



**HAL**  
open science

# Imagerie computationnelle active et passive à l'aide d'une cavité chaotique micro-ondes

Ariel Christopher Tondo Yoya

► **To cite this version:**

Ariel Christopher Tondo Yoya. Imagerie computationnelle active et passive à l'aide d'une cavité chaotique micro-ondes. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Université de Rennes, 2018. Français. NNT : 2018REN1S130 . tel-02299060

**HAL Id: tel-02299060**

**<https://theses.hal.science/tel-02299060>**

Submitted on 27 Sep 2019

**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.

# THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE RENNES 1  
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 601  
*Mathématiques et Sciences et Technologies  
de l'Information et de la Communication*  
Spécialité : *Télécommunications*

Par

**Ariel Christopher TONDO YOYA**

**Imagerie computationnelle active et passive à l'aide d'une cavité  
chaotique micro-ondes.**

Thèse présentée et soutenue à Rennes, le 12 décembre 2018

Unité de recherche : «Institut d'Électronique et de Télécommunications de Rennes, UMR CNRS 6164»

Thèse N° :

## Rapporteurs avant soutenance :

**Julien de Rosny** Directeur de recherche, Institut Langevin ESPCI ParisTech, Paris  
**Claire Migliaccio** Professeur des universités, LEAT – Université de Nice Sophia Antipolis, Nice

## Composition du Jury :

Président :

Examineurs :

**Julien de Rosny**  
**Claire Migliaccio**  
**Christophe Gaquiere**

**Thomas Fromenteze**  
**Benjamin Fuchs**

Dir. de thèse : **Laurent FERRO-FAMIL**

Co-dir. de thèse : **Matthieu DAVY**  
**Stéphane Meric**

Directeur de recherche, Institut Langevin ESPCI ParisTech, Paris  
Professeur des universités, LEAT – Université de Nice S.A., Nice  
Professeur des universités, IEMN – Université de Lille 1  
CTO & Co-Funder MC2-Tecnologies, Lille

Maître de conférences, XLIM – Université de Limoges, Limoges  
Chargé de recherche CNRS, IETR, Rennes

Professeur des universités, IETR – Université de Rennes 1, Rennes

Maître de conférences, IETR – Université de Rennes 1, Rennes

Maître de conférences, HDR, IETR – Université de Rennes 1, Rennes



---

**Titre :** Imagerie computationnelle active et passive à l'aide d'une cavité chaotique micro-ondes.

**Mots clés :** Cavité chaotique, Degré de liberté, Imagerie passive, Corrélation, Speckle, Matrice aléatoire, Bruit thermique, Emissivité, Problème inverse.

**Résumé :** Les travaux présentés dans cette thèse portent sur l'imagerie computationnelle active et passive en microondes. L'utilisation d'une cavité chaotique comme composants compressif est étudiée tant théoriquement (modèle mathématique, résolution algorithmique du problème inverse) et expérimentalement. L'idée sous-jacente est de remplacer un réseau d'antennes par une unique cavité réverbérante dont un réseau d'ouvertures sur la face avant permet de coder l'information spatiale d'une scène dans la réponse temporelle de la cavité. La réverbération des ondes électromagnétique à l'intérieur de la cavité fournit les degrés de liberté nécessaires à la reconstruction d'une image de la scène. Ainsi il est possible de réaliser en temps réel une image haute-résolution d'une scène à partir d'une unique réponse impulsionnelle. Les applications concernent la sécurité ou l'imagerie à travers les murs. Dans ce travail, la conception et la caractérisation d'une cavité chaotique ouverte sont effectuées.

L'utilisation de ce dispositif pour réaliser en actif des images de cibles de diverses formes est démontrée. Le nombre de degrés de liberté est ensuite amélioré en modifiant les conditions aux limites grâce à l'ajout lampes fluorescentes. L'interaction des ondes avec ces éléments plasma permet de créer de nouvelles configurations de la cavité, améliorant ainsi la résolution des images. L'imagerie compressive est ensuite appliquée à la détection et localisation passive du rayonnement thermique naturel de sources de bruit, à partir de la corrélation des signaux reçus sur deux voies. Enfin, une méthode novatrice d'imagerie interférométrique de cibles est présentée. Elle est basée sur la reconstruction de la réponse impulsionnelle entre deux antennes à partir du bruit thermique micro-ondes émis par un réseau de néons. Ces travaux constituent une avancée vers les systèmes d'imagerie futurs.

---

**Title:** Active and passive computational imaging using a microwave chaotic cavity.

**Keywords:** Chaotic cavity, Degree of freedom, Passive imaging, Correlation, Speckle, Random matrix, Thermal noise, Emissivity, Reverse problem.

**Abstract:** The broad topic of the presented Ph.D focuses on active and passive microwave computational imaging. The use of a chaotic cavity as a compressive component is studied both theoretically (mathematical model, algorithmic resolution of the inverse problem) and experimentally. The underlying idea is to replace an array of antennas with a single reverberant cavity with an array of openings on the front panel that encodes the spatial information of a scene in the temporal response of the cavity. The reverberation of electromagnetic waves inside the cavity provides the degrees of freedom necessary to reconstruct an image of the scene. Thus it is possible to create a high-resolution image of a scene in real time from a single impulse response. Applications include security or imaging through walls. In this work, the design and characterization of an open chaotic cavity is performed.

Using this device, active computational imaging is demonstrated to produce images of targets of various shapes. The number of degrees of freedom is further improved by changing the boundary conditions with the addition of commercial fluorescent lamps. The interaction of the waves with these plasma elements allows new cavity configurations to be created, thus improving image resolution. Compressive imaging is next applied to the passive detection and localization of natural thermal radiation from noise sources, based on the correlation of signals received over two channels. Finally, an innovative method of interferometric target imaging is presented. It is based on the reconstruction of the impulse response between two antennas from the microwave thermal noise emitted by a network of neon lamps. This work constitutes a step towards for future imaging systems.



# Liste des publications

## Revues

1. A. C. Tondo Yoya, B. Fuchs and M. Davy, "Computational passive imaging of thermal sources with a leaky chaotic cavity", *Appl. Phys. Lett.* 111, **193501** (2017).
2. A. C. Tondo Yoya, B. Fuchs and M. Davy, "A reconfigurable chaotic cavity with fluorescent lamps for microwave computational imaging", *soumis à **Journal of Applied Physics***

## Conférences

1. A. C. Tondo Yoya, B. Fuchs and M. Davy, "Real-Time Passive Coherent Microwave Imaging system Using a Disordered Cavity", *32nd URSI GASS*, Montreal, 19–26 August 2017
2. B. Fuchs, **A. C. Tondo Yoya** and M. Davy , "Some Advances on Computational Imaging at Microwaves", Invited talk in 3rd Workshop on *Communication Networks and Power Systems*, Brasilia, Brazil, Nov. 2018.



**Un grand MERCI...!**



En 3 ans de thèse je suis arrivé à deux conclusions : 1) La différence entre la théorie et la pratique, c'est qu'en théorie, la pratique fonctionne !  
2) Tu peux obtenir de très bons résultats sans jamais savoir comment les expliquer !

# Table des Matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Vers les systèmes d'imagerie computationnelle</b>	<b>5</b>
1.1 Équation d'onde . . . . .	6
1.1.1 Équations de Maxwell . . . . .	6
1.1.2 Fonction de Green . . . . .	8
1.2 Historique du radar . . . . .	9
1.3 Les concepts fondamentaux en radar . . . . .	10
1.3.1 L'équation du Radar . . . . .	10
1.3.2 La résolution spatiale . . . . .	12
1.4 Méthodes d'acquisition des données . . . . .	13
1.4.1 Radar d'imagerie à synthèse d'ouverture . . . . .	13
1.4.2 Radar MIMO . . . . .	13
1.4.3 Acquisition compressée et parcimonie . . . . .	14
1.5 Domaines d'application de l'imagerie computationnelle . . . . .	16
1.5.1 Application en optique . . . . .	16
1.5.2 Dans le domaine de l'Infrarouge . . . . .	18
1.5.3 Dans le domaine TéraHertz . . . . .	19
1.5.4 Ghost Imaging . . . . .	21
1.5.5 En utilisant un milieu diffusant naturel . . . . .	22
1.5.6 En acoustique . . . . .	23
1.5.7 En microondes . . . . .	25
1.6 Résolution du problème inverse en imagerie computationnelle . . . . .	31
1.6.1 Le retournement temporel . . . . .	31
1.6.2 Pseudo-inverse et Truncated SVD . . . . .	32
1.6.3 Minimisation de la norme $\ell_2$ . . . . .	33
1.6.4 Minimisation de la norme $\ell_1$ . . . . .	34
1.6.5 Minimisation de la norme TV . . . . .	35
1.7 Conclusion du chapitre . . . . .	36
<b>2 Étude d'une cavité chaotique volumique et application à l'imagerie active microonde</b>	<b>37</b>
2.1 Introduction . . . . .	38
2.2 Solution des équations de Maxwell en cavité . . . . .	38
2.3 Le facteur de qualité Q . . . . .	40
2.4 La densité modale . . . . .	41
2.5 Degrés de liberté spectraux . . . . .	42
2.6 Configuration d'imagerie . . . . .	43
2.7 Réalisation de la cavité volumique . . . . .	44
2.7.1 Considérations paramétriques . . . . .	45

2.7.2	Caractérisation de la cavité . . . . .	47
2.7.3	Étude des fonctions de transfert . . . . .	48
2.7.4	Facteur de qualité et efficacité de rayonnement . . . . .	50
2.8	Simulation d'imagerie active . . . . .	51
2.8.1	Méthodes de reconstruction de la scène . . . . .	52
2.9	Résultats expérimentaux d'imagerie active . . . . .	54
2.10	Cavité reconfigurable : réduction de la bande passante . . . . .	58
2.10.1	Construction de la fonction de reconfigurabilité . . . . .	59
2.10.2	Caractérisation de la cavité reconfigurable . . . . .	62
2.11	Résultats d'imagerie active . . . . .	68
2.11.1	Différents speckles en fonction de l'état de la cavité . . . . .	68
2.11.2	Variation des valeurs singulières normalisées . . . . .	69
2.11.3	Imagerie d'objets quelconques . . . . .	71
2.12	Conclusion du chapitre . . . . .	75
<b>3</b>	<b>Imagerie passive computationnelle de sources de bruit thermiques en utilisant une cavité chaotique</b> . . . . .	<b>77</b>
3.1	Introduction . . . . .	78
3.2	Notions importantes en radiométrie . . . . .	79
3.2.1	Emissivité et réflectivité d'un objet . . . . .	79
3.2.2	Température radiométrique . . . . .	80
3.2.3	Résolution angulaire et Sensibilité radiométrique . . . . .	80
3.3	Différentes architectures . . . . .	81
3.3.1	Le radiomètre à commutation de Dicke . . . . .	82
3.3.2	Radiomètre à corrélation . . . . .	83
3.3.3	Radiomètre à synthèse d'ouverture interférométrique . . . . .	84
3.4	Imagerie passive computationnelle en utilisant une cavité chaotique . . . . .	89
3.4.1	Modèle direct et problème inverse . . . . .	90
3.4.2	Caractérisation de la cavité . . . . .	92
3.4.3	Simulation numérique et analyse . . . . .	92
3.5	Validation expérimentale . . . . .	95
3.6	Application à la compatibilité électromagnétique . . . . .	101
3.6.1	Origine des bruits parasites . . . . .	102
3.6.2	Mesure des rayonnements parasites . . . . .	103
3.6.3	Modélisation des rayonnements parasites en utilisant une cavité chaotique . . . . .	106
3.7	Conclusion du chapitre . . . . .	117
<b>4</b>	<b>Imagerie cohérente passive à partir du bruit thermique microondes</b> . . . . .	<b>119</b>
4.1	Introduction . . . . .	120
4.2	Corrélation de bruit et fonction de Green . . . . .	121
4.2.1	De l'héliosismologie vers les autres disciplines . . . . .	121
4.2.2	En micro-ondes . . . . .	122
4.2.3	Fonction de corrélation pour une distribution localisée des sources de bruit . . . . .	124
4.3	Simulations numériques . . . . .	126
4.3.1	Imagerie passive avec une source incohérente . . . . .	127
4.4	Application à l'imagerie de cibles métalliques . . . . .	133
4.4.1	Dispositif expérimental . . . . .	133
4.4.2	Application à la détection d'un trièdre . . . . .	134

4.5	Amélioration du système d'imagerie avec une cavité chaotique . . . . .	137
4.6	Conclusion du chapitre . . . . .	138
	<b>Conclusion</b>	<b>140</b>



# Introduction générale

## Contexte et motivation de l'étude

Un dispositif d'imagerie micro-ondes (ou radar d'imagerie) est un dispositif électronique qui émet des ondes depuis une position donnée et acquiert la réponse de la scène d'intérêt aux signaux émis pour donner une image de la réflectivité électromagnétique des objets contenus dans la zone observée. Comme l'imagerie suppose souvent l'illumination de la scène observée par une source (cohérente ou incohérente), la réflectivité est généralement une image d'intensité calculée à partir des signaux mesurés.

Ces radars d'imagerie ont des applications nombreuses et variées. Certains sont transportés par des avions ou des satellites afin d'obtenir des images haute résolution pour la télédétection géophysique ou à des fins de surveillance militaire. À courte portée, les radars d'imagerie peuvent être utilisés pour identifier de petites cibles, même enfouies dans le sol ou cachées derrière les murs d'un bâtiment. Ces radars présentent également un intérêt pour des applications civiles telles que la détection de personnes à travers des masses opaques, à des fins de secours ou d'interventions suite à une catastrophe naturelle (tremblement de terre, effondrement, avalanche...). Le contexte du présent document trouve sa place dans l'application des systèmes d'imagerie radar pour la détection d'objets dissimulés par des personnes.

La détection d'armes ou d'engins explosifs dissimulés sur des êtres humains ou à travers des obstacles (végétation, murs...) est une capacité fondamentale pour les agents de la force publique et des services pénitentiaires ainsi que pour le personnel militaire afin de freiner la montée du terrorisme. Cela demande le développement de radars d'imagerie. Il apparaît indispensable de développer des technologies permettant d'accroître les capacités actuelles de détection afin d'intervenir rapidement et précisément et ainsi de sauver un plus grand nombre de vies humaines. Les systèmes d'imagerie actuellement déployés qui facilitent l'imagerie et la détection d'armes dissimulées sur les humains présentent plusieurs inconvénients: la plupart de ces systèmes sont limités en distance et exigent que des foules de personnes soient dirigées vers des points fixes de contrôle qui sont conçus pour les amener à proximité immédiate des capteurs. Cela retarde la fluidité dans les zones grands publics.

Depuis quelques années, une solution de détection d'objets dissimulés basée sur un réseau de capteurs qui pourront être montés sur des murs ou des plafonds est recherchée. Ces capteurs sont connectés à une station centrale de traitement, créant ainsi une zone de contrôle omniprésente aux entrées des bâtiments, dans les corridors ou même dans des environnements non contrôlés comme les places extérieures. Ces capteurs permettent de détecter la présence d'armes ou d'explosifs cachés sur les personnes qui passent à proximité, et aucun point fixe de contrôle n'est nécessaire. Une fois qu'une personne est détectée et identifiée comme portant un objet dangereux et dissimulé, d'autres membres du personnel peuvent alors être avisés et alertés pour aider à intercepter l'individu en question.

---

La solution à ce problème doit se porter sur des techniques d'acquisition dites à haute résolution et des architectures qui doivent concilier des contraintes de performances (haute résolution, temps-réel), de complexité (faible nombre d'antennes, faible encombrement) et de technologie (bas coût). Il est impossible d'obtenir une résolution angulaire suffisante sans une très grande ouverture pour l'imagerie microondes. Bien que le radar à synthèse d'ouverture interférométrique (SAIR) puisse résoudre ce problème dans une certaine mesure, il nécessite un temps d'acquisition des signaux important pour identifier la cible. En même temps, si la solution proposée ne doit présenter aucun risque pour la santé des personnes, il est clair qu'il faille recourir à l'imagerie passive comme choix approprié.

## Objectif et contributions

L'objectif de cette thèse est de créer un prototype d'imagerie passive microondes large-bande de type SAR-MIMO. Compte tenu de l'évolution technologique récente, cette thèse porte sur l'imagerie computationnelle en micro-ondes et plus particulièrement sur le développement d'une technique novatrice de mesure haute-résolution basée sur des cavités chaotiques comme composants compressifs. L'idée sous-jacente est de remplacer un réseau d'antennes (capteurs) par une unique cavité réverbérante dont un réseau d'ouvertures sur la face avant permet de coder l'information spatiale d'une scène à imager dans la réponse temporelle de la cavité. La réverbération des ondes électromagnétiques fournit les degrés de liberté nécessaires à la reconstruction d'une image. Ainsi il est en théorie possible de réaliser une image haute-résolution d'une scène à partir d'une unique réponse impulsionnelle. Ce principe permet de simplifier fortement l'architecture du système de mesure et d'envisager une imagerie micro-ondes haute résolution, temps-réel, faible coût. Les études portent sur la partie radiofréquence et également sur la partie traitement du signal pour mettre en place un démonstrateur en bande X (8 – 12 GHz). L'intérêt majeur dans cette bande de travail, est la possibilité de former des images quelles que soient les conditions atmosphériques (temps clair ou à faible visibilité, brouillard, sable, et même à travers les vêtements[1]).

Ce travail de thèse est à l'échelle internationale une contribution à l'étude des systèmes d'imagerie computationnelle et au sein du laboratoire une difficulté nouvelle en termes de système d'imagerie passive large-bande. L'ensemble des travaux présentés dans ce manuscrit est étalé sur 4 principaux chapitres.

## Organisation du manuscrit

Le premier chapitre de ce manuscrit est consacré à l'état de l'art de l'imagerie computationnelle. On aborde les premières démonstrations d'architectures à acquisition compressée dans diverses applications allant de l'optique aux microondes. Dans cette dernière, on aborde la possibilité dans la littérature d'utiliser des ouvertures à diversité fréquentielle (métasurfaces, cavité chaotique) comme multiplexeur à base de formes d'onde aléatoire à des fins d'imagerie. Nous verrons que plusieurs systèmes d'imagerie computationnelle ont été proposés aux fréquences micro-ondes et millimétriques permettant une reconstruction rapide et peu coûteuse du pouvoir de diffusion d'une scène. La qualité des images reconstruites est directement liée aux degrés de liberté du système qui sont le nombre de motifs rayonnés non

---

corrélés qui échantillonnent séquentiellement la scène. Une étude comparative permet de faire ressortir les contraintes, les avantages et les limites de chacune de ces systèmes.

Le deuxième chapitre présente deux études centrées sur la cavité chaotique comme système d'imagerie active. La première décrit la cavité développée, sa caractérisation en terme de facteur de qualité et de degrés de liberté ainsi que le banc de mesure nécessaire à sa calibration puis à l'imagerie. L'intérêt de la cavité réside en sa capacité à autoriser une acquisition simultanée des signaux provenant de la cible. La reconstruction d'objets métalliques est démontrée et les différents algorithmes de résolution du problème inverse sont exposés. Notamment, la prise en compte de la parcimonie de la scène permet d'obtenir des images haute-résolution tout en réduisant la taille de la bande passante. La seconde étude expose la possibilité de rendre la cavité reconfigurable sur une large bande de fréquence en utilisant des éléments plasma commerciaux, ici des lampes fluorescentes compactes. Nous montrons qu'il est possible de tirer profit de l'interaction entre de tels éléments et une onde électromagnétique pour modifier les conditions aux limites de la cavité. Lorsqu'un élément est excité, il n'est en effet plus transparent aux ondes mais se comporte comme un matériau métallique diffusant les ondes incidentes. Ainsi, en plaçant dans la cavité des lampes, nous mettons en évidence l'obtention de nouveaux états de la cavité. Dans le cadre de l'imagerie computationnelle, ces nouveaux états améliorent fortement le contraste des images d'objets métalliques. Des méthodes numériques de reconstruction sont présentées pour une meilleure reconstruction d'images. Les images reconstruites 2D à partir des mesures permettent donc de valider le concept d'imagerie par le biais d'une cavité chaotique.

Dans le troisième chapitre, l'application de la cavité chaotique à l'imagerie passive est exposée pour deux différentes applications. La première application concerne la détection et la localisation de sources de bruit à partir de la corrélation des signaux reçus sur uniquement deux voies. Cette méthode d'imagerie se différencie de la radiométrie en ce sens qu'elle ne fournit pas uniquement une estimation de la puissance de bruit rayonnée par les sources cibles mais elle donne accès à la différence de phase entre les signaux captés par le système de réception et permet un traitement interférométrique cohérent. Cette étude est théorique ainsi qu'expérimentale. On réalise l'imagerie de néons qui se comportent comme des sources de bruit thermique. On montrera de plus que la polarisation des radiations thermiques incidentes peut être différenciée. Cette étude est suivie d'une seconde application, en compatibilité électromagnétique pour la détection de "points chauds" (sources de radiation) sur une carte électronique en temps-réel. En effet, l'intégration de plusieurs composants dans un volume très limité induit des interférences électromagnétiques et peut modifier l'intégrité des missions électriques prévues pour une carte. L'évaluation du bruit électromagnétique constitue alors une des tâches d'ingénierie importantes du cycle de conception des cartes et circuits imprimés. Pour avoir accès à la nature des champs stochastiques qui sont rayonnés, la fonction de corrélation entre les sources de champs doit donc être considérée. Cette fonction de corrélation est une matrice de signaux aléatoires obtenue usuellement en corrélant les signaux de bruit enregistrés par deux sondes de champ-proche translatées sur l'ensemble de la carte à étudier. Bien que ce processus soit efficace, il demeure long et demande une grande mémoire à cause de la population des données enregistrées. Nous proposons alors un système d'imagerie des sources de rayonnements dont le temps d'acquisition de la matrice de corrélation spatiale, utile à la localisation de ces sources, est considérablement réduit. Un nouveau dispositif basé sur un réseau de boucles magnétiques connecté à une cavité chaotique est développé. La reconstruction des points chauds sur des cartes électroniques simples est exposée pour valider la solution d'imagerie proposée. En vue d'une amélioration, les limites

---

de notre système sont discutées.

Le quatrième chapitre traite de l'utilisation de sources de bruit thermique étendues (ici des néons) comme un réseau émetteur pour l'imagerie passive micro-ondes d'objet diffusant. En lien avec le principe de reconstruction de la réponse impulsionnelle entre deux antennes par corrélation du bruit ambiant, cette étude propose une nouvelle manière de réaliser une imagerie de façon totalement passive. En micro-ondes, ce principe de corrélation est novateur car cette source de bruit est incohérente, large bande et possède une grande diversité spatiale. Le système est basé sur une mesure rapide en bande de base de la corrélation croisée des signaux de bruit enregistrés par les antennes. L'étude théorique et les simulations numériques seront validées expérimentalement en utilisant de nouveau les radiations thermiques de lampes néons commerciaux.

Enfin , ce manuscrit se termine par une conclusion générale qui reprend les points fondamentaux du travail de thèse, résume les principaux résultats des différentes études et formule des recommandations pour les recherches futures.



# Chapitre 1

## Vers les systèmes d'imagerie computationnelle

### Sommaire

---

1.1	Équation d'onde . . . . .	6
1.2	Historique du radar . . . . .	9
1.3	Les concepts fondamentaux en radar . . . . .	10
1.4	Méthodes d'acquisition des données . . . . .	13
1.5	Domaines d'application de l'imagerie computationnelle . . . . .	16
1.6	Résolution du problème inverse en imagerie computationnelle . . . . .	31
1.7	Conclusion du chapitre . . . . .	36

---

# Introduction

Dans ce chapitre nous revenons brièvement sur la notion d'onde et sur les équations de Maxwell avant de s'intéresser à leur utilisation en radar pour des applications de localisation et d'imagerie de cibles. Le formalisme mathématique lié à la notion de radar est présenté et les contraintes associées aux différents systèmes d'imagerie existants sont présentées. Les solutions technologiques et de traitement de signal favorisant l'imagerie temps-réel sont abordées.

## 1.1 Équation d'onde

### 1.1.1 Équations de Maxwell

La théorie de l'électromagnétisme repose principalement sur les équations de Maxwell établies en 1870. James Clerk Maxwell présente à la Royal Society en 1864 une formulation comprenant 20 équations différentielles. Avec l'apparition de la notation vectorielle, la contribution des travaux sur l'électricité et le magnétisme réalisés par Michael Faraday et André-Marie Ampère, Olivier Heaviside sélectionne quatre équations permettant de relier les champs électriques et magnétiques. Ce sont les quatre équations que l'on appelle : *équations de Maxwell*. Les champs électrique et magnétique dépendant de la position  $\mathbf{r}$  et du temps  $t$ , les équations de Maxwell définissent les divergences et rotationnels des champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  :

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) \quad (1.1)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \quad (1.4)$$

où nous introduisons les vecteurs déplacement électrique  $D$  et le champ d'induction magnétique  $B$  tels que :

$$\begin{cases} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \end{cases} \quad (1.5)$$

Les constantes physiques<sup>1</sup>  $\epsilon_0$  et  $\mu_0$  sont respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du milieu de propagation qui est considéré homogène, infini, avec des propriétés électromagnétiques qui sont celles du vide.

Les équations (1.1) et (1.2) relient les champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  aux sources qui leur donnent naissance, caractérisées par la densité volumique de charge  $\rho(\mathbf{r}, t)$  dans le milieu et  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$  la densité volumique de courant<sup>2</sup> qui est non nulle dès qu'il y a un courant électrique. Les équations (1.3) et (1.4) sont quant à elles indépendantes des sources et montrent que les champs électrique et magnétique sont liés. En écrivant le rotationnel des équations (1.2) et

<sup>1</sup>Dans certains milieux,  $\mu$  et  $\epsilon$  sont des tenseurs.

<sup>2</sup> $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$

(1.4), on construit les équations de propagation vérifiées par le champ électrique et le champ magnétique :

$$\begin{cases} \nabla \wedge \nabla \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \\ \nabla \wedge \nabla \wedge \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \nabla \wedge \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \end{cases} \quad (1.6)$$

En l'absence de source ( $\rho = 0$  et  $\mathbf{J} = \mathbf{0}$ ) et en faisant intervenir les équations (1.1) et (1.3), nous obtenons les équations de propagation des champs électriques et magnétiques suivantes:

$$\begin{cases} \Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = 0 \\ \Delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{B} = 0 \end{cases} \quad (1.7)$$

où  $c = c_0 = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$  est la célérité de la lumière dans le vide. Ces équations sont appelées **équations de propagation des ondes** (équation de D'Alembert).

De façon générale, tout problème de propagation électromagnétique se ramène à la résolution de ce type d'équations soumises à des conditions aux limites<sup>3</sup> spécifiques au problème. Elles sont très difficiles à résoudre, dans les milieux complexes à trois dimensions, car ce sont des équation vectorielles qui se ramènent chacune en un système de trois équations scalaires aux dérivées partielles impliquant chacune une dimension. Nous remarquons aisément que l'équation d'onde fait apparaître une symétrie entre l'espace et le temps puisque la somme des dérivées partielles spatiales d'ordre 2 sont proportionnelles aux dérivées partielles temporelles d'ordre 2.

Pour résoudre l'équation (1.7) dans le domaine fréquentiel, on suppose que les fonctions électromagnétiques ont une dépendance harmonique en temps, de pulsation  $\omega$ , dans la base des ondes planes progressives harmoniques, c'est-à-dire que :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{+j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (1.8)$$

avec  $\mathbf{k} = k \cdot \mathbf{u}$  un vecteur de norme  $k = \omega/c$  (nombre d'onde) qui représente la direction de propagation de l'onde ( $\mathbf{u}$  est un vecteur unitaire de même sens et direction que  $\mathbf{k}$ ),  $\omega = 2\pi f$  la fréquence angulaire. Sous certaines conditions, l'expression du champ électrique peut être décomposée en une somme d'ondes planes harmoniques afin de simplifier l'étude des problèmes associés. Un raisonnement analogue peut être fait pour le champ magnétique. Il est intéressant de dire que les trois composantes des constantes  $\mathbf{E}_0$  et  $\mathbf{B}_0$  ne sont pas indépendantes, mais reliées par les équations de Maxwell. Si les champs s'écrivent dans la base harmonique, dériver par rapport au temps équivaut à multiplier par  $-j\omega$  et la dérivée spatiale revient à multiplier par  $j\mathbf{k}$ . Nous pouvons réécrire, en absence de source et dans le vide, les quatre équations de Maxwell comme suit :

$$\begin{cases} \mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0 \\ \mathbf{k} \wedge \mathbf{E}_0 = j\omega \mathbf{B}_0 \\ \mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \\ \mathbf{k} \wedge \mathbf{B}_0 = -j\omega \mu_0 \epsilon_0 \mathbf{E}_0 \end{cases} \quad (1.9)$$

Ces équations nous indiquent que les champs électrique et magnétique sont polarisés dans le plan transverse à la direction de propagation de l'onde  $\mathbf{k}$ , et qu'ils sont orthogonaux entre eux. On dit alors que les ondes planes sont transverses électromagnétiques (TEM). En pratique, ces extensions sont bornées puisque ce sont des sources qui leur donnent naissance

<sup>3</sup>Condition aux limites de Dirichlet, Neumann, etc...

à une date et à un endroit bien déterminés. Nous allons donc chercher à présent les solutions des équations de Maxwell en présence de sources.

### 1.1.2 Fonction de Green

Dans la partie précédente, nous avons négligé le terme source. Cependant, dans le cas général, l'équation des ondes (1.6) pour le champ électrique en régime harmonique se réécrit sous la forme :

$$\nabla \wedge \nabla \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -j\mu_0\omega \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \quad (1.10)$$

Dans un milieu réciproque, la fonction de Green dyadique (ou réponse impulsionnelle) électrique est la solution de l'équation des ondes (1.10) pour le plus simple des termes source, un *Dirac* spatial et temporel placé au point  $\mathbf{r}'$  tel que :

$$\nabla \wedge \nabla \wedge \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) - k^2 \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) = -\delta(\mathbf{t})\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (1.11)$$

Une fois  $\mathbf{G}$  connue et si le milieu est linéaire alors on connaît le champ électrique en tout point de l'espace  $\Omega$  par la convolution de la fonction de Green et du terme source :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = j\omega\mu_0 \int_{\mathbf{r}' \in \Omega} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{t}) \mathbf{J}(\mathbf{r}', t) d^3\mathbf{r}' \quad (1.12)$$

En espace libre, la fonction de Green est réciproque<sup>4</sup> et associée à l'invariance par translation dans le temps, cela implique qu'elle soit homogène à l'inverse d'une distance<sup>5</sup>  $\mathbf{R} = \|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|$  et est définie par :

$$\mathbf{G}_0(\mathbf{R}) = \frac{e^{jk\mathbf{R}}}{4\pi\mathbf{R}} \quad (1.13)$$

$\mathbf{G}_0$ <sup>6</sup> permet de résoudre l'équation des ondes pour une distribution arbitraire de sources en espace libre. Dans des milieux plus complexes, la fonction de Green dépend de la géométrie et de la dimension du problème, c'est-à-dire que l'introduction de matériaux modifie complètement la solution de l'équation (1.10). Par exemple, les métaux imposent aux composantes tangentielles du champ électrique d'être nulles à leur surface aux fréquences microondes. Utiliser des parois métalliques pour clore un volume modifie donc fortement les solutions des équations et fonctions de Green du milieu. Dans le chapitre 2, nous verrons la solution de l'équation (1.10) dans un volume fermé comme une cavité microondes. Maintenant que les équations de Maxwell sont établies, sa solution dans le vide définie, regardons brièvement la naissance du radar.

<sup>4</sup>Le même signal est obtenu en permutant l'émetteur et le récepteur lorsque le système est linéaire et invariant par translation dans le temps.

<sup>5</sup>En champ proche une correction en  $1/\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|^3$  intervient

<sup>6</sup>La solution exacte est l'onde sphérique divergeant d'un point source de vecteur position  $\mathbf{r}'$  au point d'observation  $\mathbf{r}$

## 1.2 Historique du radar

C'est la découverte des ondes qui encourage la conception du Radar (**RA**dio **D**etection **ANd** **R**anging). L'allemand Heinrich Rudolf Hertz<sup>7</sup> est le premier à faire des expériences qui ont prouvé l'existence des ondes et a ainsi permis aux équations de Maxwell d'être vérifiées. Pour les utiliser, les scientifiques vont apprendre à les émettre et à les détecter. En 1904, en utilisant les conclusions de Hertz et de Maxwell, l'allemand Christian Hülsmeier construit un dispositif<sup>8</sup> composé d'un émetteur et d'un résonateur pour respectivement émettre et recevoir une onde électromagnétique. C'est la naissance du radar. Le but est de permettre la détection d'obstacle en mer et par conséquent d'éviter des collisions entre bateaux ou entre bateaux et icebergs. Le fonctionnement est simple : l'onde émise par l'appareil se propage dans le milieu et lorsqu'elle rencontre un obstacle (un navire par exemple), une partie se voit réfléchiée vers la source où elle est détectée par le récepteur. Cependant en cas de trafic intense, le signal émis subit des réflexions multiples compliquant ainsi la détection. En plus de la portée très limitée du système et son utilisation complexe, un manque d'intérêt de la communauté fera tomber cette invention dans l'oubli.

Au cours de la première guerre mondiale, les combats aériens à grande échelle ont engendré des méthodes de défense acoustique. En effet la poursuite de l'ennemi se faisait par l'écoute, par détection acoustique. Cette détection connue sous le nom d'écholocalisation sonore, était inspirée des chauves-souris et des cétacés (dauphins par exemple). Parmi ces systèmes on compte les géophones, les visières acoustiques, les puits d'écoute, la paraboloïde de Baillaud, les localisateurs sonores à double trompette et le télésitemètre de Perrin comme le montre la figure 1.1.

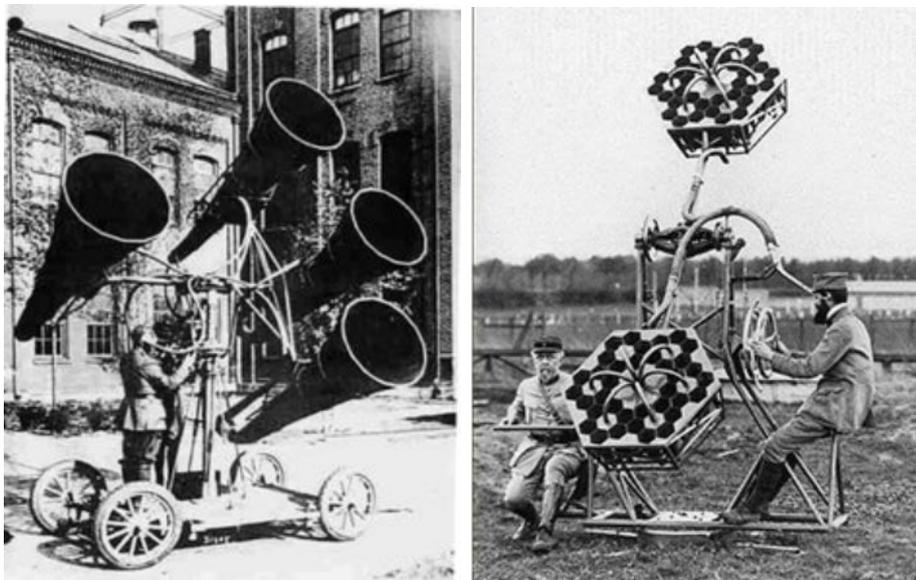


Fig 1.1: (gauche) Localisateur acoustique (droite) Télésitemètre Perrin en charge de l'observation et de la signalisation des mouvements de dirigeables et d'avions. ©Musée de l'Artillerie

En 1917 Paul Langevin digitalise le signal acoustique et invente le SONAR<sup>9</sup>. La maîtrise des phénomènes liés à l'utilisation des ondes va rapidement permettre aux scientifiques

<sup>7</sup>né le 22 février 1857 à Hambourg et mort le 1 janvier 1894 à Bonn

<sup>8</sup>Telemobiloskope

<sup>9</sup>Sound Navigation And Ranging

français de développer de nouveaux radars. En effet, en 1934 des essais de détection d'obstacle se font à bord du navire OREGON et en 1936 un système est au mis point pour la détection d'Iceberg sur le navire NORMANDIE par Henri Gutton et Maurice Ponte [2]. En 1935, Sir Watson-Watt publie 2 papiers recommandant l'utilisation d'ondes métriques et d'impulsions courtes pour la mesure de distance. Ces résultats sont utilisés pour améliorer les capacités et performances des systèmes radar existants. Cela va encourager l'armée britannique à saisir l'importance d'un système de détection pour la protection du territoire et fera construire rapidement ce qu'on va appeler la *Chain Home*<sup>10</sup>. Cette installation va mettre en échec plusieurs attaques contre la Grande Bretagne durant la seconde guerre mondiale. Le système radar est en conséquence rendu plus crédible. Aujourd'hui encore, des techniques radar développées pendant la 2<sup>nde</sup> guerre mondiale sont utilisées.

