation du système afin que la matrice de diffusion  $S$  ait une valeur propre nulle. Cet objectif a été atteint pour la première fois avec des milieux soigneusement étudiés, de géométrie régulière [99], [100], [101], [102], [103]. Dans les milieux complexes statiques [104], [105], la fréquence de fonctionnement et l'atténuation (qui devait être dominée par un seul centre de perte localisé) ont été traitées comme des paramètres libres, afin d'identifier un réglage pour lequel  $S$  possède une valeur propre nulle [106], [107]. Malgré de nombreuses applications prometteuses dans le filtrage des ondes, la détection de précision et la communication sécurisée, ces protocoles expérimentaux sont très complexes. Pour une application directe de l'ACP en lien avec l'objectif principal de cette thèse, notamment les techniques d'IEMI non invasives, nous pourrions imaginer que la grande partie de l'énergie EM soit absorbée par une cible placée dans le milieu lors de la réalisation de l'ACP.

Dans ce chapitre, nous proposons un nouveau protocole de MFO, appliqué à la focalisation de l'opérateur WSG et l'ACP, dont le principe est résumé sur la Figure 4.1(b). Dans la pratique, cette nouvelle technique de contrôle cohérent des ondes dans un milieu complexe consiste à modifier les propriétés de diffusion du milieu à partir de configurations in-situ de la matrice de diffusion  $S$  ( $S \rightarrow S'$ ) de sorte qu'un front d'onde arbitraire fixe et pré-déterminé  $\psi_{\text{arb}}$  injecté dans le milieu coïncide avec  $\psi_{\text{MFO}}(S')$  :  $\psi_{\text{MFO}}(S') = \psi_{\text{arb}}$  [76], [77]. Concrètement, alors que le contrôle cohérent conventionnel des ondes dans les milieux complexes adapte le front d'onde  $\psi_{\text{MFO}}$  à la matrice  $S$ , notre technique permet, au contraire, d'adapter  $S$  à un front d'onde arbitraire fixe  $\psi_{\text{arb}}$  à l'aide de méta-surfaces programmables (MSP) composées de méta-atomes programmables sur 1 bit. Cette adaptation de  $S$  se fait par le biais d'une procédure d'optimisation itérative en évaluant la fonction de coût  $\mathcal{C}$  dont l'expression dépendra de l'application visée. Cette nouvelle technique de MFO, appliquée à la focalisation de l'opérateur WSG et à l'ACP présentées dans les paragraphes précédents, a fait l'objet de deux publications [76], [77]. Ma contribution impliquait une participation au déroulement des expériences, ainsi



qu'aux discussions et aux commentaires. En conséquence, dans ce manuscrit de thèse, l'aspect théorique de l'ACP ne sera pas présenté. Pour plus de détails sur cet aspect théorique, il est possible de se référer à notre article [76]. Au-delà de l'objectif de cette thèse, cet article comprend une description théorique et une vérification expérimentale de la divergence du temps de parcours du front d'onde ACP ainsi que la sensibilité optimale de ce front d'onde à des perturbations infimes du système.

Ce chapitre est organisé de la manière suivante : Dans la Section 4.2, nous présentons dans un premier temps le prototype des MSP que nous utilisons pour reconfigurer les propriétés de diffusion du milieu, et ses caractéristiques (Section 4.2.1). Dans un second temps, nous décrivons la procédure d'optimisation itérative qui nous permet de définir la configuration optimale des méta-atomes pour nos différentes applications, notamment la focalisation de l'opérateur WSG et l'ACP en évaluant les fonctions de coût  $\mathcal{C}$  correspondantes. Les objectifs visés par l'évaluation des différentes valeurs de  $\mathcal{C}$  sont également définis dans cette section (Section 4.2.2). Les applications sont présentées à la Section 4.3, plus précisément la focalisation à la Section 4.3.1 et l'ACP à la Section 4.3.2. Nous terminons enfin par la conclusion à la Section 4.4 et les pistes de réflexion.

## 4.2 Les méta-surfaces programmables et configuration optimale

### 4.2.1 Présentation et caractéristiques

Les MSP apparaissent comme un nouveau dispositif très important de la famille des méta-matériaux, en raison de leur capacité à façonner dynamiquement les champs électromagnétiques (EM), et de leur facilité de fabrication et d'utilisation. Une MSP est un réseau ultramince de méta-atomes dont le coefficient de réflexion EM de chaque atome est programmable. Dans la littérature, les réseaux de méta-atomes programmables par réflexion sont également appelés surface à impédance accordable [108], modulateur spatial micro-ondes [109], ou encore surface intelligente reconfigurable [110], [111]. Initialement, les MSP ont été conçues pour le contrôle des ondes en espace libre [112], [113], mais plus récemment, leur utilité pour configurer les propriétés de diffusion des milieux complexes a été mise en valeur [109]. Cela a conduit à un large éventail d'applications dans les communications sans fil en intérieur [114], [115], la détection et localisation [116], et même le calcul analogique [117].

Le prototype de MSP utilisé pour ces travaux et fourni par la société Greenerwave [118] est constitué de 76 méta-atomes de 1 bit programmables en réflexion à l'aide d'une tension de polarisation. Chaque méta-atome a deux états numérisés, "0" et "1", et peut être configuré individuellement pour être dans l'un ou l'autre de ces états. Le principe de fonctionnement est celui introduit dans la référence [119]. Un méta-atome est constitué de deux résonateurs et la fréquence de résonance de l'un des deux peut être modifiée en contrôlant la tension de

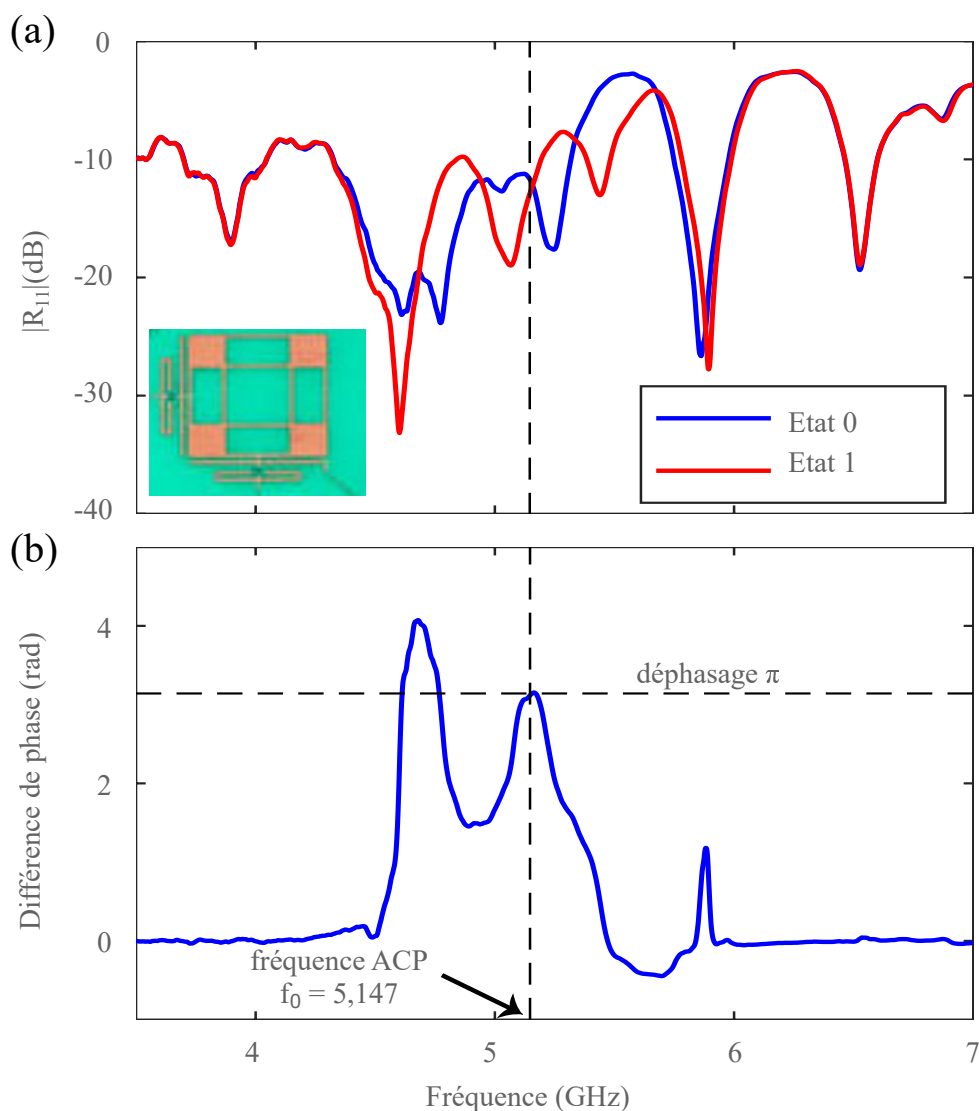


FIGURE 4.2 – (a) Coefficient de réflexion  $R_{11} = |S_{11}|^2$  mesuré avec une antenne cornet placée à proximité de la méta-surface, pour les deux états distincts "0" et "1" des méta-atomes. (b) Différence de phase du paramètre  $S_{11}$  entre les deux états. La fréquence de travail choisie,  $f_0 = 5,147$  GHz, correspond à la fréquence à laquelle la réponse des méta-surfaces présente un déphasage de  $\pi$ .

polarisation d'une diode PIN. Grâce au couplage des deux résonances, un changement de phase d'environ  $\pi$  pour l'onde réfléchiée entre les deux états est obtenu. Cependant, à l'opposé du principe de fonctionnement des méta-atomes de [119], ce prototype de méta-atome offre un contrôle indépendant des deux polarisations. En résumé, ce contrôle est réalisé en fusionnant deux méta-atomes à polarisation unique, l'un tourné de  $90^\circ$  par rapport à l'autre, en un seul méta-atome. Comme représenté sur la Figure 4.2(a), les deux méta-atomes partagent le même résonateur fixe, mais une diode PIN contrôle le résonateur accordable pour chacune des deux polarisations.

Caractériser de manière approfondie la réponse exacte des méta-atomes est un défi du simple fait que la procédure de caractérisation a inévitablement un impact sur les résultats de mesure. La procédure de caractérisation choisie consiste d'abord à illuminer la méta-surface

avec une onde plane, polarisée selon l'une des deux polarisations, à l'aide d'une antenne cornet placée à proximité. Ensuite, les états de tous les méta-atomes sont synchronisés pour cette mesure et l'intensité  $R_{11} = |S_{11}|^2$  du signal réfléchi est mesurée pour les deux états possibles, "0" et "1". Les courbes résultantes sont présentées en Figure 4.2. Il est important de signaler que les valeurs de  $R_{11}$  mesurées sont modulées par la fonction de transfert de l'antenne cornet. La valeur absolue de  $R_{11}$  n'est donc pas un indicateur de la quantité de l'énergie absorbée par la méta-surface. Cependant, la différence de phase sur le paramètre  $S_{11}$  pour les deux états confirme qu'autour de la fréquence de travail, la méta-surface offre effectivement un déphasage d'environ  $\pi$ . En d'autres termes, chaque méta-atome peut être configuré pour imiter une condition limite de Dirichlet ou de Neumann. Des résultats similaires sont obtenus pour l'autre polarisation.

Après avoir présenté et caractérisé les MSP utilisées lors de nos expériences, il convient de définir une configuration optimale de ses méta-atomes programmables pour les différentes applications envisagées.

## 4.2.2 Configuration optimale des méta-atomes

Étant donné qu'il n'existe pas de modèle direct reliant les configurations des méta-atomes à la matrice de diffusion  $S$ , nous utilisons une procédure d'optimisation itérative similaire à celle utilisée dans [77], [120]. Cette procédure consiste à évaluer et optimiser la fonction de coût  $\mathcal{C}$  dans chacune des applications. Pour l'application de focalisation optimale,  $\mathcal{C}$  est définie par  $\mathcal{C} = C_{\text{WSG}} = |C(\psi_{\text{arb}}, q'_1)|$ , et représente le coefficient de corrélation entre le front d'onde arbitraire fixe  $\psi_{\text{arb}}$  et le premier vecteur propre  $q_1$  de l'opérateur WSG. Dans ce cas, l'objectif est de maximiser la valeur de  $C_{\text{WSG}}$  afin de maximiser l'intensité de focalisation sur la cible pour une illumination par le vecteur  $\psi_{\text{arb}}$ . Pour l'application de l'ACP,  $\mathcal{C}$  est définie par  $\mathcal{C} = R' = \|S'\psi_{\text{arb}}\|^2$  et représente le coefficient de réflexion lors de l'injection d'un front d'onde  $\psi_{\text{arb}}$  dans le système. Dans ce cas, l'objectif est de minimiser la valeur de  $\mathcal{C} = R'$  afin que le champ EM incident soit totalement absorbé.

Dans chaque cas, la configuration des méta-atomes qui donne la meilleure valeur de  $\mathcal{C}$  parmi 100 configurations aléatoires initiales est le point de départ de notre optimisation itérative. Ensuite, nous sélectionnons aléatoirement  $z$  méta-atomes et inversons leur état à chaque itération, puis nous mesurons la nouvelle matrice de diffusion, et nous évaluons la fonction de coût correspondante. La valeur de  $z$  est diminuée au cours des itérations selon l'équation  $z = \max(\text{int}(50e^{-0,02k}), 1)$ , où  $k$  est l'indice d'itération et "int" représente la partie entière ( $z \in \mathbb{N}$ ). Si le résultat de ce changement aboutit à une meilleure valeur de  $\mathcal{C}$ , la modification des configurations des méta-atomes est conservée. Sinon, nous gardons la configuration précédente.

Le nombre d'itérations nécessaire dépend de la réverbération à l'intérieur de la cavité (donc du facteur de qualité). En d'autres termes, plus la réverbération dans la cavité est

importante, plus la configuration optimale d'un méta-atome dépend de la configuration des autres méta-atomes. Dans cette optimisation itérative, sans avoir à explorer l'ensemble des  $2^n$  configurations possibles de la MSP ( $n$  étant le nombre total de méta-atomes programmables sur 1 bit), l'algorithme identifie rapidement un optimum local. Certes, nous ne pouvons pas garantir qu'il n'existe pas une meilleure configuration possible. Cependant, nous trouvons typiquement que les optima locaux obtenus pour l'application d'ACP et les maxima locaux pour l'application de focalisation optimale obtenus à partir de différentes réalisations aléatoires de cette procédure d'optimisation itérative sont de qualité comparable.