Une fois les grandes guerres finies, bien que la recherche continue de façon active dans le domaine militaire, le radar a trouvé de nombreuses applications comme système de localisation (GPS, GLONASS, Galliléo, etc), comme système de mesure pour la protection de l'environnement (océan, mer, fleuves, forêts, etc), comme système de mesure de mouvements atmosphériques pour la météo, etc. Les propriétés des ondes sont utilisées pour développer les Télécommunications (téléphonie, radio, internet, etc), pour comprendre la matière et l'univers qui nous entourent, pour chauffer/cuire des aliments dans un four microonde, pour détruire des cellules cancéreuses en radiothérapie, la liste n'est pas exhaustive. En même temps, les progrès théoriques en traitement numérique du signal marquent une nouvelle ère pour le radar notamment sur les aspects traitements adaptatifs. Dans ce qui suit, nous détaillons les concepts fondamentaux qui sont à la base même du radar et de l'imagerie radar.

## 1.3 Les concepts fondamentaux en radar

Il est bien clair que la détection radar est la capacité à discriminer la présence d'échos de cible dans un milieu perturbé en présence de bruits ou non, à localiser ces cibles, à les identifier et voir même à les classifier. Il est important d'établir une base théorique solide pour parvenir à la compréhension du radar pour une quelconque application.

### 1.3.1 L'équation du Radar

Comme indiqué précédemment, la technique radar consiste en l'émission d'une onde et en la réception de l'écho après propagation dans un milieu et réflexion sur une cible. L'équation du radar est un bilan des puissances sur le trajet aller-retour de l'onde émise par le radar. Celle-ci dépend des caractéristiques du radar (antenne, circuits électroniques, pertes de signal, etc.), de celles de la cible et du milieu traversé le long du trajet [3]. Considérons un radar constitué d'une antenne<sup>11</sup> à l'émission, la Puissance Isotrope Rayonnée Équivalente (PIRE) par l'antenne s'écrit :

$$\text{PIRE} = P_e G(\theta) \quad (1.14)$$

où  $P_e$  est la puissance transmise à l'antenne,  $G(\theta)$  est le gain en transmission de l'antenne d'émission dans la direction  $\theta$ . En pratique une antenne omnidirectionnelle ( $G = 1$ ) n'existe

---

<sup>10</sup>Installation de 5 radars pulsés sur les côtes de l'Angleterre( $\lambda = 11m$ , portée = 150 Km)

<sup>11</sup>Une antenne transforme le signal électrique en onde électromagnétique

pas car l'antenne va rayonner l'énergie reçue dans des directions particulières, dites privilégiées de l'espace (Diagramme de rayonnement).

Supposons maintenant une cible située à une distance  $D$  du radar, la densité surfacique de puissance du signal émis vers la cible s'écrit :

$$dP_1 = \frac{P_e G(\theta)}{4\pi D^2} \quad (1.15)$$

Le terme en  $1/(4\pi D^2)$  est expliqué facilement si on considère une antenne omnidirectionnelle, l'énergie émise par cette antenne se répartie uniformément à une distance  $D$  du radar sur une sphère de rayon  $D$ . La densité d'énergie en un point de cette sphère s'écrit  $1/(4\pi D^2)$ . La cible à son tour peut être considérée comme une antenne complexe. En effet, une partie de l'énergie reçue est absorbée tandis que l'autre partie est réfléchiée dans certaines directions. La capacité d'une cible à rayonner l'énergie qu'elle reçoit est définie par son coefficient de réflexion  $\sigma$ , la surface équivalente radar (SER). La SER est une surface effective propre à chaque cible et est fonction de la forme de l'objet, de sa nature, des matériaux constitutifs, de la longueur d'onde, des angles d'incidences et de réflexion du rayonnement. En fait la cible capte  $\sigma$  fois la puissance qui arrive sur elle. La puissance rétrodiffusée jusqu'au radar s'écrit donc comme suit :

$$dP_2 = \sigma \frac{dP_1}{4\pi D^2} \quad (1.16)$$

Comme la cible, l'antenne de réception du radar collecte la puissance sur son ouverture (surface) effective de réception  $S$ . Celle-ci est définie par réciprocity avec son comportement à l'émission à partir du gain en réception de l'antenne, soit :

$$S = \frac{G(\theta)\lambda^2}{4\pi} \quad (1.17)$$

En situation réelle, des pertes doivent être prises en considération dans ce bilan de puissance. Ces pertes sont dues à l'environnement dans lequel se passe la propagation des signaux, à l'électronique qui compose le radar. Finalement de manière générale la puissance reçue par le radar peut s'écrire par l'équation (1.18) :

$$P_r = \frac{dP_2 G^2(\theta) \sigma \lambda^2}{(4\pi)^3 D^4 L} \quad (1.18)$$

Une rapide analyse de l'équation (1.18) montre que la distance  $D$  est un facteur prépondérant puisque la puissance reçu décroît en  $1/D^4$ .  $L$  représente l'ensemble des pertes. Les pertes liées à l'électronique est le bruit thermique de puissance  $k_B \cdot \Delta f \cdot T$ . Ici  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $\Delta f$  est la bande passante du signal et  $T$  est la température équivalente du circuit. Ce bruit qui fixe la sensibilité du radar, se mélange aux échos des cibles déformant ainsi le signal utile nécessaire à une bonne détection des cibles. On définit le rapport signal sur bruit SNR (Signal to Noise Ratio) comme la différence en dB entre la puissance du signal utile et de la puissance de bruit. Pour un rapport signal sur bruit donné (défini par l'électronique du Radar), celui-ci a donc une portée qui est fonction de la distance.

Finalement l'écho reçu par les capteurs (ici un réseau d'antennes), est traité numériquement afin d'extraire des informations telles que la position, la vitesse, l'orientation ou la forme de la cible. La position est liée au temps aller-retour de l'onde, la vitesse est liée à la fréquence reçu ayant subi l'effet Doppler (Décalage en fréquence de  $f_D$  dû au mouvement de la cible).

Cependant, pour des applications d'imagerie, la seule connaissance de l'effet Doppler ne suffit plus à imaginer parfaitement une scène. De nouvelles contraintes s'imposent pour le bon fonctionnement du radar.

### 1.3.2 La résolution spatiale

L'imagerie radar consiste à donner une image de la réflectivité  $\sigma(\mathbf{r})$  d'une cible en fonction de la position  $\mathbf{r}$  dans la scène à analyser. Généralement c'est une image d'intensité  $I(\mathbf{r})$ , calculée à partir des signaux mesurés, qui représente cette réflectivité. La précision d'un système radar dépend de sa résolution spatiale. La résolution spatiale d'un système d'imagerie est sa capacité à distinguer deux détails dans la scène observée. En d'autres mots la résolution indique la taille du plus petit détail que le système peut distinguer. On définit une résolution en distance et une résolution en azimuth.

La résolution en distance est le pouvoir du système à discriminer plusieurs cibles situées dans l'axe radioélectrique de l'antenne mais à des distances différentes. Cette résolution est directement proportionnelle à la demi largeur de l'impulsion émise c'est-à-dire inversement proportionnelle à la bande passante du système. On a :

$$\delta_r = \frac{c}{2B} \quad (1.19)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière.  $B$  est la bande de fréquence du système. Clairement de cette équation, ressort l'obligation d'augmenter la bande passante<sup>12</sup> du système pour atteindre une haute résolution en distance. Cela peut être obtenue soit par une impulsion de courte durée, soit par un signal codé à large bande passante associé avec le traitement de compression d'impulsion approprié. Souvent, augmenter la bande passante consiste à monter en fréquence (bande millimétrique par exemple). Ce processus possède l'avantage d'obtenir un système compact mais un compromis doit être réalisé entre les pertes dues à l'absorption atmosphérique, la réalisation des composants existants à ces fréquences et la résolution souhaitée. Des techniques de traitement numérique *haute résolution* (CAPON, MUSIC, ESPRIT, etc) permettent d'améliorer également la résolution.

La résolution en azimuth à son tour est le plus petit écart angulaire qui permet au radar de discriminer deux cibles contenues à la même distance. Cette résolution est donc directement liée à l'ouverture du faisceau d'antenne inversement proportionnelle à la taille de l'antenne telle que :

$$\delta_{az} = R\Delta\theta \sim R \frac{\lambda_c}{D_{ouv}} \quad (1.20)$$

où  $R$  est la distance radar-cible,  $\Delta\theta$  la largeur effective du faisceau de l'antenne du radar,  $\lambda_c$  est la longueur d'onde centrale et  $D_{ouv}$  la dimension de l'ouverture de l'antenne radar. Cette équation montre que la résolution se dégrade lorsque  $R$  augmente. Améliorer la résolution azimuthale signifie augmenter l'ouverture de l'antenne utilisée. En général cela demande d'augmenter les dimensions physiques de l'antenne mais pour les petites fréquences, la réalisation mécanique et l'encombrement sont un problème. Une montée en fréquence améliore également cette résolution.

---

<sup>12</sup>Radar Ultra Large Bande (ULB)

## 1.4 Méthodes d'acquisition des données

Nous avons vu précédemment que les résolutions en distance (ou radiale) et en azimuth (ou transverse) des images dépendent de la bande fréquentielle de travail et de l'ouverture de l'antenne radar. Dans la littérature, diverses méthodes d'acquisition sont implémentées dans l'objectif d'éclairer la zone ciblée et la scène à imager afin d'en former une image. Dans les paragraphes qui suivent, nous nous focalisons sur les méthodes pouvant être utilisées dans les systèmes de détection d'objets dissimulés sur des personnes pour la sécurité des lieux publics (aéroport, stade, etc).

### 1.4.1 Radar d'imagerie à synthèse d'ouverture

Le principe du radar à synthèse d'ouverture RSO connue sous la désignation anglo-saxonne de *SAR* pour (*Synthetic Aperture Radar*) consiste à déplacer un seul capteur, un seul faisceau, pour balayer chaque point de la zone à imager (Le radar peut également posséder un mode de balayage mécanique ou électrique). Avec cette méthode on utilise le filtrage spatial ou la formation de faisceau grâce au diagramme de rayonnement de l'antenne qui est déplacé au-dessus de la zone d'intérêt. L'image est formée par traitement interférométrique, combinaison de la variation d'amplitude et de phase des signaux reçus de la scène pendant le déplacement, qui permet d'affiner l'ouverture de l'antenne. Dans cette configuration, la résolution en distance est liée à la bande de fréquence utilisée alors que la résolution en azimuth est donnée par l'ouverture virtuelle créée lors du déplacement de l'antenne.

L'avantage principal de cette technique est sa facilité de mise en œuvre car une seule chaîne d'émission et de réception est fixée soit sur le même système d'antenne, soit sur deux systèmes d'antenne séparés (configuration bistatique). Pour former des images 3D, une ouverture 2D doit être réalisée, le temps pour scanner la scène devient un problème pour des applications d'imagerie exigeantes où des opérations à haute résolution et temps-réel sont requises. À cela s'ajoute le fait que pour les petites fréquences, la taille de l'antenne devient grande, encombrante, lourde. L'ouverture synthétique doit être remplacée par un réseau d'antenne à ouverture réelle.

### 1.4.2 Radar MIMO

Le principe *MIMO* (*Multiple Input Multiple Output*) appliqué aux télécommunications est décrit dans un brevet déposé en 1984 par J.H. Winters des laboratoires de Bell [4]. Le système MIMO prend place dans la famille des radars à plusieurs antennes en émission et plusieurs antennes en réception. Plusieurs antennes d'émission et de réception sont utilisées afin d'améliorer la diversité spatiale nécessaire pour avoir une résolution fine. L'intérêt de ce système est qu'il permet d'éclairer de manière quasi-uniforme et simultanée l'ensemble de la scène à imager [5, 6, 7]. La scène est en effet illuminée séquentiellement par les antennes d'émission, mais le champ électromagnétique réfléchi est détecté de façon cohérente par le réseau d'antenne de réception. Par comparaison au radar SAR, le temps peut être considérablement réduit à cause de la parallélisation de l'acquisition, tout en recueillant le même nombre de mesures.

Dans le cas où plusieurs antennes d'émission sont utilisées, les signaux d'émission doivent être décorrélés les uns des autres pour être correctement traités [8, 9]. La résolution atteinte avec le radar MIMO est la même que celle obtenue par le radar SAR, mais un meilleur SNR est obtenue dans le cadre du MIMO grâce au nombre plus élevé de combinaisons d'antennes d'émission et de réception. Ces combinaisons créent la notion de réseau virtuel [10].

En effet, un éclairage efficace est réalisé par un agencement spatial correct des différentes antennes d'émission et de réception. Cet agencement spatial donne de nouveaux degrés de liberté et la notion de réseau d'antenne virtuelle MIMO voit le jour. Ce réseau virtuel est le résultat de la convolution spatiale entre le réseau d'émission et de réception. En d'autres mots, si l'on considère  $M$  antennes émettrices et  $N$  antennes réceptrices, le réseau d'antenne virtuelle est constitué de  $N \times M$  degrés de liberté alors que celui du réseau physique uniquement  $N + M$ . Des détails approfondis sont fournis dans les travaux [11, 12]. Avec cet avantage, il est possible d'adapter un réseau physique d'antennes pour créer un réseau virtuel généralement plus grand permettant d'augmenter la résolution spatiale et le nombre de cibles qui peuvent être détectées. Si l'emplacement du réseau d'émission est correctement choisi par rapport à l'emplacement au réseau de réception, pour une ouverture désirée, on peut éviter la redondance dans le réseau virtuel ainsi réduire au maximum le nombre de chaînes RF nécessaire.

Pour l'imagerie, les systèmes radar MIMO sont largement utilisés dans les applications militaires et civiles et ils permettent d'utiliser directement des techniques de localisation et de détection adaptatives [13, 14]. Toutefois ils présentent quelques inconvénients. La synthèse des formes d'ondes orthogonales à émettre est un problème significatif associé au radar MIMO [15, 16]. À cela s'ajoute le fait qu'à chaque antenne du réseau de réception est associée une chaîne RF ce qui est un facteur limitant du point de vue du coût. Aussi le nombre élevé de voies émettrices et réceptrices rend le système très complexe et donc difficile à réaliser en pratique. Pour contourner ce problème, l'utilisation de matrices de switches [17] est proposée mais le facteur limitant de cette architecture est le temps d'acquisition qui peut être long compte tenu du temps de commutation, constituant ainsi un inconvénient pour des applications temps-réel.

Dans ce qui suit, nous présentons une solution algorithmique et physique permettant de réduire la complexité des systèmes d'imagerie tout en autorisant une acquisition simultanée. Cette solution permet la relaxation des contraintes soulignées plus haut, sans détérioration des performances du système radar.

### 1.4.3 Acquisition compressée et parcimonie

Le théorème d'échantillonnage de Shannon-Nyquist [18] nous dit que lors de la mesure d'un signal, nous devons l'échantillonner uniformément au moins deux fois plus vite que la fréquence maximale constituant ce signal. Dans de nombreuses applications (caméras numériques, vidéos), la fréquence de Nyquist peut être si élevée que le nombre d'échantillon à gérer est trop grand. En pratique, ce grand nombre d'échantillons demande d'être compressé pour les stocker ou les transmettre. Dans d'autres applications, incluant les systèmes d'imagerie (scanners médicaux, radars), l'application de ce théorème aboutit à des fréquences d'échantillonnage de signaux qui sont presque au-delà de la limites des capacités physiques des convertisseurs analogique-numérique ultra-rapide répertoriés dans l'état de l'art actuel. Emmanuel Candès dans les références [19, 20, 21] et Donoho [22, 23], présentent une méthode émergente qui porte le nom de **compressive sensing** (CS) et montrent qu'il est possible

de reconstruire des images ou des signaux d'intérêt scientifique avec précision et parfois même plus exactement à partir de beaucoup moins de données et de mesures que ce qui est habituellement jugé nécessaires en considérant le théorème de Shannon-Nyquist.

L'objectif de Candès et Donoho est de réduire le nombre de mesures nécessaires pour décrire complètement le signal d'intérêt en exploitant sa compressibilité. Lorsque nous avons des images nous nous empressons de les compresser pour qu'elles tiennent moins de place et pour que le temps de leur transmission soit réduit. Comme le montre la figure 1.2, 25% du signal serait utile pour reconstruire l'image réelle. L'idée est simple : pourquoi acquérir (à haute fréquence)  $N$  points et en jeter le plus grand nombre pour n'en garder que  $K \ll N$ ? Pourquoi ne pas concentrer l'acquisition uniquement sur le signal utile?



Fig 1.2: Comparaison entre une image et sa semblable compressée (ces images proviennent de [24])

Dans l'acquisition compressée, l'acquisition et la compression d'un signal se font en même temps. Intéressons nous à un signal  $x$  que nous représenterons sous la forme d'un vecteur  $x \in \mathbb{R}^N$  de dimension  $N$ . Ce signal pourrait être une image, un son, ou une vidéo par exemple comme le montre la figure 1.3.

$$y_i = \left\langle \text{Image of a man with a camera on a tripod}, a_i \right\rangle$$

Fig 1.3: Principe de mesure en acquisition compressée.

Le signal  $y_i$  est une mesure qui dépend du signal cible, et l'acquisition comprimée se concentre sur des mesures *linéaires*, on peut écrire  $y_i = \langle x, a_i \rangle$  c'est-à-dire:

$$y_i = \sum_{j=1}^N a_{ij}x_j \quad (1.21)$$

$i = 1, \dots, M$  est le numéro de la mesure,  $a_i$  est le  $i$ -ième vecteur de mesure et on note par  $M$  le nombre d'observations. Il est clair que pour minimiser le nombre de mesure  $M$ , les  $a_i$  doivent être sans cohérence les uns des autres. On peut réécrire les mesures observées sous forme matricielle :

$$y = Ax + \epsilon \quad (1.22)$$

où  $y \in \mathbb{C}^M$  est le vecteur de mesures (observations),  $A \in \mathbb{C}^{M \times N}$  la matrice de mesure dont les lignes sont les vecteurs de mesure  $a_i^\top$ . Pour permettre la reconstruction, la matrice  $A$  doit avoir la statistique d'une **matrice aléatoire**.  $x \in \mathbb{C}^N$  est le signal à reconstruire et de manière générale  $\epsilon \in \mathbb{C}^M$  le bruit additif<sup>13</sup> éventuellement ajouté lors de la mesure. On aura le plus souvent  $M < N$ , c'est-à-dire le nombre de mesures  $M$  sera en général plus petit que la dimension  $N$  de l'espace des signaux à reconstruire. Avec ces hypothèses des architectures d'imagerie vont être proposées : c'est la naissance de l'**Imagerie Computationnelle** (IC). En IC, les contraintes architecturales sont transférées en contraintes de traitements numériques qui requiert des connaissances a priori.

L'imagerie computationnelle a été expérimentée dans plusieurs applications allant de l'optique aux microondes et dans la suite nous en étudions quelques unes.

## 1.5 Domaines d'application de l'imagerie computationnelle

### 1.5.1 Application en optique

Une démonstration importante d'IC s'est faite en optique par la conception réussie d'une caméra dite à pixel unique (Single Pixel Camera en anglais) [25]. Comme le montre la figure 1.4(a), cette caméra est composée de deux principaux modules: le réseau DMD (*Digital Micro-mirror Device*) et la photodiode.

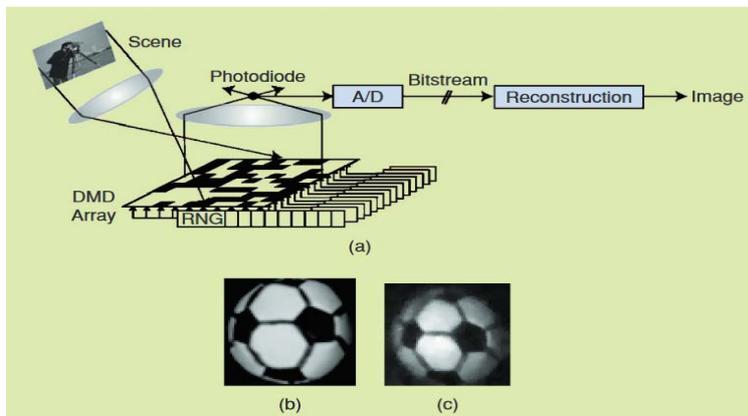


Fig 1.4: Schéma fonctionnel de la caméra à pixel unique de la *RICE University* (figure provenant de [25]).

<sup>13</sup>Dans la plupart des cas, il est considéré comme un bruit blanc gaussien avec une moyenne nulle, avec une amplitude bornée et une variance  $\sigma^2$

L'image désirée est projetée sur le DMD qui est constitué d'un réseau  $m \times n$  de petits miroirs et orienté de manière aléatoire par des générateurs de nombres aléatoires (RNG) afin de construire un motif pseudo-aléatoire. Le caractère aléatoire des motifs vient du fait que l'orientation des micro-miroirs laisse plus ou moins passer la lumière. Sur la figure 1.5 on présente un zoom de ces micro-miroirs.

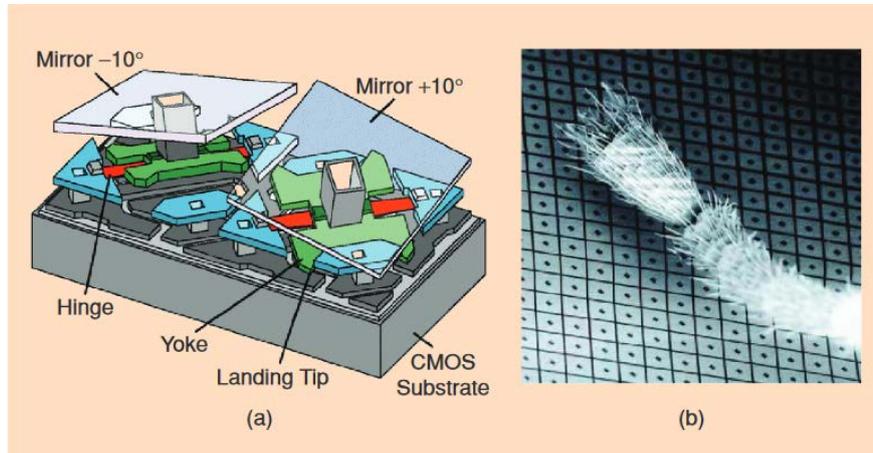


Fig 1.5: Schéma de deux miroirs d'un micromiroir numérique de chez Texas Instruments (DMD).(b) Une partie d'un réseau DMD réel avec une patte de fourmi pour la balance. L'orientation et donc le niveau d'opacité de ces miroir est obtenu de manière aléatoire pour la construction de vecteurs de mesure (figure provenant de [25]).

Le champ lumineux réfléchi par le DMD, passe à travers une lentille et converge vers une photodiode unique qui permet d'obtenir une valeur de l'intensité. Chaque configuration de miroir différente produit une mesure. En répétant ce processus  $M$  fois,  $M$  valeurs de pixels correspondant à  $M$  mesures sont capturées. Une approximation par parcimonie de l'image originale peut être obtenue à partir des valeurs de pixel connues et de mesures aléatoires en utilisant les techniques de compressive sensing. Un point clef dans la construction des vecteurs de mesure est le caractère aléatoire des motifs créés. La résolution du problème inverse donne le résultat de reconstruction présenté dans la figure 1.4(c)[26]. L'image d'une caméra numérique conventionnelle d'un ballon de football (Fig.1.4(b)) et une image noir-blanc  $64 \times 64$  de la même balle ( $N = 4096$  pixels) reconstruire à partir de  $M = 1600$  mesures aléatoires de la caméra à pixel unique.

Dans la référence [26], la résolution spatiale des motifs du masque est équivalente à la résolution des pixels. Le nombre de masques nécessaires à la reconstitution complète de l'image échantillonnée augmente avec le carré de la résolution. Cependant, le rapport SNR de l'image reconstruite diminue à mesure que la résolution augmente. Deux sources principales de bruit peuvent être identifiées : les fluctuations du niveau d'éclairage ambiant entre les différents modèles de masque (bruit d'éclairage) et le bruit associé à la mesure de la photodiode elle-même (bruit du détecteur). En outre, il existe également des sources de bruit dues à certains aspects du système, comme la lumière parasite rejetée par le DMD qui rebondit autour du boîtier de l'appareil photo dans la photodiode. Le rapport entre l'éclairage et le bruit du détecteur dépend du niveau de lumière. En cas de faible niveau de lumière, le bruit du détecteur a tendance à dominer, tandis qu'à des niveaux de lumière plus élevés, le bruit d'éclairage a tendance à dominer. Cependant, l'éclairage et l'échelle de bruit du détecteur sont tous deux de la même manière avec une résolution accrue, de sorte que le SNR est inversement proportionnel à la racine carrée du nombre de pixels de l'image, quel que soit le niveau d'éclairage. Ce compromis entre la résolution de l'image et son SNR

est un inconvénient majeur qui limite les applications de la technologie des caméras à pixel unique.

### 1.5.2 Dans le domaine de l'Infrarouge

Dans la référence [27], une single-pixel caméra basée sur une nouvelle approche et fonctionnant dans le domaine infrarouge est présentée pour maintenir le SNR.

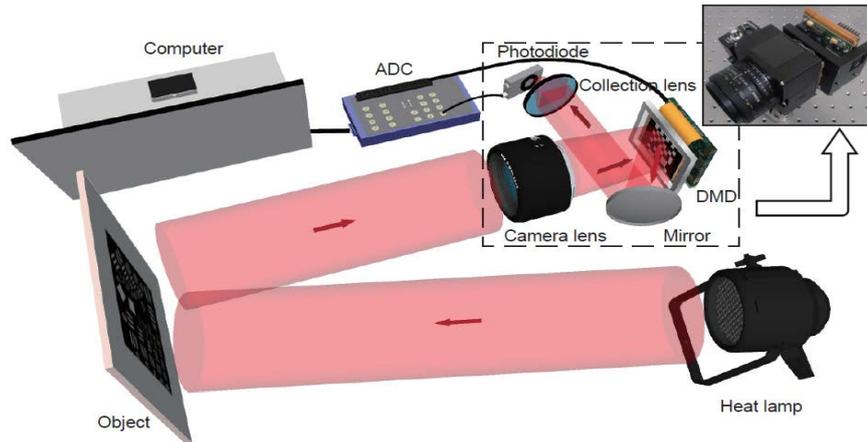


Fig 1.6: Prototype d'appareil photo intégré à un seul pixel présenté dans la référence (figure provenant de [27]).

Le prototype de la caméra est présenté par la figure 1.6. Dans cette nouvelle caméra, une approche *microscanning numérique* est utilisée. Le microscanning est une technique qui permet d'obtenir une image finale de plus haute résolution en combinant plusieurs images de faible résolution. Ici, plusieurs images de la même scène sont enregistrées pendant que le détecteur est déplacé par des translations de la taille d'un sous-pixel entre chaque image. Les données de ces images sont ensuite combinées pour reconstruire une image composite avec une résolution spatiale supérieure à celle du réseau de détecteurs.



Fig 1.7: Images obtenues illustrant les distributions d'intensité (gauche) à travers deux lignes verticales de la carte de test de résolution de l'US Air Force (USAF), contenant différentes fréquences spatiales; (droite) Imagerie des lettres: University of Glasgow et Beihang University (figure provenant de [27]).

Une lampe à réflecteur de chaleur éclaire l'objet, qui est une cible à échelle de gris de  $100\text{mm} \times 100\text{mm}$  située à une distance de 0,5m du système d'imagerie. Un objectif de 50mm

recueille la lumière réfléchiée dans le proche infrarouge et représente l'objet sur un micro-miroir numérique à grande vitesse. Le DMD est placé sur le plan de l'image et applique des masques binaires changeant rapidement à l'image transmise. Un détecteur InGaAs mesure l'intensité totale transmise à travers les masques. Un convertisseur analogique-numérique (ADC), déclenché par les signaux TTL de synchronisation du DMD, acquiert et transfère les données d'intensité lumineuse à un ordinateur pour la reconstruction d'images. Le gain de la photodiode est réglé de manière à maximiser la plage dynamique de l'ADC. Un des avantages de cette stratégie c'est qu'il permet également d'accéder à un flux d'images à basse résolution en "prévisualisation" tout au long de chaque acquisition en haute résolution [28].

### 1.5.3 Dans le domaine Téraherertz

L'idée de la "single pixel caméra" a par la suite été étendue au régime THz<sup>14</sup> à la **Cornell University** [29]. Le système d'imagerie se compose d'un émetteur, d'un récepteur THz, de deux lentilles dont l'une collimate le faisceau THz tandis que l'autre concentre le faisceau, d'un écran plan avec un motif aléatoire d'un réseau de  $32 \times 32$  pixel fixés. Un pixel (de taille  $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ ) est fait soit de cuivre correspondant à une valeur 0 sur le motif aléatoire tandis qu'un pixel sans cuivre correspond à une valeur 1. Comme le montre la figure 1.8, le masque objet est placé entre les deux lentilles, diffracte les ondes THz.

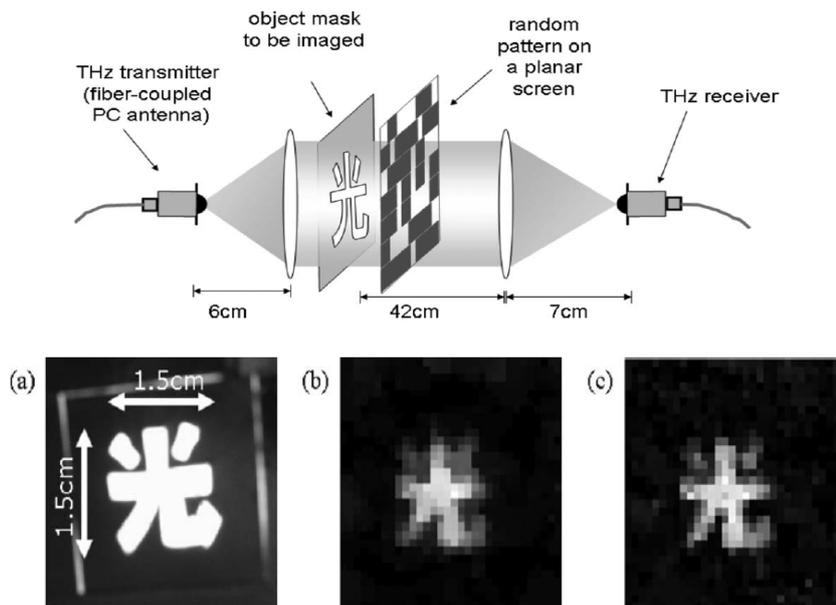


Fig 1.8: Dispositif expérimental d'imagerie compressive téraherertz; (a) Image d'un masque d'objet en forme de caractère chinois. (b) Images en téraherertz reconstruites par CS à l'aide de (b) 300 et (c) 600 mesures d'amplitude, qui représentent respectivement environ 30% et 60% du nombre total de pixels de l'image. Les deux figures affichent une image  $32 \times 32$  pixels et la taille des pixels est de  $1\text{mm} \times 1\text{mm}$  (figure provenant de [29]).

Le masque de l'objet (a) est une fente en forme de caractère chinois le tout contenu dans un carré de  $1.5\text{cm}$  de côté. Ce masque est fait de rubans de cuivre opaque sur une plaque de plastique transparent. Le faisceau de téraherertz, après avoir traversé le masque de l'objet et le motif aléatoire, est recueilli au niveau du récepteur.

<sup>14</sup> $\lambda = 1\text{ mm} - 30\ \mu\text{m}$

Les positions de l'écran, de la lentille de focalisation et du récepteur le long du trajet du faisceau sont calculées selon la loi de la lentille afin de focaliser efficacement le faisceau térahertz sur l'antenne THz réceptrice. Pour chaque motif aléatoire, une forme d'onde térahertz consistant en la superposition du rayonnement transmis à travers tous les pixels non métallisés est mesurée. Les images en (b) et (c) présentent la reconstruction du masque après résolution du problème inverse. On peut voir que la qualité de la reconstruction du caractère chinois est meilleur alors que le nombre de mesure aléatoire augmente.

Dans la référence [30], le DMD est remplacé par un modulateur spatial de lumière (SLM : Spatial Light Modulator). L'utilisation d'un SLM dont chaque pixel est un méta-matériau<sup>15</sup> dynamique, sensible à la polarisation et contrôlé électroniquement est présenté sur la figure 1.9.

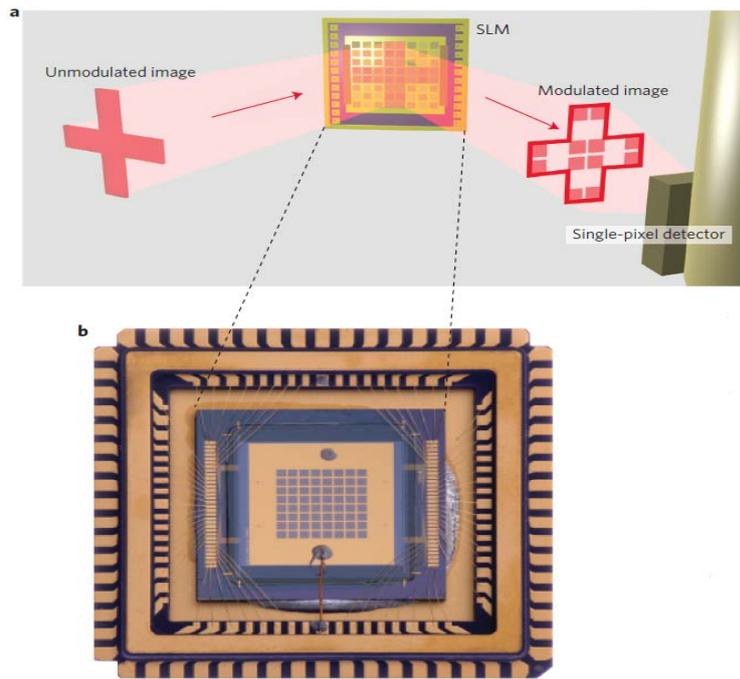


Fig 1.9: SLM et schéma d'imagerie à base de métamatériaux. (a) Schéma du processus d'imagerie à pixel unique utilisant un SLM. Une image est modulée spatialement par le métamatériau et le rayonnement qui en résulte est envoyé au détecteur à pixel unique. (b) Photographie du SLM, la surface active totale du SLM est de  $4.8\text{mm} \times 4.8\text{mm}$  (figure provenant de [30]).

Chaque métamatériau a la capacité de fournir une réponse diverse en fréquence et est sensible à la polarisation. Ces propriétés électromagnétiques peuvent être réglées avec une tension de polarisation qui donne à l'ensemble des cellules un fonctionnement temps-réel en tant que masque spatial sensible spectralement pour la gamme de fréquences térahertz. Les motifs aléatoires réalisés par le SLM sont imposés par une matrice d'Hadamard permettant de générer des formes orthogonales qui garantissent la reconstruction.

<sup>15</sup>Désigne un matériau composite artificiel qui présente des propriétés électromagnétiques qu'on ne retrouve pas dans un matériau naturel.

### 1.5.4 Ghost Imaging

Une dérivée de l'IC est l'imagerie aveugle/fantôme (Ghost Imaging), qui consiste à obtenir l'image d'un objet grâce à un détecteur ponctuel sans dimension exploitant certaines propriétés de la lumière. Elle est apparue il y a dix ans comme une technique d'imagerie qui exploite la cohérence de la lumière [31]. Dans la référence [32], l'application d'un algorithme de reconstruction basé sur les techniques du CS à des données issues de mesures pseudo-thermiques conventionnelles améliore considérablement le SNR des images reconstruites et permet ainsi des temps d'acquisition plus courts. La version standard de cette technique repose sur le fait d'utiliser deux faisceaux aléatoires, spatialement corrélés et générés par le passage à travers un diffuseur rotatif, l'un d'eux éclaire l'objet à imager tandis que l'autre enregistré avec une caméra CCD multi-pixel constitue une référence<sup>16</sup> optique connue. Le champ de speckle obtenu après traversée de l'objet est mesuré par un détecteur (Bucket detector) qui n'a pas de résolution spatiale. L'information sur la distribution spatiale de l'objet est obtenue en corrélant les distributions spatiales des deux faisceaux, comme le montre la figure 1.10(a)

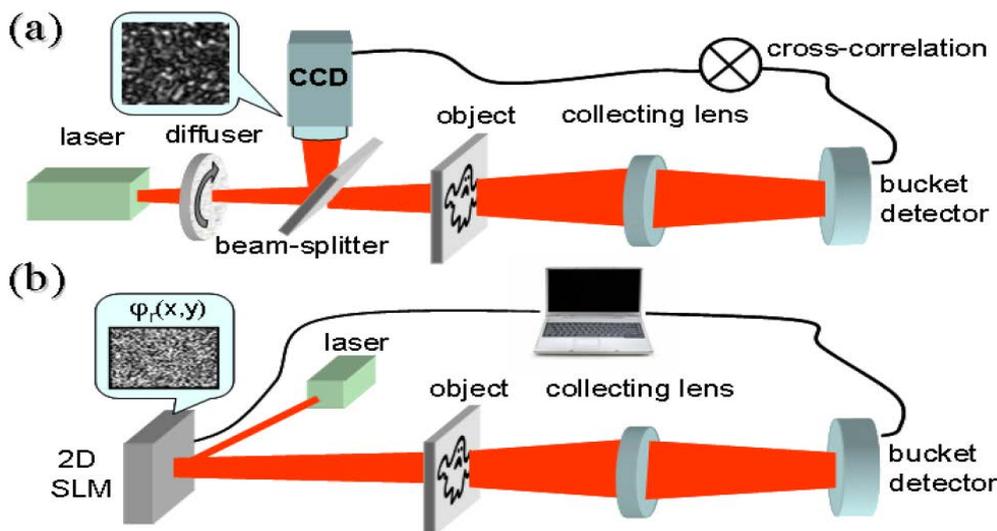


Fig 1.10: (a) Configuration du *Ghost Imaging* standard pseudo-thermique à deux détecteurs. (b) La configuration du GI simple-détecteur. Un faisceau lumineux pseudo-thermique est généré par l'application de masques de phase aléatoire contrôlables avec un modulateur spatial de lumière. L'image de l'objet est obtenue en corrélant les intensités mesurées par le détecteur avec le champ calculé dans le plan de l'objet (figure provenant de [32]).

La configuration computationnelle du GI est présentée sur la figure 1.10(b). Pour s'affranchir de l'utilisation de la caméra CCD, les illuminations indépendantes sont obtenues en façonnant le champ entrant avec des motifs pseudo-aléatoires générés à partir d'un SLM contrôlé de sorte qu'un seul détecteur soit nécessaire.

L'image de l'objet est obtenue en corrélant l'intensité mesurée par le détecteur unique avec le champ calculé dans le plan de l'objet. Le résultat de reconstruction dans les deux configurations est présenté sur la figure 1.11. La reconstruction de la lettre  $\aleph$  est plus rapidement obtenue dans la cadre de la CS-GI(c) que dans le cadre du GI standard (a). C'est le même constat pour la reconstruction en simulation de  $70 \times 76$  pixels composant un portrait de Nyquist en (b) et (d) en utilisant 800 mesures.

<sup>16</sup>Un simple séparateur de faisceau crée une copie (dupliquant à la fois l'intensité et la phase) d'un faisceau spatialement structuré où la fidélité de la copie n'est limitée que par les statistiques Poissonniennes des nombres de photons dans les deux faisceaux.

Le SNR calculé pour la reconstruction dans la configuration CS-GI utilisant 256 réalisations est 3.5 fois plus élevé que pour la reconstruction dans la configuration du GI standard, et 3 fois plus élevé dans le cas des 512 réalisations.

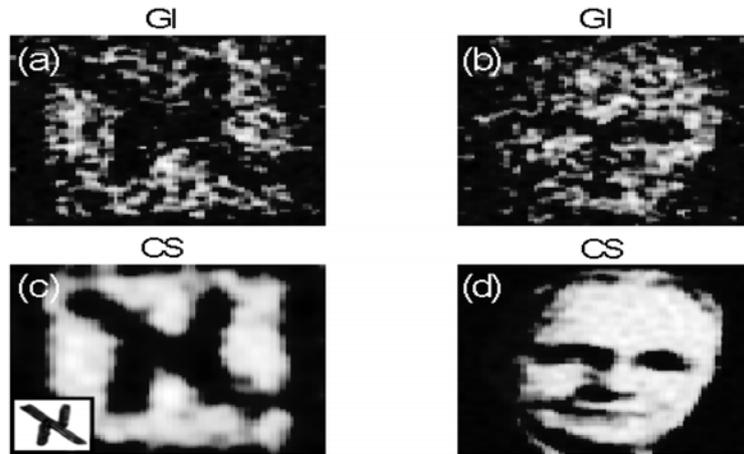


Fig 1.11: Reconstruction expérimentale d'une plaque de transmission de la lettre hébraïque נ à partir de 1024 mesures et reconstitutions simulées d'un portrait en niveaux de gris du portrait de Nyquist (figure provenant de [32]).

Le GI a démontré sa capacité à représenter des objets dans des milieux turbides [33, 34] et a même été étendu à l'imagerie 3D [35, 36, 37]. Le GI peut également être combiné avec des approches de détection par compression pour résoudre le problème de l'imagerie inverse à partir d'un nombre réduit de mesures en tirant parti du caractère parcimonieux de la majorité des scènes [38].

### 1.5.5 En utilisant un milieu diffusant naturel

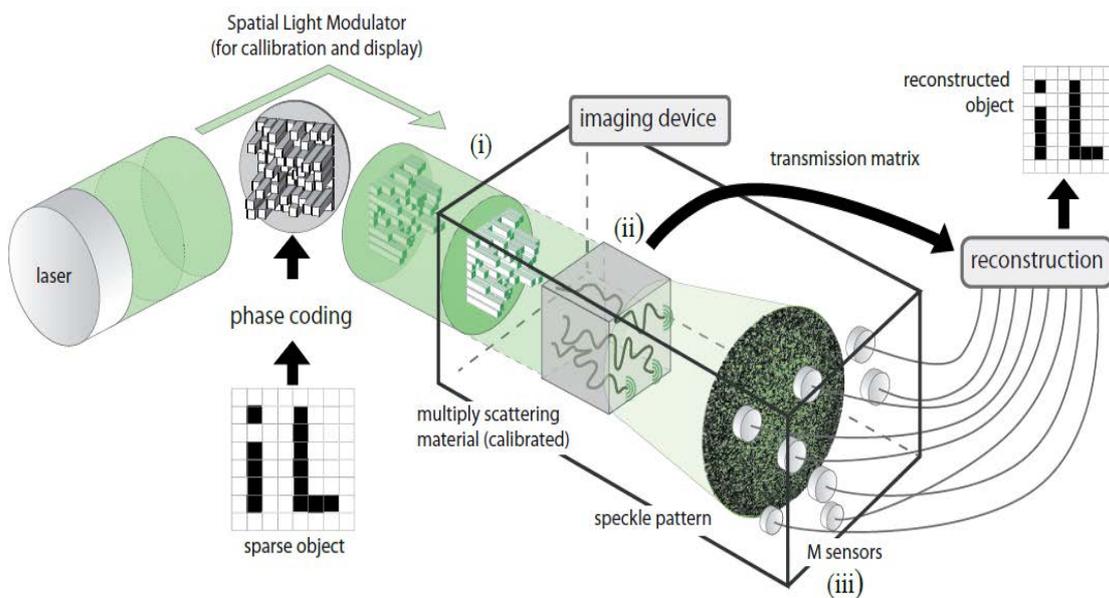


Fig 1.12: Dispositif expérimentale pour l'imagerie compressive à l'aide d'un milieu de diffusion multiple (figure provenant de [39]).

Dans la référence [39], Liutkus *et al.* présentent un scénario optique d'imagerie résumé sur la figure 1.12. Les ondes provenant de l'objet (i) passent à travers un matériau très diffusant (ii) qui multiplexe efficacement les informations pour tous les capteurs (iii). La figure de speckle en sortie est le résultat des variations de phase aléatoires imposées aux ondes par la propagation à l'intérieur du milieu de diffusion multiple. Pourvu que la matrice de transmission du matériau ait été estimée au préalable, la reconstruction peut être réalisée en utilisant seulement un nombre limité de capteurs, potentiellement beaucoup plus faible que sans milieu de diffusion.

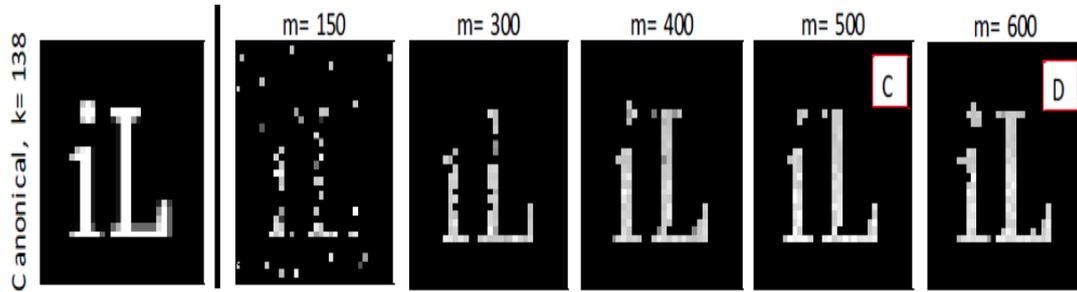


Fig 1.13: Résultats d'une reconstruction expérimentale réelle à l'aide d'un nombre variable de mesures (figure provenant de [39]).

Dans la pratique, pour reconstruire une image possédant  $N = 32 \times 32$  pixels ils utilisent une camera CCD parmi lequel ils sélectionnent  $M < N$  pixels. Ceux-ci sont choisis au hasard, avec une distance d'exclusion égale à la longueur de cohérence du speckle, afin d'assurer des mesures non corrélées. La figure 1.13 montre la reconstruction d'une image parcimonieuse canonique qui contient  $N = 32 \times 32 = 1024$  pixels et échantillonnée avec un nombre  $M$  de capteurs (nombre variable de mesure) beaucoup plus petit que  $N$  ( $k \in [1, N]$  est le niveau de sparsité représentant le nombre de coefficients non nuls considérés dans l'image).

### 1.5.6 En acoustique

En acoustique la conception d'un réseau  $2D$  de transducteurs pour l'imagerie ultrasonique  $3D$  est un défi majeur. En effet, le nombre élevé de capteurs ultrason (des milliers dans certains cas) nécessite un multiplexage électronique complexe et coûteux. De plus, la petite taille des éléments individuels augmente le désadaptation électrique et réduit la sensibilité. Et le câblage de milliers d'éléments est un défi technologique majeur.

Dans la référence [40], Gabriel Montaldo et ses collègues proposent un concept différent permettant d'obtenir une focalisation électronique  $3D$  de l'onde acoustique avec un petit nombre de transducteurs. Leur solution combine l'utilisation de la technique de retournement temporel[41, 42] avec un petit nombre de transducteurs piézoélectriques fixés à une cavité solide réverbérante présentant une face en contact avec le milieu étudié. La figure 1.14 présente la cavité réverbérante et un résultat de mesure pour une cible en forme de "T".

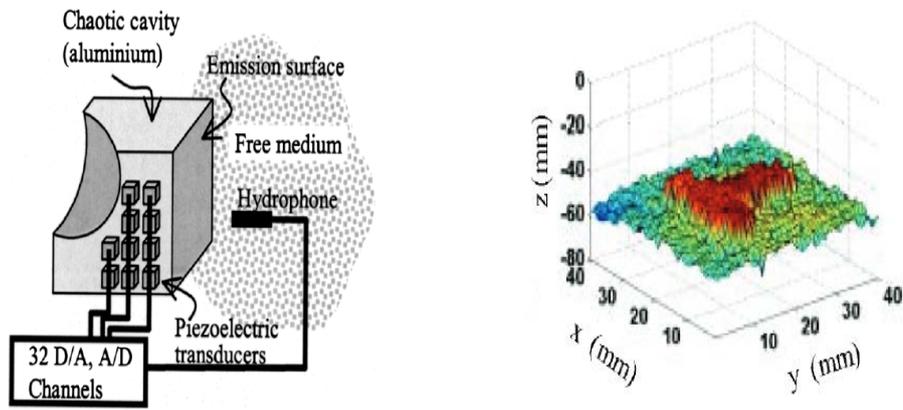


Fig 1.14: (gauche) Cavité chaotique réverbérante tronquée; (droite) Résultat obtenu en mesure pour 1600 points d'un plan pour une cible en forme de "T" (figure provenant de [40]).

Ils exploitent la réverbération dans la cavité<sup>17</sup> parallépipédique en aluminium pour générer des diagrammes de speckle spatialement indépendants en fonction de la fréquence. La conversion entre les degrés de liberté fréquentiels et degrés de liberté spatiaux est ensuite exploitée, similairement au Retourneement Temporel avec peu de sources. La réverbération dans la cavité fournit les degrés de liberté nécessaires afin de venir focaliser les ondes dans un plan à l'extérieur de la cavité ou à venir imaginer une scène.

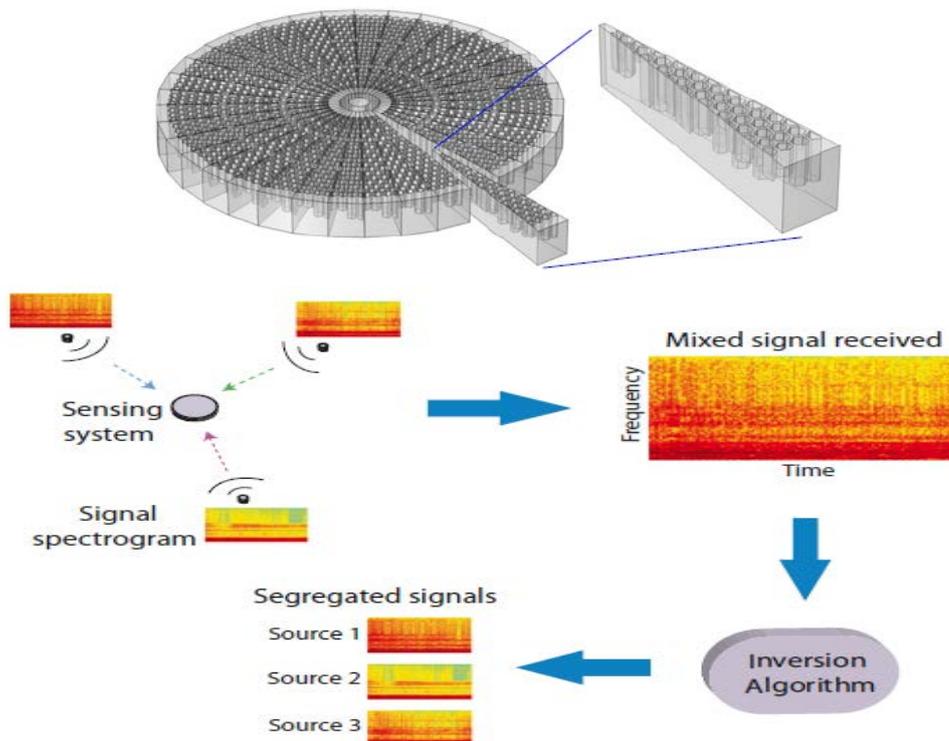


Fig 1.15: (a) Structure à 0,2 m de rayon du système d'écoute/multi-haut-parleurs à métamatériau (b) Schéma du processus de mesure et de reconstruction (figure provenant de [43]).

<sup>17</sup>Un milieu à fort facteur de qualité  $Q$  en fonction de ses dimensions

En 2015, Xie et ses collègues font la démonstration d'un système d'écoute qui sépare des conversations simultanées, qui se chevauchent, en tirant parti des capacités de modulation d'ondes des métamatériaux acoustiques. En combinant des métamatériaux acoustiques et des capteurs de compression, le système d'écoute à un seul capteur imite fonctionnellement les capacités d'écoute sélective et de séparation du son des systèmes auditifs humains[43]. Le système d'écoute, présenté sur la figure 1.15, fournit des informations sur "qui" dit "quoi".

Plusieurs sources sonores émettent simultanément une séquence de messages audio indépendants (agissant comme une "conversation"). Chaque composante de la conversation est composée 40 "mots" choisis au hasard dans une bibliothèque contenant 100 impulsions synthétisées distinctes mais à large bande. Les ondes sonores émises par les sources se propagent d'abord dans l'espace libre, puis sont modulées par les canaux de codage offerts par les métamatériaux, avant d'être collectées sous la forme d'une seule forme d'onde mixte. Au stade du traitement des données, l'algorithme d'inversion sépare la forme d'onde mixte et reconstruit le contenu audio de chaque source. En raison de la faible densité de sources à reconstruire (seuls plusieurs éléments sont non nuls, ce qui correspond aux sources activées), le procédé de détection est idéal dans le cadre de la détection par compression.

## 1.5.7 En microondes

### 1.5.7.1 Les ouvertures à métasurfaces

L'utilisation d'ouvertures métasurface à diversité fréquentielle a été démontrée par John Hunt *et al.* [44] avec pour but de développer un cadre matériel flexible et bien adapté à la mise en œuvre de concepts avancés d'imagerie computationnelle. Il démontre dans la référence [44] puis en collaboration avec Guy Lipworth dans [45, 46] que l'utilisation de ces ouvertures, associées à l'utilisation d'algorithmes d'imagerie computationnelle, permettent la reconstruction d'images à partir d'un nombre réduit de mesures permettant alors d'envisager la réalisation d'images vidéo compressives avec un petit nombre d'émetteurs-récepteurs.

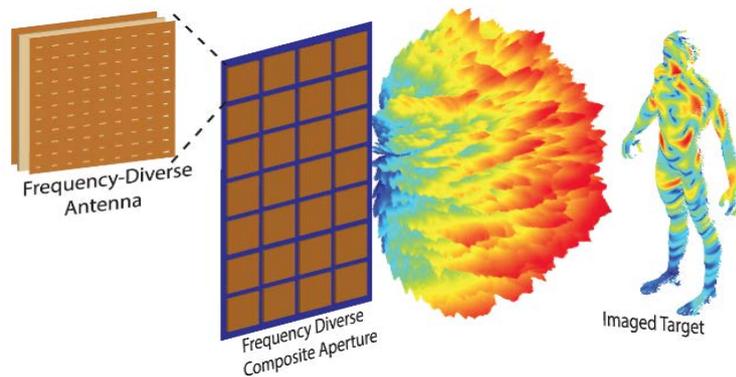


Fig 1.16: Prototype réalisé à l'Université de Duke pour l'imagerie d'une cible à échelle humaine en utilisant des métasurfaces à diversité fréquentielle. Chaque motif de champ unique est projeté sur la cible (figure provenant de [47, 48]).

Comme illustrée dans la figure 1.16, la forme générique de l'ouverture est celle d'un guide d'ondes à plaques parallèles, dans lequel des éléments résonnants à base de métamatériaux complémentaires formés dans la plaque supérieure couplent l'énergie du mode guide d'ondes à la scène. Ces éléments résonnants sont des résonateurs sub-longueur d'onde dont les fréquences de résonance sont réparties **aléatoirement** sur toute la gamme de fréquences de fonctionnement.

En pratique chaque élément<sup>18</sup> rayonnant est une puce à base de métamatériau carrée. Un métamatériau est un matériau composite artificiel, en général structurés de manière périodique, dont les propriétés électromagnétiques ne se retrouvent pas dans les matériaux qu'on trouve dans la nature. La polarisation de chacun de ces éléments peut aussi être contrôlée et ces éléments peuvent être conçus pour être isotropes ou anisotropes [47].

A n'importe quelle fréquence d'excitation donnée, un sous-ensemble des éléments à base de métamatériaux est excité, les éléments hors résonance peuvent être considérés comme "off" ou non transmissifs. Au fur et à mesure que la fréquence est balayée, différents ensembles d'éléments sont excités à chaque point de fréquence, produisant des diagrammes de rayonnement aléatoire, complexes, qui varient en fonction de la fréquence. Les divers diagrammes de rayonnement échantillonnent différentes régions spatiales à l'intérieur de la scène sur les modes de mesure<sup>19</sup>, et ainsi l'ensemble des retours mesurés à la sonde peut être utilisée pour extraire l'information de la scène [44, 45, 49, 48].

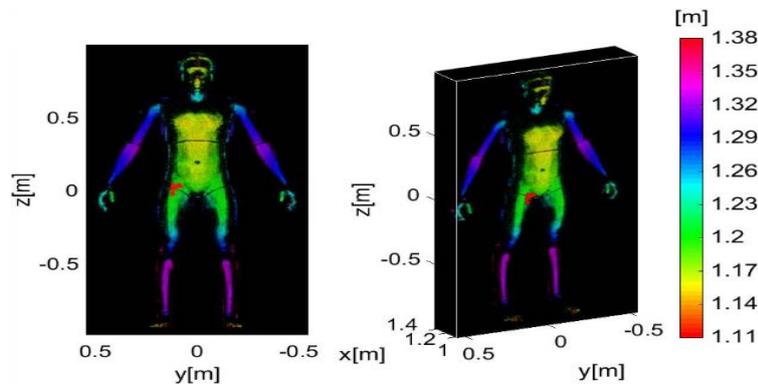


Fig 1.17: Images en couleur reconstituée de la cible à taille humaine avec le fantôme d'une arme à feu(a) vue de face (b) perspective 3D. [47, 48]

À l'aide de techniques de CS, l'ensemble des mesures peut être utilisé pour reconstruire une estimation de la scène comme le montre la figure 1.17. Un paramètre important régissant la performance de l'ouverture est le facteur de qualité (facteur  $Q$ ) des cellules élémentaires à l'intérieur du conducteur principal. Fondamentalement, le facteur de qualité détermine le nombre de points d'échantillonnage de fréquence et donc le nombre de modes de mesure. En effet, au fur et à mesure que le facteur de qualité  $Q$  des résonateurs à base de métamatériaux augmente, le nombre de motifs de champ distincts qui peuvent être générés augmente, ce qui améliore l'estimation de la scène. En augmentant le nombre de points d'échantillonnage de fréquence au-delà de la limite fixée par le facteur  $Q$ , on obtient des modes de mesure fortement corrélés, qui n'apportent que peu ou pas d'informations supplémentaires. Le faible facteur de qualité de ces ouvertures, associé aux pertes résistives intrinsèques des métamatériaux, limitent le nombre effectif de mode de mesures, en conséquence les informations de la scène qui peuvent être récupérées. Pour contourner les limitations du facteur  $Q$ , des cavités électriquement grandes ont été proposées.

<sup>18</sup>un élément correspond à un résonateur LC inductif-capacitif avec un mode fondamental qui se couple fortement à un champ électrique uniforme, et négligeablement à un champ magnétique uniforme.

<sup>19</sup>Les diagrammes de rayonnement dépendant de la fréquence sont appelés modes de mesure.

### 1.5.7.2 Les cavités chaotiques

Comme présenté précédemment dans le cadre de l'acoustique, un milieu très dispersif tel qu'une cavité chaotique peut également être considéré comme système de détection pour l'imagerie microondes. La réverbération naturelle pendant la propagation de l'onde à l'intérieur de la cavité génère, au niveau de l'ouverture, des illuminations aléatoires à différentes fréquences qui vont interagir avec une scène. En effet, les réflexions des ondes sur les parois d'une cavité peuvent être interprétées comme des sources secondaires actives. Les interférences entre les ondes émises par ces sources secondaires et l'onde incidente créent des champs extrêmement complexes, d'aspect aléatoire que nous appelons *speckle*, d'après le terme anglophone. Avec ce type de système on exploite la conversion entre les degrés de liberté<sup>20</sup> spatiaux et spectraux, qui sont également au cœur de la technique de retournement temporel dans les milieux complexes pour la focalisation spatio-temporelle avec une seule antenne large bande [41, 50, 51]. La qualité de la reconstruction de cette technique dépend ainsi du degré de ressemblance entre les différents canaux du composant. Ce degré de ressemblance diminue lorsque le nombre de modes propres de mesure<sup>21</sup> distinct existant dans la cavité est grand. À la fréquence angulaire  $\omega$  et pour un champ électromagnétique tridimensionnel et polarisé, le nombre de modes propres  $N(\omega)$  est donné par la loi de Weyl [50] :

$$N(\omega) = \frac{2}{\pi^2} \frac{V}{Q} \left( \frac{\omega}{c_0} \right)^3 \quad (1.23)$$

où  $V$  est le volume de la cavité et  $Q$  le facteur de qualité de la cavité. On verra dans le prochain chapitre l'importance de ce facteur de qualité sur les caractéristiques de la cavité utilisée comme système d'imagerie. En général, un faible niveau de corrélation ( $Q$  élevé) entre fonctions de transfert du composant permet d'assurer une bonne reconstruction des signaux compressés, avec une faible projection entre eux.



Fig 1.18: (gauche) Photographie de la cavité chaotique réverbérante connectée à un réseau d'antennes Vivaldi (milieu) Photographie de la configuration d'imagerie d'une cible métallique en forme d'arme à feu (droite) Résultat de l'image reconstruite de la cible (figure provenant de [52]).

Dans la référence [52], un composant volumique surdimensionnée, fonctionnant dans la gamme 2.5 – 12.5 GHz, a été réalisé. Le succès de cette cavité repose sur sa capacité à offrir un facteur de qualité meilleur que les ouvertures à métasurface conduisant alors à des fonctions de transferts décorréelées les uns des autres. Après mesure de ces fonctions de transferts, la reconstruction de l'image radar équivalente peut être réalisée. Les bons résultats

<sup>20</sup>c'est à dire le nombre de sources indépendantes accessibles à l'expérimentateur

<sup>21</sup>un mode propre de la cavité représente une fréquence de résonance de la cavité;

de reconstruction confirment l'utilisation d'une cavité en microondes. Les mêmes auteurs proposent dans [53, 54] des cavités dont la face avant de la cavité consiste en un réseau de trous circulaire acceptant ainsi toutes les polarisations.

En même temps, dans la référence [55], Okan Yurduseven et ses collègues font la démonstration d'un système d'imagerie à diversité de fréquence utilisant une antenne à cavité remplie d'air comme émetteur-récepteur fonctionnant dans la bande K (17,5 – 26,5 GHz). Comparée à [47, 56], la diversité modale est amplifiée à cause des grandes dimensions de la cavité, ce qui se traduit par plus de modes de mesure orthogonaux pour l'imagerie. Ceci est important dans la mesure où il réduit la redondance de l'information codée sur les modes de mesure aux fréquences adjacentes au fur et à mesure que la fréquence de fonctionnement change. Le montage expérimental du système d'imagerie proposé est illustré dans la 1.19.



Fig 1.19: Système d'imagerie (gauche) représentation du dispositif d'imagerie (les lettres "D", "U", "K" et "E" sont imagées individuellement (droite) Cavité construite pour l'expérience (figure provenant de [55]).

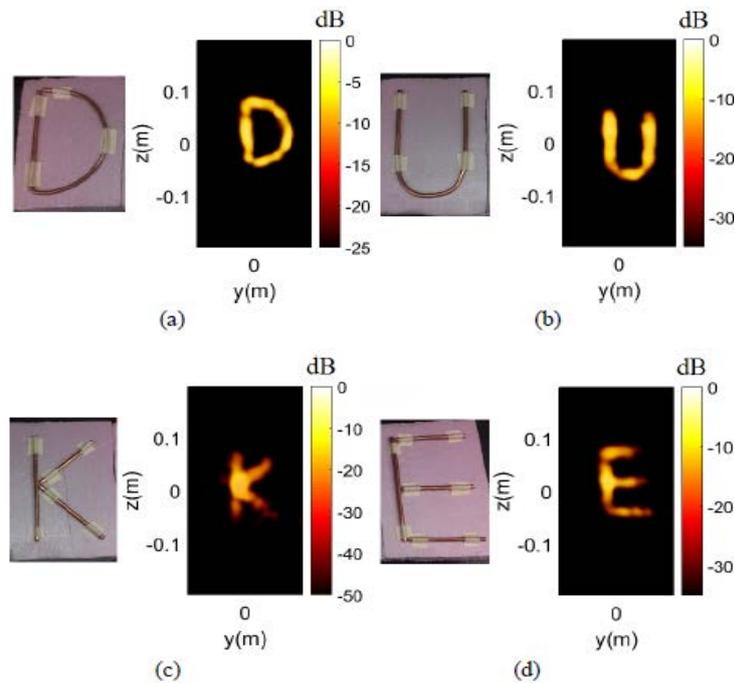


Fig 1.20: Image reconstruite, après résolution du problème inverse par la méthode des moindres carrés, des lettres formant le mot "DUKE" (a) lettre "D" (b) lettre "U" (c) lettre "K" (d) lettre "E" (figure provenant de [55]).

Pour tester les capacités d'imagerie du système expérimental, ils ont imagé les lettres individuelles "D", "U", "K" et "E", formant le mot "DUKE". Les images des objets reconstituées par moindres carrés sont illustrées dans la figure 1.20. Ces résultats démontrent que le système proposé est capable de reconstruire des images de bonne fidélité dans un laps de temps inférieur à la seconde, ce qui représente un potentiel important pour les applications d'imagerie en temps-réel.

Dans la référence [57] Timothy Sleasman et ses collègues de l'Université de Duke, réalisent une expérience d'imagerie computationnelle en utilisant une cavité chaotique dynamiquement reconfigurable. La cavité qu'ils proposent est cubique avec à l'intérieur une déformation sphérique qui la rend chaotique. Théoriquement, elle supporte, à cause de ses grandes dimensions électriques, une multitude de modes électromagnétiques distincts qui varient en fonction de la fréquence d'excitation. Pour augmenter la diversité des champs rayonnés, ils ont remplacé l'une des parois de la cavité par une surface à impédance variable constituée d'un ensemble de varactors regroupées en pixels comme illustré sur la figure 1.21.

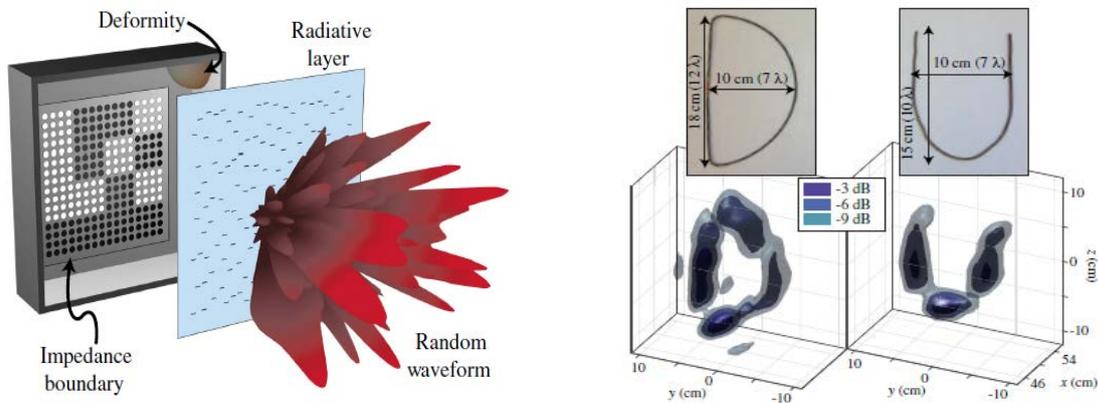


Fig 1.21: (gauche) Représentation d'une cavité désordonnée avec des conditions aux limites accordables. La paroi perforée est affichée à l'écart de la cavité et un exemple numérique d'un diagramme de rayonnement est tracé. (droite) Images 3D reconstituées des lettres D et U obtenues en utilisant 26 points de fréquence et 30 états différents de la cavité (figure provenant de [57]).

La phase de réflexion de chaque pixel est modifiée indépendamment par application d'une tension de polarisation, ce qui modifie efficacement l'impédance de surface. Les résultats d'imagerie révèlent une performance supérieure en comparaison avec les mesures utilisant seulement la diversité de fréquence. Cette cavité reconfigurable permet également l'imagerie à fréquence unique, ce qui peut réduire de manière significative les exigences imposées aux sources microondes mais aussi permettre une imagerie temps-réel.

### 1.5.7.3 Les métasurfaces dynamiques

Les métasurfaces dynamiques sont une version améliorée des métasurfaces présentées plus haut. Il est vrai que les structures précédentes ont montrées des résultats intéressants mais elles présentent tout de même plusieurs limites majeures telles que le besoin d'une large bande passante un faible facteur de qualité intrinsèque aux résonateurs à métamatériaux. Dans la référence [58], Timothy Sleasman présente une ouverture à métasurface reconfigurable constituée d'un réseau d'éléments à base de métamatériaux complémentaires et résonnants, embarqués dans le conducteur supérieur d'une ligne microruban. Comme le montre la figure 1.22(a), chaque résonateur à base de métamatériau contient deux diodes.

Les résonateurs présentent une résonance à 19 GHz et possèdent un facteur de qualité  $Q = 25$ . L'espacement entre chaque élément résonnant est choisit être égale à la demi-longueur d'onde en espace libre créant ainsi une ouverture totale de 6 cm. Les diodes intégrées assurent une commutation commandée en tension des éléments résonnants entre les états rayonnants et non rayonnants.

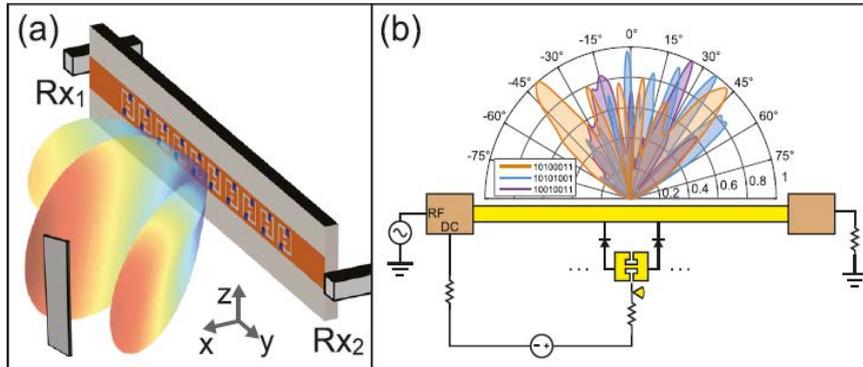


Fig 1.22: (a) Dispositif d'imagerie comprenant une ouverture, à base de métamatériau, à l'émission et deux sondes en réception. Les diodes, en bleues, placées à travers les espaces du résonateur sont également indiquées.(b)Schématique de l'ouverture dynamique à base de métamatériau avec les résonateurs intégrés et les signaux d'excitation. Les diagrammes expérimentaux de rayonnement champ-lointain sont montrés pour trois gamme de tension différents avec 1 désignant un élément rayonnant (on) et 0 un élément non rayonnant (off). [58]

Au fur et à mesure que les éléments résonnants sont accordés par les diodes(on/off) ou que la fréquence d'excitation est modifiée, le diagramme de rayonnement change, ce qui permet de coder les informations spatiales de la scène. Pour mieux mettre en évidence ce point, les diagrammes de rayonnement de l'ouverture mesurés expérimentalement pour trois gammes de tension différents sont illustrés dans la figure 1.22(b). On peut voir clairement qu'une grande région d'intérêt est illuminée avec des distributions spatiales distinctes. Ces degrés de liberté s'ajoutent au degrés de liberté fréquentiels présents même si le facteur de qualité est faible. Un système d'imagerie multimodal est ainsi créé. Alors le signal rétrodiffusé contient des informations de scène codées sur un ensemble de mesures qui peuvent être post-traitées pour reconstruire une image.