### 4.3 Applications

Les expériences des deux applications sont réalisées dans une cavité chaotique de dimension  $50 \times 50 \times 30 \text{ cm}^3$ , de facteur de qualité  $Q = 446$  estimé sur la base du taux de décroissance moyen de la transformée de Fourier inverse du spectre de transmission. Cela correspond à une corrélation spectrale du champ  $f_0/Q = 12 \text{ MHz}$  à la fréquence de fonctionnement  $f_0 = 5,147 \text{ GHz}$  (fréquence à laquelle les méta-surfaces sont les plus efficaces). Deux demi-sphères sont intégrées dans la cavité afin d'introduire un chaos ondulatoire. En effet, en considérant dans un tel système deux fronts d'onde incidents, aussi proches que soient leurs conditions initiales, les trajectoires suivies par ces fronts d'onde divergent de manière exponentielle avec le temps, d'où le terme chaos ondulatoire. Un réseau de huit ports, constitués de connecteurs coaxiaux parfaitement adaptés à la fréquence  $f_0$ , est connecté à la cavité. Ces ports sont répartis en deux groupes de quatre ports à gauche et quatre ports à droite de la cavité, comme illustré sur la Figure 4.3. L'appareil de mesure utilisé dans les deux applications est l'ARV à huit

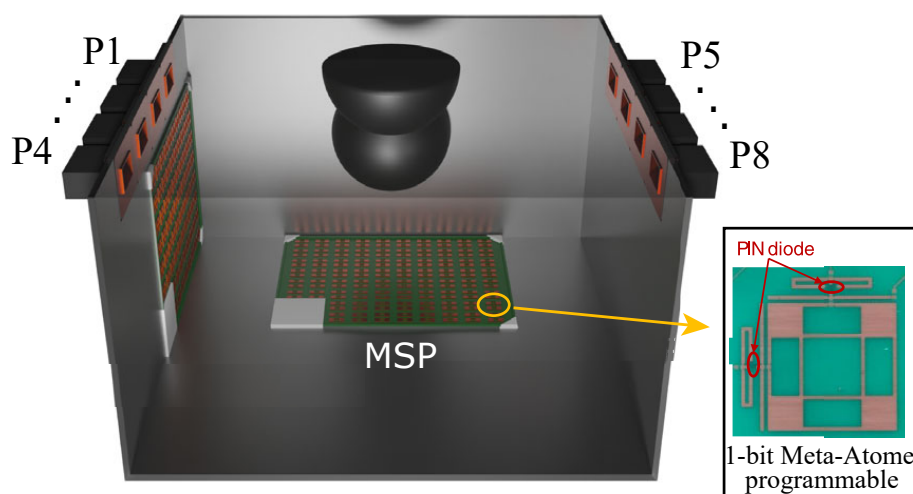


FIGURE 4.3 – Cavité à ports multiples de forme irrégulière par ajout de deux demi-sphères, équipée de deux MSP composées chacune de 76 méta-atomes programmable. Le zoom à droite de l'image sur l'une des MSP montre l'un des méta-atomes programmable dont les MSP sont constituées. Huit ports (P1, P2,... P8) constitués de connecteurs coaxiaux parfaitement adaptés à la fréquence de fonctionnement  $f_0$  sont connectés à la cavité.

ports de type Agilent N5230C, utilisé dans les expériences du Chapitre 2. Nous reconfigurons les propriétés de diffusion de la cavité en y introduisant deux MSP que nous configurons de manière optimale pour chacune de nos applications via la procédure d'optimisation itérative décrite à la section précédente.

Comme c'est le cas dans nos expériences précédentes, la matrice de diffusion  $S$  est non unitaire en raison de l'absorption au sein de la cavité. Cela inclut les pertes dues aux MSP. Le calcul de la moyenne du coefficient de réflexion  $R = \langle ||S\psi_{\text{in}}||^2 \rangle$  dans la cavité, effectué sur des fronts d'onde incidents aléatoires  $\psi_{\text{in}}$  et des configurations aléatoires des MSP, donne une valeur  $R = 0,045$ . Par conséquent, la matrice  $S$  est bien non unitaire ( $R < 1$ ).

### 4.3.1 Focalisation optimale par reconfiguration du milieu de propagation

Pour cette application, nous déterminons le vecteur propre  $q_1$  de l'opérateur WSG et le vecteur de référence  $\psi_{\text{ref}}$ , de la même manière que dans les chapitres précédents, à chaque itération ( $q_1 = q'_1$  et  $\psi_{\text{ref}} = \psi'_{\text{ref}} = T'^{\dagger}/||T'||$ ). Le changement d'impédance est introduit au huitième port de la cavité via un switch électromécanique qui commute automatiquement l'impédance du port entre un circuit ouvert et le port de l'ARV. Les autres ports sont directement connectés à l'ARV pour mesurer les matrices de diffusion  $S_1, S_2$  de taille  $(7 \times 7)$ , associées aux différents changements d'impédance respectifs ( $Q_{\alpha} = -iS_1^{-1}[S_2 - S_1]$ ), comme représenté sur la Figure 4.4(a). Le vecteur  $T$  de taille  $(7 \times 1)$  est mesuré lors de la phase où le commutateur bascule sur le port de l'ARV. Nous vérifions tout d'abord que  $q_1$  et  $\psi_{\text{ref}}$  coïncident comme attendu en calculant leur coefficient de corrélation  $C(\psi_{\text{ref}}, q_1) = |\psi_{\text{ref}}^T q_1|$ . Ce coefficient dépasse 0,999 à chaque itération comme l'indique la courbe en pointillé noir de la Figure 4.4(a)), ce qui est en accord avec nos résultats précédents.

L'objectif de l'itération est d'adapter la cavité afin que le vecteur  $q_1$  coïncide avec un vecteur arbitraire  $\psi_{\text{arb}}$  imposé comme front d'onde entrant ( $\psi_{\text{arb}}$  est un vecteur normalisé  $||\psi_{\text{arb}}|| = 1$ ) au même titre que le vecteur propre  $q'_1$ ).  $\psi_{\text{arb}}$  est choisi aléatoirement. Nous programmons judicieusement les méta-atomes de sorte que le vecteur propre  $q'_1 = \psi_{\text{arb}}$ . Lors de la procédure d'optimisation itérative le coefficient de corrélation  $C_{\text{WSG}}$  entre  $\psi_{\text{arb}}$  et  $q_1$ , défini par  $C_{\text{WSG}} = |C(\psi_{\text{arb}}, q'_1)|$  est maximisé. Le résultat d'un exemple d'optimisation pour un vecteur arbitraire  $\psi_{\text{arb}}$  (courbe en couleur) est représenté sur la Figure 4.4(b). La valeur du coefficient de corrélation  $C_{\text{WSG}}$  entre ce vecteur arbitraire et le vecteur optimal  $q'_1$  atteint 0,9987 après 110 itérations. Le rapport entre l'intensité  $Y(S', \psi_{\text{arb}})$  focalisée sur la cible lors de l'injection de  $\psi_{\text{arb}}$  et l'intensité  $Y(S', q'_1)$  qui serait obtenue en focalisant avec le front d'onde optimal  $q'_1 = \psi'_{\text{ref}}(S')$  converge donc vers l'unité. Autrement dit, comme nous pouvons le constater sur la Figure 4.4(c), l'intensité  $Y(S', \psi_{\text{arb}})$  (courbe en couleur) tend de plus en plus vers l'intensité  $Y(S', q'_1)$  (courbe noire) au fur et à mesure que la matrice de diffusion  $S'$  se rapproche de la matrice de diffusion optimale  $S_{\text{opt}}$  ( $S' \rightarrow S_{\text{opt}}$ ). Dans cet exemple, comparé à

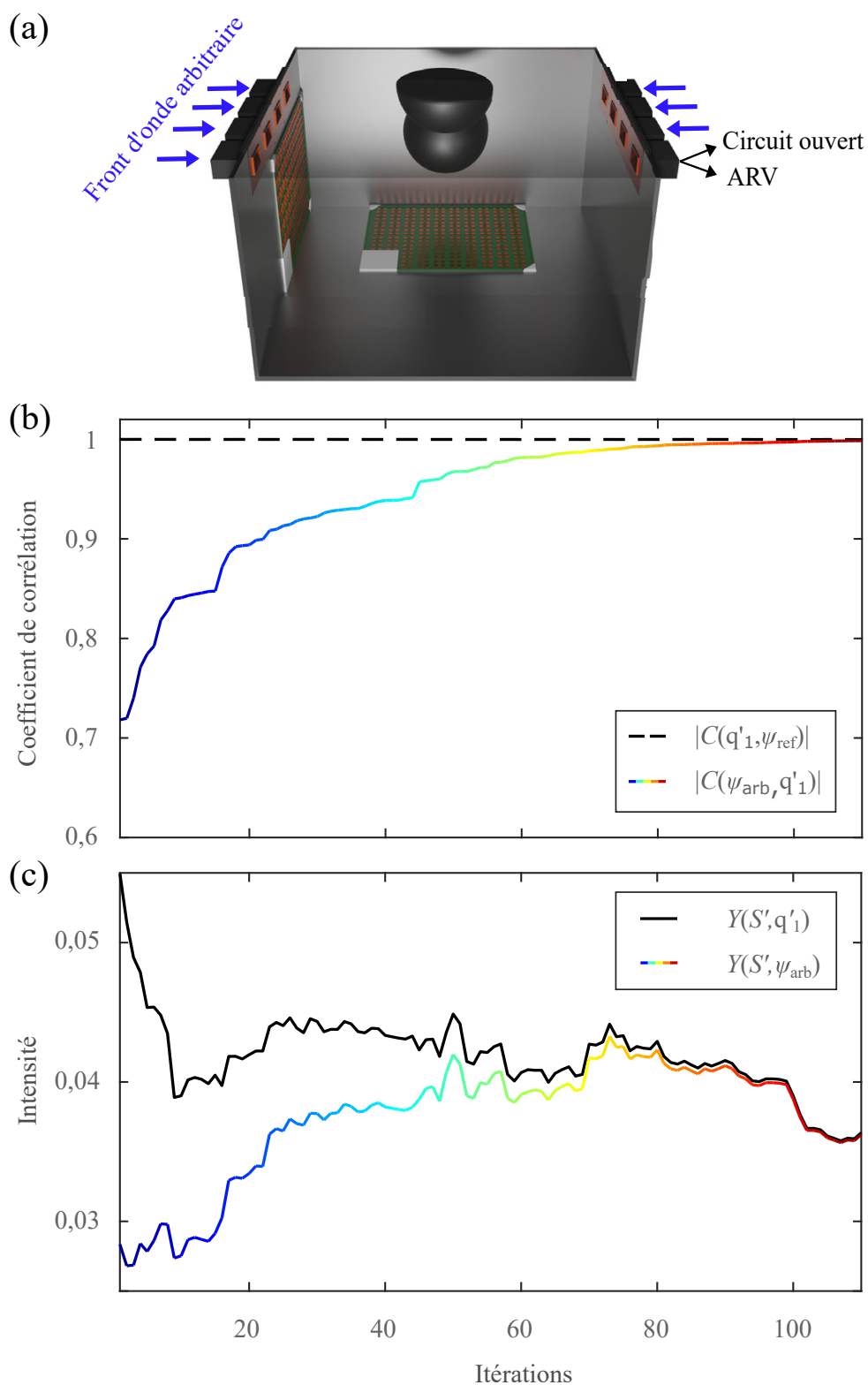


FIGURE 4.4 – (a) Schéma 3 D de la configuration expérimentale de focalisation par reconfiguration du milieu de propagation. Pour la détermination de la focalisation par l'opérateur WSG, le huitième port de la cavité est commuté automatiquement entre un circuit ouvert et le port de l'ARV ( $50 \Omega$ ). (b) Exemple d'optimisation itérative maximisant la valeur du coefficient de corrélation  $C_{WSG} = |q'_1 \psi_{arb}^\dagger|$  (courbe colorée). Cette valeur tend vers l'unité, la valeur de  $C = |q'_1 \psi_{ref}(S')|$ , tout au long de l'optimisation. (c) Variation de l'intensité  $Y(S', \psi_{arb})$  (courbe colorée) et de l'intensité optimale  $Y(S', q'_1)$  au cours de l'optimisation.

l'intensité de focalisation moyenne  $\langle Y(S_{\text{rand}}, \psi_{\text{arb}}) \rangle$  atteinte par  $\psi_{\text{arb}}$  dans un système aléatoire non optimisé représenté par sa matrice de diffusion  $S_{\text{rand}}$ , nous avons obtenu avec  $\psi_{\text{arb}}$  une augmentation d'intensité  $Y(S_{\text{opt}}, \psi_{\text{arb}})$  d'un facteur 5,75 dans le système optimisé.

Il faut noter que l'intensité  $Y(S', q'_1)$  est une quantité statistiquement distribuée qui fluctue au cours de l'optimisation en raison des changements de configurations des méta-atomes. Nous avons donc réalisé une étude systématique basée sur 29 réalisations avec différents  $\psi_{\text{arb}}$  aléatoires afin de comparer systématiquement la distribution des intensités de focalisation  $Y(S_{\text{rand}}, \psi_{\text{ref}}(S_{\text{rand}}))$  et  $Y(S_{\text{opt}}, \psi_{\text{arb}})$ . Représentés sur la Figure 4.5(a), les résultats de cette étude nous révèlent que les distributions de  $Y(S_{\text{rand}}, \psi_{\text{ref}}(S_{\text{rand}}))$  (courbe noire) et  $Y(S_{\text{opt}}, \psi_{\text{arb}})$  (courbe rouge) ne sont pas identiques bien que ces deux distributions semblent être plus proches comparées à celle de l'intensité  $Y(S_{\text{rand}}, \psi_{\text{arb}})$  (courbe bleue). Cela signifie que l'optimisation réduit légèrement la focalisation maximale qui peut être atteinte. L'intensité moyenne atteinte par les différents  $\psi_{\text{arb}}$  sur le port cible, en modifiant la matrice  $S'$  à l'aide des méta-surfaces pour obtenir  $S_{\text{opt}}$  ( $\psi_{\text{arb}} \approx q'_1$ ), est améliorée d'un facteur  $N = 4,8$ . Cette amélioration devrait en moyenne atteindre un facteur égal au nombre de canaux entrants couplé au système comme en injectant le front optimale  $q_1 = \psi_{\text{ref}}$  (se référer à la Section 3.3.1), c'est-à-dire  $N = 7$  dans ce cas précis. Nous attribuons la différence entre les deux distributions à la présence d'une composante de champ non diffus dans notre système qui n'est pas modifiée par les méta-atomes, et plus particulièrement à sa corrélation avec  $\psi_{\text{arb}}^\dagger$ . La présence d'une composante de champ non diffus est mise en évidence sur la Figure 4.5(b), où l'on constate que les nuages de valeurs que prennent les différentes entrées du vecteur de transmission  $T$  pour une série de configurations aléatoires des méta-atomes ne sont pas centrés sur l'origine du diagramme d'Argand. Nous pouvons donc interpréter le vecteur  $T$  comme étant la superposition d'une composante diffuse  $\Delta T$  et d'une composante non diffuse  $T_0 = \langle T \rangle$ , où  $\langle \dots \rangle$  désigne le calcul de la moyenne sur des configurations aléatoires de méta-surfaces;  $T = T_0 + \Delta T$ . Afin de quantifier l'importance relative des deux contributions, nous introduisons le paramètre  $\kappa = \langle \|\Delta T\|^2 / \|T_0\|^2 \rangle$ , estimé à  $\kappa = 0,18$  pour notre système. Dans le cas où le paramètre  $\kappa \rightarrow \infty$ , les méta-atomes programmables offrent un degré de contrôle parfait sur le champ diffus. A contrario, si  $\kappa \rightarrow 0$ , cela signifie qu'il n'y a aucun contrôle sur le champ diffus.