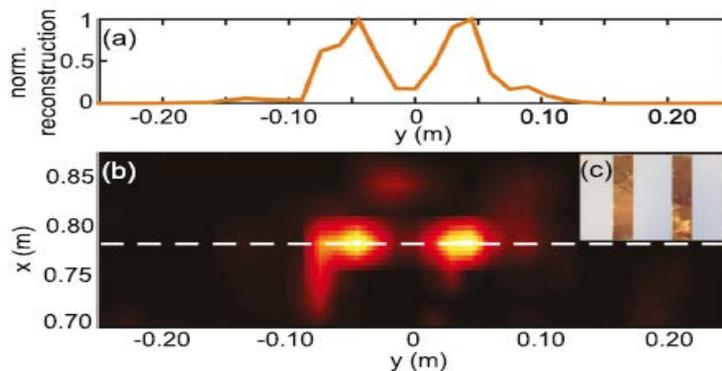


Fig 1.23: (a) Coupe transversale de la scène reconstruite (b) Reconstitution d'une scène contenant (c) une cible constituée de deux bandes de cuivre avec une séparation bord à bord de 5 cm. [58]

Comme il est nécessaire d’avoir un modèle précis qui prédit le rayonnement de l’ouverture, le champ proche de l’ouverture est balayé avec une antenne de référence et les champs mesurés sont ensuite propagés au domaine de l’imagerie en utilisant des principes de surface équivalents et les fonctions de Green correspondantes [59]. Le résultat d’imagerie à l’aide du prototype est démontrée sur la figure 1.23. On peut noter une perte de résolution en distance dû au fait que seulement 25 points de fréquence sont utilisées dans la bande. De plus seulement 150 mesures, acquises en approximativement 1s, sont suffisantes pour obtenir une image satisfaisante. Cela montre que les métasurfaces dynamiques peuvent être utiles dans les systèmes microondes ou millimétriques, comme ceux utilisés pour la détection d’objet cachés et pour l’imagerie à travers les murs. Leur utilisation permettrait de faciliter l’imagerie adaptative.

Pour finir ce chapitre, nous discutons des méthodes générales de résolution du problème inverse posé dans le cadre de l’imagerie computationnelle.

## 1.6 Résolution du problème inverse en imagerie computationnelle

En imagerie computationnelle, la reconstruction de la réflectivité d’une scène passe par la résolution d’un problème inverse. En supposant que les mesures sont échantillonnées à un nombre  $M$  fini de fréquences et que la distribution de réflectivité est discrétisée en un nombre  $N$  fini de pixels, le problème peut s’écrire comme suit :

$$\mathbf{y} = \mathbf{A}\mathbf{x} \quad (1.24)$$

où  $\mathbf{y}$  est le signal mesuré de dimension  $M \times 1$ ,  $\mathbf{A}$  de dimension  $M \times N$  la matrice de détection qui relie la scène à la mesure,  $\mathbf{x}$  le signal à reconstruire de dimension  $N \times 1$ . On comprends bien que les détails du système sont incorporés dans la matrice de mesure  $\mathbf{A}$ .

L’imagerie computationnelle requiert que l’on soit capable de résoudre efficacement un problème donné par l’équation 1.24. On souhaite estimer  $\mathbf{x}$  connaissant  $\mathbf{y}$  et  $\mathbf{A}$ , ce qui revient à inverser la matrice  $\mathbf{A}$ . Dans le cas qui nous intéresse, nous avons souvent moins de mesures que de pixels à imager:  $M < N$ . Le problème de l’estimation de  $\mathbf{x}$  est dit **sous-déterminé**, il est souvent mal posé [60] et admet en général une infinité de solutions. Si l’on souhaite limiter le choix à une solution bien définie, des contraintes supplémentaires sont nécessaires.

Dans la suite, on présente des méthodes pour résoudre (1.24) et reconstruire des images à partir d’un nombre limité de mesures en fréquences. Ces méthodes doivent être robustes au bruit afin de fournir un bon SNR de l’image reconstruite.

### 1.6.1 Le retournement temporel

La méthode la plus directe consiste à utiliser une méthode analogue à un retournement temporel synthétique (ou filtre adapté). Le principe de retournement temporel a été initialement développée en acoustique [41, 42] puis en électromagnétique [61] afin de focaliser spatialement et temporellement une onde. Cette méthode se réalise en deux phases. Dans une première phase d’enregistrement, une source émet un signal très bref qui est diffusé à travers un milieu dispersif. Le signal est enregistré sur un réseau d’antennes (Miroir à Retournement

Temporel - MRT) entourant le milieu. Dans la seconde phase, les signaux numérisés sont inversés temporellement et réémis simultanément à partir des antennes du MRT à travers le même milieu. En raison de l'invariance de l'équation d'onde à une opération de retournement temporel (Les champs d'ondes  $\Psi(r, t)$  et  $\Psi(r, -t)$  vérifient la dérivée seconde temporelle de l'équation d'onde) et à la réciprocity spatiale du canal de propagation, la seconde phase crée une onde qui va revenir en arrière, en suivant les mêmes trajectoires et en se concentrant sur la position initiale de la source. De plus, l'intensité au point de focalisation dépend du nombre effectif de fréquence de mesure dans la bande passante de travail.

Dans la référence [62], il a été démontré la faisabilité d'un générateur passif de faisceau d'antennes appliqué à la réalisation d'un radar pour l'imagerie des cibles. Le générateur est basée sur l'utilisation d'une cellule réverbérante et de l'opération de retournement temporel. Pour l'utilisation d'une cavité chaotique comme système d'imagerie computationnelle, chaque réflexion de l'onde initiale peut s'interpréter comme le champ créé par une antenne fictive à l'extérieur de la cavité et image de l'antenne réelle par un nombre fini de réflexions par rapport aux parois de la cavité. Plus le temps auquel nous voulons étudier le champ augmente, plus il faut considérer d'antennes fictives qui sont de plus en plus éloignées de la cavité. Le signal reçu peut être interprété comme provenant, en espace libre, d'une infinité de sources virtuelles disposées tout autour de la cavité. Le signal a la forme d'une coda, c'est-à-dire très étalé temporellement, du fait des nombreuses réflexions à l'intérieur de la cavité (Plus le support est hétérogène, plus la coda est longue). Ces sources virtuelles sont les images de la source initiale par rapport aux parois. Après retournement temporel, le champ va subir les mêmes réflexions en chronologie inverse. L'onde convergente va sembler ainsi isotrope au moment de la focalisation spatiotemporelle. L'image focalisé est obtenu par la convolution de la matrice de mesure temporelle et du signal diffusé par la cible retourné temporellement. En fréquence, ce filtre adapté ne demande pas l'inversion de la matrice  $\mathbf{A}$  mais simplement une étape de multiplication par le conjugué du signal diffusé par la cible. Le signal estimé  $\tilde{\mathbf{x}}$  est alors :

$$\tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{A}^\dagger \mathbf{y} \quad (1.25)$$

où  $(\cdot)^\dagger$  l'opérateur transposé conjugué, aussi appelé **hermitien**. Cette solution représente une approche générale pour reconstruire une scène en utilisant des modèles de champ arbitraires et des antennes non conventionnelles. La qualité de focalisation du RT peut être caractérisée par le rapport entre l'amplitude du signal focalisé et l'amplitude des lobes latéraux spatiaux et temporels résiduels. Ce rapport est égal au nombre de degrés de liberté spatio-temporels. En d'autres mots, la performance de focalisation dépend donc essentiellement de la bande passante<sup>22</sup> et du degré de corrélation des fonctions de transfert du composant. Bien qu'elle constitue à la fois la technique de reconstruction la plus intuitive et la plus simple à mettre en œuvre car elle demande simplement d'effectuer une multiplication, elle possède l'avantage d'être celle qui maximise l'intensité au point de focalisation. L'une des limites de cette méthode dans certaines applications peut être la présence trop grande des lobes secondaires dans l'image reconstruite.

## 1.6.2 Pseudo-inverse et Truncated SVD

Comme la matrice de mesure  $\mathbf{A}$  n'est pas nécessairement carrée, l'inverse ne peut pas être définie exactement. Elle demande une décomposition en valeur singulière (SVD : Singular Value Decomposition). Les valeurs singulières sont une version généralisée des valeurs propres dans une décomposition en vecteurs propres, et par elle on identifie ainsi la qualité de

<sup>22</sup>Idéalement le produit  $\mathbf{A}^\dagger \mathbf{A}$  doit tendre vers une matrice identité pour une large bande passante.

l'indépendance linéaire entre les lignes d'une matrice. Soit  $\mathbf{A} \in \mathbb{C}^{M \times N}$ , sa décomposition en valeurs singulières dit qu'il existe deux matrices orthogonales  $\mathbf{U} \in \mathbb{C}^{M \times M}$  et  $\mathbf{V} \in \mathbb{C}^{N \times N}$  telles que :

$$\mathbf{A} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^\dagger \quad (1.26)$$

avec  $\mathbf{\Sigma} = \text{diag}(\sigma_1, \dots, \sigma_p)$  tel que  $p = \min(M, N)$  et  $\sigma_1 \geq \dots \geq \sigma_p \geq 0$ . On appelle les  $\sigma_i$ , les **valeurs singulières** de  $\mathbf{A}$  [63, 64]. La matrice  $\mathbf{A}^{-1} = \mathbf{V}\mathbf{\Sigma}^{-1}\mathbf{U}^\dagger$  est appelée matrice pseudo-inverse de  $A$  avec  $\mathbf{\Sigma}^{-1} = \text{diag}(1/\sigma_1, \dots, 1/\sigma_p)$ .

Dans  $\mathbf{\Sigma}^{-1}$ , un poids significatif est accordée aux petites valeurs singulières, ce qui devient très instable lorsque la matrice  $\mathbf{A}$  est mal conditionnée (en présence de bruit) au point que ses valeurs singulières tendent rapidement à zéro. Le calcul d'une solution approximative de l'équation (1.24) en général exige que le système soit remplacé par un système voisin moins sensible aux perturbations. Une telle transformation est identifié à une **régularisation**. Le rôle du régularisateur est de promouvoir une solution qui correspond le mieux à la composition probable de la scène à reconstituer.

Une méthode de régularisation doit être utilisée pour "filtrer" les parties de la solution correspondant à toutes les petites valeurs singulières. Une solution triviale serait de supprimer les plus petites valeurs singulières associées au bruit et de conserver celles qui sont significatives. Cette méthode est proposée par Xu dans [65] et porte le nom de **Truncated SVD**. On construit donc la matrice  $\mathbf{A}_r^{-1} = \mathbf{V}\mathbf{\Sigma}_r^{-1}\mathbf{U}^\dagger$  dans laquelle on a conservé les  $r$  plus grandes valeurs singulières ( $r$  correspondant approximativement au rang de la matrice  $\mathbf{A}$ ). La solution est alors :

$$\tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{A}_r^{-1}\mathbf{y} \quad (1.27)$$

Dans  $\mathbf{A}_r^{-1}$ ,  $\mathbf{\Sigma}_r^{-1} = \text{diag}(1/\sigma_1, \dots, 1/\sigma_r, 0, \dots, 0)$ , où le nombre  $r < p$  de valeurs singulières conservées, joue ici le rôle d'un paramètre de régularisation. Le principal avantage de l'utilisation de la méthode Truncated SVD est que la SVD elle-même fournit des informations importantes et un aperçu du problème discret et mal posé. L'inconvénient de cette technique c'est l'hypothèse sur les valeurs singulières appartenant à l'espace bruit. Il est nécessaire de trouver un critère de différenciation entre l'espace signal et l'espace bruit. Certains algorithmes fournissent une estimation [66, 67, 68], néanmoins cette approche peut être rapidement instable.

### 1.6.3 Minimisation de la norme $\ell_2$

La méthode de régularisation complète la plus souvent utilisée est la **régularisation de Tikhonov** [69]. Elle est connue sous sa forme complète comme la solution qui satisfait au problème de minimisation suivant :

$$\min\{\mu^2\|\tilde{\mathbf{x}}\|_2^2 + \|\mathbf{y} - \mathbf{A}\tilde{\mathbf{x}}\|_2^2\} \quad (1.28)$$

C'est-à-dire, qu'elle consiste à minimiser dans un même temps l'écart aux données (terme d'attache aux données) et la norme euclidienne de la solution (régularisation). L'ajout du terme de régularisation permet de favoriser des solutions spéciales pour lesquelles, le problème peut être mieux posé.

Dans sa forme la plus simple, cette régularisation remplace le système linéaire (1.24) par un système régularisé (mieux conditionné) et Il est facile de montrer que le problème défini par (1.28) peut être réécrit comme :

$$\left(\mathbf{A}^\dagger \mathbf{A} + \mu^2 \mathbf{I}\right) \mathbf{x} = \mathbf{A}^\dagger \mathbf{y} \quad (1.29)$$

où  $\mathbf{I}$  est la matrice identité.

La solution donnée par la régularisation de Tikhonov est donc :

$$\tilde{\mathbf{x}}_\mu = \left(\mathbf{A}\mathbf{A}^\dagger + \mu^2 \mathbf{I}\right)^{-1} \mathbf{A}^\dagger \mathbf{y} \quad (1.30)$$

L'entier  $\mu$  est généralement appelé le **paramètre de troncature**, et plus  $\mu$  est grand, plus  $\tilde{\mathbf{x}}_\mu$  sera grand. Le problème de cette régularisation est le choix du paramètre de régularisation  $\mu > 0$  qui demeure délicat puisque ce paramètre dépend du niveau de bruit sur le signal de mesure  $\mathbf{y}$ , similairement à la truncated SVD. Il existe alors une valeur optimale de  $\mu$  pour laquelle un compromis optimal est atteint entre l'erreur de reconstruction et l'amplification des bruits sur les données.

Il est intéressant de noter que cette formulation tend vers le cas du retournement temporel lorsque  $\mu \rightarrow +\infty$  et pour  $\mu = 0$ , ce revient à résoudre le problème dans le sens des **moindres-carrés** c'est-à-dire trouver  $\mathbf{x}$  qui minimise le résidu :

$$\min_{\mathbf{x} \in \mathbb{C}} \|\mathbf{y} - \mathbf{A}\tilde{\mathbf{x}}\|_2^2 \quad (1.31)$$

La méthode du gradient conjugué au carré (CGS) est une approche itérative de type moindres carrés. Cette méthode prend la reconstruction du filtre adapté comme une estimation initiale et recherche à chaque itération la meilleure solution possible en utilisant le nombre de modes de mesure disponibles, minimisant en utilisant la norme  $l_2$ , le résiduel de la fonction objectif donnée [70].

Dans la suite nous étudions les solutions qui font l'hypothèse supplémentaire que la solution  $\mathbf{x}$  est parcimonieuse, c'est-à-dire qu'elle contient beaucoup de 0.

#### 1.6.4 Minimisation de la norme $\ell_1$

Pour la majorité des signaux naturels, comme par exemple les signaux de paroles ou d'images, une hypothèse de parcimonie peut être faite. Le signal à valeur discrètes  $\mathbf{x} \in \mathbb{C}^N$  à reconstruire est parcimonieux, c'est-à-dire qu'il peut être représenté ou approximativement par  $K$  coefficients importants dans une base de décomposition  $\Psi$  donnée (Fourier, Ondelette, Base canonique réelle, etc). La position des  $K$  coefficients dépend du signal et on a toujours :  $K < M \ll N$ . Mathématiquement  $\mathbf{x}$  est dit parcimonieux si sa "pseudo" norme  $l_0$  est égale à  $K$ . La norme  $l_0$  compte le nombre de termes non-nuls du vecteur  $\mathbf{x}$ . Le problème consiste donc à résoudre, en prenant compte du bruit additif gaussien dont les composantes sont iid, la minimisation suivante :

$$\min_{\mathbf{x} \in \mathbb{C}} \|\tilde{\mathbf{x}}\|_0 \quad \text{tel que :} \quad \|\mathbf{y} - \mathbf{A}\tilde{\mathbf{x}}\|_2 \leq \delta \quad (1.32)$$

où  $\|\mathbf{x}\|_0 = \{i : x_i \neq 0\}$  et  $\delta = \|\epsilon\|_2$  est l'amplitude du bruit.

Ce problème est combinatoire (non convexe) et sa résolution rapide reste un problème ouvert. En pratique, la norme  $l_0$  est remplacée par son enveloppe convexe (relaxation) qui est la norme  $\ell_1$ .

Ce problème en CS s'énonce donc de la manière suivante : retrouver  $\mathbf{x} \in \mathbb{C}^N$  à partir de  $y(= Ax + \epsilon)$  et de  $A$ . La solution générale est basée sur une optimisation contrainte en norme  $\ell_1$  :

$$\hat{x} = \arg \min_{\mathbf{x}: y=Ax} \|\lambda \mathbf{x}\|_1 + \|\mathbf{y} - \mathbf{A}\mathbf{x}\|_2 \quad (1.33)$$

où  $\|\mathbf{x}\|_1 = \sum_{i=1}^N |x_i|$  et  $\lambda$  est un paramètre de régularisation.

En fin de chapitre nous reviendrons en détail sur la phase de reconstruction du signal original à partir du vecteur de mesure  $\mathbf{y}$  et de la matrice de mesure  $\mathbf{A}$ . En effet, résolution de l'équation (1.32) nécessite une recherche exhaustive de la solution la plus parcimonieuse  $\tilde{\mathbf{x}}$  et est très complexe à mettre en œuvre [71, 72]. En tenant compte du bruit additif, le problème formulé par l'équation (1.32) devient :

$$\min_{\tilde{\mathbf{x}} \in \mathbb{C}^+} \|\tilde{\mathbf{x}}\|_1 \quad \text{tel que :} \quad \|\mathbf{y} - \mathbf{A}\tilde{\mathbf{x}}\|_2 \leq \delta \quad (1.34)$$

où  $\delta = \|\epsilon\|_2$  est la puissance estimée du bruit.

Dans la littérature, les algorithmes de *Basic Pursuit* (BP)[72] ou de *Basic Pursuit DeNoising* (BPDN) sont beaucoup utilisés afin de trouver une représentation du signal dont les coefficients ont une norme minimale  $\ell_1$ . D'autres approches itérative, faciles à mettre en œuvre, consistent à sélectionner à chaque itération une ou plusieurs colonnes de la matrice  $\mathbf{A}$  en fonction de sa corrélation avec le vecteur de mesure  $\mathbf{y}$ . Puis, elles calculent une approximation du signal et mettent à jour le résiduel qui sera utilisé dans la prochaine itération [73]. En pratique, on peut utiliser des algorithmes itératifs comme **SPGL1** [74], **YALL1** [75].

### 1.6.5 Minimisation de la norme TV

Comme de nombreuses images naturelles ont un gradient faible ou presque faible, une autre fonction de régularisation couramment utilisée est la **Total variation** (TV) [76] minimale. Rudin *et al.* ont démontré la possibilité de supprimer le bruit des images en utilisant la variation totale pénalisée des moindres carrés. Plus précisément, ils proposent le problème d'optimisation e la façon suivante :

$$\min_{\tilde{\mathbf{x}} \in \mathbb{R}^+} \|\tilde{\mathbf{x}}\|_{TV} \quad \text{tel que :} \quad \|\mathbf{y} - \mathbf{A}\tilde{\mathbf{x}}\|_2 \leq \delta \quad (1.35)$$

La variation totale est donnée par :

$$TV(\mathbf{x}) = \sum_i \sqrt{(\Delta_i^h \mathbf{x})^2 + (\Delta_i^v \mathbf{x})^2} \quad (1.36)$$

où les opérateurs  $(\Delta_i^h \mathbf{x})^2$  et  $(\Delta_i^v \mathbf{x})^2$  calculent la différence entre chaque paire adjacente de pixels (au format matriciel) selon les lignes et les colonnes, respectivement. La variation totale de l'image est minimisée sous réserve des contraintes liées aux statistiques du bruit. La régularisation avec la norme TV est motivée par le fait qu'elle est extrêmement efficace pour récupérer les contours dans l'image. Elle est également intéressante parce qu'elle lisse les oscillations et permet une interpolation et une extrapolation spectrale, ce qui serait un avantage pour les scènes contenant des cibles étendues. En pratique, on peut utiliser des algorithmes comme **NESTA** [77], **TVAL3** [78].

La mise en œuvre d’algorithme spécifique de reconstruction est un domaine de recherche actif et dépasse le cadre de cette thèse. L’imagerie computationnelle va tout de même permettre de faire des recommandations sur la géométrie des réseaux des capteurs. Et l’exigence de diversité entre les lignes de la matrice de détection est essentielle pour une formation d’image de haute qualité.

## 1.7 Conclusion du chapitre

Nous avons introduit dans ce chapitre les équation de Maxwell qui soutiennent la physique des ondes. Après avoir défini la notion d’onde, nous avons défini le Radar (**RA**dio **D**étection **ANd** **R**anging). Nous avons abordé les notions fondamentales telles que l’équation radar, la résolution spatiale qui fixent les performances du système radar dans des application de détection, de localisation ou d’imagerie. Nous nous sommes ensuite orientés vers les méthodes d’acquisition de données à des fins d’imagerie radar. Les principes du radar SAR et du radar MIMO ont été définis, les avantages et la complexité de chacun ont été soulignés.

Faces aux limites de ces radars pour des applications d’imagerie temps-réel, la solution d’un radar à acquisition compressée a été présentée. Cette solution basée sur les techniques de ”compressive sensing” donne lieu à une méthode d’imagerie dite ”computationnelle”. En optique, la ”single-pixel camera” a été la première illustration de ce principe. Plusieurs autres exemples d’applications de l’imagerie computationnelle ont été présentés principalement en microondes où les ouvertures métasurfaces et les cavités chaotiques ont démontré leur capacité comme système d’imagerie computationnelle. Dans ces exemples, la diversité de fréquence apportée par le composant permet une imagerie sans avoir besoin de balayage mécanique ou de composants de circuit actif (commutateur RF). Nous avons vu qu’il est possible de réaliser une image haute-résolution d’une scène à partir d’une unique réponse impulsionnelle. Cela permet de simplifier fortement l’architecture du système de mesure réduisant par la même occasion le coût du système. Ce principe minimise également le temps d’acquisition des données permettant d’envisager une imagerie micro-ondes temps réel. Le chapitre s’est terminé par la présentation d’un ensemble d’approches de reconstruction d’image qui permettent l’estimation de la scène à partir d’un ensemble arbitraire de mesures. Ces méthodes seront utilisées tout au long de ce manuscrit.

Dans le chapitre qui suit, un système basé sur l’utilisation d’une cavité chaotique est étudié en microondes. L’application visée concerne la détection d’objets dissimulés. Nous nous intéressons également à la possibilité de rendre cette cavité reconfigurable à des fins d’imagerie computationnelle en condition de bande passante étroite. Pour prédire de façon claire la performance d’imagerie, des simulations numériques sont réalisées et des bancs de mesures sont mis en œuvre pour confirmer les résultats numériques.



# Chapitre 2

## Étude d'une cavité chaotique volumique et application à l'imagerie active microonde

### Sommaire

---

2.1	Introduction . . . . .	38
2.2	Solution des équations de Maxwell en cavité . . . . .	38
2.3	Le facteur de qualité Q . . . . .	40
2.4	La densité modale . . . . .	41
2.5	Degrés de liberté spectraux . . . . .	42
2.6	Configuration d'imagerie . . . . .	43
2.7	Réalisation de la cavité volumique . . . . .	44
2.8	Simulation d'imagerie active . . . . .	51
2.9	Résultats expérimentaux d'imagerie active . . . . .	54
2.10	Cavité reconfigurable : réduction de la bande passante . . . . .	58
2.11	Résultats d'imagerie active . . . . .	68
2.12	Conclusion du chapitre . . . . .	75

---

## 2.1 Introduction

Dans ce chapitre, un dispositif d'imagerie microondes à base d'une cavité chaotique volumique est étudié. Cette thématique étant nouvelle au sein du laboratoire, le système étudié ici dans ce chapitre a donc un caractère fortement exploratoire. L'étude a été motivée en 2015, suite à la thèse de Yassine Aouial<sup>1</sup>, par le besoin de répondre à la question : **comment se munir d'un système d'imagerie, temps-réel, large bande, bas coût, pour une application liée à la détection de cibles?**

Nous sommes partis des travaux réalisés dans les références [40, 79] pour définir notre système. Dans la référence [40], une cavité chaotique volumique est utilisée pour réaliser l'imagerie de cibles acoustiques en utilisant la focalisation par retournement temporel. Cette cavité est intéressante à cause du nombre important de modes qui s'y installent, ce nombre étant lié aux grandes dimensions du composant. Dans [79], il est démontré en microondes un composant compact planaire qui code passivement les ondes reçues par un réseau d'antennes auquel il est connecté, et produit un signal unique qui contient toutes les informations de la scène. L'avantage d'un tel système est qu'il permet d'éviter l'utilisation de plusieurs commutateurs comme c'est le cas des systèmes existants au sein du laboratoire [80]. La solution proposée est donc une association des avantages cités plus haut.

Avant de présenter les résultats d'imagerie obtenus, nous revenons sur la solution de l'équation de propagation dans le cadre d'un milieu fermé comme une cavité. Les notions de modes propres, de facteur de qualité, de densité modale et de degrés de liberté seront abordées. Dans un premier temps, nous démontrerons la capacité de ce composant à être utilisé comme système d'imagerie microondes. Tout d'abord, différentes méthodes de reconstruction de la scène seront utilisées et nous verront les limites de chacune d'elles. Ensuite dans un second temps, nous allons nous intéresser à la possibilité de rendre cette cavité dynamique en utilisant non pas des éléments à métamatériaux mais des éléments plasma du commerce. Et enfin nous montrerons que nous tirons profit de l'interaction entre de tels éléments et les ondes électromagnétiques pour modifier les conditions aux limites de la cavité et ainsi obtenir pour chaque jeu d'éléments un nouvel état de la cavité. Des résultats expérimentaux seront présentés afin de valider cette preuve de concept.

## 2.2 Solution des équations de Maxwell en cavité

Dans le chapitre précédent nous avons introduit les solutions des équations de Maxwell sans et avec source en espace libre (Milieu infini, homogène et sans source). Dans ce paragraphe, nous établissons la solution de ces équations dans un milieu borné comme une cavité de volume  $V$ . En effet les métaux qui composent ces cavités imposent aux composantes tangentielles du champ électrique d'être nulles à leur surface dans la gamme microondes. Ce qui conduit à une forte modification des fonctions de Green du milieu.

---

<sup>1</sup>Étude et conception d'un système d'imagerie passive basé sur la synthèse de réseau d'antennes commutables : application dans les bandes Ku et Ka

Dans ce qui suit, nous cherchons les solutions de l'équation des ondes dans le domaine de Fourier, ce qui nous conduit à poser, pour le champ électrique, la convention suivante de transformée de Fourier :

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{-j\omega t} dt \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) e^{j\omega t} d\omega \end{cases} \quad (2.1)$$

Alors dans l'espace des fréquences, l'équation de D'Alembert (1.7) devient l'équation aux valeurs propres de Helmholtz :

$$\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (2.2)$$

Dans une cavité, le domaine est borné sur son contour par des parois réfléchissantes (conductrices), ce qui correspond mathématiquement à des conditions aux limites telles que la composante tangentielle du champ électrique  $\mathbf{E}$  ainsi que la composante normale du champ magnétique  $\mathbf{H}$  soient nulles. On peut alors chercher les modes propres de la cavité, c'est à dire les valeurs propres  $k^2 = k_n^2$  et vecteurs propres  $\psi_n$  de l'équation (2.2). On définit aussi les pulsations propres comme  $\omega_n = c_0 k_n$ . Les vecteurs propres  $\psi_n$  forment une base orthogonale dans le cas d'une cavité sans perte.

Si la cavité est parfaitement conductrice, les valeurs propres sont réelles. Lorsqu'une source est introduite dans une cavité sans pertes, celle-ci ne peut être excitée qu'aux fréquences propres de la cavité<sup>2</sup>. En pratique, l'énergie injecté dans la cavité est dissipée<sup>3</sup> par celle-ci. Les valeurs propres sont complexes et les pulsations propres complexes  $\tilde{\omega}_n^2$  s'écrivent:

$$\tilde{\omega}_n = \omega_n - j \frac{\Gamma_n}{2} \quad (2.3)$$

Dans cette équation  $\omega_n$  est la fréquence centrale de la résonance et  $\Gamma_n$  est sa largeur. La partie imaginaire des résonances individuelles  $\Gamma_n$  augmente avec les pertes dans la cavité.

Nous pouvons exprimer la fonction de Green, pour une position d'observation  $\mathbf{r}$  d'une source positionné en  $\mathbf{r}'$ , comme une somme sur les modes propres telle que [81, 82, 83, 84] :

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = c_0^2 \sum_n \frac{\psi_n(\mathbf{r}') \psi_n(\mathbf{r})}{\tilde{\omega}_n^2 - \omega^2} \quad (2.4)$$

L'élargissement des résonances augmente le recouvrement entre modes, et ainsi le nombre effectif de modes qui contribuent à une fréquence donnée. Le recouvrement modal est un facteur important puisqu'il influence directement la distribution des champs.

Nous définissons ensuite par le facteur de qualité  $Q$  afin de caractériser les pertes dans la cavité.

<sup>2</sup>Une antenne placée dans la cavité de ne rayonnera qu'aux fréquences propres de la cavité.

<sup>3</sup>Les parois ne sont pas des conducteurs parfaits, elles présentent une conductivité finie et donc des pertes par effet Joule se produisent sur celles-ci

## 2.3 Le facteur de qualité Q

Le facteur de qualité  $Q$  moyen se définit comme le rapport entre la quantité d'énergie  $E$  moyenne stockée dans la cavité et la puissance totale dissipée  $P_d$  sur une période. Il est défini ici par :

$$Q = \omega \frac{E}{P_d} \quad (2.5)$$

$Q$  caractérise les pertes dans la cavité : c'est donc un paramètre de contrôle. Ces pertes, qui sont de plusieurs origines, influencent le comportement du champ dans la cavité. Si on veut exciter une cavité, il faut pouvoir injecter de l'énergie. Cela demande donc d'introduire des antennes ou de créer des ouvertures dans les parois de la cavité. Dans les références [85, 86, 87], il est démontré que les pertes dans la cavité proviennent principalement des pertes ohmiques par les parois et des pertes par les antennes.

Naturellement, commençons par estimer l'ordre de grandeur du facteur de qualité lié aux pertes ohmiques (Effet Joule),  $Q_\Omega$ , dues à la réflexion de l'onde sur les parois de la cavité. Le facteur de qualité lié aux pertes ohmiques, sur les parois intérieures de la cavité, peut s'écrire [88, 89, 90] :

$$Q_\Omega \sim \frac{3V}{2\mu_r S \delta} \quad (2.6)$$

où  $V$  est le volume de la cavité,  $\delta = \sqrt{2/(\omega\mu_0\mu_r\sigma_m)}$  est l'épaisseur de peau du matériau, de conductivité  $\sigma_m^4$ , constituant la parois de surface  $S$  et  $\mu_r$  est la perméabilité relative des parois.  $Q_\Omega$  est souvent sur-estimé en théorie par rapport aux résultats expérimentaux.

Dans les références [91, 92, 93], Il est montré que le facteur de qualité est également lié aux pertes introduites par les antennes (liée à l'efficacité de l'antenne et couplage avec la cavité). Ce facteur de qualité peut être estimé en utilisant la relation :

$$Q_{ant} \sim \frac{2V}{\pi\eta_{ant}} \frac{\omega^3}{c_0^3} \quad (2.7)$$

avec  $\eta_{ant}$  l'efficacité<sup>5</sup> de l'antenne. Plus l'antenne est efficace (i.e. adaptée en impédance), plus le couplage entre la cavité et l'extérieur est important entraînant un temps de vie de l'onde plus faible. Avec l'équation (2.7), on comprend qu'en pratique, les antennes sont responsables au moins en partie des pertes de la cavité. Si on considère les différentes sources de dissipation, le facteur de qualité global pour une cavité quasi-classique fermée se calcule alors de la manière suivante [91, 89, 95] :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_\Omega} + \frac{1}{Q_{ant}} \quad (2.8)$$

Dans une cavité idéalement fermée, les modes ne peuvent s'établir qu'à leur fréquence de résonance. Dans le cas d'imagerie dans lequel on se place, on va créer une ouverture (réseau de trous) sur une des faces de la cavité pour permettre un couplage avec l'extérieur. Si on crée une ouverture avec l'extérieur, en raison des pertes par rayonnement, la largeur des résonances devient non nulle et augmente de façon proportionnelle à l'ouverture : les

<sup>4</sup> $\sigma_{Al} = 3.7 \times 10^7 S/m$

<sup>5</sup> $\eta_{ant} = P_r/P_t$  où  $P_r \sim 1 - |S_{11}(\omega)|^2$  est la puissance nette qui est injectée dans la cavité et  $P_t \sim |S_{21}(\omega)|^2$  est la puissance reçue [94].

modes se recouvrent les uns sur les autres. Ce phénomène peut être confirmé en calculant les facteurs de qualité de la cavité chargée (rayonnante) et fermée (non rayonnante). Physiquement, cela se traduit par une décroissance exponentielle<sup>6</sup> de l'enveloppe du champ mesuré qui mathématiquement se met sous la forme  $s(t) = s_0 \exp(-t/\tau)$ .

Dans les références [96, 97, 98], il est montré que le facteur de qualité de la cavité dominée par les pertes par rayonnement est calculé à l'aide du taux de décroissance comme :

$$Q = \omega\tau \quad (2.9)$$

où  $\tau$  correspond au temps de Sabine [99], temps de réverbération, qui est la durée moyenne de vie des modes. Ce modèle classique est issu de l'acoustique des salles qui consiste à considérer que le temps de décroissance de la cavité est lié à ses pertes. En pratique ce temps est facile à obtenir à partir d'un fit de la décroissance exponentielle de l'intensité moyenne mesurée, c'est donc l'équation (2.9) que nous allons considérer pour calculer le facteur de qualité de la cavité que nous allons étudier. Dans une cavité, nous souhaitons que  $Q$  soit relativement grand (cavité se comportant comme un filtre très sélectif) pour assurer un grand nombre de mode non-corrélés dans la bande de mesure. Un recouvrement modal trop important en effet diminue le nombre de degrés de liberté présents dans la bande passante.

## 2.4 La densité modale

Les modes propres étant le support de la physique des ondes en cavité comme en témoigne la fonction de Green qui se décompose sur ceux-ci (Eq. 2.4), il est fondamental de s'intéresser à la densité spectrale des modes, autrement dit le nombre de modes présents sur une bande passante donnée. Dans une cavité électromagnétique 3D, la densité modale moyenne autour d'une pulsation  $\omega$ , que l'on notera ici  $\delta\bar{N}(\omega)$  est une fonction polynomiale du second degré de la forme [100] :

$$\delta\bar{N}(\omega) = \frac{2V}{\pi c_0^3} \omega^2 + \mathcal{O}(1) \quad (2.10)$$

avec  $V$  le volume de la cavité. Cette loi (valable à haute fréquence) est généralisable à toute géométrie de cavité et même à toute fonction mathématique vérifiant l'équation de Helmholtz dans un volume fini avec des conditions aux limites imposant son annulation : c'est la loi de Weyl [100, 101, 95]. Entre 0 et  $\omega$ , le nombre de mode  $\bar{N}(\omega)$  de modes est :

$$\bar{N}(\omega) = \frac{V}{\pi^2} \frac{\omega^3}{c_0^3} + C^{te} \quad (2.11)$$

On remarque aisément que plus on monte en fréquence, plus le nombre de mode est important<sup>7</sup>. Le spectre devient de plus en plus dense et les résonances se rapprochent de plus en plus. Le même comportement est obtenu pour une cavité avec de grandes dimensions. La connaissance de la densité modale est dans notre cas importante puisque notre capacité à posséder des fonctions de transferts décorréelées en dépend.

<sup>6</sup>L'intensité du champ est ainsi de forme lorentzienne au voisinage de la résonance.

<sup>7</sup>Plus le recouvrement modal est fort: plusieurs modes peuvent être excités simultanément à cette fréquence et le recouvrement modal contribue à l'homogénéité des champs.

## 2.5 Degrés de liberté spectraux

Dans la pratique, toutes les fréquences de la bande de travail ne participent pas efficacement à la mesure du champ dans la cavité. En d'autres mots, toutes les fréquences dans la bande de mesures n'apportent pas une information utile à la reconstruction du champs cible. Cela vient du fait de l'élargissement des résonances causé par les pertes, le champs se retrouve corrélés sur deux fréquences adjacentes. On définit alors la longueur de corrélation spectrale  $\delta\omega$ , comme étant l'espacement spectral moyen entre deux fréquences non-corrélées qui correspondent à des champs non-corrélés. Elle est inversement proportionnelle au temps de réverbération des ondes dans la cavité  $\tau$  :  $\delta\omega = 1/\tau$ . La longueur spectrale  $\delta\omega$  est liée au facteur  $Q$  par  $Q = \omega_0/\delta\omega$ , où  $\omega_0$  est la fréquence angulaire centrale.

Le nombre de fréquence non-corrélées dans la bande de travail  $\Delta\omega$  est donné par l'équation suivante :

$$N_\omega = \frac{\Delta\omega}{\delta\omega} = \frac{Q\Delta\omega}{\omega_0} \quad (2.12)$$

$N_\omega$  est appelé le nombre de degrés de liberté spectraux (ou modes de mesure). Ces degrés de liberté sont nécessaires pour obtenir des speckles différents ou pour contrôler le champ à l'intérieur du milieu. Le SNR des images reconstruites dépend directement de ce nombre. Le même principe gouverne la focalisation par retournement temporel dans les milieux désordonnés qui permet de focaliser les ondes à la limite de diffraction avec une seule antenne [102]. Il est évident que le nombre de degré de liberté est directement lié à la bande passante d'étude et au facteur de qualité.

Pour obtenir des performances d'imagerie élevées, il faut donc une cavité diverse en fréquence sur une large bande passante et/ou possédant un facteur de qualité  $Q$  élevé. En effet, dans le contexte de l'imagerie computationnelle, le fait d'avoir une grande largeur de bande peut être considéré comme utile pour une cavité à faible facteur  $Q$  dans la mesure où, pour une quantité fixe de modes de mesure, l'espacement entre les points de fréquence adjacents peut être augmenté avec des bandes passantes plus larges. Ceci qui entraîne une corrélation réduite entre les modes de mesure à des fréquences adjacentes. A l'inverse, une cavité avec un facteur  $Q$  élevé permet de réduire la bande passante pour un nombre de degrés de liberté donné. Par conséquent, le fait d'avoir une large bande passante et un facteur  $Q$  élevé ne doit pas nécessairement être satisfait simultanément. La largeur de bande est un cas plus restrictif pour la mesure de la résolution en distance (ce qui est également amélioré par le fonctionnement en champ proche) pour une cavité à facteur  $Q$  élevé.

Maintenant que les notions importantes ont été définies, nous étudions dans la suite la configuration d'imagerie dans laquelle l'étude prend place.

## 2.6 Configuration d'imagerie

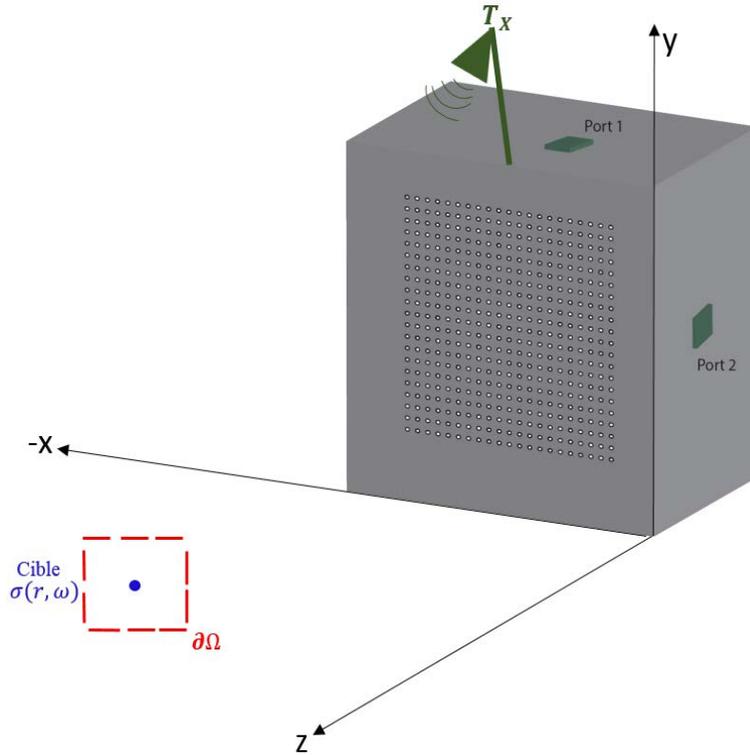


Fig 2.1: Coonfiguration d'imagerie faisant intervenir une cavité chaotique microonde

Le problème d'imagerie à résoudre est illustré par la figure 2.1. On considère une antenne d'émission unique  $T_X$  en  $\mathbf{r}_0$ , une cible positionnée en  $\mathbf{r}$  avec une réflectivité  $\sigma(\mathbf{r}, \omega)$  et une cavité chaotique réverbérante possédant un ou plusieurs ports de mesures pour capter le signal rétro-diffusé par la cible. Dans la suite on considère que la cible possède une réponse large-bande (indépendante en fréquence), on écrira donc  $\sigma(\mathbf{r}, \omega) = \sigma(\mathbf{r})$ <sup>8</sup>. La cavité chaotique est ici utilisée en réception ce qui fait qu'elle joue le rôle de multiplexeur des signaux reçus. Elle peut également être connecté à un réseau d'antennes d'émission jouant le rôle de générateur de formes d'ondes orthogonales cruciale en radar MIMO [103].

Le signal  $y_i(\omega)$  enregistré sur le port  $i$  pour un échantillon fréquentiel s'écrit :

$$y_i(\omega) = \sum_{n=1}^{N_{ant}} \int_{\mathbf{r} \in \Omega} s(\mathbf{r}_0, \omega) \mathbf{G}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) \sigma(\mathbf{r}) \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n, \omega) h_i(\mathbf{r}_n, \omega) d\mathbf{r} \quad (2.13)$$

où  $s(\mathbf{r}_0, \omega)$  est le signal émis par l'antenne d'émission  $T_X$ ,  $\mathbf{G}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega)$  est la fonction de Green entre l'antenne d'émission et la cible localisé en  $\mathbf{r}$ ,  $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n, \omega)$  est la fonction de Green entre la cible et l'ouverture circulaire  $\mathbf{r}_n$  situé sur la face avant de la cavité,  $h_i(\mathbf{r}_n, \omega)$  est la fonction de transfert entre l'ouverture circulaire  $\mathbf{r}_n$  et le port  $i$  de mesure attaché à la cavité et  $\Omega$  est le support de la scène à imager. Pour une image dans un plan donné, nous pouvons modéliser la scène en la discrétisant en un ensemble de pixels  $2D$ , chaque pixel étant représenté par une susceptibilité isotrope qui relie le champ incident local au champ diffus. On peut dire que la scène  $\sigma(\mathbf{r})$ , parce que le nombre de valeur de réflectivité à reconstruire est limité par la résolution du système, est reliée aux mesures par l'équation matricielle :

<sup>8</sup>En vérité, c'est une hypothèse qui fonctionne bien dans ce cas mais elle n'est plus acceptable par exemple si l'objet est résonant.

$$\underbrace{Y(\omega)}_{N \times 1} = \underbrace{\mathbf{A}(\omega, \mathbf{r})}_{N \times M} \underbrace{\sigma(\mathbf{r})}_{M \times 1} \quad (2.14)$$

où  $Y$  est le vecteur de la mesure sur le port de mesure attaché à la cavité,  $\mathbf{A}$  la matrice de détection qui relie les mesures à la scène  $\sigma(\mathbf{r})$ . En pratique  $\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 \mathbf{A}_h$ , où  $\mathbf{A}_0 = \int_{\mathbf{r} \in \partial\Omega} s(\mathbf{r}_0, \omega) \mathbf{G}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) d\mathbf{r}$  est la projection sur la scène du champ émis par l'antenne d'émission et  $\mathbf{A}_h = \sum_{n=1}^{N_{ant}} \int_{\mathbf{r} \in \partial\Omega} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n, \omega) h(\mathbf{r}_n, \omega) d\mathbf{r}$ , la projection sur la scène des fonctions de transfert de la cavité. L'équation (2.14) a été établie en considérant la première approximation de Born<sup>9</sup>. Faire l'approximation que le champ incident à partir de l'ouverture ne subit que de la diffusion simple dans la scène simplifie considérablement le modèle direct et permet de calculer rapidement la matrice de détection. Cependant avec cette approximation de diffusion simple, notre modèle direct est limité à la détermination de la réflectivité de la scène par opposition à une information quantitative tel que la permittivité complexe de la cible par exemple. Cependant, cette approximation fournit une connaissance adéquate de la scène d'imagerie pour notre application où l'objectif est de localiser et de déterminer la forme des matériaux réfléchissants dans la scène. Il est crucial de noter que la matrice  $\mathbf{A}$  est **spatialement aléatoire** car elle résulte d'une figure de speckle et elle est **aléatoire fréquentiellement** du fait de la réverbération à l'intérieur de la cavité. Dans l'équation (2.14),  $N$  est le nombre de fréquence de mesure et  $M$  est le nombre de pixels sur lesquels est discrétisée la réflectivité de la scène. La taille d'un pixel peut être choisi comme égal à la résolution de l'image afin de minimiser le nombre  $M$ .

En pratique, la construction  $\mathbf{A}(\omega, \mathbf{r})$  demande donc une phase d'apprentissage des fonctions de transfert de la cavité. Une fois la phase d'acquisition de ces fonctions est faite, la matrice de détection est construite. Reconstruire le vecteur de réflectivité (ou de contraste) de la scène,  $\sigma(\mathbf{r})$ , equation (2.14), constitue donc un problème inverse. En examinant l'équation (2.14), on peut voir que la matrice de mesure  $\mathbf{A}$  n'est pas de rang plein,  $N \neq M$ , (mal conditionné) et n'a donc pas de solution exacte. De nombreuses techniques de reconstruction peuvent être appliquées pour estimer le vecteur de réflectivité. Ces techniques s'étendent des plus simples (filtre adapté ou retournement temporel [104], pseudo-inverse) aux plus sophistiqué (techniques compressives comme les moindres-carrés [70] et TwIST [105]). Comme discuté dans le précédent chapitre, ces algorithmes ont le potentiel d'obtenir une résolution à la limite de la diffraction à partir de données sous-échantillonnées. Les techniques les plus avancées se servent d'informations a priori pour arriver à une meilleure estimation de la scène, mais de façon générale nécessitent une précision dans les itération ce qui les rend plus lents. Il est essentiel que les modes de mesure soient distincts, c'est-à-dire que la matrice  $\mathbf{A}$  ait un rang effectif élevé. En d'autres termes, cela signifie que le nombre de degrés de liberté  $N_\omega$  soit du même ordre que  $M$ . Pour les reconstructions présentées dans la suite, nous allons utiliser ces différentes méthodes afin de faire ressortir leurs particularités.

## 2.7 Réalisation de la cavité volumique

Une phase très importante liée à l'imagerie computationnelle est la réalisation du système qui permet l'acquisition des données compressées. Dans notre cas ce composant est une cavité chaotique. Dans ce qui suit nous abordons les considérations paramétriques à la réalisation d'un tel composant, puis nous nous penchons sur la question de la caractérisation

<sup>9</sup>Elle consiste à décomposer la cible en une somme de diffuseurs élémentaires négligeant ainsi les réflexions multiples qui peuvent se produire sur la cible.

du composant qui constitue la seconde étape importante dans l'imagerie utilisant des composants compressifs. Nous étudierons les propriétés de la cavité construite afin d'évaluer ses performances comme système d'imagerie.

### 2.7.1 Considérations paramétriques

Le composant compressif proposé et présenté dans la suite est donc une cavité rectangulaire volumique. Cette proposition a été encouragée par les résultats présentés dans [40] où une cavité chaotique tronquée est utilisée en acoustique ultrasons pour l'imagerie 3D. Ne pouvant pas réaliser des simulations de la cavité (trop grande pour le logiciel de simulation électromagnétique) avant sa fabrication, les dimensions de la cavité réalisée ont été choisies afin que la formule de Weyl garantisse un nombre suffisant de modes entre 8 et 12 GHz. La résolution transversale de l'image reconstruite dépend également de la taille de l'ouverture de la cavité. Notre but dans cette étude est de démontrer expérimentalement un système d'imagerie basé sur une telle cavité à des fréquences micro-ondes. En prenant en compte ces considérations, la cavité présentée dans la figure 2.2 est de dimension 50 cm  $\times$  50 cm  $\times$  30 cm ce qui conduirait à un nombre de mode théorique autour de 69958.

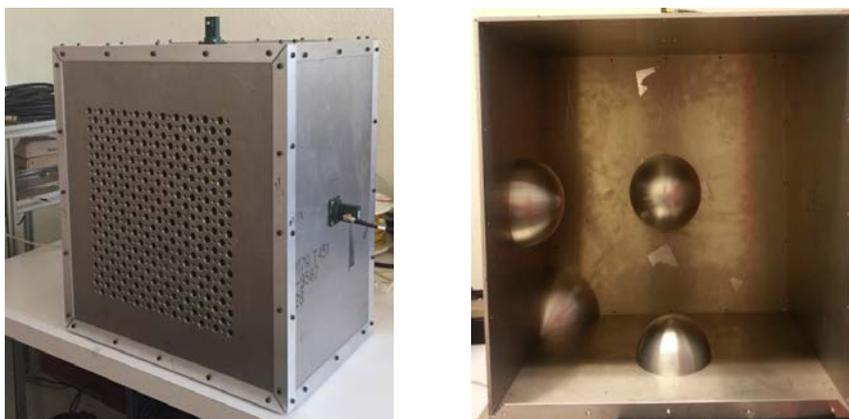


Fig 2.2: (gauche) Photographie de la cavité fuyante avec une ouverture faite de trous percés sur sa face avant (droite) Intérieur de la cavité chaotique

Pour plus de rigidité et moins de fuites, nous avons ajouté des charnières sur les douze jonctions entre les six faces. Les deux ports attachés à la cavité sont deux transitions SMA vers guide-d'ondes qui fonctionnent dans la bande X (8 – 12 GHz)<sup>10</sup>. Cette cavité est donc bien surdimensionnée par rapport à la longueur d'onde de travail (3 cm à 10 GHz). On peut s'attendre clairement à une grande diversité au regard des grandes dimensions de la cavité associée à la grande bande passante (4 GHz) de travail. Comme on peut l'observer, pour coupler cette cavité à l'extérieur (scène) nous avons créé, sur sa face avant, une ouverture 2D composée d'un premier réseau de 22  $\times$  22 trous circulaires couvrant une surface de 34cm  $\times$  34cm. Un diamètre de  $\lambda/18$  a été choisi pour obtenir un facteur  $Q$  élevé mais pendant les mesures, la transmission s'est révélée être trop faible. C'est pourquoi un deuxième réseau de 11  $\times$  11 trous plus grands a été réalisé. Ces trous sont capables de rayonner ou capter les deux composantes transverses du champ électrique transmis à l'ouverture nous permettant par la même occasion de réaliser un couplage direct avec l'extérieur de la cavité. Dans notre étude, le diamètre des trous est choisi pour être  $\lambda_{min}/2 = 12.5$  mm, où  $\lambda_{min}$  est la longueur d'onde correspondant à la fréquence la plus élevée. Ceci assure un bon compromis entre le

<sup>10</sup><https://flann.com/wp-content/uploads/2015/09/Series-094-SF40.pdf>

facteur  $Q$  global de la cavité et la puissance rayonnée vers la scène [53].

Dans les références [106, 107], il est montré qu'on peut jouer sur la disposition des trous afin de faire ressortir la meilleure configuration qui permet d'illuminer efficacement la scène tout en maintenant un bon facteur de qualité. On peut également jouer sur la périodicité et la taille des trous pour améliorer le facteur de qualité de la cavité. Nous avons choisi la séparation des trous pour qu'elle soit inférieure à une longueur d'onde afin que le réseau puisse échantillonner tous les modes de la cavité<sup>11</sup>(pas forcément de façon optimale). La taille des trous influence la capacité de la cavité à rayonner vers l'extérieur et donc à coupler l'énergie dans la cavité à la scène d'imagerie. Plus grande est la taille des trous, plus grande est la transmission et donc la dynamique des signaux. Mais d'un autre côté, plus la cavité est ouverte vers l'extérieur plus faible est son facteur de qualité à cause des pertes radiatives à travers l'ouverture. La taille et la disposition des trous a été choisie de façon empirique. Comme le montre la figure 2.2, la cavité est rendue chaotique par l'ajout à l'intérieur d'hémisphères métalliques d'un rayon de 50 mm sur 3 parois adjacentes et un coin déformé. Leur rôle est de transformer les modes réguliers en modes chaotiques [50].

Une rapide simulation sur le logiciel COMSOL Multiphysics permet de confirmer l'utilisation de déformateur dans la cavité. On construit une cavité rectangulaire régulière 2D possédant sur un de ses côtés un réseau de trous. On construit une seconde cavité identique à la précédente à la seule différence que dans celle-ci un coin a été tronqué (cela revient à briser simplement les symétries).

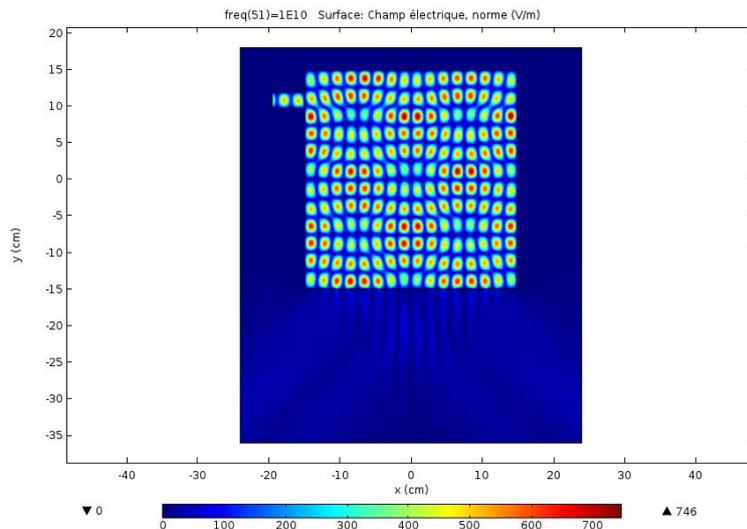


Fig 2.3: Distribution des modes dans une cavité régulière pour  $f = 10$  GHz.

On peut voir sur la figure 2.3 que l'intensité est répartie de façon régulière à l'intérieur de la cavité, avec des maxima d'intensité répartis périodiquement. Pour ce mode, l'expression analytique de l'intensité peut être connue.

La figure 2.4, relative à la cavité rectangulaire tronquée, présente des maxima d'intensité répartis de façon non régulière et uniforme et ne présente aucune symétrie. Aucune étude analytique n'est possible de prédire cette répartition: la cavité est donc chaotique.

<sup>11</sup>le champ à l'intérieur de la cavité étant dé-corrélé à la demi longueur d'onde

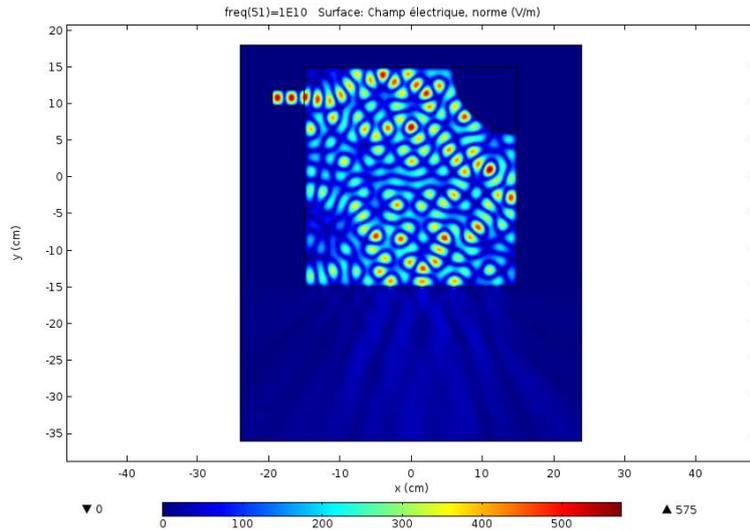


Fig 2.4: Distribution des modes dans une cavité chaotique tronquée sur un coin pour  $f = 10$  GHz.

L'intérêt d'une cavité chaotique par rapport à une cavité régulière est la répartition spectrales des résonances. Pour une cavité régulière, les fréquences centrales de résonances sont réparties aléatoirement sur la bande passante. Le maximum de probabilité pour l'écart entre deux fréquences de résonances correspond à un espacement nul (loi de Rayleigh). En revanche, un phénomène de répulsion entre fréquences centrales des modes apparaît pour une cavité chaotique. Ainsi la distribution des écarts suit la conjecture de Wigner. Ces fréquences seront donc réparties de façon plus uniforme sur la bande passante et le nombre de degré de liberté correspondant sera plus élevé. Pour résumer, l'introduction des diffuseurs métallique résulte en la construction de diagrammes de rayonnement isotrope, divers et complexes, essentiels pour les systèmes d'imagerie computationnelle dont il est question ici.

## 2.7.2 Caractérisation de la cavité

Cette étape constitue une étape importante en ce qui concerne les systèmes d'imagerie utilisant les cavités chaotiques ou les ouvertures à diversité fréquentielle. Comme nous avons vu dans le chapitre précédent, les masques aléatoires générés par le DMD (exemple de la caméra à pixel unique) pour coder l'image pendant les différentes mesures doivent être bien connus pour permettre la reconstruction de l'image. Le principe étant le même, la matrice de mesure  $\mathbf{A}$  reliant la mesure  $y$  à la scène  $\sigma(\mathbf{r})$  doit être au préalable mesurée afin de connaître le rayonnement de l'ouverture.

Nous avons choisi pour la mesure de  $\mathbf{A}$  un balayage champ-proche du champ électrique au niveau de l'ouverture de la cavité, puis une propagation analytique de ce champ proche sur la scène à imager. Pour cela nous utilisons un analyseur de réseau vectoriel (VNA) de chez **KEYSIGHT Technologies PNA-X N5242A, 26.5 GHz**. L'analyseur fournit un signal de transmission complexe  $\mathbf{S}_{21}(\omega)$  correspondant à la réponse de la cavité à l'excitation extérieure. L'excitation est créée dans le champ proche de la cavité en utilisant un guide d'onde ouvert à son extrémité et connecté au **port 1** du VNA alors que le **port 2** est quant à lui connecté à l'un des ports de mesure de la cavité. Les ports 2 et 3 de l'analyseur sont connectés aux deux canaux de mesure de la cavité afin de réaliser le scan champ-proche simultanément pour ces deux voies.

Cette procédure laisse supposer que la chaîne de mesure ne varie pas au cours de l'acquisition de la matrice  $\mathbf{A}$ . En pratique, la sonde et le système de balayage utilisé peuvent interagir avec la cavité par couplage entraînant ainsi des erreurs de mesure [108]. La matrice  $\mathbf{A}(\omega, \mathbf{r})$  mesurée est donc une approximation de la matrice des fonctions de transferts réelles. Dans l'étape de reconstruction de la scène, cela se révèle être une source de bruit de mesure. Nous verrons que cette approximation offre, néanmoins, de très bons résultats.

### 2.7.3 Étude des fonctions de transfert

En utilisant le guide d'onde translaté sur un plan à une distance de 5 mm de l'ouverture de la cavité, nous réalisons le scan de la cavité sur une grille régulière de 756 positions avec un pas de  $\lambda_{min}/3$ . Cela nous donne accès aux modes de la cavité et à son spectre à différents endroits. Les champs transmis sont mesurés sur  $M = 4001$  fréquences avec un pas de 1 MHz de 8 à 12 GHz. L'amplitude et la phase d'un spectre, à une position donnée de la surface scannée, sont illustrées sur la figure 2.5. On peut voir que le champ fluctue fortement, résultat de la diffusion à l'intérieur de la cavité réverbérante.

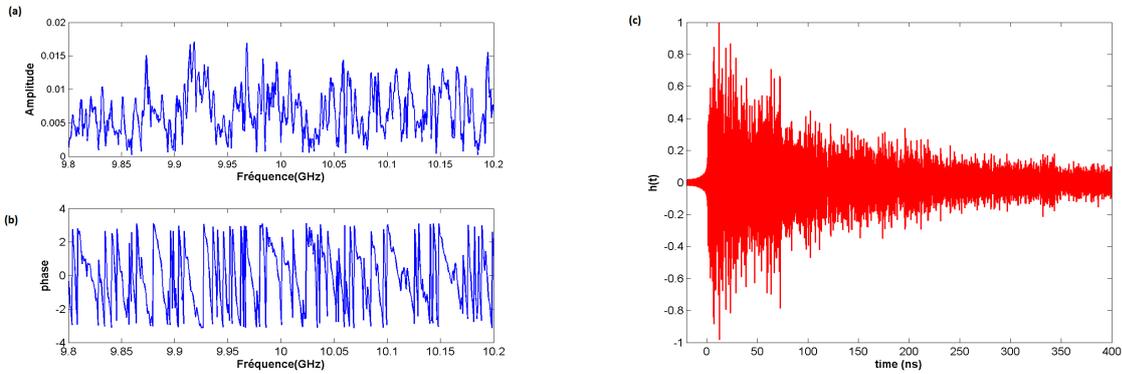


Fig 2.5: (a) Amplitude (b) phase d'un champ transmis entre l'ouverture et le port de sortie de la cavité. (c) Fonction de transfert dans le temps obtenue par transformée de Fourier inverse. La décroissance exponentielle du signal transitoire est nettement visible.

L'efficacité du système d'imagerie utilisant une cavité chaotique en tant que dispositif de détection par compression est liée à sa capacité à coder l'information reçue depuis son ouverture jusqu'aux ports. Lorsque le champ à l'intérieur de la cavité est diffus, c'est-à-dire statistiquement homogène en amplitude et en polarisation, la décroissance du signal temporel est exponentielle. On peut le voir par sa représentation temporelle obtenue par transformée de Fourier inverse.

Une représentation logarithmique permet de mieux apprécier cette décroissance. Si l'on regarde trois canaux différents, on peut voir clairement sur la figure 2.6(haut) que les fonctions de transfert sont bien différentes. La linéarité du logarithme de  $\langle |h_i(t)|^2 \rangle$ , sur la figure 2.6(bas), illustre bien la décroissance exponentielle.

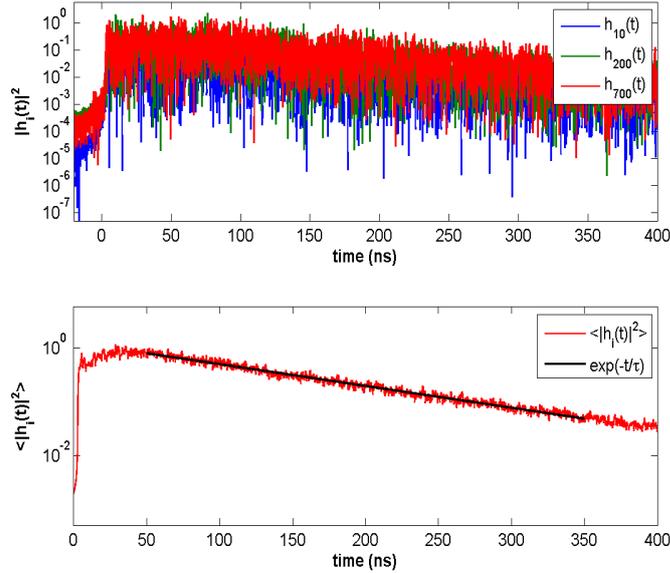


Fig 2.6: (haut) Intensité de trois différentes fonction de transfert (bas) Tracé de l'intensité transmise dans le domaine temporel moyennée sur le champ proche de l'ouverture. La ligne continue correspond à un ajustement linéaire de  $\langle I(t) \rangle = \exp(-t/\tau)$ .

Mathématiquement, la réponse impulsionnelle d'une cavité se modélise généralement par:

$$h_i(t) = \mathbf{a}(t) \cdot e^{-\alpha t} \quad (2.15)$$

où  $\mathbf{a}(t)$  est l'amplitude complexe qui varie avec le temps,  $\alpha = 1/2\tau_{rc}$  est proportionnel au temps de décroissance  $\tau_{rc}$  du canal (temps de réverbération). Le taux de décroissance peut être calculé en ajustant la courbe logarithmique présentée dans la figure 2.6 avec une régression linéaire. Le temps de réverbération typique est égal à environ 45 ns, soit l'équivalent de plus de 14 m de réflexions dans la cavité avant extinction du signal ! Une étude du niveau de corrélation des canaux du composant compressif réalisé à partir de la cavité réverbérante est effectuée.

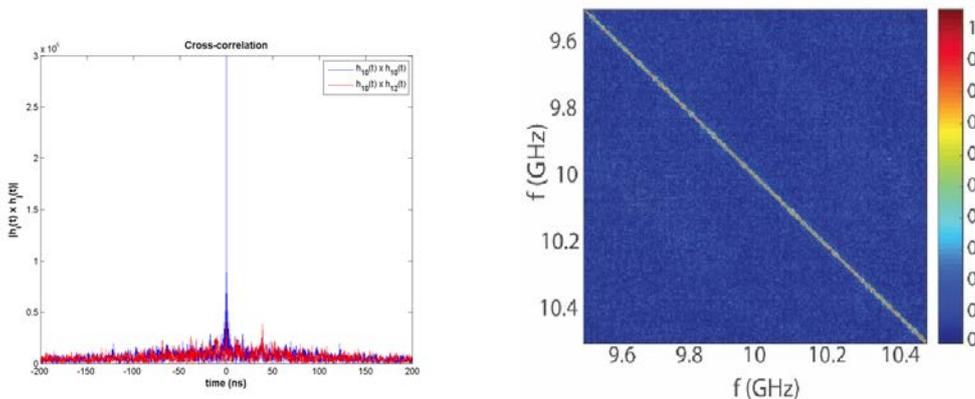


Fig 2.7: (gauche) Exemple de corrélation entre deux fonctions de transferts voisines (droite) Matrice des coefficients de corrélation spectraux sur la bande [9.5 – 10.5] GHz.

La corrélation entre deux spectres adjacents est faible (figure 2.7(gauche)). De plus la figure 2.7(droite) montre que la matrice des coefficients de corrélation entre les fonctions de transferts à différentes fréquences est presque diagonale. En calculant la fonction de corrélation spectral champ-champ, nous constatons que l'espacement de fréquence au-dessus

duquel deux speckles transmis par l'ouverture sont statistiquement indépendants est  $\delta f = 3$  MHz. Cette comparaison permet de mettre en avant le bon conditionnement de la matrice de fonctions de transfert du composant, signe d'un faible degré de dépendance entre ces canaux.

Un autre moyen d'étudier les propriétés d'orthogonalité de la cavité construite est d'observer les différents modèles de champs obtenus. Les données du balayage champ proche sont donc utilisées en conjonction avec les principes d'équivalence de surface [59] pour calculer les diagrammes de rayonnement partout dans la scène à chaque point de fréquence. Trois diagrammes de *speckle* sont présentés sur la figure 2.8.

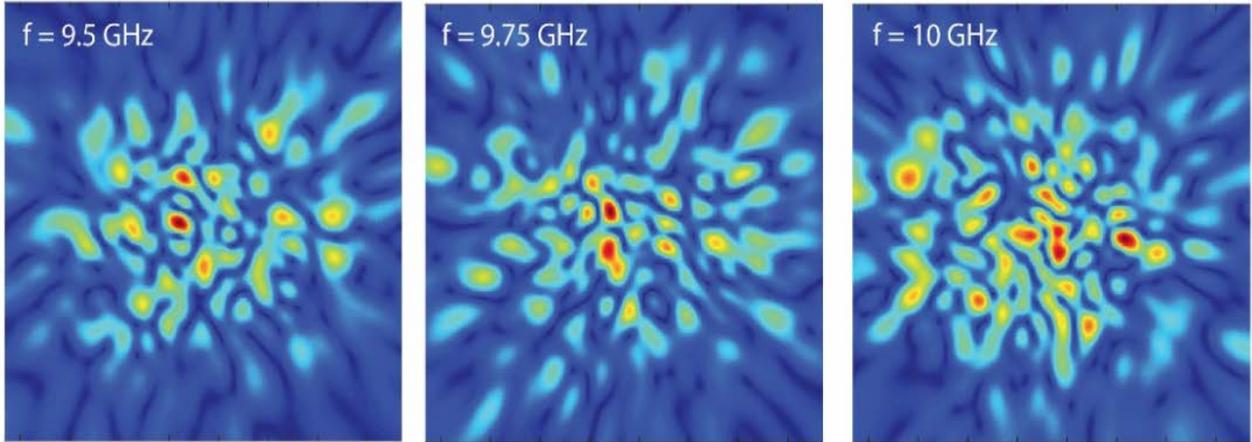


Fig 2.8: trois modèles de speckle à  $f = 9.5$  GHz,  $f = 9.75$  GHz et  $f = 10$  GHz à une distance de 50 cm de l'ouverture et calculés à partir de la propagation du scan champ-proche de la cavité. La variation rapide des champs est évidente.

Ils sont obtenus après projection (en utilisant les fonction de Green) des fonctions de transfert sur les pixels qui composent la scène. En observant la figure précédente, de toute évidence modifier la fréquence de fonctionnement de la cavité revient à modifier considérablement le diagramme de rayonnement. Il convient également de noter que les diagrammes de rayonnement présentent de nombreux lobes (au lieu du lobe principal conventionnellement utilisé), de sorte qu'ils éclairent une grande partie de la scène. Bien que cette caractéristique se traduise par un signal réfléchi plus faible et une diminution du SNR, elle est fondamentalement nécessaire pour l'approche multiplexage de l'imagerie computationnelle.

#### 2.7.4 Facteur de qualité et efficacité de rayonnement

Dans la référence [96], le facteur de qualité  $Q$  de la cavité chargée est calculé à l'aide du taux de décroissance de sa réponse impulsionnelle. Pour calculer le taux de décroissance, la transformée de Fourier du  $S_{21}$  est réalisée sur toute la bande  $X$  avec avec un échantillonnage suffisant pour qu'il n'y ait pas de repliement dans la réponse temporelle comme le montre la figure 2.6. Une fois ce taux calculé, il est inséré dans  $Q = f_c \pi / \alpha$  (où  $f_c = 10$  GHz est la fréquence centrale et  $\alpha = 1/2\tau_{rc}$ ) pour obtenir le facteur de qualité. Il en résulte un facteur de qualité moyen  $Q = 2840$ . Ce facteur  $Q$  peut être comparé au facteur théorique calculé en utilisant l'équation (2.8) pour une cavité fermée,  $Q = 439000$ . Cette observation illustre une fois de plus le compromis entre le rayonnement et la corrélation des modes. Les expériences qui vont suivre, sont effectuées dans une première version de la cavité chaotique pour laquelle les fuites se révèlent non négligeables. De plus, à l'aide de l'analyse de la référence [109], le nombre de modes ou de points de fréquence utiles pour une telle cavité exploitée sans accord

dynamique est estimé à  $N_f = QB/f_c \sim 1136$ , où  $B$  est la largeur de bande. En pratique nous utilisons tous les 4001 points de fréquence pour s'assurer que nous capturons tous les modes rayonnés distincts générés par cette cavité.