Le coefficient de corrélation  $|C(\psi_{\text{arb}}, T_0^\dagger / \|T_0\|)|$  détermine la performance de notre technique de focalisation par reconfiguration du milieu de propagation comparée au contrôle conventionnel des ondes cohérentes, comme en témoigne les données expérimentales de la Figure 4.5(c). Pour mieux comprendre cette dépendance, nous considérons les deux cas extrêmes de corrélation unitaire et nulle entre  $\psi_{\text{arb}}$  et  $T_0^\dagger$ . Le but de l'optimisation est de modifier  $\Delta T$  de telle sorte que le vecteur  $T'^\dagger = T_0'^\dagger + \Delta T'^\dagger$  soit colinéaire à  $\psi_{\text{arb}}$ . Si  $T_0^\dagger$  est déjà colinéaire à  $\psi_{\text{arb}}$ , nous devons seulement nous assurer que  $\Delta T'^\dagger$  est également colinéaire à  $\psi_{\text{arb}}$ . Dans ce cas, nous pouvons donc nous attendre à ce que l'amplitude de  $T'$  soit plutôt grande, ce qui nous conduit à de grandes valeurs de l'intensité  $Y(S_{\text{opt}}, \psi_{\text{arb}})$  du même ordre que l'intensité

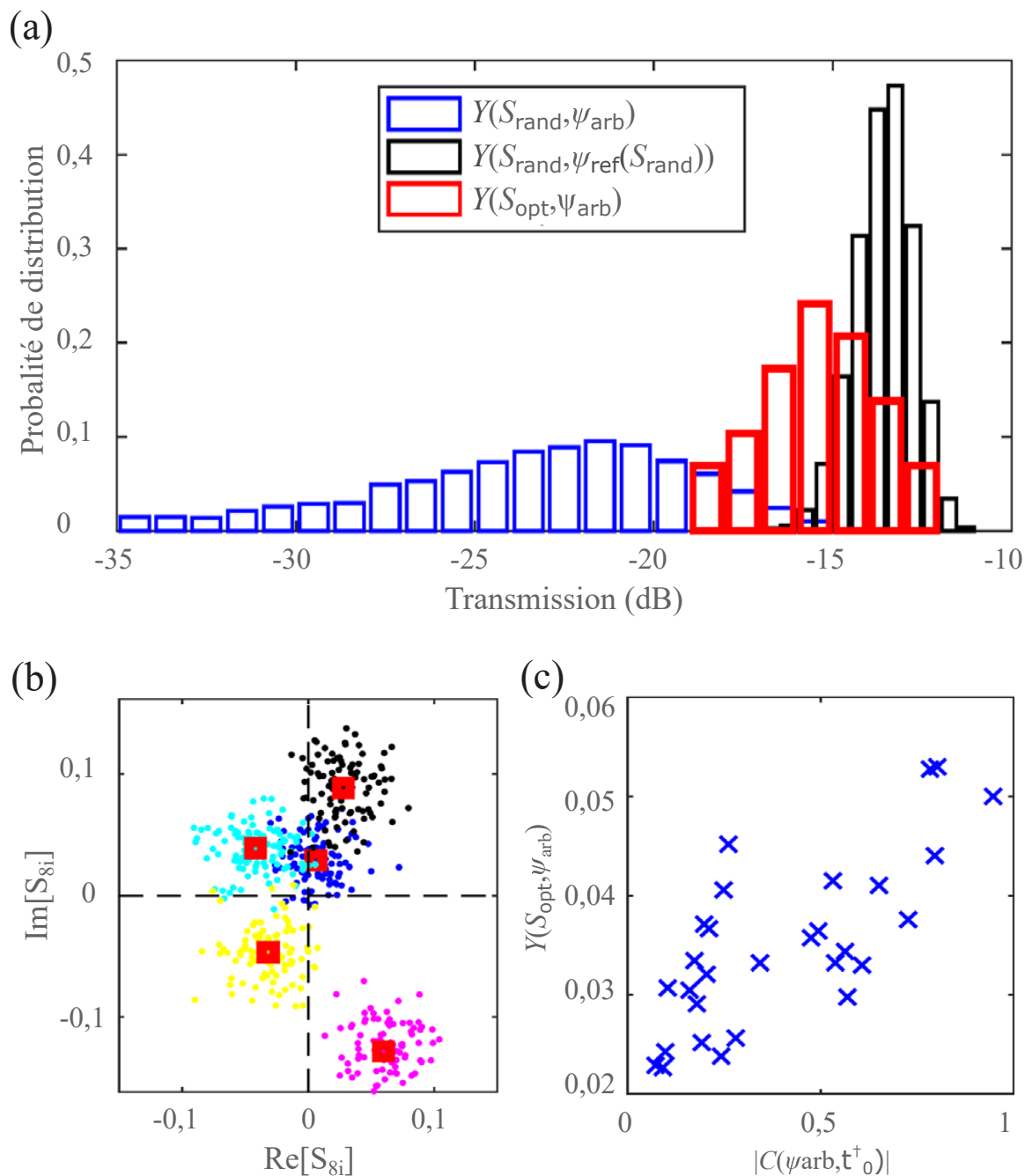


FIGURE 4.5 – (a) Distributions de l'intensité de focalisation pour un front d'onde arbitraire dans un milieu aléatoire  $Y(S_{\text{rand}}, \psi_{\text{arb}})$  (courbe bleue), un front d'onde optimal dans un milieu aléatoire  $Y(S_{\text{rand}}, \psi_{\text{ref}}(S_{\text{rand}}))$  (courbe noire) et un front d'onde arbitraire dans un milieu optimisé pour ce front d'onde arbitraire  $Y(S_{\text{opt}}, \psi_{\text{arb}})$  (courbe rouge). (b) Représentation dans le plan complexe des coefficients de transmission de cinq ports vers le port ciblé pour 100 configurations aléatoires des méta-atomes. (c) Dépendance entre l'intensité  $Y(S_{\text{opt}}, \psi_{\text{arb}})$  et le degré de corrélation entre  $\psi_{\text{arb}}$  et  $T_0^{\dagger}$ .



$Y(S_{\text{rand}}, \psi_{\text{ref}})$ . En revanche, si  $T_0^\dagger$  est perpendiculaire à  $\psi_{\text{arb}}$ , la composante diffuse  $\Delta T$  de  $T$  doit contrebalancer la contribution de  $T_0^\dagger$  de telle sorte que la contribution de  $T_0$  à  $T'$  est de nature destructive. Dans ce cas, l'amplitude de  $T'$  est plutôt faible, ce qui nous conduit à de faibles valeurs de l'intensité  $Y(S_{\text{opt}}, \psi_{\text{arb}})$  par rapport à l'intensité  $Y(S_{\text{rand}}, \psi_{\text{ref}})$ . Les valeurs de l'intensité  $Y(S_{\text{opt}}, \psi_{\text{arb}})$  devraient donc généralement augmenter avec le coefficient de corrélation  $|C(\psi_{\text{arb}}, T^\dagger/||T_0||)|$ , sous réserve des fluctuations typiques dont les systèmes aléatoire dépendent (voir Figure 4.5(c)). Fondamentalement, cette compréhension implique que, les distributions de  $Y(S_{\text{rand}}, \psi_{\text{ref}}(S_{\text{rand}}))$  et  $Y(S_{\text{opt}}, \psi_{\text{arb}})$  peuvent en principe coïncider si l'on utilise suffisamment de méta-atomes programmables. Enfin, dans les cas où l'on peut déterminer  $T_0$  de manière non-invasive, on peut choisir délibérément  $\psi_{\text{arb}}$  pour contourner les limitations dues à la composante de champ non diffus.

Nous avons démontré les performances de la technique qui consiste à reconfigurer le milieu de diffusion afin de l'adapter à un front d'onde entrant choisi arbitrairement, plutôt que de définir soigneusement un front d'onde qui s'adapte au milieu à l'aide des techniques conventionnelles de contrôle cohérent des ondes basées sur l'opérateur WSG et la conjugaison de phase. Dans la section suivante, nous démontrons maintenant la polyvalence de notre technique de MFO en l'appliquant à l'ACP.

### 4.3.2 Absorption cohérente et parfaite par reconfiguration du milieu de propagation

Après avoir démontré notre nouveau protocole de MFO appliqué à la focalisation optimale de l'opérateur WSG sur une cible modulant automatiquement son impédance, nous démontrons maintenant que cette technique peut être appliquée à l'ACP à travers une série d'expériences réalisées dans la même cavité que les expériences précédentes. L'appareil de mesure utilisé est également le même que celui utilisé précédemment (ARV de type Agilent N5230C) ainsi que les MSP. Pour cette série d'expériences, les huit ports de la cavité sont directement connectés à l'ARV. Nous considérons donc la matrice de diffusion  $S$  de taille  $(8 \times 8)$  impliquant ces huit ports (Figure 4.3(a)). Dans ces expériences, le rayonnement incident n'est bien entendu pas canalisé vers un seul centre de perte localisé dans la cavité, car les effets d'absorption globale dominant. Nous avons vu que la réalisation de l'ACP implique la détermination du front d'onde  $\psi_{\text{ACP}}$  de telle sorte que  $S\psi_{\text{ACP}} = \psi_{\text{out}} = 0$ . Théoriquement, cela consiste à déplacer un zéro  $z_n$  de la matrice  $S$  du plan complexe sur l'axe réel des fréquences  $\omega_n = 2\pi f_n$ . Nous montrons ici que l'utilisation de MSP permet de modifier les propriétés de diffusion du milieu et les optimiser afin de placer un zéro à une fréquence pré-déterminée  $f_{\text{arb}} = f_{\text{ACP}}$  sans avoir à contrôler les pertes dans le système. Dans un second temps, nous montrons que le front d'onde incident nécessaire pour réaliser l'ACP peut aussi être défini de façon arbitraire tel que  $\psi_{\text{arb}} = \psi_{\text{ACP}}$ .

Dans un premier temps, nous illustrons le fait que l'ACP peut être réalisée à une fréquence

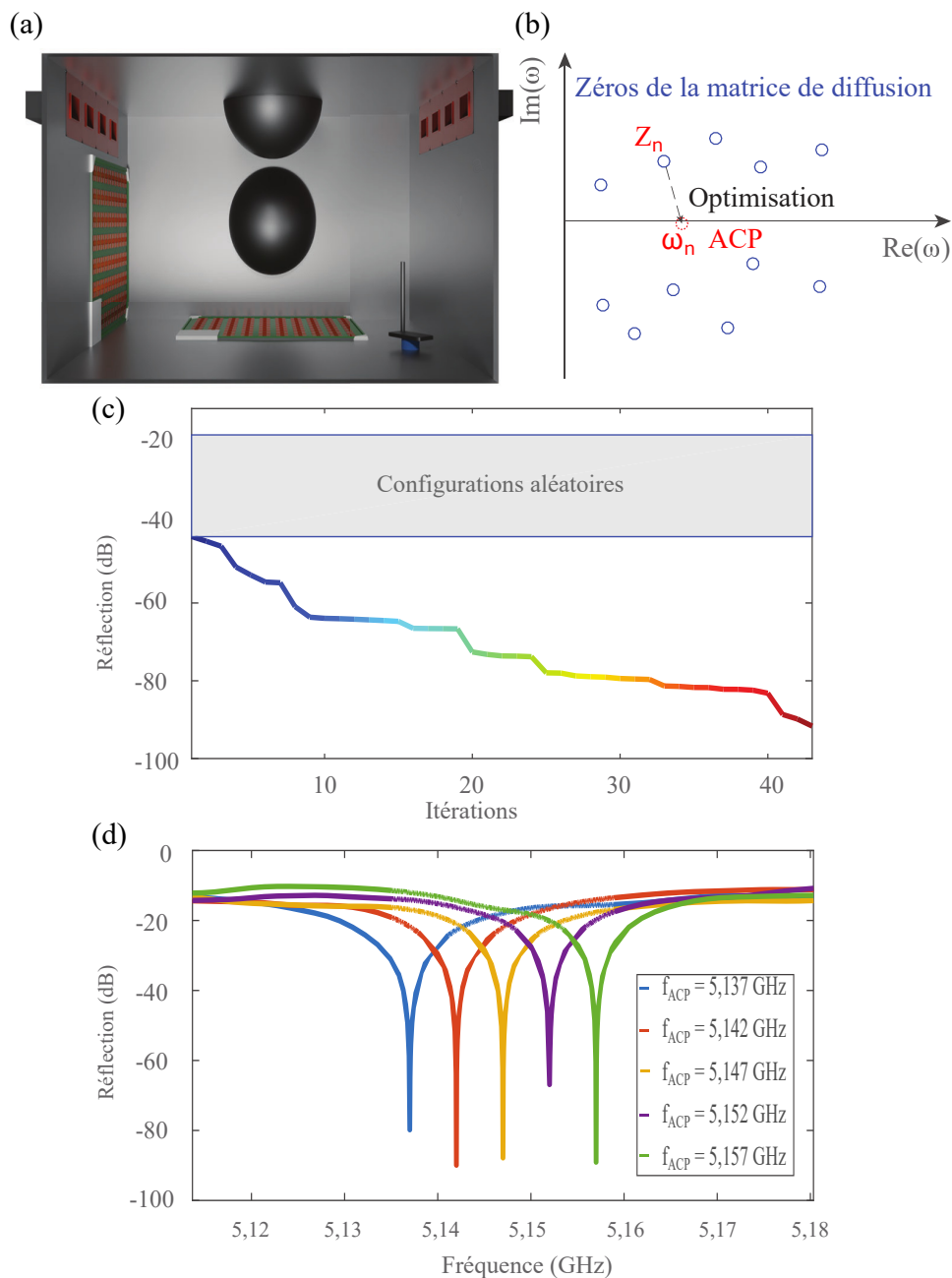


FIGURE 4.6 – (a) Schéma 3 D de la configuration expérimentale de l'ACP à des fréquences arbitraires. Les huit ports de la cavité sont connectés à l'ARV. Une structure métallique est placée à l'intérieur de la cavité. (b) Illustration du principe de fonctionnement de l'ACP dans le plan des fréquences complexes. En modifiant les propriétés de diffusion du système avec les MSP, un zéro de la matrice de diffusion est déplacé sur l'axe des fréquences réelles à une position horizontale cible (ici à 5,147 GHz). (c) Exemple d'une configuration optimale dynamique des méta-atomes pour l'ACP. (d) Spectre du coefficient de réflexion  $R'$  pour cinq systèmes optimisés visant cinq fréquences cibles proches distinctes et régulièrement espacées entre 5,137 et 5,157 GHz.

arbitraire (sans contrôle du front d'onde pour l'instant). La configuration de mesure pour ces expériences est représentée en Figure 4.6(a). La procédure d'optimisation itérative pour définir la configuration optimale des méta-atomes est la même que précédemment (voir Section 4.2.2). Dans ce cas, elle a pour objectif de minimiser la réflexion définie par  $R' = \|S'\psi_{\text{in}}\|^2$  afin d'obtenir une valeur nulle ( $R' \rightarrow 0$ ). Nous utilisons donc les MSP et notre procédure d'optimisation pour modifier  $S$  de telle sorte que l'un de ses zéros coïncide avec l'axe réel des fréquences, comme l'illustre schématiquement la Figure 4.6(b).