Pour obtenir une approximation de l'efficacité de rayonnement de l'ouverture, nous avons additionné les mesures de toutes les positions selon le critère suivant :  $\eta \approx \sum_x \sum_y |S_{21}|^2$

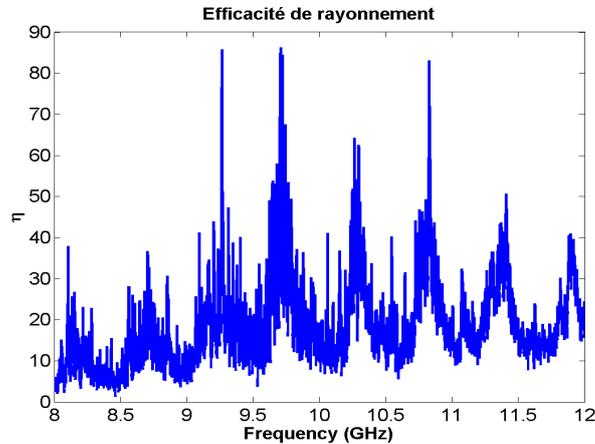


Fig 2.9: Efficacité de rayonnement de la cavité chaotique

L'efficacité de rayonnement moyenne en fréquence de la cavité est trouvée, moyennée sur la bande  $X$ , comme  $\eta = 25\%$ . Un bilan de puissance peut être fait en calculant la valeur absolue de la moyenne des fonctions de transfert mesurées. La puissance moyenne du composant est de  $-23$  dB.

Dans la suite, des simulations d'imagerie radar sont réalisées à l'aide de ces fonctions de transferts mesurées afin d'estimer la qualité des images reconstruites par approche computationnelle.

## 2.8 Simulation d'imagerie active

Les simulations qui suivent sont réalisées avec le logiciel Matlab. Pour prédire la performance d'imagerie d'un tel système, et maintenant que le rayonnement de l'ouverture est mesuré, nous réalisons une simulation en définissant un modèle de diffusion à partir d'une cible arbitraire dans la scène. Différentes méthodes de reconstruction de la scène sont explorées. La figure 2.10 présente les trois cibles considérées en simulation pour cette étude. La première cible est un ensemble de point<sup>12</sup> formant un carré, la seconde est l'ensemble de quatre cibles carré et la dernière le logo **IETR**. Les différentes scènes sont placées à 50 cm de l'ouverture de la cavité.

<sup>12</sup>Chaque point est considéré à surface équivalente radar isotrope.

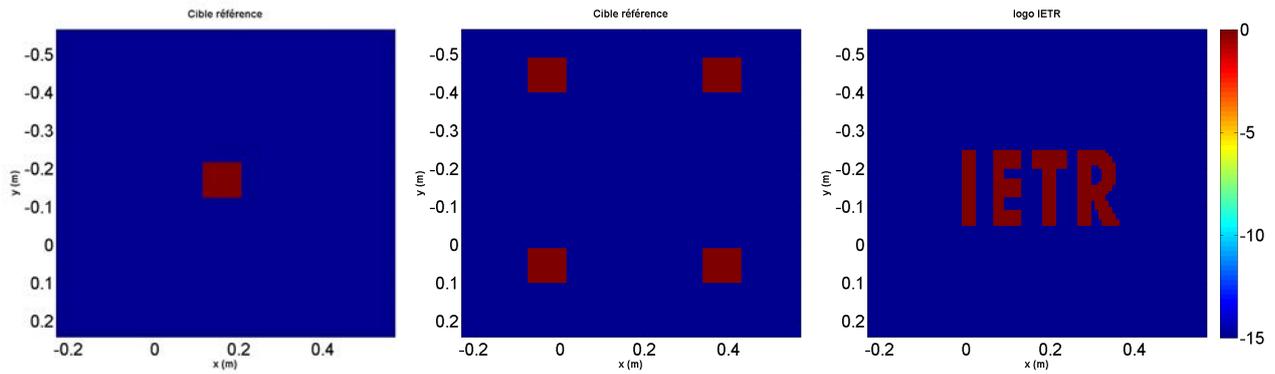


Fig 2.10: Image originale des trois scènes à reconstruire

Le problème direct consiste à générer des données synthétiques (à partir des cibles et des fonctions de transfert mesurées expérimentalement) en utilisant l'équation (2.13). Sur la figure 2.11 il est présenté les signaux synthétiques pour la même cible générés en utilisant deux matrices de transfert correspondant au port 1 et 2 de la cavité.

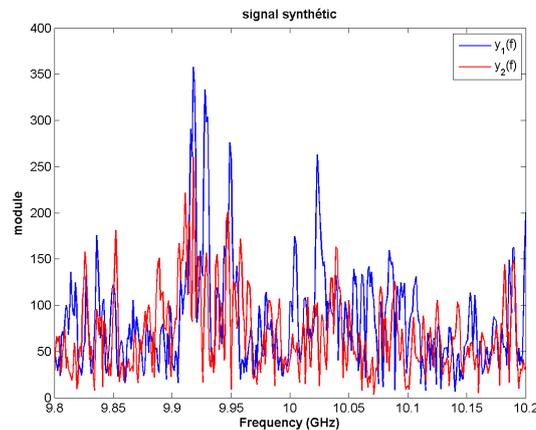


Fig 2.11: Signaux synthétiques construits en utilisant les fonctions de transferts associées au deux ports de mesure de la cavité.

En regardant sur la plage  $[9.8 - 10.2]$  GHz, nous voyons aisément que les signaux mesurés sur les deux ports sont complètement différents, ce qui confirme que les deux ensembles de fonctions de transfert mesurées sont bien indépendants. Le même comportement est constaté sur toute la bande de travail.

### 2.8.1 Méthodes de reconstruction de la scène

La reconstruction de la scène demande la résolution du problème inverse. La méthode de résolution la plus simple et intuitive consiste à réaliser un filtre adapté par une simple multiplication dans le domaine fréquentiel, des signaux mesurés au niveau des ports de mesures de la cavité et de la matrice  $\mathbf{A}^\dagger$  qui est la transposée conjugué de la matrice  $\mathbf{A}$ . Les résultats obtenues en appliquant le filtre adapté sont présentés sur la figure 2.12.

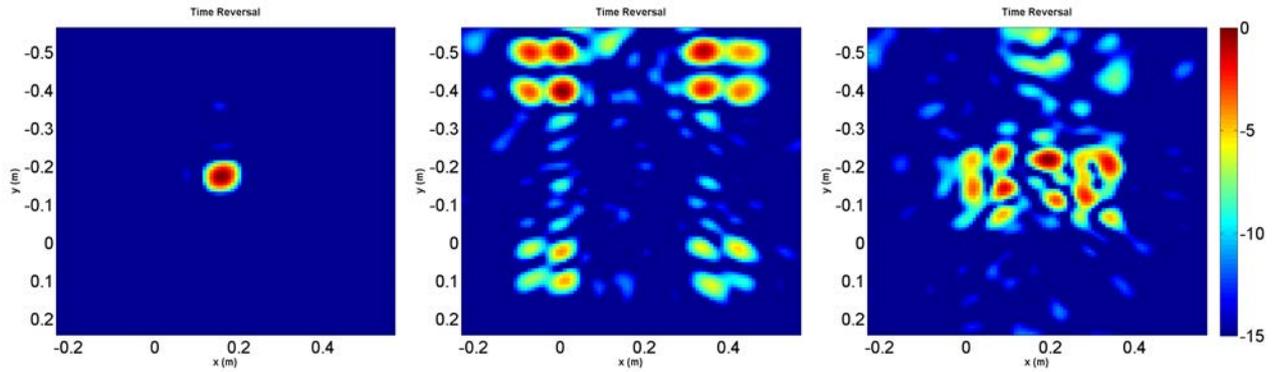


Fig 2.12: Reconstruction de trois scènes différentes en utilisant le filtre adapté

Comme on peut le voir pour une scène simple, le filtre adapté est un bon outil pour reconstruire une image haute qualité d'une scène simple. Par contre lorsque la scène devient complexe, la reconstruction de la scène n'est pas satisfaisante. Cela est due au fait que cette méthode maximise l'énergie à la focalisation. En revanche, les valeurs singulières les plus faibles de la matrice  $\mathbf{A}$  ont un poids très faible après reconstruction. Les détails de la scène sont donc perdus.

Comme discuté dans le chapitre précédent, la résolution du problème inverse peut être réalisée par pseudo-inverse de la matrice de détection. Nous effectuons d'abord une décomposition à valeur singulière de la matrice de mesure puis nous supprimons les valeurs singulières qui sont considérées en dessous d'un niveau de bruit déterminé à partir de la décroissance des valeurs singulières avec leur indice. Typiquement une rupture de pente est associée à l'espace bruit et nous choisissons la valeur singulière maximale gardée juste avant cette rupture de pente.

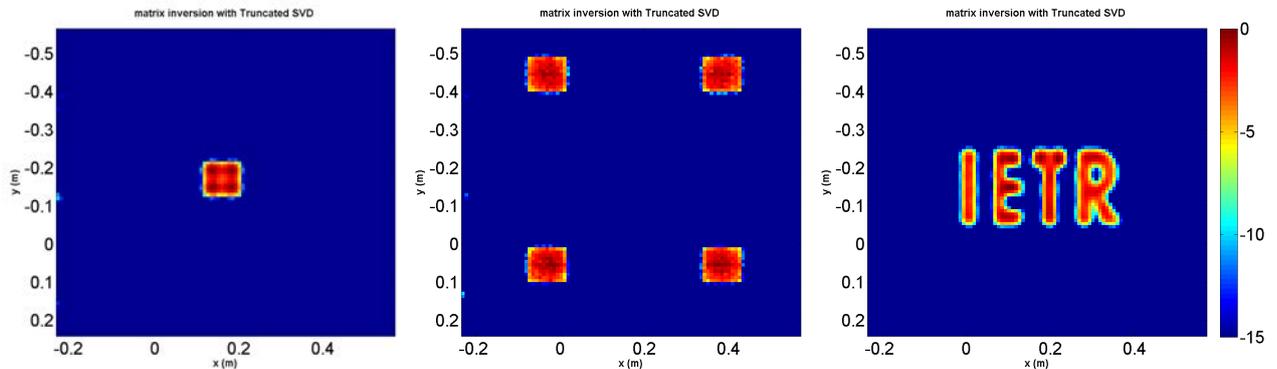


Fig 2.13: Reconstruction de trois scènes différentes en utilisant l'inversion de la matrice  $\mathbf{A}$  avec suppression des faibles valeurs singulières

Comme illustré dans la figure 2.13, en réalisant l'inversion de la matrice de mesure reconditionnée, il est possible de reconstruire fidèlement la réflectivité des trois scènes en simulation.

Dans le système considéré ici, la matrice de mesure  $\mathbf{A}$  est mal conditionnée, des images de haute qualité de la scène sous-échantillonnée peuvent donc être obtenues par l'application d'algorithmes computationnelle. Comme le montre la figure 2.14, nous reconstruisons fidèlement la réflectivité des trois scènes en implémentant l'algorithme itératif NESTA qui minimise la norme TV de la solution  $\mathbf{x}$  (eq. 1.35).

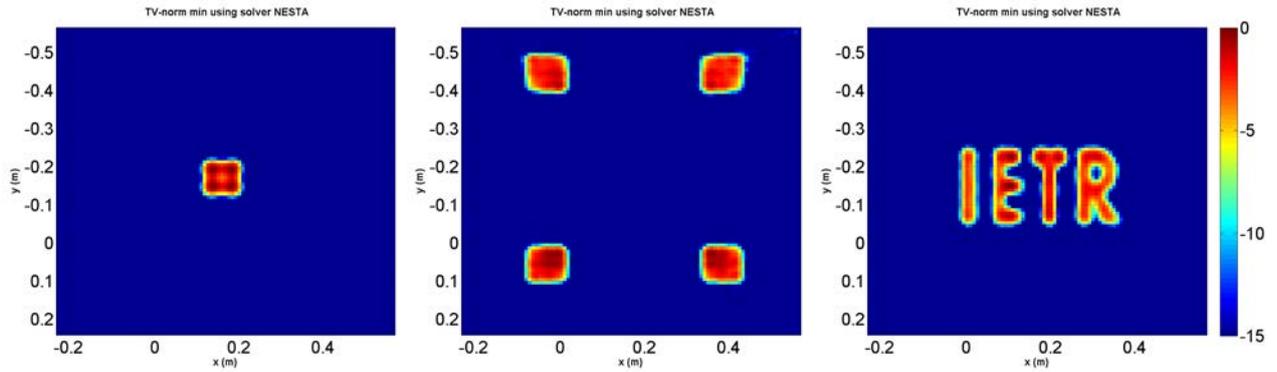


Fig 2.14: Reconstruction de trois scènes différentes en utilisant la norme TV via l'algorithme NESTA

Il est bien de souligner que les contours de la scène sont bien représentés confirmant la capacité de l'algorithme à les préserver.

Enfin, si les trois scènes sont considérées comme parcimonieuses (L'hypothèse de parcimonie de la scène est utilisée comme information a priori), on peut appliquer l'algorithme itératif SPGL1 qui résout l'équation (1.34). On obtient les reconstructions présentées sur la figure 2.15.

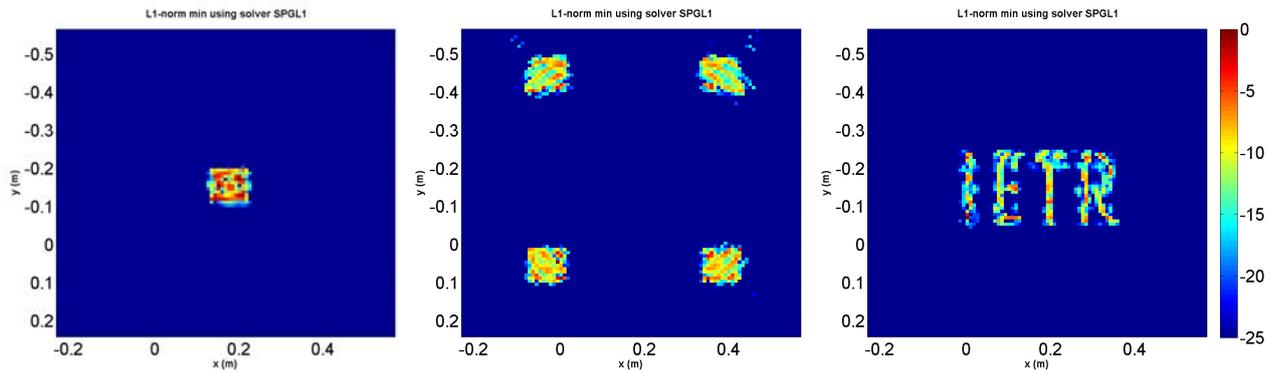


Fig 2.15: Reconstruction de trois scènes différentes en utilisant la norme L1 via l'algorithme SPGL1

Nous pouvons remarquer que la scène est à chaque fois bien estimée. Les différents résultats sont satisfaisants. Chaque technique de calcul offre des avantages et des inconvénients uniques et leur investigation est un domaine de recherche actif. Un montage est par la suite mis en place dans le but de valider expérimentalement ce concept.

## 2.9 Résultats expérimentaux d'imagerie active

L'objectif de ce paragraphe est de prouver expérimentalement que la cavité présentée peut être utilisée comme système d'imagerie computationnelle. Le contexte est celui de l'imagerie active. Un banc de mesure est mis en place. Il est constitué d'une antenne cornet (bande X) en émission, de la cavité chaotique en réception et d'un analyseur de réseau vectoriel (le même utilisé pour la caractérisation) pour l'acquisition des données. L'antenne d'émission est connectée au port 1 et le port de mesure de la cavité est connecté au port 2 du VNA.

La cible est une boule métallique, comme illustré sur la figure 2.16, de 3.5 cm de diamètre placée dans le plan  $z = 0.5$  m par rapport à l'ouverture de la cavité.



Fig 2.16: Image de la cible métallique

L'intérêt d'une telle cible est sa SER (Surface Equivalente Radar) isotrope en azimut et en élévation bien que faible en terme de puissance réfléchi vers la cavité. En effet, l'onde incidente est réfléchi dans toutes les directions y compris celle de la cavité réceptrice. Le signal est ensuite enregistré sur un des ports de mesure.

Après résolution du problème inverse, l'image de la boule métallique est alors obtenue. Le résultats d'imagerie, en utilisant les différentes techniques de reconstruction présentées dans les simulations précédentes, est présenté dans la figure 2.17.

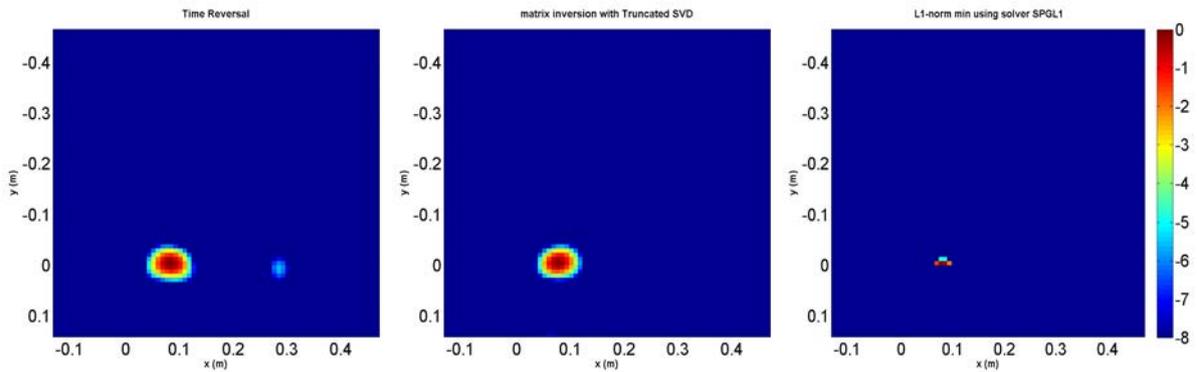


Fig 2.17: Reconstruction d'une scène constituée d'une boule métallique située à 1 m de la cavité pour une position 1, par (a) Retournement temporel (b) Inversion de matrice en utilisant la Truncated SVD (c) norme L1

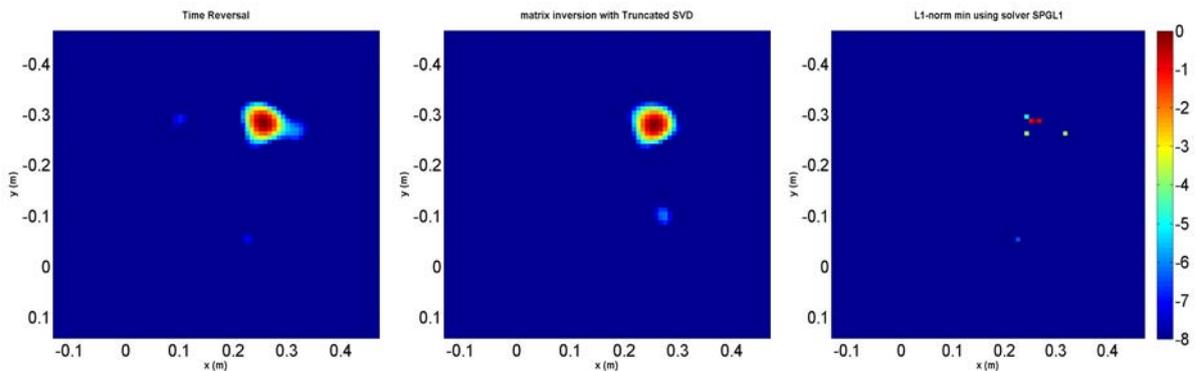


Fig 2.18: Reconstruction sur une deuxième position de la cible par (a) Retournement temporel (b) Inversion de matrice en utilisant la Truncated SVD (c) norme L1

Un seuillage supprimant les contributions inférieures à  $-8$  dB est appliqué. La fonction de réflectivité spatiale de la cible est bien reconstruite à partir de la première approximation de Born. Les résultats montrent que l'architecture proposée permet de reconstruire la réflectivité de la boule métallique et ce dans différentes positions comme on peut l'observer sur la figure 2.18 qui correspond à seconde position de la boule métallique. Bien que la méthode de retournement temporel et d'inversion matricielle par SVD tronquée, permettent une bonne reconstruction de la scène, la qualité de la reconstruction peut être améliorée en utilisant les algorithmes itératifs, minimisant la norme- $l_1$  par exemple, basés les techniques computationnelles.

On se propose de réaliser l'imagerie de deux boules métalliques afin de prouver la capacité du système à résoudre deux objets. On peut voir clairement sur la figure 2.19 deux points brillants qui correspondent aux deux boules, le système permet donc la localisation des deux objets.

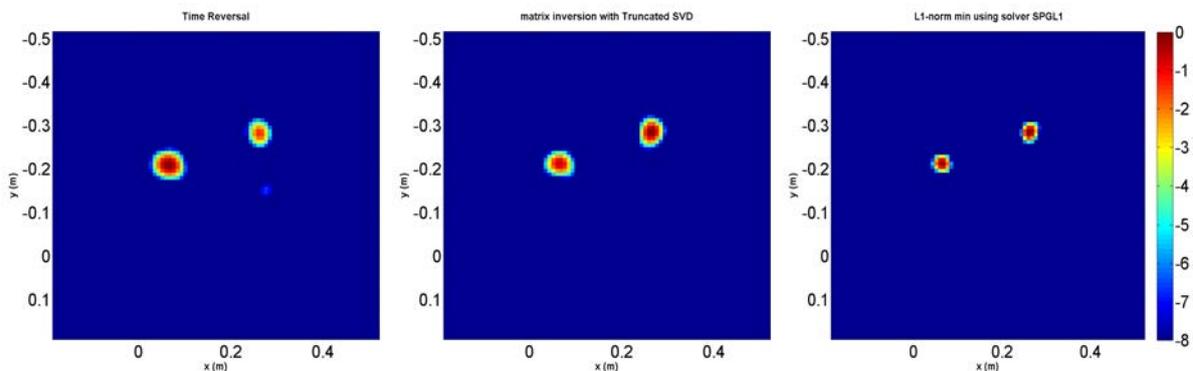


Fig 2.19: Reconstruction d'une scène constitué de deux boules métalliques placées à 1 m (a) Retournement temporel (b) Inversion de matrice en utilisant la Truncated SVD (c) norme  $L_1$

Une nouvelle expérience consacrée à l'imagerie d'une cible un peu plus complexe, une cible en forme d'arme à feu, est réalisée. Dans le cas présent, une première mesure est effectuée à vide, c'est-à-dire sans la cible dans le but d'extraire la réponse de l'environnement de mesure car les mesures ne se font pas en chambre anéchoïque mais dans une salle (bibliothèque!) du laboratoire comme illustré par les images de la figure 2.20.

La mesure à vide est ensuite retranchée à la mesure réalisée en présence de la cible à imager de façon à ne conserver que la contribution diffusée par la cible et codée par le composant. Ce procédé constitue tout de même une forte perte de dynamique de mesure. Toutefois, la réflectivité de l'arme à feu est quand même bien retrouvée, il est facile de deviner sa forme comme résultat de la reconstruction.



Fig 2.20: Dispositif expérimentale d'imagerie dont (a) un objet en forme d'arme à feu (b) le système d'émission constitué d'une antenne placé sur un coté et une cavité chaotique en réception

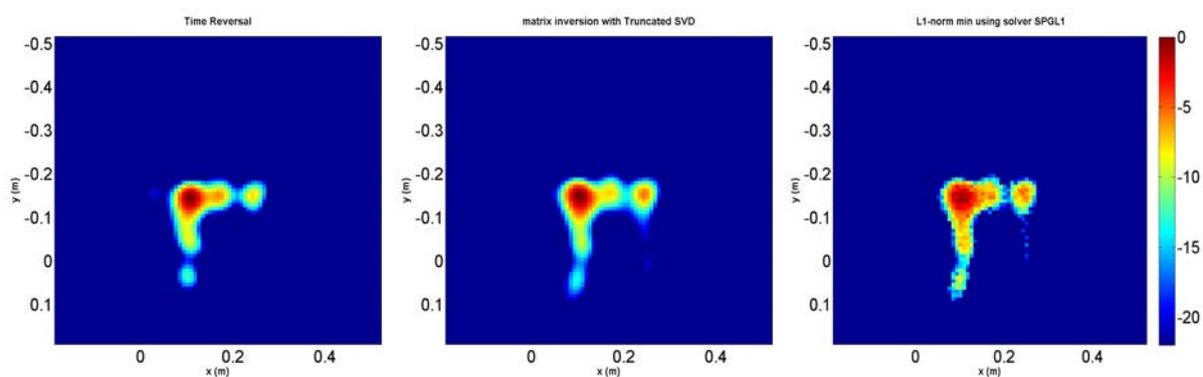


Fig 2.21: Reconstruction d'un objet en forme d'arme à feu (a) Retournement temporel (b) Inversion de matrice en utilisant la Truncated SVD (c) norme L1

Même si la forme de l'objet en forme d'arme à feu peut être distinguée, des artefacts sont présents, symbole du bruit de mesure issu de la mauvaise reconstruction de la matrice de mesure de transfert. Ce bruit est inhérent au processus d'apprentissage des fonctions de transfert. Les résultats montrent néanmoins que l'architecture proposée permet de reconstruire les images des scènes observées.

Ces résultats ont pourtant été obtenus sans connaissance des travaux réalisés dans [52, 53, 55] dont les publications sont postérieures au début de la thèse. Toutefois, ces travaux n'ont pas été publié car nous avons jugé qu'ils n'apportaient pas une contribution significative à l'état de l'art au moment où nous les avons obtenus. Cependant ils constituent nos premiers résultats probants avec un système d'imagerie qui utilise un milieu chaotique comme mélangeur passif. Dans la suite nous transformons la cavité utilisée plus haut afin de la rendre reconfigurable dans le but d'augmenter le nombre de degré de liberté et de réaliser l'imagerie computationnelle haute résolution dans une condition de bande passante étroite.

## 2.10 Cavité reconfigurable : réduction de la bande passante

Comme démontré dans le chapitre 1 et dans les paragraphes précédents, aux fréquences microondes les ouvertures à métasurfaces et les cavités électriquement grandes se présentent comme de bonnes candidates pour produire des diagrammes de rayonnement diverses en fréquences et ainsi accomplir l'imagerie computationnelle. Les cavités se distinguent des ouvertures métasurfaces par leur facteur de qualité élevé et leur capacité à supporter une multitude de modes propres irréguliers liée au fait qu'elles sont électriquement grandes [39].

Pour démontrer la capacité de la cavité chaotique à être utilisée comme système d'imagerie microondes, nous avons reconstruit avec efficacité des scènes constituées d'objets en forme de boules et d'arme à feu. Nous avons vu que pour obtenir des performances d'imagerie élevées, il est nécessaire de construire une cavité chaotique dont les fonctions de transfert sont décorréélées en fréquence sur une large bande passante. Par ailleurs, il existe un compromis entre la taille de l'ouverture rayonnante et les performances d'imagerie. Une grande ouverture augmente en effet la puissance rayonnée vers la scène, mais au prix d'un facteur  $Q$  réduit en raison des pertes radiatives à travers l'ouverture [53].

Dans ce contexte, une autre possibilité est d'obtenir de nouveaux états à une seule fréquence en changeant les conditions aux limites de la cavité. Ceci peut être réalisé mécaniquement et/ou électroniquement. Dans les chambres réverbérantes, des mesures statistiquement indépendantes sont obtenues en utilisant la rotation d'un brasseur de modes (mode-stirrer) qui se compose de réflecteurs métalliques tels que des palettes [110]. Cependant, la rotation lente des palettes peut être une préoccupation pour les applications d'imagerie en temps réel. Le contrôle tout-électrique des conditions aux limites s'est avéré très prometteur ces derniers temps.

Dans [57], Timothy Sleasman et ses collègues ont construit une cavité désordonnée dont l'un des murs est remplacé par une surface d'impédance contrôlable pour laquelle la phase de réflexion peut être modifiée à l'aide d'une tension de polarisation. La cellule unité, composant la surface, est un résonateur à deux états de fonctionnement et l'onde entrante est réfléchiée avec des déphasages allant typiquement de 0 à  $2\pi$  sur une gamme de fréquence de 4 GHz autour de 20 GHz. Une métasurface accordable similaire [111], un modulateur spatial microondes (SMM), a été utilisé pour contrôler la propagation des ondes dans les milieux réverbérants sur une bande passante de 100 MHz autour de 2.46 GHz [50, 98]. L'intensité dans un milieu de réverbération peut être fortement augmentée en un point en jouant sur la configuration de phase du SMM de telle sorte que les ondes provenant de la métasurface interfèrent de manière constructive à ce point sélectionné [98]. Dans une cavité fermée, le SMM permet également de modifier les fréquences de résonance de la cavité dans un régime pour lequel elles se chevauchent faiblement [50]. Néanmoins, la largeur de bande associée aux techniques basées sur l'utilisation de résonateurs pour modifier les conditions aux limites est intrinsèquement limitée puisqu'elle dépend de la largeur de la résonance de la cellule unitaire(résonateur) de la métasurface.

Dans cette partie, nous présentons une cavité chaotique simple et peu coûteuse reconfigurable dont les conditions aux limites sont réglées par l'allumage et l'extinction de lampes fluorescentes compactes (LFC) du commerce. Une LFC est une colonne de plasma qui est presque transparente aux ondes lorsqu'elle n'est pas excitée mais devient un objet diffusant au fur et à mesure que le gaz est chargé électriquement. Nous utilisons cet effet pour obtenir

de nouveaux états d'une cavité chaotique et augmenter le nombre de degrés de liberté à une seule fréquence. Dans ce qui suit, nous étudierons le modèle plasma aux fréquences microondes. Puisque les LFC sont des objets à pertes, nous explorons la diminution résultante du facteur  $Q$  en fonction du nombre de LFC excitées. Nous étudierons ensuite la corrélation des diagrammes de speckle pour les différents états de la cavité. Nous montrons que même si l'interaction des ondes électromagnétiques autour de la fréquence plasma avec les LFCs commerciaux est faible, une approche différentielle produit un nombre effectif d'états indépendants qui augmente considérablement le nombre total de degrés de liberté. Nous montrons enfin l'imagerie d'objets métalliques à l'extérieur de la cavité à l'aide de techniques computationnelles.

## 2.10.1 Construction de la fonction de reconfigurabilité

### 2.10.1.1 Modèle plasma aux fréquences micro-ondes

Le quatrième état de la matière est connue sous le terme de **plasma** qui est un gaz ionisé et qui se trouve dans 99% de la matière visible de notre univers. Il est présent naturellement au-delà de la haute atmosphère dans l'ionosphère, le soleil, les nébuleuses, la foudre et il est généré de façon artificielle dans des tubes à décharges, dans les propulseurs pour le spatial ou la fusion nucléaire. Un plasma peut être obtenu par ionisation d'un gaz initialement neutre en apportant une énergie qui peut être électrique (application d'un champ électrique), thermique (par chauffage du gaz) ou électromagnétique (par microonde). L'énergie fournie au gaz sert à accélérer les électrons libres et à ioniser les particules neutres à partir de ces collisions. Les collisions successives forment ainsi un plasma qui présente certaines propriétés électriques telles que la conductivité électrique, la permittivité électrique et la perméabilité magnétique.

Dans la littérature, il est montré que le plasma est un matériau dispersif qui obéit au modèle de **Drude** [112]. Ce modèle connu est défini à travers l'expression de la constante diélectrique relative du plasma qui s'écrit comme suit :

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j\omega\nu} \quad (2.16)$$

Cette relation dépend de trois paramètres :  $\omega_p$  la fréquence angulaire plasma,  $\nu$  la fréquence de collision des électrons et  $\omega$  la pulsation de l'onde incidente. La fréquence plasma se met sous la forme :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e q^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.17)$$

où  $m_e[kg]$ ,  $q[C]$  représente respectivement la masse et la charge d'un électron.  $n_e[m^{-3}]$  représente la densité des électrons,  $\epsilon_0[F/m]$  est la permittivité en espace libre. Une analyse simple de l'expression (2.16) conduit à deux cas :

- a) Pour  $\nu = 0$ , lorsque la fréquence des ondes électromagnétiques est inférieure à la fréquence du plasma ( $\omega < \omega_p$ ), la permittivité relative est négative. Ainsi, la constante de propagation est imaginaire. Par conséquent, l'onde électromagnétique sera réfléchiée puisque le plasma se comporte comme un conducteur bien que présentant une faible conductivité. Si l'on considère la fréquence de collision, l'onde électromagnétique pourrait également être absorbée car la fréquence de collision influence la partie imaginaire de l'expression (2.16).

- b) Lorsque la fréquence du plasma est inférieure à la fréquence des ondes électromagnétiques ( $\omega > \omega_p$ ), la permittivité relative du plasma devient positive. La constante de propagation est réelle. Par conséquent, le plasma possède des propriétés diélectriques qui peuvent être contrôlées électroniquement. Dans ce cas, les ondes électromagnétiques se propagent dans le plasma et subissent des pertes.

L'utilisation de tubes à plasma pour régler les propriétés d'un système dans le domaine des micro-ondes est d'un grand intérêt en raison de sa simplicité de mise en œuvre et de ses caractéristiques qui sont large-bande. Remplacer des pièces métalliques d'antennes traditionnelles par des colonnes à plasma permet de concevoir des systèmes reconfigurables efficaces [113]. Parmi les démonstrations réussies [114, 115], cet effet a été utilisé pour concevoir des antennes plasma avec de faibles sections efficaces radar lorsqu'elles sont éteintes. Contrairement aux antennes traditionnelles faites de pièces métalliques, ces antennes sont presque indétectables lorsque le plasma est éteint associé au fait que la section efficace du radar reste très faible. Le plasma est utilisé comme métamatériau reconfigurable dans [116], pour les antennes à ondes de fuite accordables dans [117], pour les résonateurs agiles en fréquence dans [118]. Dans les références [119, 120, 121], le plasma est utilisé comme réflecteur afin d'orienter le faisceau émis par une antenne omnidirectionnelle fonctionnant à 2.4 GHz dans une direction particulière.

### 2.10.1.2 Cavité reconfigurable

Pour permettre un contrôle totalement électrique de l'ensemble du système, nous avons trouvé intéressant d'utiliser, comme dans les références [120, 121], des lampes fluorescente plasmas compactes du commerce <sup>13</sup> dont nous espérons que la permittivité complexe lui permette d'avoir des caractéristiques similaires aux matériaux métalliques en terme de conductivité électrique. L'avantage de ces lampes est qu'elles interagissent avec les ondes électromagnétiques sur une plage de fréquences très grande. À cela s'ajoutent au fait qu'elles soient faibles coût, simples d'utilisation et peuvent facilement être intégrées dans la cavité utilisée.

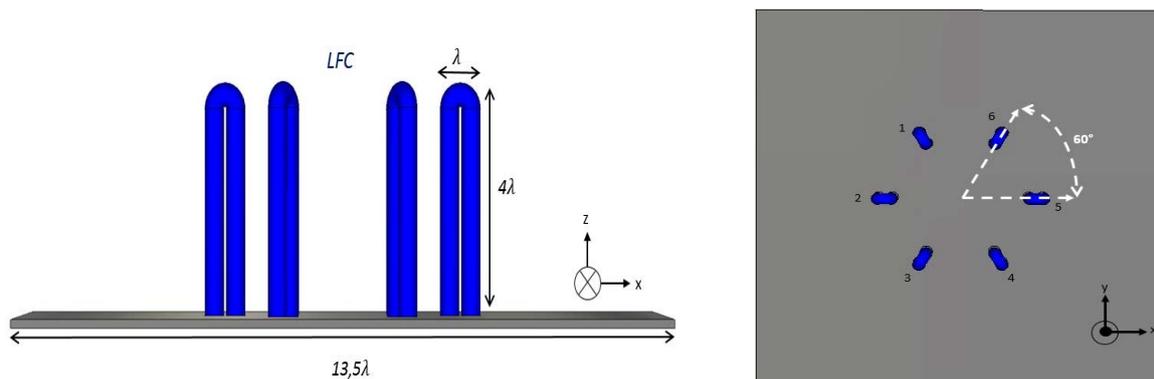


Fig 2.22: Arrangement circulaire des lampes fluorescentes compactes

L'arrangement des 6 lampes est présenté sur la figure 2.22. L'angle entre le centre de deux éléments adjacents est de  $60^\circ$  et la taille d'une LFC est de 12 cm.