Les configurations aléatoires des méta-atomes donnent des valeurs de réflexion comprises entre  $-20$  dB et  $-40$  dB. En partant d'une configuration correspondant à environ  $-40$  dB, notre algorithme d'optimisation qui minimise la réflexion  $R'$  identifie finalement une configuration avec  $R_{\text{ACP}} \approx 4.85 \times 10^{-10}$  soit  $-93$  dB, comme le montre la Figure 4.6(c). L'expérience est répétée pour d'autres fréquences prédéfinies. Dans chaque cas, le spectre de réflexion correspondant, représenté sur la Figure 4.6(d), présente un minimum très prononcé du coefficient de réflexion à la fréquence pré-définie.

Dans un second temps, nous montrons que l'ACP peut être réalisée pour un front d'onde arbitraire  $\psi_{\text{arb}}$  fixe. Pour cela, nous définissons le front d'onde  $\psi_{\text{arb}}$  que nous injectons dans la cavité, puis nous reconfigurons les propriétés de diffusion du milieu ( $S \rightarrow S'$ ) à l'aide des MSP via la procédure d'optimisation itérative. Ici, l'objectif de l'optimisation est de minimiser l'intensité de la réflexion définie cette fois par  $R' = \|S'\psi_{\text{arb}}\|^2$  afin d'obtenir une valeur nulle. Compte tenu de notre nombre limité de méta-atomes programmables, nous assouplissons le problème d'optimisation en traitant la fréquence comme un paramètre libre dans un intervalle de 24 MHz autour de 5,147 GHz. Cet intervalle est du même ordre que la longueur de la corrélation spectrale du champ. Un exemple de résultat d'optimisation pour un front d'onde arbitraire fixe est représenté sur la Figure 4.7(b). Ce résultat montre que le coefficient de réflexion  $R_{\text{ACP}}$  de l'ACP atteint une valeur très basse  $R_{\text{ACP}} = 1,05 \times 10^{-5}$  soit  $-50$  dB (courbe bleue), affichant ainsi un minimum très prononcé du coefficient de réflexion qui est une caractéristique bien connue de l'ACP. Notons toutefois que ce minimum n'atteint pas la performance précédente de  $-93$  dB car une contrainte supplémentaire sur le front d'onde  $\psi_{\text{arb}}$  a été ajoutée dans l'optimisation. En effet, le front d'onde  $\psi_{\text{arb}}$  est fixé dans cette application de l'ACP contrairement à l'application précédent, réduisant ainsi le nombre de degré de liberté.

Nous observons donc la condition très particulière de l'ACP dans un système de diffusion complexe à une fréquence sélectionnée au préalable, sans contrôle du front d'onde incident, ni de l'atténuation dans le système. La distribution de la réflexion  $R'$  trouvée avec 700 configurations aléatoires des MSP, représentée sur la Figure 4.7(c) (courbe noire), souligne que l'ACP est un événement extrêmement rare [121]. Le coefficient  $R_{\text{ACP}}$  observé (courbe en pointillé bleu) est de 4 ordres de grandeur inférieur à la moyenne de  $R'$ . Afin de pousser l'analyse plus loin, nous cherchons également une configuration pour laquelle  $R'$  est maximal avec le même  $\psi_{\text{arb}}$ , ce qui correspond à une absorption aussi faible que possible du rayonnement incident par le milieu (courbe en pointillé rouge). Le coefficient de réflexion maximal est atteint à

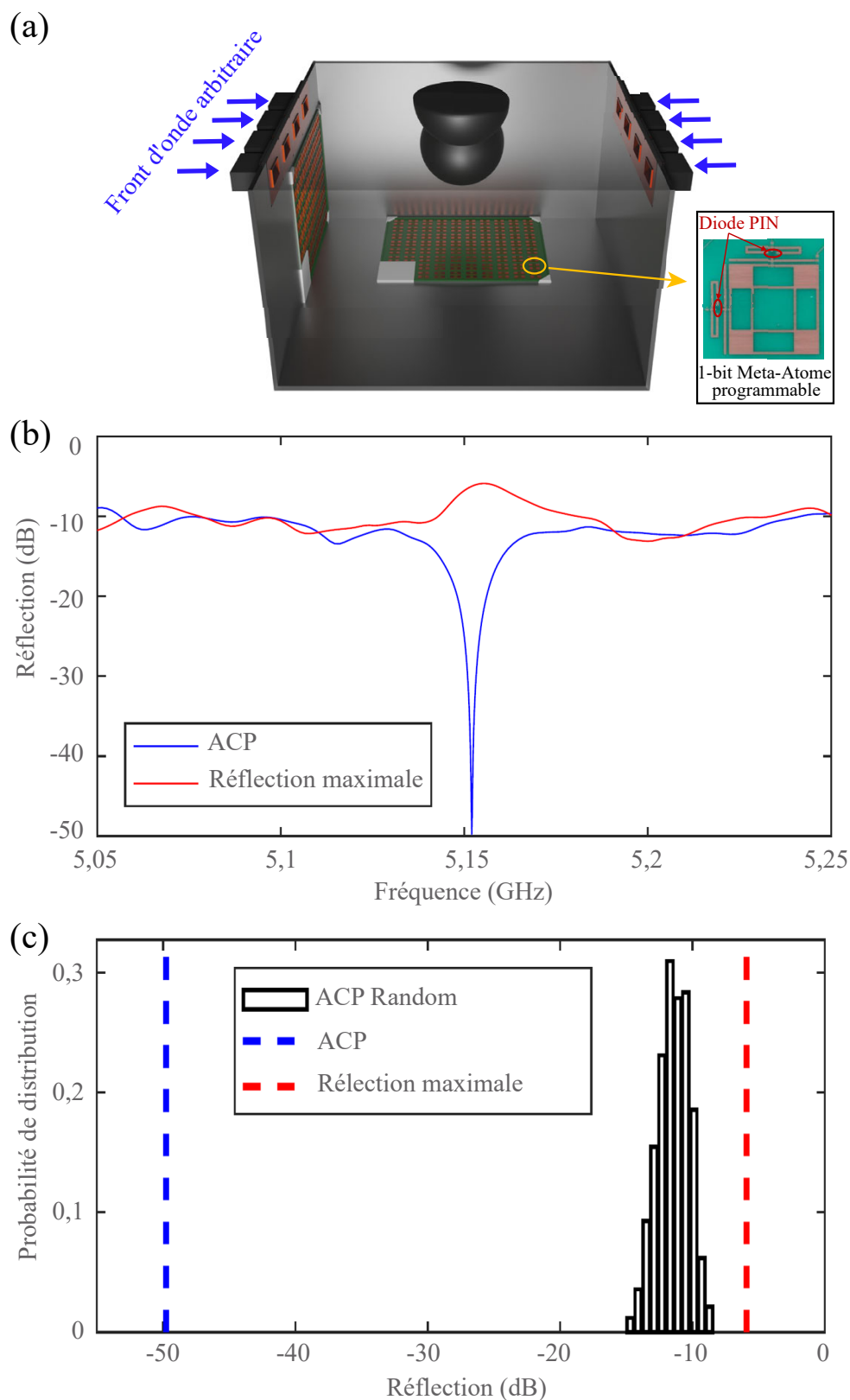


FIGURE 4.7 – (a) Schéma 3 D de la configuration expérimentale de l'ACP pour un front d'onde arbitraire fixe  $\psi_{\text{arb}}$ . Les huit ports de la cavité sont connectés à l'ARV. (b) Variation des coefficients de réflexion  $R_{\text{ACP}}$  (courbe bleue) et  $R_{(\text{anti-ACP})}$  (courbe rouge) entre 5,05 GHz et 5,25 GHz. (c) Comparaison des probabilités de distribution de  $R_{\text{ACP}}$  et  $R_{(\text{anti-ACP})}$  correspondantes avec celles des configurations aléatoires  $R'$  (courbe noire).

$R_{(\text{anti-ACP})} = 0,275$  soit environ  $-5,7$  dB, ce qui correspond à une amélioration d'un facteur 3,45 par rapport à la moyenne de  $R'$  sur les 700 configurations aléatoires. La distribution homogène de l'atténuation dans notre système implique que, bien que le  $R_{\text{ACP}}$  puisse être quasi-nulle et donc permettre l'ACP avec un front d'onde arbitraire fixe, la réflexion parfaite est impossible [121] et  $R_{(\text{anti-ACP})}$  est toujours inférieure à l'unité.

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une nouvelle technique de contrôle cohérent des ondes dans les milieux à diffusion complexe sans passer par les techniques conventionnelles de MFO. Nous avons en effet démontré qu'en manipulant le milieu de propagation à l'aide des MSP, composé de méta-atomes programmables sur 1 bit, sa matrice de diffusion peut être modifiée de manière à ce que le front d'onde conventionnel pour un protocole de MFO coïncide avec un front d'onde arbitraire fixe. Le grand intérêt de cette approche repose sur le fait qu'elle supprime la nécessité de façonner le front d'onde incident, ce qui simplifie grandement la conception d'une technique de MFO. Au-delà, cette approche ouvre de nouvelles opportunités dans les processus de MFO telles que la réalisation séquentielle de différentes fonctionnalités avec le même front d'onde arbitraire fixe.

Nous avons démontré notre technique de manière in-situ à travers une série d'expériences réalisées dans une cavité chaotique irrégulière pour des applications telles que la transmission ou la focalisation optimale de l'opérateur WSG et l'ACP. Dans l'application de l'ACP, cette technique de MFO a permis de montrer que non seulement un front d'onde arbitraire peut être utilisé, mais aussi que la fréquence peut être choisie de manière arbitraire, ce qui n'est généralement pas le cas [106], [107]. En ce qui concerne l'application de la focalisation optimale de l'opérateur WSG, nous avons vu que la valeur du facteur d'amélioration de notre technique était en moyenne inférieur à celle attendue (4,8 au lieu de 7). Cependant, nous avons démontré que cette limitation, liée aux composantes de champ non diffus  $T_0$ , peut être contournée en utilisant suffisamment de MSP afin d'avoir un meilleur contrôle du champ. En outre, dans la mesure où il est possible de déterminer de manière non-invasive la composante  $T_0$ , le front d'onde arbitraire peut être choisi délibérément afin d'éviter la contribution destructive de  $T_0$ .

A travers ces applications, cette nouvelle technique de contrôle cohérent des ondes dans les milieux complexes facilite la transition des protocoles de MFO complexes vers des applications réelles pour divers phénomènes ondulatoire, tels que les IEMI, la détection de précision, le filtrage des ondes et la communication sans fil sécurisée, etc.

## Conclusion générale et perspectives

---

Dans le contexte de la cybersécurité, de nombreux travaux basés sur les sources d'IEMI utilisant des émetteurs à forte puissance et des antennes large bande ont été réalisés. L'utilisation de ces sources IEMI, appelées MFP, consiste essentiellement à générer un niveau de champ EM très élevé illuminant l'équipement visé dans le but de créer une perturbation de son fonctionnement. Pour y parvenir, la distance d'action doit être plus ou moins grande et un ajustement fastidieux de la position de la source (direction et angle de polarisation) est nécessaire, ce qui constitue un inconvénient majeur. De plus, l'utilisation des MFO comme source IEMI rencontre d'autres inconvénients tels que la distorsion des signaux reçus ou interférence inter-symboles (ISI) et la perte d'énergie due à la propagation par trajets multiples. En vue de remédier à ces inconvénients, les travaux de cette thèse se sont orientés vers les techniques de pré-codage qui maximisent le couplage entre l'émission et la réception en mettant à contribution la cible. En outre, les techniques de pré-codage nécessitent moins de puissance à l'émission avec une mise en place moins encombrante et peu coûteuse comparées aux MFO. Généralement, ces techniques mettent à contribution la cible par une interaction directe avec celle-ci très souvent invasive. Les plus efficaces des techniques de pré-codage sont celles qui tirent parti de la connaissance du CSI comme la conjugaison de phase et son analogue temporel, le retournement temporel. Cependant, dans un contexte d'agression EM, la collaboration active de la cible n'est pas envisageable. Dans cette thèse, nous avons démontré des voies alternatives qui s'appuient sur les propriétés de diffusion du milieu caractérisées par la matrice  $S$  de diffusion, afin de maximiser le couplage vers la cible de manière non-invasive, autrement dit sans une contribution directe de la cible. En premier lieu, une nouvelle technique de pré-codage basée sur l'opérateur WSG a été appliquée à un changement d'impédance en régime harmonique (Chapitre 2 puis en régime transitoire (Chapitre 3). En second lieu, la modification de  $S$  par reconfiguration en temps réel ou in-situ du milieu de propagation à l'aide de métasurfaces programmables (MSP) a été introduite au Chapitre 4).

Au Chapitre 2, nous avons démontré les performances de focalisation non-invasive de notre technique de pré-codage utilisant l'opérateur WSG à travers des applications en mode conduit (réseau de câbles) et en mode rayonné (réseau d'antennes dans une chambre réverbérante) réalisées en régime harmonique. La diagonalisation de l'opérateur WSG appliqué au chan-

gement d'impédance de la cible nous a en effet permis de définir le front d'onde optimal à injecter dans le système afin de maximiser l'intensité de focalisation. Le front d'onde optimal de l'opérateur WSG est constitué par le premier vecteur propre  $q_1$  associé à la valeur propre de plus grande valeur absolue. Le vecteur  $q_1$  est défini dans le domaine fréquentiel et ses composantes regroupent les différentes pondérations des voies d'émission pour maximiser l'intensité sur la cible. En l'injectant dans les deux applications, l'amplitude de focalisation reconstruite numériquement atteint la même valeur que l'amplitude du vecteur de la conjugaison de phase, qui représente le complexe conjugué de la transposée du vecteur de transmission mesuré de manière invasive. Cependant, les valeurs propres doivent être suffisamment distinctes les unes des autres à la fréquence considérée. Cette expérience a été menée avec succès pour les deux scénarios traités, c'est-à-dire le réseau de câbles d'une part et le réseau d'antennes en chambre réverbérante d'autre part. Cette technique de focalisation non-invasive a ensuite été entendue au régime transitoire au Chapitre 3 pour des applications large bande, après une procédure de correction effectuée sur le vecteur propre  $q_1$ . Nous avons démontré expérimentalement et in-situ que le signal temporel synthétisé à partir de l'opérateur WSG permettait d'obtenir une amplitude de focalisation équivalente à celle du front d'onde synthétisé de manière invasive à partir de l'opérateur de retournement temporel. Le signal temporel synthétisé à partir de l'opérateur WSG correspond à la transformée de Fourier inverse du vecteur propre  $q_1$  après correction de la phase. L'amplitude focalisée a été reconstruite numériquement, et mesurée in-situ en injectant le front d'onde temporel de l'opérateur WSG grâce à l'utilisation d'un FPGA. Notre technique de pré-codage basée sur l'opérateur WSG appliqué à un changement d'impédance peut avoir plusieurs applications, notamment dans le domaine des communications. Ceci a été illustré via la transmission d'une image à la fin de ce chapitre. Bien d'autres applications peuvent être envisagées comme le transfert de puissance à haut débit, le domaine biomédical (focalisation de front d'ondes pour des scénarios de traitement ou de communication avec des capteurs in-vivo) ou encore la guerre électronique (brouillage, déni de service). Pour cette dernière, il sera important d'augmenter drastiquement la puissance à l'émission en utilisant par exemple des amplificateurs. Une perspective intéressante de cette technique, serait d'estimer efficacement le CSI directement sur des signaux temporels mesurés.

Il convient de noter que la technique de pré-codage décrite au paragraphe précédent ainsi que toutes les techniques de pré-codage conventionnelles, permettent de façonner le front d'onde incident afin qu'il soit adapté à la matrice de diffusion du milieu de propagation, en fonction de l'application souhaitée. Ceci représente une certaine complexité de mise en oeuvre.

Nous avons démontré au Chapitre 4 que notre technique de pré-codage basée sur la modification de  $S$  permet d'adapter le milieu de propagation à un front d'onde défini arbitrairement. Ceci est réalisé à partir de MSP qui viennent modifier les conditions aux limites du milieu. La modification de la matrice  $S$  se fait à travers une procédure d'optimisation itérative d'une fonction de coût dépendante de l'application visée. Deux types d'applications ont été réalisés dans une cavité chaotique avec cette nouvelle technique, notamment la focalisation optimale

de l'opérateur WSG (tout comme au Chapitre 2) et l'absorption cohérente parfaite (ACP). Pour chaque application, la fonction de coût a été évaluée. Dans la première, la valeur de la fonction de coût représente le coefficient de corrélation  $C_{\text{WSG}}$  entre le front d'onde optimal de l'opérateur WSG et le front d'onde défini arbitrairement, tandis que dans la deuxième, cette valeur représente le coefficient de réflexion  $R'$  lors de l'injection du front d'onde arbitraire dans la cavité. Dans un premier temps, nous avons démontré que la focalisation optimale de l'opérateur WSG est atteinte avec notre nouvelle technique de pré-codage basée sur la modification de  $S$ . En effet, le coefficient  $C_{\text{WSG}}$  atteint pratiquement l'unité seulement au bout de quelques dizaines d'itérations ( $C_{\text{WSG}} \approx 0,9987$ ), par conséquent l'intensité focalisée est du même ordre que celle de l'opérateur WSG. Dans un second temps, nous avons démontré à travers deux expériences distinctes que contrairement aux techniques conventionnelles utilisées pour les applications d'ACP, notre nouvelle technique de pré-codage basée sur la modification de  $S$  peut non seulement permettre d'observer l'ACP à toute fréquence arbitraire, mais aussi pour tout front d'onde incident choisi arbitrairement. Nous avons en effet observé dans les deux expériences un minimum très prononcé du coefficient de réflexion  $R'$  ( $R' \approx -93$  et  $R' \approx -50$ , respectivement), qui est une caractéristique bien connue de l'ACP. Ces différentes applications sont néanmoins dépendantes du degré de contrôle limité des MSP sur le champ dans la chambre réverbérante. Cependant, de meilleures performances peuvent être atteintes en augmentant la couverture du milieu réverbérant avec l'addition de nouvelles MSP. Notre nouvelle technique de pré-codage basée sur la modification de  $S$ , facilite la transition vers des protocoles de pré-codage plus simple ouvrant ainsi un grand panel d'applications, par exemple, la détection de précision, le filtrage des ondes, la communication sans fil sécurisée, et les IEMI. Dans ce dernier cas, faire en sorte que toute l'énergie soit absorbée par la cible et démontrer une possibilité de perturbation peut être une perspective intéressante. Une perspective intéressante de cette nouvelle technique de contrôle cohérent des ondes dans les milieux complexes serait d'avoir la même capacité de contrôle en large bande. Ceci pourrait commencer par l'association de plusieurs MSP fonctionnant à des fréquences différentes ( $f_0, 2f_0, 3f_0, \dots$ ) pour la transmission de signaux périodiques spécifiques. Une extension en large bande pourrait être ensuite recherchée.





# ANNEXE A

## Publications Personnelles

---

### A.1 Articles de journal

- K. Brahima Yeo, C. Leconte, P. del Hougne, P. Besnier, M. Davy, "Time Reversal Communications with Channel State Information Estimated from Impedance Modulation at the Receiver", *IEEE Access*, t. 10, p. 91 119-91 126, 2022.
- P. del Hougne, K. Brahima Yeo, P. Besnier, M. Davy, "Coherent Wave Control in Complex Media with Arbitrary Wavefronts", *Physical Review Letters*, vol. 126, pp. 193903, 2021.
- P. del Hougne, K. Brahima Yeo, P. Besnier, M. Davy, " On-Demand Coherent Perfect Absorption in Complex Scattering Systems : Time Delay Divergence and Enhanced Sensitivity to Perturbations", *Laser & Photonics Reviews*, vol. 15, no 7, p. 2000471, 2021.

### A.2 Article de conférence internationale

- K. Brahima Yeo, M. Davy and P. Besnier, "Non-invasive Optimal Coupling Upon Detection of a Local Change of Impedance in a Cable Network", *2021 IEEE International Joint EMC/SI/PI and EMC Europe Symposium*, vol. 10, no. 3, pp. 528-532, 2021.



# IEEE Electromagnetic Compatibility Society

*takes pleasure in presenting the*

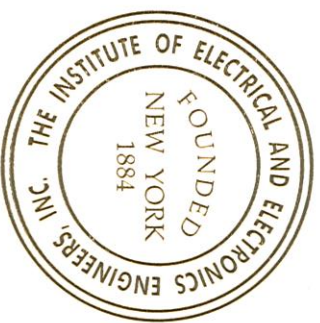
*2021 IEEE International Symposium on Electromagnetic  
Compatibility Student Paper Award*

*to*

*Katienbieyaha Brahima Yeo*

*For the paper co-authored with Matthieu Davy, and Philippe Besnier titled*

*"Non-invasive Optimal Coupling Upon Detection of a Local Change of Impedance in a Cable  
Network", presented at the 2021 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility.*



*Alastair Duff*  
President  
EMC Society

*Farhad Rachidi-Haeri*  
Chairperson  
EMC Awards Committee



## Bibliographie

---

- [1] S. M. H. FAHAMI, H. ZAMZURI, S. A. MAZLAN et M. A. ZAKARIA, « Modeling and simulation of vehicle steer by wire system », *2012 IEEE Symposium on Humanities, Science and Engineering Research*, IEEE, 2012, p. 765-770.
- [2] N. A. STANTON et P. MARSDEN, « From fly-by-wire to drive-by-wire : Safety implications of automation in vehicles », *Safety science*, t. 24, 1, p. 35-49, 1996.
- [3] S. MIDYA et R. THOTTAPPILLIL, « An overview of electromagnetic compatibility challenges in European Rail Traffic Management System », *Transportation Research Part C : Emerging Technologies*, t. 16, 5, p. 515-534, 2008.
- [4] R. D. LEACH, *Electronic Systems Failures and Anomalies Attributed to Electromagnetic Interference*. National Aeronautics and Space Administration, Marshall Space Flight Center, 1995.
- [5] W. RADASKY, C. BAUM et M. WIK, « Introduction to the Special Issue on High-Power Electromagnetics (HPEM) and Intentional Electromagnetic Interference (IEMI) », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, t. 46, 3, p. 314-321, août 2004.
- [6] W. A. RADASKY et M. BÄCKSTRÖM, « Brief historical review and bibliography for Intentional Electromagnetic Interference (IEMI) », *2014 XXXIth URSI General Assembly and Scientific Symposium (URSI GASS)*, IEEE, 2014, p. 1-4.
- [7] G. LEROSEY, J. DE ROSNY, A. TOURIN, A. DERODE, G. MONTALDO et M. FINK, « Time reversal of electromagnetic waves », *Physical review letters*, t. 92, 19, p. 193 904, 2004.
- [8] K. YEO, M. DAVY et P. BESNIER, « Non-invasive Optimal Coupling Upon Detection of a Local Change of Impedance in a Cable Network », *2021 IEEE International Joint EMC/SI/PI and EMC Europe Symposium*, 2021.
- [9] K. B. YEO, C. LECONTE, P. DEL HOUGNE, P. BESNIER et M. DAVY, « Time Reversal Communications With Channel State Information Estimated From Impedance Modulation at the Receiver », *IEEE Access*, t. 10, p. 91 119-91 126, 2022.

- [10] M. HORODYNSKI, M. KÜHMAYER, A. BRANDSTÖTTER, K. PICHLER, Y. V. FYODOROV, U. KUHL et S. ROTTER, « Optimal wave fields for micromanipulation in complex scattering environments », *Nature Photonics*, t. 14, 3, p. 149-153, 2020.
- [11] P. AMBICHL, A. BRANDSTÖTTER, J. BÖHM, M. KÜHMAYER, U. KUHL et S. ROTTER, « Focusing inside Disordered Media with the Generalized Wigner-Smith Operator », *Physical Review Letters*, t. 119, 3, p. 033903, 18 juill. 2017.
- [12] F. T. SMITH, « Lifetime Matrix in Collision Theory », *Physical Review*, t. 118, 1, p. 349-356, 1<sup>er</sup> avr. 1960.
- [13] Y. CHONG, L. GE, H. CAO et A. D. STONE, « Coherent perfect absorbers : time-reversed lasers », *Physical review letters*, t. 105, 5, p. 053901, 2010.
- [14] D. G. BARANOV, A. KRASNOK, T. SHEGAI, A. ALÙ et Y. CHONG, « Coherent perfect absorbers : linear control of light with light », *Nature Reviews Materials*, t. 2, 12, p. 1-14, 2017.
- [15] A. KRASNOK, D. BARANOV, H. LI, M.-A. MIRI, F. MONTICONE et A. ALÙ, « Anomalies in light scattering », *Advances in Optics and Photonics*, t. 11, 4, p. 892-951, 2019.
- [16] B. LEQUESNE, « Automotive electrification : The nonhybrid story », *IEEE Transactions on Transportation Electrification*, t. 1, 1, p. 40-53, 2015.
- [17] W. WANG, X. CHEN et J. WANG, « Motor/generator applications in electrified vehicle chassis—A survey », *IEEE Transactions on Transportation Electrification*, t. 5, 3, p. 584-601, 2019.
- [18] R. BOSCH, *Bosch automotive electrics and automotive electronics : systems and components, networking and hybrid drive*. Springer Vieweg., 2014.
- [19] S. A. AROGETI, D. WANG, C. B. LOW et M. YU, « Fault detection isolation and estimation in a vehicle steering system », *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, t. 59, 12, p. 4810-4820, 2012.
- [20] L. ULRICH, « Top 10 tech cars : slenderized », *IEEE Spectrum*, t. 50, 4, p. 34-41, 2013.
- [21] C. FAVRE, « Fly-by-wire for commercial aircraft : the Airbus experience », *International Journal of Control*, t. 59, 1, p. 139-157, 1994.
- [22] R. CELLA, G. GIANGASPERO, A. MARISCOTTI, A. MONTEPAGANO, P. POZZOBON, M. RUSCELLI et M. VANTI, « Measurement of AT electric railway system currents at power-supply frequency and validation of a multiconductor transmission-line model », *IEEE Transactions on Power Delivery*, t. 21, 3, p. 1721-1726, 2006.

- [23] A. MORANT, Å. WISTEN, D. GALAR, U. KUMAR et S. NISKA, « Railway EMI impact on train operation and environment », *International Symposium on Electromagnetic Compatibility-EMC EUROPE*, IEEE, 2012, p. 1-7.
- [24] B. L. « Cisco : l'IoT représentera 50% des connexions réseau en 2023 », *Objetconnecte.com*. (20 fév. 2020), adresse : <https://www.objetconnecte.com/cisco-iot-connexions-reseau-2023/> (visité le 20/09/2022).
- [25] C. J. BELING, « BACKGROUND : USS FORRESTAL », p. 4,
- [26] « Chambres anéchoïques », *Siepel*. (), adresse : <https://www.siepel.com/chambres-anechoiques/> (visité le 08/01/2023).
- [27] R. GARDNER, « Electromagnetic terrorism : A real danger », *Electromagnetic compatibility 1998 (Wrocław, 23-25 June 1998)*, 1998, p. 10-14.
- [28] V. GUREVICH, « The hazards of electromagnetic terrorism », *Public Utilities Fortnightly*, t. 143, p. 84-86, 2005.
- [29] M. G. BACKSTROM et K. G. LOVSTRAND, « Susceptibility of electronic systems to high-power microwaves : Summary of test experience », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, t. 46, 3, p. 396-403, 2004.
- [30] *Electromagnetic Compatibility 1999 : 13th International Zurich Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, February 16-18, 1999*. Zurich, Switzerland : Communication Technology Laboratory, Swiss Federal Institute of Technology Zurich, 1999.
- [31] *Proceedings of the International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA 01) : September 10-14, 2001 - Torino, Italy*. S.l. : s.n., 2001.
- [32] Y. HAYASHI, I. VERBAUWHEDE et W. A. RADASKY, « Introduction to EM information security for IoT devices », *2018 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility and 2018 IEEE Asia-Pacific Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC/APEMC)*, IEEE, 2018, p. 735-738.
- [33] M. KINUGAWA et Y. HAYASHI, « Possibility of Injecting Malicious Instructions from Legitimate Communication Channels by IEMI », *2020 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility & Signal/Power Integrity (EMCSI)*, IEEE, 2020, p. 527-527.
- [34] L. CUROS, T. DUBOIS, G. MEJECAZE, F. PUYBARET, B. PLANO et J.-M. VINASSA, « Investigation of critical parameters in power supplies components failure due to electric pulse », *Microelectronics Reliability*, t. 114, p. 113-136, 2020.
- [35] J. LOVETRI, A. WILBERS et A. ZWAMBORN, « Microwave interaction with a personal computer : Experiment and modeling », *Proc. of the 13th Int. Zurich Symp. on EMC, Zurich, Switzerland*, 1999, p. 203-206.