<sup>13</sup><https://www.lampesdirect.fr/sylvania-lynx-se-9w-840-blanc-froid-4-pins>

Pour modifier les conditions aux limites, ces 6 LFCs sont contrôlées par un module (Figure 2.23) composé d'un Arduino<sup>14</sup>, de relais et d'un circuit de distribution haute tension. Le module Arduino contrôle des relais fonctionnant comme des interrupteurs. Ces relais sont positionnés entre les lampes et les ballasts électroniques qui fournissent la puissance d'alimentation. Selon la phase donnée par le relais, la LFC se voit alimentée ou pas. Un programme écrit sous PYTHON, par Cécile Leconte, contrôle le module Arduino mais également le VNA utilisé pour l'acquisition des données.

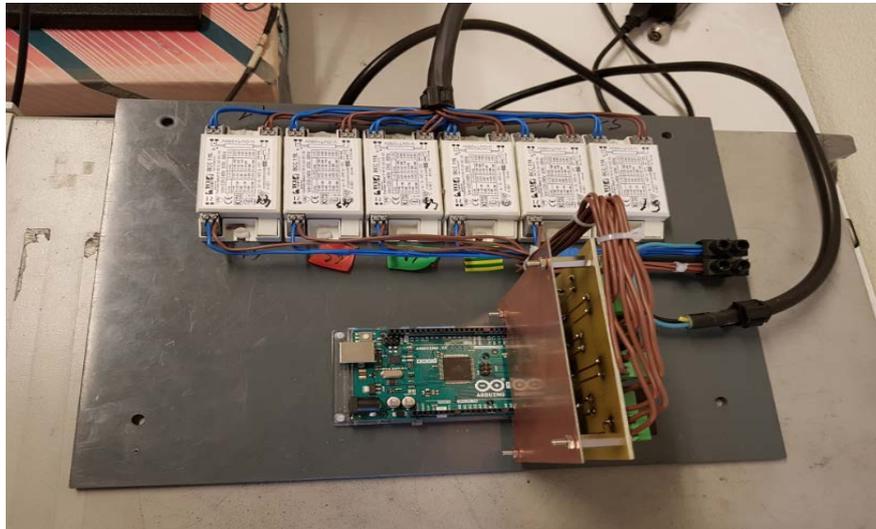


Fig 2.23: Photographie de la commande des lampes

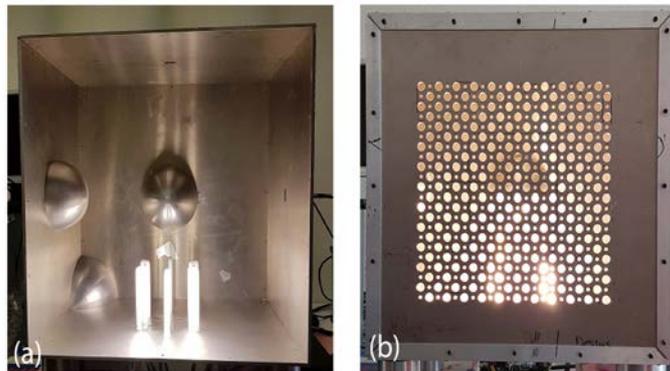


Fig 2.24: Photographie de la cavité sans (a) et avec (b) la face avant faite de trous percés. Les LFCs à l'intérieur sont excités séparément à l'aide d'un Arduino.

Comme le montre la figure 2.24, les lampes sont intégrés dans la cavité chaotique. Pour un arrangement de 6 lampes,  $N_s = 2^6 = 64$  états peuvent donc être, théoriquement, atteints. La cavité en aluminium est rendue chaotique par la présence de quelques structures métallique de formes hémisphérique à l'intérieur. La cavité a les mêmes dimensions extérieures que celle utilisée précédemment.

Une fois la fonction reconfigurable ajoutée à la cavité, la caractérisation de celle-ci doit être réalisée. C'est l'étape d'apprentissage des fonctions de transfert entre le champ proche

<sup>14</sup>Arduino Mega 2560: <https://store.arduino.cc/usa/arduino-mega-2560-rev3>

de la cavité et ses ports de mesures. Cet apprentissage se fait pour chaque état des LFCs. Le schéma de mesure est illustré par la figure 2.25. Le champ proche de cette ouverture est mesuré sur 601 points de fréquence avec une largeur de bande du filtre intermédiaire de 10 kHz sur une grille régulière carrée de point, dans le plan situé à 5 mm de la face avant de la cavité avec un espacement de  $\lambda/3$  dans les deux dimensions.



Fig 2.25: Dispositif expérimental pendant la mesure des fonctions de transfert. Un guide d'onde, relié à un port du VNA, est placé dans le champ proche de la cavité et sur les autres ports de la cavité les sorties de la cavité y sont reliées et mesurées.

Pour chaque position de la sonde, on mesure successivement les coefficients de transmission pour les 64 états. Pour 601 points de fréquence, le temps de balayage est de 72,5 ms. Le temps de balayage de l'ouverture est d'environ 6 h. La dynamique du VNA est d'environ 70 dB (pour  $IF = 10$  kHz). Cependant, elle est dégradée par la désadaptation de la sonde d'excitation, sa dynamique réelle est difficile à estimer. Nous croyons que le couplage inévitable entre la sonde en champ proche et la face avant de la cavité est le paramètre limitant de notre expérience. Ce couplage corrompt la connaissance de la matrice de détection  $\tilde{\mathbf{A}}$  et dégrade donc la qualité de la reconstruction.

### 2.10.2 Caractérisation de la cavité reconfigurable

En accord avec les valeurs rapportées dans la référence [121] pour les LFCs commerciales, la fréquence plasma est comprise entre 7 et 9 GHz. Dans le meilleur cas, le choix d'un plasma implique un compromis entre la résolution souhaitée et l'efficacité du plasma en tant que bon conducteur. Aux petites fréquences, le plasma peut se comporter comme un bon métal, mais la résolution inversement proportionnelle à la fréquence serait faible et la cavité dimensionnée supporterait un plus petit nombre de modes. De plus, comme nous avons vu dans le chapitre précédent, la cavité est utilisée avec des transitions qui fonctionnent en bande X<sup>15</sup>. Nous choisissons la gamme de fréquence<sup>16</sup> entre 7,5 et 8,5 GHz. Même si la gamme choisie se situe autour de la fréquence plasma, cela garantit une résolution de l'ordre du cm ( $\lambda_c \sim 3.75$

<sup>15</sup>Bande de fréquence dans laquelle la majorité des équipements du laboratoire opèrent.

<sup>16</sup>Le choix de cette gamme de fréquence suppose que nous ne sommes pas dans le régime qui permet au plasma de fonctionner comme un métal.

cm), nous verrons dans la suite que les résultats obtenus sont tout de même encourageants.

Les spectres de l'intensité transmise à travers l'ouverture et leur transformée de Fourier inverse sont montrés dans la figure 2.26(a) pour différents états. Les signaux temporels, qui sont les réponses à des impulsions incidentes de 1 ns, sont répartis sur plus de 300 ns, voir la figure 2.26(b), en raison de la réverbération à l'intérieur de la cavité. Nous observons que l'intensité diminue plus rapidement avec le temps lorsqu'un grand nombre de LFCs est excité.

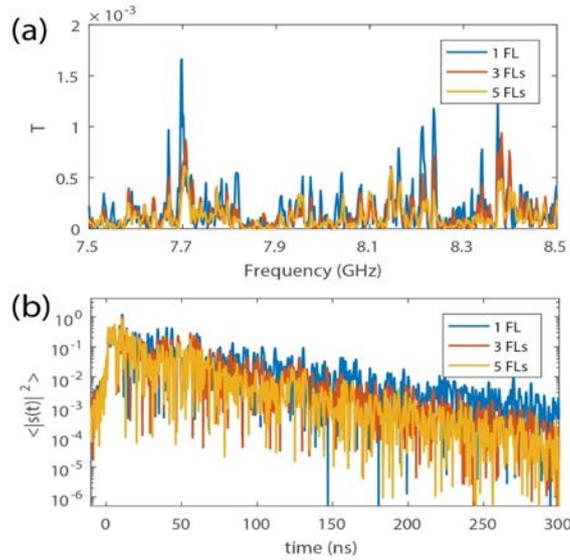


Fig 2.26: (a) Spectre des coefficients de transmission entre le premier port de la cavité et un point dans le champ proche de la cavité pour trois états différents correspondant à un, trois et cinq LFC qui sont activées. (b) Intensité transmise dans le domaine temporel pour ces trois états différents.

Dans la mesure où la première contrainte est fixée sur les fonctions de transfert du composant, les spectres de l'intensité transmise à travers l'ouverture sont montrés, pour différents états, sur la figure 2.26(a). En examinant ce tracé, nous observons une variation significative du  $S_{21}$  en fonction des états dans toute la bande. Ces variations révèlent qu'en changeant les conditions aux limites de la cavité, nous modifions la distribution modale à l'intérieur de la cavité. L'intensité dans le domaine temporel calculée à partir de la transformée de Fourier inverse des spectres est représentée sur la figure 2.26(b). Nous remarquons que ces intensités s'étalent sur un long temps confirmant que les conditions aux limites modifiées sont responsables de la modification des modes de la cavité.

### 2.10.2.1 Facteur de qualité $Q$ en fonction du nombre de LFC allumées

Nous étudions d'abord le facteur de qualité  $Q$  en fonction du nombre de LFCs allumées. Pour ce faire, nous calculons la transformée de Fourier inverse des spectres du champ proche et nous faisons correspondre l'intensité rayonnée dans le domaine temporel par régression linéaire avec une exponentielle décroissante tel que  $\langle |s(t)|^2 \rangle \sim \exp(-t/\tau)$ .  $\langle |s(t)|^2 \rangle$  et l'exponentielle décroissante correspondante sont illustrés sur la figure 2.27(a), pour deux états avec 1 et 3 LFCs qui sont activées respectivement.

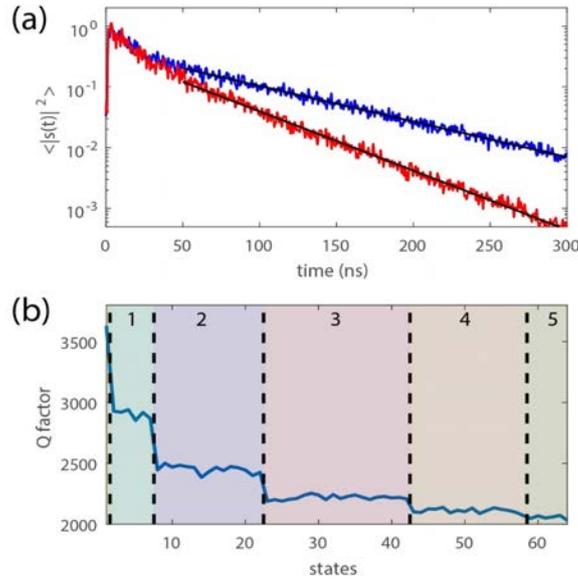


Fig 2.27: (a) Tracé de l'intensité transmise dans le domaine temporel moyennée sur le champ proche de l'ouverture pour 1 (ligne bleue) et 3 (ligne rouge) LFCs qui sont allumés. Les lignes noires sont des ajustements exponentiels,  $\langle I(t) \rangle = \exp(-t/\tau)$ . (b) Facteur de qualité  $Q$  trouvé à partir des temps de réverbération  $\tau$  en fonction de l'état. Le nombre de LFC allumés est indiqué sur la figure.

$Q$  est alors calculé à partir de  $Q = 2\pi f_c \tau$ , où  $f_c = 8GHz$  est la fréquence centrale. La figure 2.27(b) montre que  $Q$  diminue de 3700 à 2000 dans la gamme de fréquences d'intérêt lorsque toutes les LFCs sont éteintes et allumées, respectivement. La permittivité du plasma est en effet complexe et sa partie imaginaire est responsable de pertes supplémentaires dans la cavité. Regardons les conséquences sur le nombre de degré de liberté de la cavité.

### 2.10.2.2 Nombre d'états indépendants de la cavité

La génération de nouveaux états à une seule fréquence relâche fortement la contrainte d'un facteur  $Q$  élevé pour l'imagerie de hautes performances. Le nombre total de degrés de liberté  $N_{DOF}$  est théoriquement donné par le produit du nombre d'antennes d'émission/réception  $N_{ant}$ , du nombre de degrés de liberté spectraux  $N_\omega$ , et du nombre d'états indépendants non corrélés  $N_{eff}$  générés à une seule fréquence en changeant les conditions limites de sorte qu'on écrit :  $N_{DOF} = N_{ant}N_\omega N_{eff}$ .

Pour étudier le nombre d'états indépendants  $N_{eff}$ , nous calculons le coefficient de corrélation entre les vecteurs spatiaux, issus du balayage en champ proche,  $\phi_i$ . Puisque la matrice de détection est construite à partir de la projection de ces balayages champ proche sur la scène, le rang de la matrice de covariance construite sur ces coefficients donne le nombre d'états indépendants  $N_{eff}$ .

Le coefficient de corrélation entre les différents états  $i$  et  $j$  est donné par :

$$C_{ij} = \frac{\phi_i(\omega)\phi_j^\dagger(\omega)}{\|\phi_i(\omega)\|\|\phi_j(\omega)\|} \quad (2.18)$$

En simulation, si on génère  $N_{etat} = 64$  états décorrelés, la matrice de transfert est donc aléatoire ce qui implique que la matrice de covariance moyennée sur la gamme de fréquences  $\langle C(\omega) \rangle$ , approxime bien une matrice identité comme illustrée sur la figure 2.28.

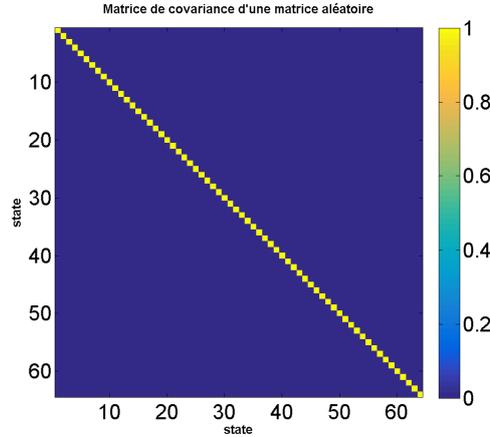


Fig 2.28: Matrice de covariance d'un système idéal

Les coefficients de corrélation tracés prouvent que les signaux générés présentent de bonnes propriétés d'orthogonalité car les éléments hors diagonale sont nuls, et les éléments de la diagonale ont la même énergie. Nous définissons le nombre effectif  $N_{eff}$  d'états indépendants comme le taux de participation aux valeurs propres  $\tau_n$  de la matrice de covariance défini par l'équation suivante :

$$N_{eff} = \frac{\left( \sum_{n=1}^{N_s} \tau_n \right)^2}{\sum_{n=1}^{N_s} \tau_n^2} \quad (2.19)$$

Nous trouvons ici  $N_{eff} = 63.83$  confirmant que les signaux constituant la matrice de transferts sont bien des speckles non corrélés.  $N_{eff}$  donne le nombre effectif d'états indépendants qui peuvent être générés et donc les degrés de liberté correspondants de la cavité reconfigurable à une seule fréquence. Dans une expérience de conjugaison de phase,  $N_{eff}$  est égal au contraste entre l'énergie focalisée et l'arrière-plan pour la focalisation en un point à l'extérieur de la cavité [122].

Le même procédé est appliqué sur les matrices de transfert mesurées sur les  $N_s$  états de la cavité. La matrice de covariance moyennée sur la gamme de fréquences,  $\langle \mathbf{C}(\omega) \rangle_\omega$ , est illustrée à la figure 2.29(a). Contrairement au cas d'états parfaitement décorrelés qui conduit à une matrice de covariance diagonale, on voit que les éléments hors diagonale sont beaucoup plus forts que prévu et ne peuvent pas être négligés. Nous trouvons  $\langle \mathbf{C}_{i \neq j}(\omega) \rangle \sim 0.75$ . Cette forte corrélation des signaux est confirmée par les réponses impulsionnelles, au regard de la figure 2.29(b), pour différents états de la cavité obtenues à partir de la transformée de Fourier inverse de  $\phi_i(\omega)$ .

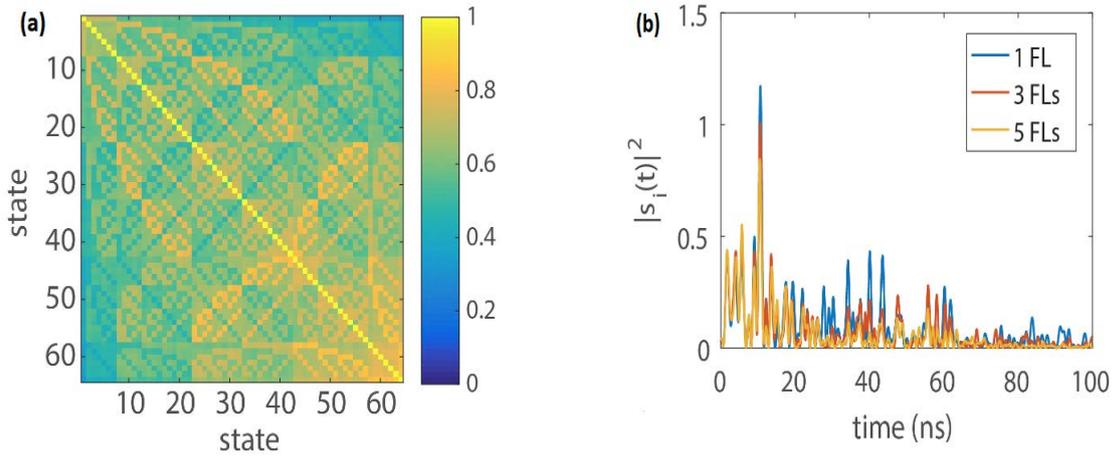


Fig 2.29: Pour le balayage du champ proche (a)Matrice de covariance en fonction du nombre d'états moyenné sur la gamme de fréquences (b)Tracé de l'intensité transmise dans le domaine temporel.

Nous observons que ces réponses sont presque identiques aux temps courts ( $t < 20$  ns) et ne présentent des variations significatives que pour  $t > 80$  ns. Le calcul du nombre d'états indépendants conduit ici à  $N_{eff} \approx 1.5$  au lieu de  $N_{eff} \sim N_s = 64$  qu'on obtiendrait avec une matrice de covariance diagonale issue de modèles de speckle non corrélés. Cela montre que les signaux transmis sont très similaires, même pour des configurations différentes des LFCs. Nous sommes donc amenés à penser que le champ incident n'est pas assez dispersé par les lampes pour modifier complètement la propagation des ondes à l'intérieur de la cavité. Les raisons peuvent être que:

- a) la cavité peut ne pas être complètement chaotique du fait de sa grande ouverture sur la face avant et les ondes directes qui n'interfèrent pas avec les LFCs ne peuvent pas être négligées;
- b) la gamme de fréquences a été choisie autour de la fréquence du plasma ce qui fait que le plasma se comporte comme un matériau diélectrique faiblement diffusant et non comme un conducteur parfait;
- c) les LFCs commerciales excitées par un courant presque constant sont de mauvais réflecteurs même avec  $\omega < \omega_p$ .

Le champ rayonné par l'ouverture peut donc être décomposé comme la somme du champ qui a été transmis sans être diffusé par les LFCs,  $\phi_0(\omega)$ , et la contribution diffusé  $\phi_s(\omega)$  tel que :

$$\phi_i(\omega) = \phi_0(\omega) + \phi_s(\omega) \quad (2.20)$$

Nous estimons la contribution cohérente  $\phi_0(\omega)$  comme étant la moyenne du champ de sortie sur les  $N_s$  états par  $\phi_0(\omega) \sim \langle \phi_i(\omega) \rangle_i$ . Pour une cavité chaotique électriquement grande avec des lampes plasma parfaites se comportant comme un élément transparent/métallique avec des longueurs supérieures à  $\lambda/2$ , on pourrait s'attendre à ce que  $\|\phi_0\|^2 \ll \|\phi_s\|^2$ . Cependant nous trouvons  $\langle \|\phi_0\|^2 \rangle = 4.5 \langle \|\phi_s\|^2 \rangle$ . Cela montre clairement que la réflexion sur les lampes plasma est faible. La conductivité des LFCs excitées est donc probablement faible par rapport aux objets métalliques. En résumé, la propagation des ondes à l'intérieur de la cavité n'est que légèrement modifiée par l'excitation des LFCs : il est peu probable dans ces conditions d'améliorer les capacités d'imagerie de la cavité. Dans la suite, nous démontrons que nous arrivons à surmonter cette difficulté en appliquant une **approche différentielle**.

### 2.10.2.3 Approche différentielle pour améliorer les degrés de liberté

En effet, nous surmontons cette difficulté avec une approche différentielle sur les états de la cavité. C'est-à-dire que nous supprimons la contribution qui est robuste à la moyenne sur les états de la cavité et nous considérons que les fonctions de champ corrigés s'estiment alors comme :

$$\tilde{\phi}_i(\omega) = \phi_i(\omega) - \langle \phi_i(\omega) \rangle_i \quad (2.21)$$

La matrice de covariance calculée à partir de  $\tilde{\phi}_i(\omega)$  est présentée sur la figure 2.30(a) comme étant presque diagonale.

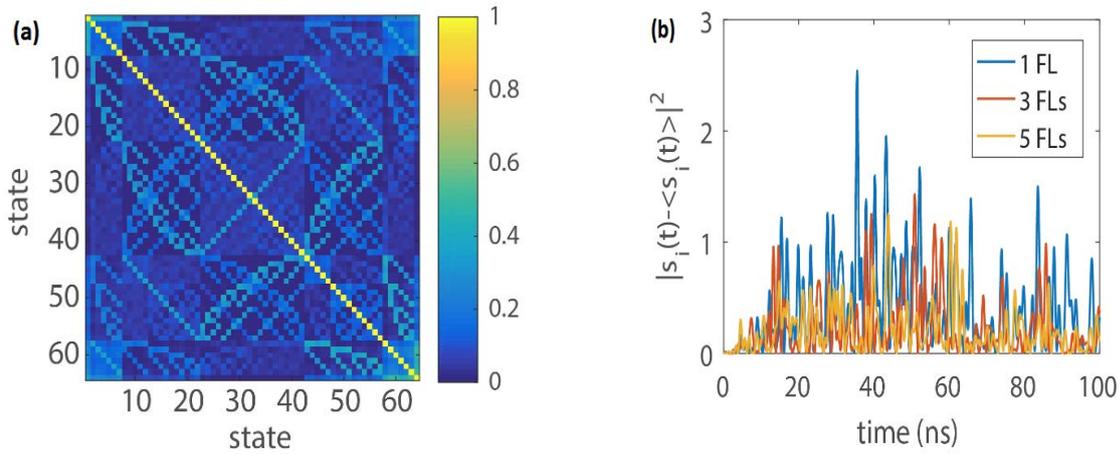


Fig 2.30: Pour l'approche différentielle (a)Matrice de covariance en fonction du nombre d'états moyenné sur la gamme de fréquences (c)Tracé de l'intensité transmise dans le domaine temporel.

$N_{eff}$  est grandement amélioré et est maintenant de 11.5 comparé à 1.5 pour l'approche initiale. Cette procédure supprime principalement le champ cohérent  $\phi_0$  et de fortes variations entre les signaux pour différents états sont maintenant visibles sur la figure 2.30(b), même pour les temps courts.

On peut également se demander si l'approche différentielle peut être appliquée aux différents diagrammes sur des fréquences adjacentes en balayant simplement la fréquence sur une bande passante plus étroite sans avoir besoin d'utiliser les LFCs pour changer les conditions limites (sur une bande passante plus étroite parce que le facteur  $Q$  est plus élevé sans les LFCs et que l'espacement entre les fréquences peut être réduit à cause de cela).

Il est peu probable que la même approche différentielle puisse être utilisée dans le domaine des fréquences. Ici elle peut être employée parce que le champ peut être décomposé comme la somme du champ qui n'est pas diffusé par les LFCs et la partie diffusé. L'élimination des trajets directs augmente donc les fluctuations du champ rayonné entre deux états de cavité. Une telle procédure ne peut être appliquée dans le domaine fréquentiel parce que les champs à deux fréquences différentes ne peuvent pas être exprimés sous la forme d'une somme similaire. Lorsque la largeur de bande est supérieure à la longueur de corrélation (ce qui sera rapidement le cas même pour un petit facteur  $Q$ ), les modèles de speckle des deux fréquences extrêmes sont déjà décorrélés. Soustraire la moyenne du champ sur la gamme de fréquences n'augmenterait donc pas le nombre de degrés de liberté.

Nous notons que le facteur  $Q$  est divisé par un facteur 2 lorsqu'on ajoute et allume 6 LFCs dans la cavité. Il est clair que sans l'approche différentielle, une cavité standard (sans lampe) aurait de meilleures performances puisque dans ce cas  $N_{eff} = 1.5$ . Cependant, nous avons démontré qu'il est possible d'obtenir 12 états indépendants en utilisant l'approche différentielle. Cette étude est une preuve de concept de l'utilisation de LFCs afin de changer les conditions aux limites et nous sommes conscients des limites dues à l'approche différentielle. Ces limites ainsi que les améliorations possibles sont discutées à la fin de ce chapitre. Nous allons dans la suite exploiter ces nouveaux degrés de liberté à des fins d'imagerie.

## 2.11 Résultats d'imagerie active

Nous supposons la première approximation de Born de sorte que le signal reçu sur un seul port, pour une cavité à l'état  $i$ , peut être écrit :

$$y_i(\omega) = \int_{\mathbf{r}} \mathbf{G}_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) \sum_n \mathbf{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n, \omega) \sigma(\mathbf{r}) h_i(\mathbf{r}_n, \omega) d\mathbf{r} \quad (2.22)$$

Avec  $\mathbf{G}_0$  est la fonction de Green en espace libre,  $\mathbf{r}_0$  est l'emplacement de l'antenne corno d'émission,  $\sigma(\mathbf{r})$  est la réflectivité de la scène au point  $\mathbf{r}$  et  $h_i(\mathbf{r}_n, \omega)$  est la réponse entre l'emplacement  $r_n$  dans le champ proche de la cavité dans son  $i^{\text{ème}}$  état et le port de mesure.

Pour reconstruire  $\sigma(\mathbf{r})$ , nous tenons compte du fait que la soustraction du signal moyenné sur les états de la cavité améliore considérablement les degrés de liberté à une seule fréquence et nous résolvons plutôt l'équation discrète suivante :

$$\mathbf{y} - \langle \mathbf{y} \rangle_i = (\mathbf{A} - \langle \mathbf{A} \rangle_i) \sigma \quad (2.23)$$

où  $\mathbf{y}$  est le vecteur de mesure incluant toutes les fréquences et tous les états de la cavité et  $\mathbf{A}$  est la matrice de détection correspondante entre l'émission/réception et les pixels auxquels  $\mathbf{x}$  est reconstruit. Nous soustrayons à chaque fréquence les valeurs moyennes sur les états de la cavité :  $\langle \mathbf{y} \rangle_i$  pour le vecteur d'observation et  $\langle \mathbf{A} \rangle_i$  pour la matrice de détection.

### 2.11.1 Différents speckles en fonction de l'état de la cavité

Nous nous proposons de regarder les speckles générés par le changement des conditions aux limites de la cavité. Nous discrétisons la scène avec des pixels carrés de dimensions  $\lambda/6 \times \lambda/6$ . La manière conventionnelle pour discrétiser la scène à imager est d'observer la limite de résolution de l'ouverture synthétisée et de choisir la taille de discrétisation de la scène par rapport à cette limite. Discrétiser la scène à une taille inférieure à la limite de résolution (donc à un détail plus fin que ce que l'ouverture peut distinguer) a le même effet qu'interpoler l'image reconstruite sans ajouter de caractéristiques supplémentaires (mais en lissant les images). Dans notre cas, la réduction de la charge de calcul n'est pas une priorité pour la preuve de concept présentée dans ce document. Nous voulons simplement éviter de recourir à l'interpolation. En outre, il est important de garder à l'esprit que l'inversion prend un temps négligeable par rapport au balayage en champ proche de la cavité.

Sur la figure 2.31, il est présenté les speckles correspondants à une même configuration de la cavité chaotique mais pour trois fréquences différentes (comme c'est le cas dans une cavité passive).

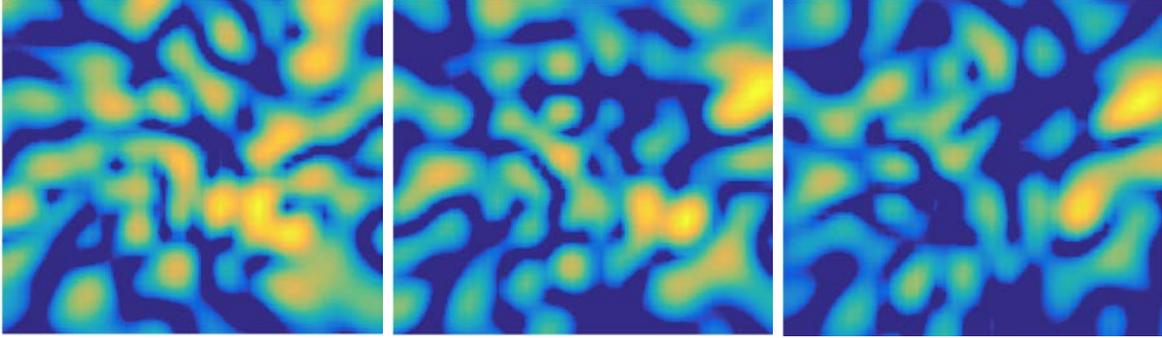


Fig 2.31: Trois modèles de speckle à  $f = 7.5$  GHz,  $f = 7,5017$  GHz et  $f = 7.5033$  GHz à une distance  $F = 0,52$  m de l'ouverture calculée à partir de la projection des fonctions de transfert (après soustraction de la valeur moyenne) sur le plan des voxels. Les données sont transformées à partir des mesures en champ proche et tous les diagrammes sont normalisés à la même échelle.

Nous pouvons aisément observer que la cavité proposée peut produire des formes d'onde qui présentent une certaine variation en fonction de la fréquence.

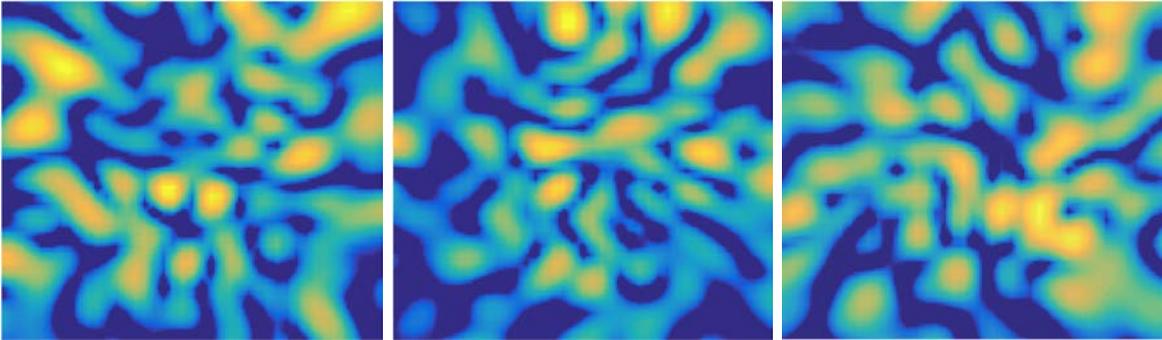


Fig 2.32: Trois modèles de speckle pour les configurations avec 1 LFC, 3 LFCs, 5 LFCs, à la fréquence centrale  $f = 8$  GHz à une distance  $F = 0,52$  m de l'ouverture.

Comme présenté dans la figure 2.32, de toute évidence l'utilisation des LFCs pour obtenir de nouveaux états de la cavité, permet d'obtenir une corrélation moindre entre les diagrammes de rayonnement (qui se manifeste par une variation spatiale plus importante).

Pour mieux quantifier la variation des champs rayonnés, nous construisons la matrice de mesure et nous effectuons d'abord une décomposition en valeurs singulières.

### 2.11.2 Variation des valeurs singulières normalisées

Une métrique plus quantitative pour examiner la corrélation des diagrammes de rayonnement calculé est la décomposition en valeurs singulières (SVD). Chaque ligne de la matrice de détection résultante,  $\tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{A} - \langle \mathbf{A} \rangle_i$ , est constituée du champ électrique rayonné pour un état de la cavité et une fréquence de mesure donnée. Par conséquent, le nombre total de lignes  $N$  est la multiplication du nombre des différents états de la cavité  $N_{eff}$  et du nombre de points de fréquence  $N_\omega$ .

Par la définition de la matrice de mesure, le spectre des valeurs singulières représente une mesure de la diversité des diagrammes de rayonnement et permettra ainsi d'évaluer l'impact des LFCs sur le nombre de degrés de liberté de la cavité. Rappelons que la diversité des modèles de rayonnement permet le multiplexage d'informations uniques pendant l'imagerie. Un spectre de valeur singulière plat indique une orthogonalité élevée entre les rangées, tandis qu'un spectre de valeur singulière en régression rapide indique des modèles de rayonnement fortement corrélés.

Dans la figure 2.33, la distribution des valeurs singulières normalisées  $\tilde{\sigma}_n$  est montrée pour  $N_\omega = 61$  et différents nombres d'états qui sont choisis au hasard parmi les 64 configurations disponibles.

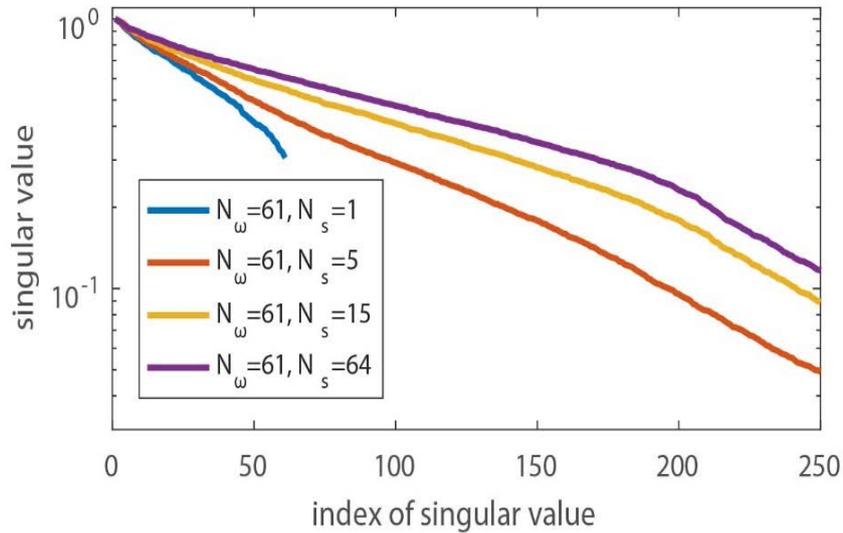


Fig 2.33: Variation des valeurs singulières normalisées de la matrice de détection de la cavité avec leur indice pour différentes configurations des LFCs.