- [36] D. MANSSON, R. THOTTAPPILLIL, M. BACKSTROM et O. LUNDÉN, « Vulnerability of European rail traffic management system to radiated intentional EMI », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, t. 50, 1, p. 101-109, 2008.
- [37] M. HEDDEBAUT, V. DENIAU, J. RIOULT et C. GRANSART, « Mitigation techniques to reduce the vulnerability of railway signaling to radiated intentional EMI emitted from a train », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, t. 59, 3, p. 845-852, 2016.
- [38] W. C. JAKES, *Mobile microwave communication*, 1974.
- [39] T. K. LO, « Maximum ratio transmission », *1999 IEEE international conference on communications (Cat. No. 99CH36311)*, IEEE, t. 2, 1999, p. 1310-1314.
- [40] M. FINK, « Time-reversal acoustics », *Journal of Physics : Conference Series*, IOP Publishing, t. 118, 2008, p. 012 001.
- [41] M. FINK, « Time reversal of ultrasonic fields. I. Basic principles », *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, t. 39, 5, p. 555-566, 1992.
- [42] S. KEYDAR et E. LANDA, « Wave refocusing for linear diffractor using the time-reversal principle », *Geophysical Prospecting*, t. 67, 5, p. 1345-1353, 2019.
- [43] M. DAVY, J. de ROSNY, J.-C. JOLY et M. FINK, « Focusing and amplification of electromagnetic waves by time reversal in an leaky reverberation chamber », *Comptes Rendus Physique*, t. 11, 1, p. 37-43, 2010.
- [44] C. OESTGES, A. D. KIM, G. PAPANICOLAOU et A. J. PAULRAJ, « Characterization of space-time focusing in time-reversed random fields », *IEEE transactions on antennas and propagation*, t. 53, 1, p. 283-293, 2005.
- [45] R. C. QIU, C. ZHOU, N. GUO et J. Q. ZHANG, « Time reversal with MISO for ultrawideband communications : Experimental results », *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, t. 5, p. 269-273, 2006.
- [46] A. DERODE, A. TOURIN et M. FINK, « Ultrasonic pulse compression with one-bit time reversal through multiple scattering », *Journal of applied physics*, t. 85, 9, p. 6343-6352, 1999.
- [47] P. KYRITSI et G. PAPANICOLAOU, « One-bit Time Reversal for WLAN Applications », *2005 IEEE 16th International Symposium on Personal, Indoor and Mobile Radio Communications*.
- [48] D. ABBASI-MOGHADAM et V. T. VAKILI, « A SIMO one-bit time reversal for UWB communication systems », *EURASIP Journal on Wireless Communications and Networking*, t. 2012, 1, p. 1-9, 2012.

- [49] T. STROHMER, M. EMAMI, J. HANSEN, G. PAPANICOLAOU et A. J. PAULRAJ, « Application of time-reversal with MMSE equalizer to UWB communications », *IEEE Global Telecommunications Conference, 2004. GLOBECOM'04.*, IEEE, t. 5, 2004, p. 3123-3127.
- [50] I. H. NAQVI, G. EL ZEIN, G. LEROSEY, J. de ROSNY, P. BESNIER, A. TOURIN et M. FINK, « Experimental validation of time reversal ultra wide-band communication system for high data rates », *IET microwaves, antennas & propagation*, t. 4, 5, p. 643-650, 2010.
- [51] N. HU, « On the application of Heisenberg's theory of S-matrix to the problems of resonance scattering and reactions in nuclear physics », *Physical Review*, t. 74, 2, p. 131, 1948.
- [52] L. EISENBUD, *The formal properties of nuclear collisions*. Princeton University, 1948.
- [53] D. BOHM, *Quantum theory*. Courier Corporation, 2012.
- [54] E. P. WIGNER, « Lower limit for the energy derivative of the scattering phase shift », *Physical Review*, t. 98, 1, p. 145, 1955.
- [55] S. ROTTER, P. AMBICHL et F. LIBISCH, « Generating Particlelike Scattering States in Wave Transport », *Physical Review Letters*, t. 106, 12, p. 120 602, 25 mars 2011.
- [56] M. PLÖSCHNER, T. TYC et T. ČIŽMÁR, « Seeing through chaos in multimode fibres », *Nature Photonics*, t. 9, 8, p. 529-535, 2015.
- [57] B. GÉRARDIN, « Manipulation et Contrôle d'ondes Élastiques Guidées En Milieux Complexes », These de Doctorat, Sorbonne Paris Cité, nov. 2016.
- [58] J. BÖHM, A. BRANDSTÖTTER, P. AMBICHL, S. ROTTER et U. KUHL, « In situ realization of particlelike scattering states in a microwave cavity », *Physical Review A*, t. 97, 2, p. 021 801, 2018.
- [59] Y. MAO, U. R. PATEL et E. MICHIELSSEN, « Wigner-Smith Time Delay Matrix for Electromagnetics : Guiding and Periodic Systems with Evanescent Modes », *arXiv preprint arXiv :2206.02571*, 2022.
- [60] W. XIONG, P. AMBICHL, Y. BROMBERG, B. REDDING, S. ROTTER et H. CAO, « Spatiotemporal control of light transmission through a multimode fiber with strong mode coupling », *Physical review letters*, t. 117, 5, p. 053 901, 2016.
- [61] J. CARPENTER, B. J. EGGLETON et J. SCHRÖDER, « Observation of Eisenbud–Wigner–Smith states as principal modes in multimode fibre », *Nature Photonics*, t. 9, 11, p. 751-757, 2015.
- [62] M. DURAND, S. POPOFF, R. CARMINATI et A. GOETSCHY, « Optimizing light storage in scattering media with the dwell-time operator », *Physical Review Letters*, t. 123, 24, p. 243 901, 2019.



- [63] U. R. PATEL et E. MICHELSEN, « Wigner–Smith time-delay matrix for electromagnetics : Theory and phenomenology », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, t. 69, 2, p. 902-917, 2020.
- [64] P. del HOUGNE, R. SOBRY, O. LEGRAND, F. MORTESSAGNE, U. KUHL et M. DAVY, « Experimental realization of optimal energy storage in resonators embedded in scattering media », *Laser & Photonics Reviews*, t. 15, 3, p. 2000335, 2021.
- [65] J. BÖHM, « Microwave Experiments on Atypical Transport Phenomena Induced by Spatial and Spectral Wave Shaping », thèse de doct., Université Côte d'Azur, 2016.
- [66] G. LUGRIN, N. MORA, S. SLIMAN, F. RACHIDI, M. RUBINSTEIN et R. CHERKAoui, « Overview of IEMI Conducted and Radiated Sources : Characteristics and Trends », *2013 International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, sept. 2013, p. 24-28.
- [67] M. LANZRATH, M. SUHRKE et H. HIRSCH, « HPEM-Based Risk Assessment of Substations Enabled for the Smart Grid », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, t. 62, 1, p. 173-185, fév. 2020.
- [68] K.-J. LI, Y.-Z. XIE, F. ZHANG et Y.-H. CHEN, « Statistical Inference of Serial Communication Errors Caused by Repetitive Electromagnetic Disturbances », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, t. 62, 4, p. 1160-1168, août 2020.
- [69] J. VILLAIN, V. DENIAU, A. FLEURY, E. P. SIMON, C. GRANSART et R. KOUSRI, « EM Monitoring and Classification of IEMI and Protocol-Based Attacks on IEEE 802.11n Communication Networks », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, t. 61, 6, p. 1771-1781, déc. 2019.
- [70] J. VILLAIN, V. DENIAU, C. GRANSART, A. FLEURY et E. P. SIMON, « Characterization of IEEE 802.11 Communications and Detection of Low-Power Jamming Attacks in Noncontrolled Environment Based on a Clustering Study », *IEEE Systems Journal*, t. 16, 1, p. 683-692, mars 2022.
- [71] P. ÄNGSKOG, P. NÄSMAN et L.-G. MATSSON, « Resilience to Intentional Electromagnetic Interference Is Required for Connected Autonomous Vehicles », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, t. 61, 5, p. 1552-1559, oct. 2019.
- [72] T. LIANG, G. SPADACINI, F. GRASSI et S. A. PIGNARI, « Coupling of Wideband Radiated IEMI to Cables Above Ground », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, t. 62, 2, p. 589-597, avr. 2020.
- [73] K. B. YEO, M. DAVY et P. BESNIER, « Non-Invasive Optimal Coupling Upon Detection of a Local Change of Impedance in a Cable Network », *2021 IEEE International Joint EMC/SI/PI and EMC Europe Symposium*, Glasgow, United Kingdom, juill. 2021.

- [74] M. DAVY, J. de ROSNY, J.-C. JOLY et M. FINK, « Focusing and amplification of electromagnetic waves by time reversal in a leaky reverberation chamber », *Comptes Rendus Physique, Propagation and Remote Sensing*, t. 11, 1, p. 37-43, 1<sup>er</sup> jan. 2010.
- [75] E. P. WIGNER, « Lower Limit for the Energy Derivative of the Scattering Phase Shift », *Physical Review*, t. 98, 1, p. 145-147, 1<sup>er</sup> avr. 1955.
- [76] P. DEL HOUGNE, K. B. YEO, P. BESNIER et M. DAVY, « Coherent wave control in complex media with arbitrary wavefronts », *Physical Review Letters*, t. 126, 19, p. 193 903, 2021.
- [77] P. del HOUGNE, K. B. YEO, P. BESNIER et M. DAVY, « On-demand coherent perfect absorption in complex scattering systems : time delay divergence and enhanced sensitivity to perturbations », *Laser & Photonics Reviews*, t. 15, 7, p. 2 000 471, 2021.
- [78] D. A. HILL, « Plane wave integral representation for fields in reverberation chambers », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, t. 40, 3, p. 209-217, 1998.
- [79] R. W. LUCKY, « Automatic equalization for digital communication », *Bell System Technical Journal*, t. 44, 4, p. 547-588, 1965.
- [80] X. GE, J. HU, C.-X. WANG, C.-H. YOUN, J. ZHANG et X. YANG, « Energy efficiency analysis of MISO-OFDM communication systems considering power and capacity constraints », *Mobile Networks and Applications*, t. 17, 1, p. 29-35, 2012.
- [81] W. HOU et C. W. LIM, « Structured compressive channel estimation for large-scale MISO-OFDM systems », *IEEE Communications Letters*, t. 18, 5, p. 765-768, 2014.
- [82] H. BOLCSKEI, « MIMO-OFDM wireless systems : basics, perspectives, and challenges », *IEEE wireless communications*, t. 13, 4, p. 31-37, 2006.
- [83] P. KYRITSI, G. PAPANICOLAOU, P. EGGERS et A. OPREA, « Time reversal techniques for wireless communications », *IEEE 60th Vehicular Technology Conference, 2004. VTC2004-Fall. 2004*, IEEE, t. 1, 2004, p. 47-51.
- [84] G. LEROSEY, J. DE ROSNY, A. TOURIN et M. FINK, « Focusing beyond the diffraction limit with far-field time reversal », *Science*, t. 315, 5815, p. 1120-1122, 2007.
- [85] J. FENG, C. LIAO, L. CHEN et H. ZHOU, « Amplification of electromagnetic waves by time reversal mirror in a leaky reverberation chamber », *2012 International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT)*, IEEE, t. 5, 2012, p. 1-4.
- [86] P. HOEHER, S. KAISER et P. ROBERTSON, « Pilot-symbol-aided channel estimation in time and frequency », *Multi-carrier spread-spectrum*, Springer, 1997, p. 169-178.
- [87] P. HOEHER et F. TUFVESSON, « Channel estimation with superimposed pilot sequence », *Seamless Interconnection for Universal Services. Global Telecommunications Conference. GLOBECOM'99.(Cat. No. 99CH37042)*, IEEE, t. 4, 1999, p. 2162-2166.

- [88] S. COLERI, M. ERGEN, A. PURI et A. BAHAI, « Channel estimation techniques based on pilot arrangement in OFDM systems », *IEEE Transactions on broadcasting*, t. 48, 3, p. 223-229, 2002.
- [89] Y. SHEN et E. MARTINEZ, « Channel estimation in OFDM systems », *Freescale semiconductor application note*, p. 1-15, 2006.
- [90] Z. TANG, R. C. CANNIZZARO, G. LEUS et P. BANELLI, « Pilot-assisted time-varying channel estimation for OFDM systems », *IEEE Transactions on Signal Processing*, t. 55, 5, p. 2226-2238, 2007.
- [91] A. SHAIKH et M. J. KAUR, « Comprehensive survey of massive MIMO for 5G communications », *2019 Advances in Science and Engineering Technology International Conferences (ASET)*, IEEE, 2019, p. 1-5.
- [92] X. ZHOU, P. C. F. EGGERS, P. KYRITSI, J. B. ANDERSEN, G. F. PEDERSEN et J. O. NILSEN, « Spatial focusing and interference reduction using MISO time reversal in an indoor application », *2007 IEEE/SP 14th Workshop on Statistical Signal Processing*, IEEE, 2007, p. 307-311.
- [93] A. COZZA et F. MONSEF, « Multiple-source time-reversal transmissions in random media », *IEEE transactions on antennas and propagation*, t. 62, 8, p. 4269-4281, 2014.
- [94] G. LEROSEY, J. DE ROSNY, A. TOURIN, A. DERODE et M. FINK, « Time reversal of wideband microwaves », *Applied Physics Letters*, t. 88, 15, p. 154101, 2006.
- [95] M. GRAESER, A. von GLADISS, T. FRIEDRICH et T. M. BUZUG, « SNR and discretization enhancement for system matrix determination by decreasing the gradient in magnetic particle imaging », *International Journal on Magnetic Particle Imaging*, t. 3, 1, 2017.
- [96] H. T. NGUYEN, J. B. ANDERSEN, G. F. PEDERSEN, P. KYRITSI et P. C. EGGERS, « Time reversal in wireless communications : A measurement-based investigation », *IEEE Transactions on Wireless Communications*, t. 5, 8, p. 2242-2252, 2006.
- [97] A. E. FOUDA, F. L. TEIXEIRA et M. E. YAVUZ, « Time-reversal techniques for MISO and MIMO wireless communication systems », *Radio Science*, t. 47, 06, p. 1-15, 2012.
- [98] M. CAI, O. PAINTER et K. J. VAHALA, « Observation of critical coupling in a fiber taper to a silica-microsphere whispering-gallery mode system », *Physical review letters*, t. 85, 1, p. 74, 2000.
- [99] W. WAN, Y. CHONG, L. GE, H. NOH, A. D. STONE et H. CAO, « Time-reversed lasing and interferometric control of absorption », *Science*, t. 331, 6019, p. 889-892, 2011.
- [100] J. ZHANG, K. F. MACDONALD et N. I. ZHELUDEV, « Controlling light-with-light without nonlinearity », *Light : Science & Applications*, t. 1, 7, e18-e18, 2012.

- [101] R. BRUCK et O. L. MUSKENS, « Plasmonic nanoantennas as integrated coherent perfect absorbers on SOI waveguides for modulators and all-optical switches », *Optics express*, t. 21, 23, p. 27 652-27 661, 2013.
- [102] S. M. RAO, J. J. HEITZ, T. ROGER, N. WESTERBERG et D. FACCIO, « Coherent control of light interaction with graphene », *Optics letters*, t. 39, 18, p. 5345-5347, 2014.
- [103] Z. J. WONG, Y.-L. XU, J. KIM, K. O'BRIEN, Y. WANG, L. FENG et X. ZHANG, « Lasing and anti-lasing in a single cavity », *Nature photonics*, t. 10, 12, p. 796-801, 2016.
- [104] H. LI, S. SUWUNNARAT, R. FLEISCHMANN, H. SCHANZ et T. KOTTOS, « Random matrix theory approach to chaotic coherent perfect absorbers », *Physical Review Letters*, t. 118, 4, p. 044 101, 2017.
- [105] Y. V. FYODOROV, S. SUWUNNARAT et T. KOTTOS, « Distribution of zeros of the S-matrix of chaotic cavities with localized losses and coherent perfect absorption : non-perturbative results », *Journal of Physics A : Mathematical and Theoretical*, t. 50, 30, 30LT01, 2017.
- [106] K. PICHLER, M. KÜHMAYER, J. BÖHM, A. BRANDSTÖTTER, P. AMBICHL, U. KUHL et S. ROTTER, « Random anti-lasing through coherent perfect absorption in a disordered medium », *Nature*, t. 567, 7748, p. 351-355, 2019.
- [107] L. CHEN, T. KOTTOS et S. M. ANLAGE, « Perfect absorption in complex scattering systems with or without hidden symmetries », *Nature communications*, t. 11, 1, p. 1-10, 2020.
- [108] D. SIEVENPIPER, J. SCHAFFNER, R. LOO, G. TANGONAN, S. ONTIVEROS et R. HAROLD, « A tunable impedance surface performing as a reconfigurable beam steering reflector », *IEEE transactions on antennas and propagation*, t. 50, 3, p. 384-390, 2002.
- [109] M. DUPRÉ, P. DEL HOUGNE, M. FINK, F. LEMOULT et G. LEROSEY, « Wave-field shaping in cavities : Waves trapped in a box with controllable boundaries », *Physical review letters*, t. 115, 1, p. 017 701, 2015.
- [110] E. BASAR, M. DI RENZO, J. DE ROSNY, M. DEBBAH, M.-S. ALOUINI et R. ZHANG, « Wireless communications through reconfigurable intelligent surfaces », *IEEE access*, t. 7, p. 116 753-116 773, 2019.
- [111] C. HUANG, A. ZAPPONE, G. C. ALEXANDROPOULOS, M. DEBBAH et C. YUEN, « Reconfigurable intelligent surfaces for energy efficiency in wireless communication », *IEEE Transactions on Wireless Communications*, t. 18, 8, p. 4157-4170, 2019.

- [112] 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, e218-e218, 2014.
- [113] L. LI, T. JUN CUI, W. JI, S. LIU, J. DING, X. WAN, Y. BO LI, M. JIANG, C.-W. QIU et S. ZHANG, « Electromagnetic reprogrammable coding-metasurface holograms », *Nature communications*, t. 8, 1, p. 1-7, 2017.
- [114] P. DEL HOUGNE, M. FINK et G. LEROSEY, « Optimally diverse communication channels in disordered environments with tuned randomness », *Nature Electronics*, t. 2, 1, p. 36-41, 2019.
- [115] M. D. RENZO, M. DEBBAH, D.-T. PHAN-HUY, A. ZAPPONE, M.-S. ALOUINI, C. YUEN, V. SCIANCALEPORE, G. C. ALEXANDROPOULOS, J. HOYDIS, H. GACANIN et al., « Smart radio environments empowered by reconfigurable AI meta-surfaces : An idea whose time has come », *EURASIP Journal on Wireless Communications and Networking*, t. 2019, 1, p. 1-20, 2019.
- [116] P. DEL HOUGNE, M. F. IMANI, M. FINK, D. R. SMITH et G. LEROSEY, « Precise localization of multiple noncooperative objects in a disordered cavity by wave front shaping », *Physical review letters*, t. 121, 6, p. 063 901, 2018.
- [117] P. del HOUGNE et G. LEROSEY, « Leveraging chaos for wave-based analog computation : demonstration with indoor wireless communication signals », *Physical Review X*, t. 8, 4, p. 041 037, 2018.
- [118] « Our technology », Greenerwave. (), adresse : <https://greenerwave.com/our-technology/> (visité le 09/01/2023).
- [119] N. KAINA, M. DUPRÉ, M. FINK et G. LEROSEY, « Hybridized resonances to design tunable binary phase metasurface unit cells », *Optics express*, t. 22, 16, p. 18 881-18 888, 2014.
- [120] P. del HOUGNE, M. DAVY et U. KUHL, « Optimal multiplexing of spatially encoded information across custom-tailored configurations of a metasurface-tunable chaotic cavity », *Physical Review Applied*, t. 13, 4, p. 041 004, 2020.
- [121] M. F. IMANI, D. R. SMITH et P. del HOUGNE, « Perfect absorption in a disordered medium with programmable meta-atom inclusions », *Advanced Functional Materials*, t. 30, 52, p. 2 005 310, 2020.

## Table des figures

---

1.1	Exemple de l'évolution du système de direction d'un véhicule automobile [1]. (a) système de direction classique. (b) système de direction par câble (SBW) .	12
1.2	Exemple de l'évolution du système de vol de l'avion [Source : euroaviasevilla.es]. (a) système de commande de vol conventionnel. (b) système de commande de vol électrique (FBW). . . . .	12
1.3	Influences des IEM dans le trafic ferroviaire. Plusieurs systèmes et sous-systèmes avec des niveaux de courant et tension différents partagent le même environnement EM [23]. . . . .	13
1.4	Les avancées technologiques et la connectivité des appareils électroniques dans le temps [Source : SRI Consulting Business Intelligence]. . . . .	14
1.5	Schéma classique de perturbations EM. L'équipement n°1 représente la source de perturbation et l'équipement n°2 la victime. Entre les deux un chemin de couplage peut exister selon un mode conduit ou un mode rayonné ou encore une combinaison des deux. . . . .	15
1.6	Une image de l'explosion survenue sur le porte-avion USS Forrestal qui a coûté la vie à plus d'une centaine de personnes [25]. . . . .	16
1.7	Essai CEM d'un équipement sous test dans une chambre anéchoïque. Le champ EM est généré à distance avec une antenne en sortie d'un amplificateur [26]. .	18
1.8	Exemple de transmission de champs EM perturbateurs très élevé par une source micro-onde de forte puissance. Les perturbations sont transmises par conduction (courbes rouges) et /ou par rayonnement (courbes bleues) [5]. . . . .	19
1.9	(a) Exemple de dispositif microonde de forte puissance rudimentaire. Antenne parabole couplée à un four à micro-onde. (b) Exemple de dispositif plus sophistiqué embarqué sur un conteneur mobile et alimenté par un générateur diesel de 230 V, 540 kVA, AC (a,b) [29]. . . . .	20
1.10	Transmission de signal d'IEMI depuis le train en vue d'injecter une perturbation dans le système de contrôle-commande [37]. . . . .	21
1.11	Schéma du principe de focalisation par retournement temporel d'ondes acoustiques [42]. . . . .	22

- 1.12 Schéma du principe de focalisation par retournement temporel d'ondes EM dans une cavité ergodique. . . . . 23
- 1.13 Effets de couplage de polarisation dans les fibres multimodes [56]. (a) Configuration pour une propagation des états propres avec une polarisation circulaire dans une fibre optique de 100 mm de longueur. (b) De bas en haut ; Différence de phase mesurée expérimentalement entre la propagation des états propres avec un spin opposé (interaction spin-orbite (SOI)), simulée numériquement équivalent, et amplitude de sortie des états propres transmis, respectivement. (c) Synthèse expérimentale de la propagation des états propres et de leur sortie correspondante. L'entrée et la sortie ne se sont pas affectées par le milieu de propagation. . . . . 27
- 1.14 Les amplitudes des modes principaux mesurées à chaque extrémité (entrée/sortie) de la fibre, [61]. Les extrémités sont l'entrée (input) à gauche, et la sortie (output) à droite. Les modes principaux sont les états propres de  $U(\omega_-)U^{-1}(\omega_+) \approx Q$ . On injecte les modes principaux  $|a_i\rangle = U(\omega_-)|b_i\rangle$ , où  $|b_i\rangle$  sont les vecteurs propres, et on mesure les intensités aux deux extrémités. Nous remarquons une différence de la distribution spatiale de l'intensité entre l'entrée et la sortie. . . . 28
- 1.15 Transmission optimale d'une information d'un émetteur A à un récepteur B grâce aux états de type particule de  $Q$ , en injectant les états associés aux temps de parcours les plus faibles  $Q$  [55]. La transmission est optimale car elle privilégie les chemins les plus courts, sans réverbération, évitant ainsi un récepteur E. . . . . 28
- 1.16 Stockage de l'énergie dans un système résonant [64]. (a) Schéma du dispositif expérimental selon une coupe transversale. (b) spectre des différents temps de parcours associé aux parties réelles des valeurs propres correspondantes. (c) Amplitude de l'intensité à l'emplacement du résonateur diélectrique mesurée en injectant en in-situ les différents états propres de temps de parcours à la fréquence  $f_0 = 13,58$  GHz. (d) Distribution spatiale de la densité d'énergie du plus grand état propre de temps de parcours. (e) Distribution spatiale de la densité d'énergie du plus petit état propre de temps de parcours. . . . . 29

- 1.17 Expérience de micromanipulation et de focalisation sur cible de type métallique ou diélectrique avec l'opérateur WSG [10]. (a) Le dispositif expérimental est un guide d'onde composé de diffuseurs dont la cible est le diffuseur de couleur verte. (b) Diffuseur métallique légèrement translaté  $\alpha = R$ . A gauche, nous observons la distribution spatiale de l'énergie focalisée autour de la cible en injectant le front d'onde avec la plus grande valeur propre, et à droite le front d'onde avec la plus petite valeur propre (pas de focalisation). (c) Diffuseur dont la constante diélectrique est légèrement variée  $\alpha = \epsilon$ . A gauche, nous observons la distribution spatiale de l'énergie focalisé dans le diélectrique en injectant le front d'onde avec la plus grande valeur propre, et à droite le front d'onde avec la plus petite valeur propre (pas de focalisation). . . . . 32
- 2.1 Schéma de deux fils excités sur des plans de masse séparés. La longueur des deux fils excités est de  $L = 130$  cm et les plans de masse sont séparés l'un de l'autre par  $D = 70$  cm. La longueur des deux fils d'injection connectés au port 1 (Injec. P1) et au port 2 (Injec. P2) de l'ARV est de 45 cm. La sonde de mesure (pince de courant de type F – 36 – 4) située à proximité du commutateur RF est connectée au troisième port (Meas. P3) de l'ARV. Le commutateur est commandé en tension pour changer l'impédance. . . . . 40
- 2.2 (a) Variation de l'amplitude des valeurs propres de  $Q_\alpha$  entre 400 MHz et 800 MHz. Les valeurs propres en bleu et vert sont triées et arrangées par ordre décroissant. (b) Variation des composants du premier vecteur propre  $q_1$ . Les courbes en bleu et vert correspondent respectivement aux première et deuxième composantes du vecteur propre. (c) Courbes des intensités de focalisation. La courbe en tirets rouges correspond au maximum de focalisation obtenue avec la conjugaison de phase et sert de référence. Les courbes en bleu, vert et en tirets noirs sont respectivement les intensités de focalisation du premier vecteur propre, du deuxième vecteur propre et d'une moyenne obtenue à partir d'un ensemble d'excitations arbitraires. Cette intensité moyenne est obtenue à partir d'un tirage aléatoire de 1001 vecteurs d'excitation normalisés. . . . . 41
- 2.3 Schéma du réseau filaire complexe avec trois injections à gauche. Image de l'expérience avec un ARV pour les injections et les mesures à droite. Les trois antennes sont connectées aux ports 1 (Injec. P1), 2(Injec. P2) et 3 (Injec. P3) de l'ARV. La pince de mesure au niveau du commutateur RF est connectée au port 4 (Meas. P4) de l'ARV. . . . . 43



- 2.4 (a) Variation de l'amplitude des valeurs propres de  $Q_\alpha$  entre 100 MHz et 500 MHz. Les valeurs propres en bleu, vert, et orange sont triées et arrangées par ordre décroissant. (b) Variation des composantes du premier vecteur propre  $q_1$ . Les courbes en bleu, vert et orange correspondent respectivement à la première, deuxième et troisième composante de ce vecteur propre. (c) Courbes des intensités de focalisation. La courbe en tirets rouges est le maximum de focalisation obtenue avec la conjugaison de phase et sert de référence. Les courbes en bleue, vert, orange et en tirets noirs sont respectivement les intensités de focalisation du premier vecteur propre, du deuxième vecteur propre, du troisième vecteur propre, et d'une moyenne obtenue à partir d'un ensemble d'excitations arbitraires. Cette intensité moyennée est obtenue à partir d'un tirage aléatoire de 1001 vecteurs d'excitation normalisés. . . . . 44
- 2.5 Schéma du principe de mesure à gauche et image de l'expérience à droite. Quatre antennes dont trois en émission et une en réception sont placées dans la chambre réverbérante. La distance entre deux antennes proches ainsi que celle entre chaque antenne et les parois de la cavité est de  $\lambda/2 \approx 21$  cm pour réduire les couplages directs entre antennes. . . . . 45
- 2.6 (a) Variation de l'amplitude des valeurs propres de  $Q_\alpha$  entre 700 MHz et 900 MHz. Les valeurs propres en bleu, vert et orange sont triées et arrangées par ordre décroissant. (b) Variation des composants du premier vecteur propre  $q_1$ . Les courbes en bleu, vert et orange correspondent respectivement à la première, deuxième et troisième composante du vecteur propre. (c) Courbes des intensités de focalisation. La courbe en tirets rouges est le maximum de focalisation obtenue avec la conjugaison de phase et sert de référence. La courbe bleue correspond à l'intensité de focalisation du premier vecteur propre. 47
- 3.1 Schéma du dispositif de mesure (à gauche) et photo de l'expérience (à droite). Cinq antennes à l'émission et un récepteur (sixième antenne) sont placés à l'intérieur de la CR. Le récepteur est connecté ou non au port 6 de l'ARV (commutation de l'impédance de l'antenne cible entre  $50 \Omega$  et le circuit ouvert) lors des deux mesures de la matrice de diffusion. Les antennes sont espacées les unes des autres et des parois de la cavité d'une distance minimum de  $\lambda/2$ , où  $\lambda$  est la plus grande longueur d'onde de travail, pour éviter tout couplage indésirable. . . . . 53

- 3.2 (a) Variations de l'amplitude des valeurs propres de  $Q_\alpha$  entre 700 MHz et 900 MHz. La valeur propre représentée par la courbe bleue est la plus élevée selon le classement des valeurs propres par ordre décroissant en fonction de leur valeur absolue. (b) La phase globale corrigée du premier vecteur propre (courbe bleue) correspond parfaitement à celle de  $T^*(\omega)$  (courbe rouge). La phase non corrigée (courbe noire) est représentée à titre de comparaison. . . . . 54
- 3.3 (a) Comparaison de la focalisation de l'intensité normalisée de l'opérateur WSG (courbe bleue) avec celle de RT (courbe rouge). (b) Zoom de la comparaison entre  $-0,02 \mu s$  et  $0,02 \mu s$ . La durée de l'impulsion de focalisation est d'environ 10 ns. Ces signaux ont été synthétisés à partir de la transformée de Fourier inverse des réponses harmoniques après correction de la phase globale pour l'opérateur WSG. . . . . 55
- 3.4 Réponse impulsionnelle du canal par transformée de Fourier inverse du vecteur  $\psi_{opt}(\omega)$ . . . . . 56
- 3.5 Représentation schématique de la connexion entre le FPGA et les antennes montrant les différents composants, notamment le bloc DC et le transformateur différentiel. En haut, figure la connexion d'un convertisseur numérique/analogique (DAC) à une antenne et en bas celle d'un convertisseur analogique/numérique (ADC) à une antenne. . . . . 57
- 3.6 (a) Amplitude de focalisation obtenue en injectant  $\psi_{opt}(t)$  (courbe bleue). En comparaison, l'injection de signaux entrants aléatoires également normalisés dans le domaine fréquentiel (courbe noire) fournit une amplitude maximale 12 fois plus faible. (b) Amplitude de focalisation de  $\psi_{opt}(t)$  (courbe bleue) et l'amplitude du signal à un bit correspondante (courbe verte). . . . . 58
- 3.7 (a) Évolution de l'intensité de focalisation en fonction du nombre d'antennes en émission. Les courbes bleues correspondent aux résultats de nos expériences et la courbe en tirets noirs au résultat théorique attendu (voir discussion dans le texte). (b) Intensité de focalisation en fonction du SNR pour différents nombres d'antennes à l'émission. Le "SNR<sub>1</sub>" est calculé sur la base de  $S_1$  tandis que le "SNR<sub>2</sub>" est calculé sur la base de  $\Delta S$  (voir discussion dans le texte). Les intensités sont définies comme le maximum de l'enveloppe de l'impulsion focalisée et normalisées par l'intensité focalisée moyenne obtenue avec une antenne seule antenne à l'émission. . . . . 59

- 3.8 (a) Image des 65 bits plus le bit de référence (indiqué par un astérisque noir) transmis au récepteur.  $\tau_{\text{ref}}$  désigne le temps nécessaire à la transmission de l'impulsion de référence pour le décodage. (b) Zoom sur les treize premières entrées de la séquence d'informations transmises. Un bit de valeur 1 correspond à la présence d'une impulsion, et un bit de valeur 0 à son absence à chaque  $\tau$ . (c) Information reçue décodée; le nom de notre laboratoire (IETR) est correctement reconstitué. . . . . 62
- 4.1 (a) Principe du protocole conventionnel de MFO dans un milieu complexe. Le front d'onde  $\psi_{\text{MFO}}$  à injecter dans le système pour un contrôle cohérent des ondes est déterminé au préalable en mesurant la matrice de diffusion  $S$  et en appliquant un protocole de MFO selon l'application souhaitée. (b) Proposition de protocole de MFO par reconfiguration du milieu de propagation. Plutôt que de fixer un front d'onde soigneusement ajusté au milieu de propagation défini par  $S$ , ce dernier peut être modifié grâce à des méta-atomes programmables sur 1 bit (deux états numérisés possibles "0" et "1"). En programmant judicieusement ces méta-atomes, la matrice de diffusion du système peut être modifiée (de  $S$  à  $S'$ ) de façon à ce que le front d'onde requis pour un protocole WFS donné coïncide avec un front d'onde arbitraire fixe  $\psi_{\text{MFO}}(S') = \psi_{\text{arb}}$ . . . . . 66
- 4.2 (a) Coefficient de réflexion  $R_{11} = |S_{11}|^2$  mesuré avec une antenne cornet placée à proximité de la méta-surface, pour les deux états distincts "0" et "1" des méta-atomes. (b) Différence de phase du paramètre  $S_{11}$  entre les deux états. La fréquence de travail choisie,  $f_0 = 5,147$  GHz, correspond à la fréquence à laquelle la réponse des méta-surfaces présente un déphasage de  $\pi$ . . . . . 69
- 4.3 Cavité à ports multiples de forme irrégulière par ajout de deux demi-sphères, équipée de deux MSP composées chacune de 76 méta-atomes programmable. Le zoom à droite de l'image sur l'une des MSP montre l'un des méta-atomes programmable dont les MSP sont constituées. Huit ports (P1, P2,... P8) constitués de connecteurs coaxiaux parfaitement adaptés à la fréquence de fonctionnement  $f_0$  sont connectés à la cavité. . . . . 71
- 4.4 (a) Schéma 3 D de la configuration expérimentale de focalisation par reconfiguration du milieu de propagation. Pour la détermination de la focalisation par l'opérateur WSG, le huitième port de la cavité est commuté automatiquement entre un circuit ouvert et le port de l'ARV ( $50 \Omega$ ). (b) Exemple d'optimisation itérative maximisant la valeur du coefficient de corrélation  $C_{\text{WSG}} = |q'_1 \psi_{\text{arb}}^\dagger|$  (courbe colorée). Cette valeur tend vers l'unité, la valeur de  $C = |q'_1 \psi_{\text{ref}}(S')|$ , tout au long de l'optimisation. (c) Variation de l'intensité  $Y(S', \psi_{\text{arb}})$  (courbe colorée) et de l'intensité optimale  $Y(S', q'_1)$  au cours de l'optimisation. 73

- 4.5 (a) Distributions de l'intensité de focalisation pour un front d'onde arbitraire dans un milieu aléatoire  $Y(S_{\text{rand}}, \psi_{\text{arb}})$  (courbe bleue), un front d'onde optimal dans un milieu aléatoire  $Y(S_{\text{rand}}, \psi_{\text{ref}}(S_{\text{rand}}))$  (courbe noire) et un front d'onde arbitraire dans un milieu optimisé pour ce front d'onde arbitraire  $Y(S_{\text{opt}}, \psi_{\text{arb}})$  (courbe rouge). (b) Représentation dans le plan complexe des coefficients de transmission de cinq ports vers le port ciblé pour 100 configurations aléatoires des méta-atomes. (c) Dépendance entre l'intensité  $Y(S_{\text{opt}}, \psi_{\text{arb}})$  et le degré de corrélation entre  $\psi_{\text{arb}}$  et  $T_0^\dagger$ . . . . . 75
- 4.6 (a) Schéma 3 D de la configuration expérimentale de l'ACP à des fréquences arbitraires. Les huit ports de la cavité sont connectés à l'ARV. Une structure métallique est placée à l'intérieur de la cavité. (b) Illustration du principe de fonctionnement de l'ACP dans le plan des fréquences complexes. En modifiant les propriétés de diffusion du système avec les MSP, un zéro de la matrice de diffusion est déplacé sur l'axe des fréquences réelles à une position horizontale cible (ici à 5,147 GHz). (c) Exemple d'une configuration optimale dynamique des méta-atomes pour l'ACP. (d) Spectre du coefficient de réflexion  $R'$  pour cinq systèmes optimisés visant cinq fréquences cibles proches distinctes et régulièrement espacées entre 5,137 et 5,157 GHz. . . . . 77
- 4.7 (a) Schéma 3 D de la configuration expérimentale de l'ACP pour un front d'onde arbitraire fixe  $\psi_{\text{arb}}$ . Les huit ports de la cavité sont connectés à l'ARV. (b) Variation des coefficients de réflexion  $R_{\text{ACP}}$  (courbe bleue) et  $R_{(\text{anti-ACP})}$  (courbe rouge) entre 5,05 GHz et 5,25 GHz. (c) Comparaison des probabilités de distribution de  $R_{\text{ACP}}$  et  $R_{(\text{anti-ACP})}$  correspondantes avec celles des configurations aléatoires  $R'$  (courbe noire). . . . . 79

## AVIS DU JURY SUR LA REPRODUCTION DE LA THESE SOUTENUE

**Titre de la thèse:**

Contrôle du front d'onde pour des scénarios d'agression électromagnétique à distance et de communications en environnement à trajets multiples

**Nom Prénom de l'auteur : YEO KATIEMBIYAHA BRAHIMA**

**Membres du jury :**

- Monsieur DECROZE Cyril
- Monsieur BONNET Pierre
- Monsieur BESNIER Philippe
- Monsieur LOPES-ESTEVEZ Jose
- Madame PRADA Claire
- Monsieur NOGUES Erwan
- Monsieur DAVY Matthieu

Président du jury : *Cyril DECROZE*

Date de la soutenance : 07 Mars 2023

Reproduction de la these soutenue

- Thèse pouvant être reproduite en l'état  
 Thèse pouvant être reproduite après corrections suggérées

Fait à Rennes, le 07 Mars 2023

Signature du président de jury

Le Directeur,





**Titre :** Contrôle du front d'onde pour des scénarios d'agression électromagnétique à distance et de communications en environnement à trajets multiples

**Mots clés :** Interférence électromagnétique intentionnelle, Couplage électromagnétique, Non-invasive, Matrice de diffusion, Opérateur de Wigner-Smith généralisé, Métasurfaces.

**Résumé :** Dans le contexte de la cybersécurité, l'illumination d'une cible par des sources d'interférence électromagnétique intentionnelle vise à maximiser le couplage vers cette cible. Les techniques de pré-codage conventionnelles nécessitent une coopération directe de celle-ci. Toutefois ces approches ne sont pas envisageables dans un scénario d'agression électromagnétique réaliste. Dans cette thèse, nous démontrons de nouvelles approches de pré-codage qui s'appuient sur les propriétés de diffusion du milieu, caractérisées par la matrice de diffusion, afin de maximiser le couplage vers la cible de manière non-invasive.

Dans un premier temps, nous nous basons sur l'opérateur de Wigner-Smith généralisé (WSG) appliqué à la modulation d'impédance de la cible. Cet opérateur nous permet en effet de déterminer le front d'onde, en régime harmonique, à injecter dans le milieu afin d'optimiser l'excitation de la cible sur la

seule perception de ce changement d'état. Nous avons ensuite étendu cette technique au régime transitoire pour des applications large bande. La technique de pré-codage basée sur l'opérateur WSG peut avoir de nombreuses applications en plus de la cybersécurité, notamment dans le domaine des communications où nous démontrons la transmission d'une image à un récepteur sans connaissance préalable de l'information du canal. Dans un second temps, plutôt que de façonner le front d'onde en émission, nous démontrons une nouvelle technique de pré-codage basée sur la modification de la matrice de diffusion à l'aide de métasurfaces reconfigurables, afin que tout front d'onde incident défini arbitrairement puisse maximiser l'intensité focalisée au même titre que la technique précédente. Cette nouvelle technique facilite la transition vers des protocoles de pré-codage plus simple ouvrant ainsi un grand panel d'applications dans l'ingénierie ondulatoire.

**Title:** Wavefront control for remote electromagnetic aggression and multipath communication scenarios

**Keywords:** Intentional electromagnetic interference, Electromagnetic coupling, Non-invasive, Scattering matrix Generalized Wigner-Smith operator, Metasurfaces

**Abstract:** In the context of cybersecurity, the illumination of a target by intentional electromagnetic interference sources is aimed to maximize the coupling to that target. Conventional precoding techniques require direct cooperation from the target. However, these approaches are not applicable in a realistic electromagnetic aggression scenario. In this thesis, we demonstrate new precoding techniques that rely on the scattering properties of the medium, characterized by the scattering matrix, to non-invasively maximize the coupling to the target.

First, we rely on the generalized Wigner-Smith operator (GWS) applied to the target impedance modulation. This operator allows us to determine the wavefront, in harmonic regime, to be injected in the medium in order to optimize the excitation of the target on the only perception of this change of state.

We then extended this technique to the transitional regime for broadband applications. In addition to cybersecurity, the precoding technique based on the GWS operator can have numerous applications, including the communications domain where we demonstrate the transmission of an image to a receiver without prior knowledge of the channel state information. In a second step, rather than shaping the wavefront on the transmission side, we demonstrate a new precoding technique based on the modification of the scattering matrix using reconfigurable metasurfaces, so that any arbitrarily defined incoming wavefront can maximize the focusing intensity as in the previous technique. This new technique simplifies the transition to simpler precoding protocols, thus opening up a wide range of applications in wave engineering.