Pour  $n < 205$ , où  $n$  est l'indice de la valeur singulière, on constate que la distribution de  $\tilde{\sigma}_n$  est plus plate à mesure que  $N_s$  augmente. Cela indique que le nombre de speckle non corrélés augmente également. Cependant, nous observons que la pente commence à saturer pour  $N_s > 15$ . Il est possible de ne sélectionner convenablement que quelques états parmi les 64 afin de maximiser  $N_{eff}$ . En utilisant un algorithme génétique standard, nous n'avons sélectionné que 12 états et avons réussi à atteindre  $N_{eff} = 7.8$ . Le total des degrés de liberté est alors  $N_{DOF} = N_\omega N_{eff} = 476$ . En comparaison, la cavité sans les LFCs présente un facteur  $Q$  qui est environ deux fois plus élevé, ce qui conduit à une estimation du nombre de degrés de liberté de  $N_{DOF} = N_\omega = 128$ . Il est clair, au regard du spectre des valeurs singulières, que la cavité dynamique nous permet d'utiliser une plus grande quantité de diagrammes distincts, un plus grand nombre de modes de mesure.

De plus, dans tous les cas, cette distribution diminue rapidement pour  $n > 205$ . Le nombre de valeurs singulières significatives est en effet limité par les dimensions de l'ouverture de la cavité  $O = 0,09 \text{ m}^2$ . Le nombre maximum de valeurs singulières significatives est égale au nombre d'éléments spatialement décorrélés sur l'ouverture, c'est à dire la surface de l'ouverture divisée par la longueur de corrélation du champ au carré.

Cela donne l'équation (2.24) :

$$N_\sigma = \frac{O}{(\lambda/2)^2} \quad (2.24)$$

Nous trouvons  $N_\sigma = 225$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde correspondant à la plus petite fréquence, ce qui est en bon accord avec l'indice à la rupture de la pente des valeurs singulières.

Les résultats présentés dans cette section indiquent que les diagrammes de rayonnement générés par la cavité reconfigurable peuvent sonder la scène et coder son contenu spatial en de simples mesures de rétrodiffusion en fonction de l'état des lampes dans la cavité ou de la fréquence ou des deux. L'efficacité de cette proposition est examinée lors de la reconstruction de différentes scènes, mettant encore plus en évidence les performances améliorées rendues disponibles par le contrôle des conditions aux limites de la cavité.

### 2.11.3 Imagerie d'objets quelconques

Pour confirmer les observations qui précèdent, différents objets ont été imagés. Nous résolvons l'équation (2.23) pour reconstruire des objets situés à une distance  $z = 52$  cm de l'ouverture de la cavité. La cavité dynamique est implémentée dans la configuration d'imagerie illustrée par la figure 2.1. Dans cette configuration, la cavité agit comme une ouverture en réception captant le signal rétrodiffusé par la scène pendant la mesure. Une antenne cornet, en émission interrogeant la scène, est connectée au port 1 de l'analyseur de réseau utilisé précédemment. La cavité est connectée au port 2. Le  $S_{21}$  mesuré est alors un signal initié au port d'émission, rayonné par l'antenne cornet mentionnée plus haut, réfléchi par la scène et capté par la cavité placée en réception. Ce processus est répété séquentiellement pour les 64 états des lampes, chaque état permettant d'obtenir une nouvelle cavité présentant un diagramme de rayonnement différent. La matrice des  $S_{21}$  mesurés représente donc le signal rétrodiffusé, qui est post-traité pour reconstruire une image de la scène.

Pour compléter ce processus, la relation entre le signal diffusé et les diagrammes de rayonnement des ouvertures du système doit être décrite. En supposant la première approximation de Born et une résolution limitée par diffraction, l'équation (2.23) qui suit l'approche différentielle est reformulée comme suit :

$$\tilde{\mathbf{y}} = \tilde{\mathbf{A}}\sigma \quad (2.25)$$

Tout au long de l'expérience nous utilisons  $N_\omega = 61$  fréquences et  $N_s = 12$  états. Les états choisis sont ceux qui maximisent le  $N_{eff}$ . Les champs électriques autour de la cible sont calculés avec la fonction Green dyadiques appropriées. L'équation (2.25) peut être utilisée pour estimer  $\sigma(\mathbf{r})$ . Dans la pratique,  $\tilde{\mathbf{A}}$  n'est pas carré et il n'existe pas de véritable inverse mathématique. Même dans le cas d'une matrice  $\tilde{\mathbf{A}}$  carrée, l'inversion directe n'est pas conseillée en raison de la présence de bruit.

Pour résoudre l'équation (2.25) et alors reconstruire la scène, nous effectuons d'abord une décomposition en valeur singulière de  $\tilde{\mathbf{A}}$  puis nous réalisons une troncature des valeurs considérées comme faisant partie du bruit et enfin nous inversons la matrice résultante. Un compromis sur le choix des valeurs à supprimer doit être réalisé. Cette méthode est comparée à une reconstruction par retournement temporel qui demande une multiplication dans

le domaine fréquentiel et ne fait aucune hypothèse simplificatrice.

Les images sont présentées dans le plan d'une scène constituée d'une, puis de deux sphères métallique de petite taille. Les valeurs de la barre de couleur indiquent l'amplitude normalisée des valeurs de réflectivité reconstruite en échelle logarithmique.

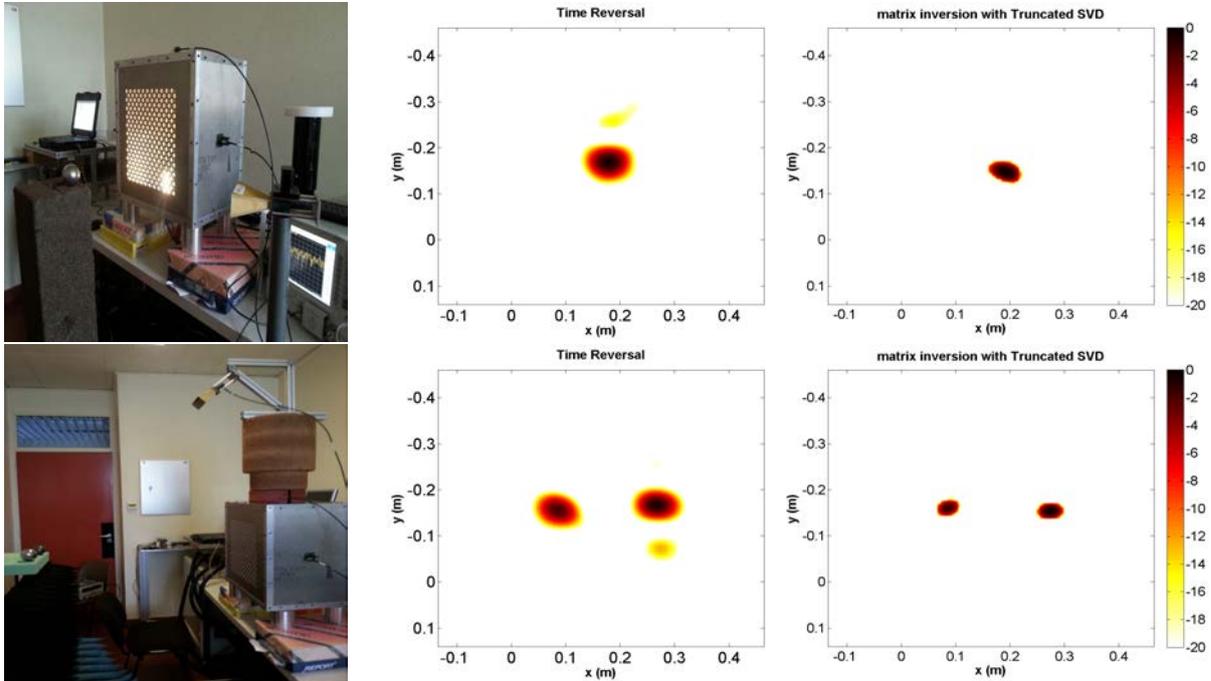


Fig 2.34: (gauche) Photographie du montage expérimental et résultats de reconstruction de la scène par (milieu) retournement temporel (extrême droite) inversion de la matrice de détection par SVD tronquée.

La reconstruction de l'image par retournement temporel fournit une reproduction acceptable des objets d'intérêts. Bien que des artefacts soient visibles, c'est une méthode non itérative qui minimise le temps nécessaire à la reconstruction de l'image (le temps de reconstruction était inférieur à  $0,08^{17}$  secondes). Il est à noter que la reconstruction de l'image est bien améliorée par l'utilisation de la pseudo-inverse avec troncature des valeurs singulières. On note tout de même que le choix des valeurs singulières significatives se fait en utilisant l'équation (2.24). Le SNR des images, défini comme étant le maximum du diffuseur sur le maximum des lobes secondaires, sont d'environ 33 dB et 28 dB respectivement pour une et deux sphères lorsqu'on considère la pseudo-inverse par truncated SVD. Bien que le couplage existant fausse l'obtention de la matrice de détection, nous obtenons tout de même des images avec un SNR allant jusqu'à 30 dB pour l'imagerie d'une sphère unique.

Nous avons ensuite considéré des cibles simples, nous avons réalisé l'imagerie d'une bouteille métallique, d'un ensemble de boulons formant la lettre "I" et d'un objet représentant un objet de menace en forme d'arme à feu.

<sup>17</sup>Spécifications Ordinateur : Inte®Core®CPU E5-2623 v3 @ 3.00 GHz, 32 GB RAM (2 processeurs)

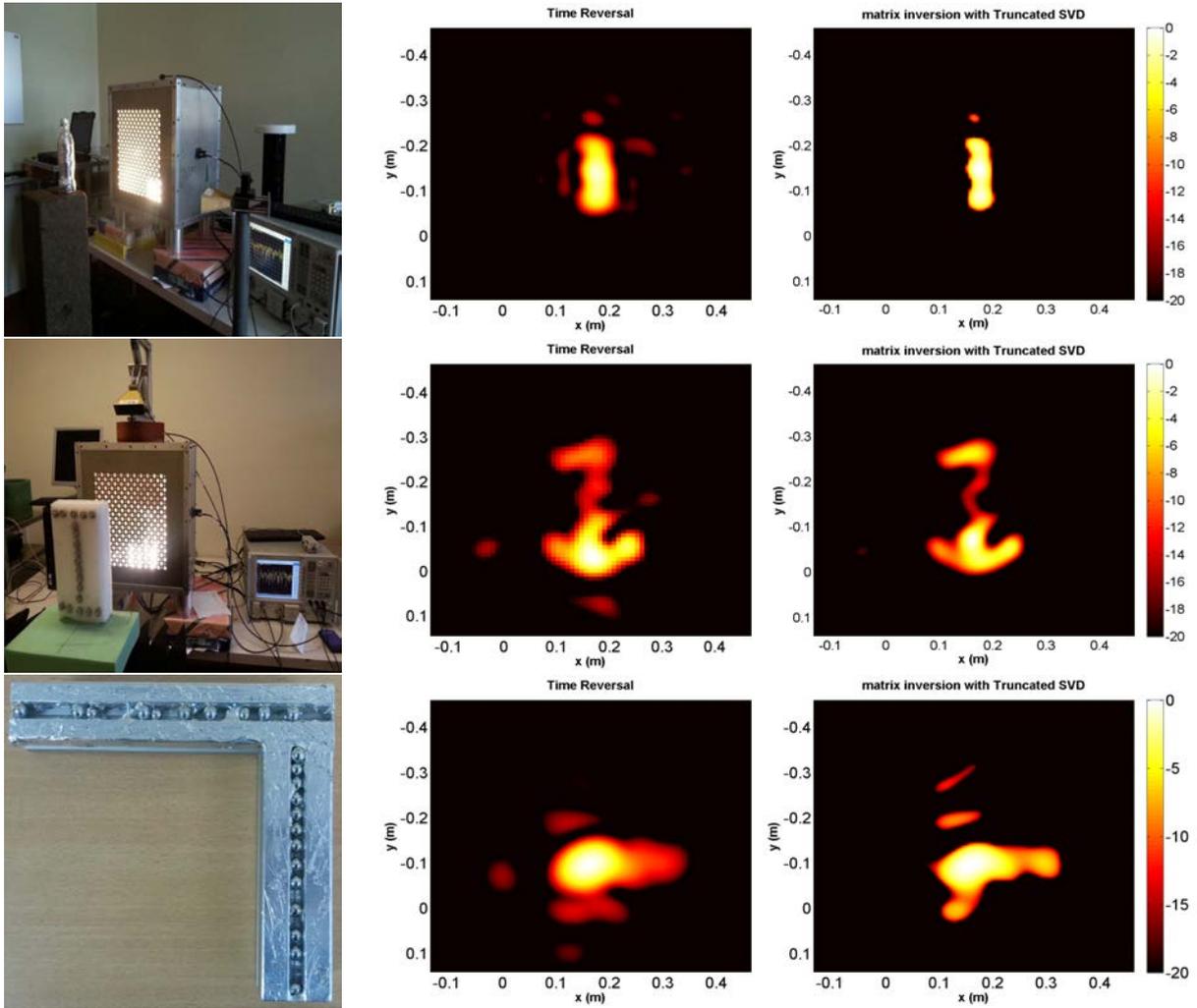


Fig 2.35: (gauche) Photographie du montage expérimentale et résultats de reconstruction de la scène par (milieu) retournement temporel (extrême droite) inversion de la matrice de détection par SVD tronquée.

Les images reconstituées sur la figure 2.35 sont sur-échantillonnées par un facteur 4 afin d'améliorer la qualité de l'image. Comme on peut le voir, la reconstruction fournit une reproduction raisonnable la forme de la bouteille, de la lettre "T" et de l'objet en forme d'arme à feu, ce qui démontre la capacité du système à réaliser l'imagerie d'objets étendus.

Si on applique l'algorithme itératif SPGL1 pour résoudre l'équation (2.25) en minimisant la norme  $l_1$ , nous obtenons les résultats présentés sur la figure 2.36. Les différentes cibles sont clairement identifiées. Ces images confirment la capacité de notre cavité reconfigurable de produire des images de haute qualité.

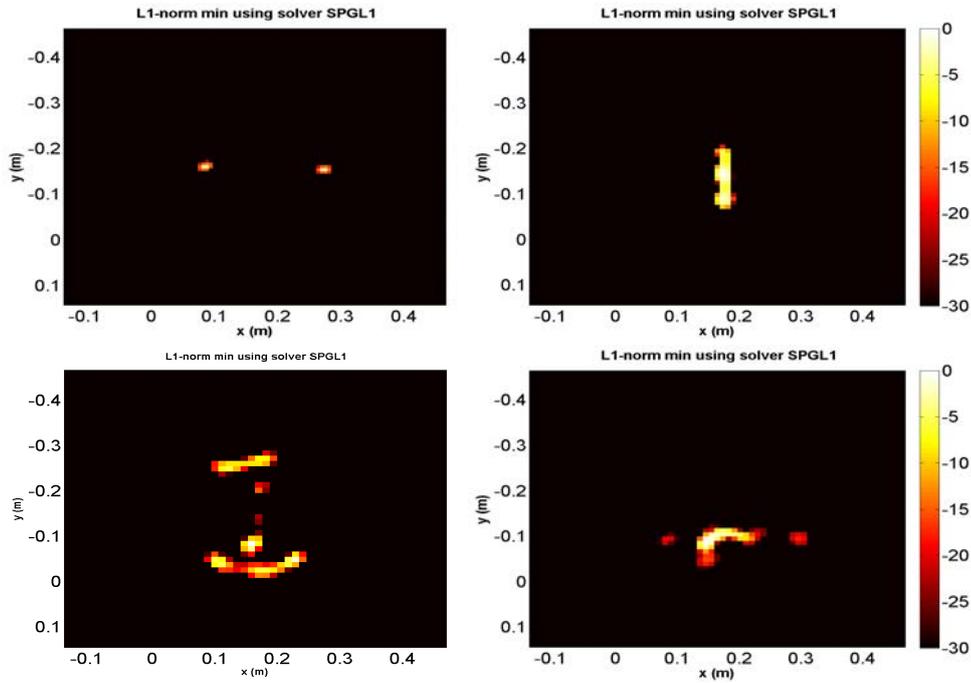


Fig 2.36: Résultats de reconstruction de la scène par régularisation de la norme  $L1$  de deux boules métallique de différentes SER, d'une bouteille recouverte de scotch métallique, d'un ensemble de boulons métallique formant la lettre "I" et d'un objet en forme d'arme à feu.

Une reconstruction  $3D$  des deux sphères est également illustrée dans la figure 2.37. La résolution axiale dépend de la bande passante du système et est maintenant donnée par  $c_0/B$ , où  $B$  est la largeur de bande. Ici, les fréquences sont choisies pour couvrir la gamme complète des fréquences de sorte que  $B = 1$  GHz, ce qui donne une résolution théorique de 3 cm le long de la direction  $z$ .

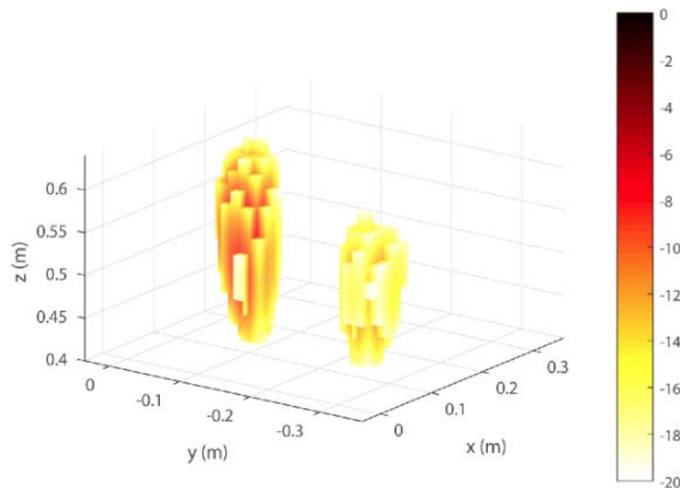


Fig 2.37: Reconstruction  $3D$  de deux sphères métalliques

La bonne reconstruction de la forme des objets démontre la capacité de notre système à représenter des objets métalliques avec une résolution de  $\sim 5$  cm dans le plan  $(x - y)$ . Cela confirme également la validité de l'approche différentielle pour l'imagerie computationnelle avec notre cavité reconfigurable.

Comme la vitesse typique du processus de formation d'images est inférieure à 1s, la latence introduite par MATLAB est une composante importante du temps de traitement, cependant, MATLAB a été utilisé parce que c'est une plate-forme pratique pour écrire des modèles d'algorithmes numériques. Pour une implémentation pratique, d'autres options seraient envisagés.

## 2.12 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a permis de présenter deux systèmes d'imagerie actives microondes utilisant une cavité chaotique, couplée à la scène par un réseau de trous circulaire, comme architecture pour la mesure simultanée des données nécessaires à la reconstruction d'images de la scène d'intérêt.

Dans un premier temps, nous avons montré qu'il est possible de remplacer un réseau d'antennes par une unique cavité dont une ouverture réalisée sur sa face avant permet de coder l'information spatiale d'une scène d'intérêt dans la réponse temporelle de la cavité. Grâce à la réverbération naturelle des ondes à l'intérieur du composant, des degrés de liberté spectraux nécessaires à la reconstruction de l'image, sont obtenus. En effet, le motif rayonné à travers l'ouverture est aléatoire dans l'espace et varie au fur et à mesure que la fréquence d'excitation est balayée. Il est en théorie possible de réaliser une image haute-résolution de la scène à partir d'une unique réponse impulsionnelle. Les résultats expérimentaux d'imagerie ont montré la capacité de ce système à fournir des images fidèles à la scène à imager.

Puis dans un second temps, nous avons démontré la conception d'une cavité ouverte reconfigurable pour l'imagerie computationnelle micro-ondes à l'aide de lampes fluorescentes compactes du commerce. Grâce aux propriétés remarquables du plasma froid en ce qui concerne l'interaction avec les micro-ondes, de nouveaux états de la cavité peuvent être générés à une seule fréquence par l'excitation des colonnes à plasma. Cela augmente fortement les degrés de liberté disponibles qui sont cruciaux pour reconstruire une scène à l'aide de techniques computationnelle. Pour une valeur donnée du SNR, l'introduction de nouveaux états en changeant les conditions aux limites de la cavité permet de réduire la gamme de fréquence des mesures et/ou d'envisager de nouveaux systèmes avec un facteur  $Q$  plus petit. La qualité de la reconstruction dépend évidemment du niveau de corrélation des canaux du composant compressif et de l'indépendance des différents états créés. Une preuve de concept a été réalisée et les résultats expérimentaux ont confirmé que ces nouveaux états améliorent fortement le contraste des images d'objets métalliques de différentes formes.

Il est vrai que dans des applications où l'imagerie est réalisée sur de grandes distances (de l'ordre du kilomètre pour les radars à synthèse d'ouverture) le SNR devient plus préoccupant [123]. Cependant, dans l'application de champ proche comme c'est le cas de cette thèse, le dispositif fournit un rapport signal/bruit suffisant, même avec des diagrammes de rayonnement à faible gain. La réduction de la fréquence pour dans le cas de la cavité dynamique entraîne une augmentation de la distance d'ambiguïté. Cette réduction n'est pas préoccupante pour la cavité reconfigurable car le système résultant est surdimensionné et possède donc une distance sans ambiguïté significativement plus grand que la région d'intérêt réelle. De plus dans notre scénario, l'emplacement du diffuseur est limité (C'est le cas pour l'application visée) à une plage de distances connues. Je pense que si l'objet est confiné à un plan, une seule fréquence peut être utilisée pour obtenir des images car la cavité dynamique offre de résoudre un système sur-dimensionné.

Notre système faible coût pourrait être largement amélioré en utilisant des colonnes à plasma plus sophistiquées avec une densité d'électrons plus élevée pour premièrement réduire les pertes des colonnes excitées et deuxièmement pour augmenter la fréquence du plasma afin que des gammes de fréquences plus élevées puissent être considérées. Des mesures d'efficacité allant jusqu'à 50% ont été rapportées pour les éléments de colonne de plasma en comparaison avec des objets métalliques similaires [115]. D'autres états indépendants pourraient donc être obtenus sans recourir à l'approche différentielle, ce qui améliorerait encore davantage le rapport signal-à-bruit du processus d'imagerie.

Dans le prochain chapitre, nous démontrerons la capacité d'une cavité chaotique micro-ondes à être utilisée comme système d'imagerie passive large-bande et temps-réel.



# Chapitre 3

## Imagerie passive computationnelle de sources de bruit thermiques en utilisant une cavité chaotique

### Sommaire

---

3.1	Introduction . . . . .	78
3.2	Notions importantes en radiométrie . . . . .	79
3.3	Différentes architectures . . . . .	81
3.4	Imagerie passive computationnelle en utilisant une cavité chaotique . . . . .	89
3.5	Validation expérimentale . . . . .	95
3.6	Application à la compatibilité électromagnétique . . . . .	101
3.7	Conclusion du chapitre . . . . .	117

---

## 3.1 Introduction

Dans les chapitres précédents nous avons introduit l'imagerie computationnelle avec laquelle on s'affranchit du besoin d'avoir autant de chaînes RF que d'antennes dans le réseau en réalisant une acquisition compressée de l'information spatiale de la scène. Les méthodes issues du "compressive sensing" qui conduisent à la résolution du problème inverse ont également été utilisées pour reconstruire l'image de réflectivité de la scène.

Les méthodes traditionnelles d'imagerie active se fondent sur l'émission et la réception de signaux par une ou plusieurs antennes. Une image est formée à partir du traitement du signal retrodiffusé par le milieu à imager (écho de la scène). À l'inverse, nous abordons dans ce chapitre l'imagerie passive à partir du bruit thermique (pas d'émission). Cela est possible car tout corps dont la température est au dessus de  $0^{\circ}\text{C}$  rayonne un bruit naturel de puissance proportionnelle à sa température de brillance ainsi qu'à son émissivité. Le radiomètre est un système électronique qui fournit une image de température à partir de la puissance reçue, rayonnée par la scène. Nous proposons dans ce chapitre un système basé sur la corrélation de signaux de bruit provenant des sources thermiques. Ce système se distingue du radiomètre conventionnel en ce sens qu'il ne fournit pas simplement l'intensité du flux de rayonnement électromagnétique provenant des sources de bruit thermiques mais permet d'avoir accès à la différence de phase entre les signaux et permet en conséquence un traitement interférométrique cohérent.

Au début de ce chapitre, nous rappelons le principe de la radiométrie basé sur la loi de Planck. Puis nous introduisons les notions de sensibilité radiométrique du système. Et enfin nous abordons l'imagerie passive par corrélation de bruit thermique. La première étude réalisée dans ce chapitre est une contribution à l'étude des systèmes d'imagerie passive à courte portée: il s'agit de détecter des objets dangereux dissimulés par le seul moyen de l'émission naturelle de ces objets. Puis dans une seconde étude, un système d'imagerie passive est réalisé comme solution à la caractérisation du rayonnement des sources de bruit sur les cartes et circuits imprimées électroniques. Les différents modèles mathématiques sont présentés et différentes simulations sont réalisées. Différentes configurations de scène sont explorées et la résolution du problème inverse se fait par les méthodes de résolution présentées dans les précédents chapitres. Afin de valider les résultats théoriques, des bancs de mesures sont mis en oeuvre pour fonctionner en bande X (8 – 12 GHz).

## 3.2 Notions importantes en radiométrie

La radiométrie est une mesure passive, dans le domaine des hyperfréquences, de l'énergie électromagnétique présente dans l'atmosphère. Pour se faire, Il est nécessaire de définir les notions d'émissivité, de température radiométrique, de contraste; importante en imagerie passive.

### 3.2.1 Emissivité et réflectivité d'un objet

Tout corps est constitué de molécules dont l'agitation thermique, lorsqu'elle est portée à une température supérieure à 0°C, conduit à un rayonnement électromagnétique appelé **bruit thermique**. L'énergie thermique est l'énergie cinétique du mouvement aléatoire des particules dans un corps matériel. Les conditions énergétiques induites par les collisions peuvent spontanément passer d'un niveau d'énergie élevé à un niveau faible d'énergie. Il en résulte alors une émission spontanée d'ondes électromagnétiques. Selon la loi de Planck, on définit un corps noir comme un corps idéal qui absorbe parfaitement toute l'énergie électromagnétique incidente (absence de réflexion), et à toutes les longueurs d'onde. En 1900 MAX PLANCK a formulé empiriquement le rayonnement spectral d'un corps noir, appelé "luminance", en fonction de la fréquence  $f$  et de la température  $T$  [124].

$$L_f(f, T) = \frac{2hf^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1} \quad (3.1)$$

où  $T$  est la température ( $[K]$ ) absolue du corps noir,  $h$  la constante de Planck<sup>1</sup>,  $k$  la constante de Boltzmann<sup>2</sup>,  $c$  la vitesse de la lumière ( $[m.s^{-1}]$ ).  $L_f$  est une puissance par unité de surface, par stéradian et par longueur d'onde ( $[W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}]$ ). Le spectre d'émission d'un corps noir représente une référence pour toute autre émission d'un corps réel. Généralement, une fraction du rayonnement incident à la surface d'un corps solide ou liquide est absorbée et le reste est réfléchi. L'émissivité  $\epsilon$  d'un corps réel (dit corps gris) est définie comme la capacité, d'un matériau à émettre des radiations thermiques dans le spectre électromagnétique [125].<sup>3</sup> C'est une constante normalisée qui varie entre 0 (matériau parfaitement réfléchissant) et 1 (absorbant parfait), et dépend de la constante diélectrique, de la structure de la surface, de la température, de la longueur d'onde et de l'angle de vue de l'objet [126, 127]. Un absorbant parfait très bien connu est le "corps noir". L'émissivité peut s'exprimer comme  $\epsilon = 1 - |\rho|^2$ , avec  $|\rho|^2$  définie comme la réflectivité de l'objet.

La loi de Planck peut être approchée par la loi de Rayleigh-Jeans dans la gamme de fréquences micro-ondes grâce à un développement en série de Taylor du terme exponentiel  $e^{\frac{hf}{kT}} - 1 \sim \frac{hf}{kT}$  et sous l'hypothèse  $hf \ll kT$ , la luminance pour un corps gris s'écrit alors :

$$L_f(f, T) = \epsilon \frac{2kT f^2}{c^2} \quad (3.2)$$

Si l'on suppose une température corporelle de 310 K dans l'équation (3.2), l'approximation de Rayleigh-Jeans est valable pour les fréquences  $f < 121$  GHz ce qui signifie que la loi de Rayleigh-Jeans peut être utilisée pour la modélisation de la radiométrie microonde.

<sup>1</sup> $h = 6.62 \cdot 10^{-34} J.s$

<sup>2</sup> $k = 1.38 \cdot 10^{-23} J/K$

<sup>3</sup>L'émissivité est la relation entre le rayonnement d'un corps réel et le rayonnement maximal théorique donné par la loi de Planck.

### 3.2.2 Température radiométrique

La fonction du radiomètre consiste à différencier les objets d'une scène quelconque selon leurs émissivités. L'antenne du radiomètre mesure le bruit thermique généré par la scène. Toutefois la température vue par le radiomètre représente la somme des rayonnements incidents de différentes sources de rayonnements présentes dans l'ouverture de l'antenne du radiomètre.

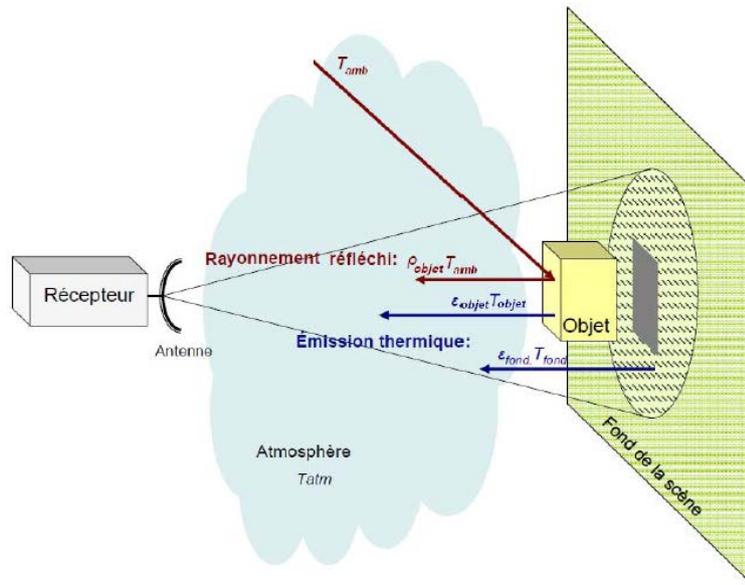


Fig 3.1: Illustration du principe général de détection de la température radiométrique [128].

La figure 3.1 illustre les différentes contributions des températures observées par l'antenne du radiomètre. On peut écrire :

$$T_A = \eta_A (\epsilon_{objet} T_{objet} + \epsilon_{fond} T_{fond} + \rho_{objet} T_{amb} + \rho_{fond} T_{amb}) + (1 - \eta_A) T_0 \quad (3.3)$$

où  $\eta_A$  est l'efficacité et  $T_0$  la température physique de l'antenne du radiomètre.  $\epsilon_{fond}$  et  $T_{fond}$  sont respectivement l'émissivité et la température du fond de scène (background).  $\epsilon_{objet}$ ,  $\rho_{objet}$  et  $T_{objet}$  sont respectivement l'émissivité, la réflectivité et la température de l'objet à imager. Au regard de l'équation (3.3), il est important de souligner que l'efficacité de l'antenne de réception joue un rôle prépondérant en imagerie passive. Afin d'avoir une bonne résolution, l'antenne du radiomètre doit présenter une bonne efficacité, un gain d'antenne élevé, une bonne directivité tout en ayant un niveau de lobes secondaires faibles afin d'éviter des contributions non désirées.

### 3.2.3 Résolution angulaire et Sensibilité radiométrique

La **résolution spatiale** et la **sensibilité radiométrique** du radiomètre sont deux caractéristiques qui indiquent la qualité du système radiométrique.

#### 3.2.3.1 Résolution angulaire

La résolution angulaire, indique la plus petite distance angulaire à partir de laquelle le radiomètre peut discriminer deux objets qui sont proches. En pratique la température de brillance mesurée à un instant donné est une température moyennée dans une zone donnée par

la résolution angulaire  $\delta\theta$ . Elle dépend fortement du diamètre  $D$  de l'ouverture de l'antenne du radiomètre et de la longueur d'onde  $\lambda$  d'observation, telle que :

$$\delta\theta \simeq \frac{\lambda}{D} \quad (3.4)$$

### 3.2.3.2 Sensibilité radiométrique

La sensibilité d'un radiomètre représente l'écart de température minimal décelable par un radiomètre. Pour que l'objet de la figure 3.1 soit détecté par le radiomètre, un contraste de température (différence de luminance) doit exister entre la température de l'objet et celle de fond de la scène et ce contraste doit être supérieur à la sensibilité radiométrique. La sensibilité d'un radiomètre dépend fortement de la conception du radiomètre, c'est-à-dire de sa température de bruit  $T_{sys}$  ( $T_{sys} = T_0 + T_{rec}$ , avec  $T_0$  la température de l'antenne et  $T_{rec}$  est la température de la chaîne RF), sa bande passante  $B$  et du temps d'intégration du signal  $\tau_{int}$ .

La température d'antenne  $T_0$  est proportionnelle à la température de brillance<sup>4</sup> arrivant sur l'antenne pondérée par le gain [80]. Dans le cas réel, les variations de la température ambiante, la désadaptation d'impédance à l'entrée des composants de la chaîne et la variation possible du gain  $G_{sys}$  du radiomètre (causée par la fluctuation des tensions de polarisation) affectent la mesure de la température de l'objet cible mais surtout fixent un plancher au niveau de bruit qui peut être détecté. Cela constitue une nouvelle source dans l'expression de la sensibilité, indépendante de la première source liée à la largeur de bande. On a la relation générale suivante pour un radiomètre [129, 127, 130] :

$$\delta T \simeq T_{sys} \left[ \frac{1}{B\tau_{int}} + \left( \frac{\Delta G_{sys}}{G_{sys}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.5)$$

Cette formule de base de la sensibilité doit être prise en compte dans les considérations de performance des radiomètres. Pour obtenir l'équation (3.5), la sensibilité du radiomètre est considérée comme l'écart type de la puissance de sortie. Le signal d'entrée stochastique au radiomètre est ainsi modélisé comme ayant une moyenne nulle avec une variance liée à la température. À partir de l'équation (3.5), à la condition que les variations du gain  $\Delta G_{sys}$  puissent être maîtrisées, on peut noter que l'augmentation de la bande passante  $B$  du radiomètre et l'augmentation du temps d'intégration du signal permet d'améliorer la sensibilité du radiomètre. La réduction du facteur de bruit interne du récepteur est également une solution pour améliorer la sensibilité du radiomètre [131, 132]. En pratique, il est difficile d'assurer un  $\Delta G_{sys} = 0$ , en raison des fluctuations inévitables du gain des amplificateurs. Mais des solutions comme le radiomètre de Dicke ou le radiomètre à corrélation ont été développées pour s'affranchir de ce souci majeur.

## 3.3 Différentes architectures

Un objet émet un bruit thermique en quantité proportionnelle à sa température. Le radiomètre est un récepteur sensible, précis et calibré qui est utilisé pour la mesure à distance de la température. Dans cette section nous allons présenter les architectures de bases de radiomètres.

<sup>4</sup>La température de brillance d'un corps représente la température qu'aurait un corps noir qui émettrait la même quantité d'énergie.

### 3.3.1 Le radiomètre à commutation de Dicke

L'appareil optimal pour recevoir des signaux de type bruit se compose d'une antenne, d'un amplificateur idéal sans bruit, d'un filtre passe-bande, d'un détecteur quadratique (diode) et d'un intégrateur qui mesure l'intensité du signal. Ce radiomètre est dit à "puissance totale". Les fluctuations de gain d'un tel radiomètre sont lentes dans le temps, mais contribuent toutefois à une grande erreur de mesure. En 1946, Robert Henry Dicke propose l'idée selon laquelle, s'il est possible d'étalonner le radiomètre à une fréquence plus élevée que l'inverse du temps de fluctuation de gain, l'erreur de mesure globale peut être réduite de manière significative. Si une puissance de bruit de l'objet émetteur est appliquée à l'entrée du radiomètre, elle peut être comparée à la puissance de bruit de la charge de référence de bruit blanc interne. Un schéma fonctionnel du concept de radiomètre de Dicke [133] est illustré à la figure 3.2.

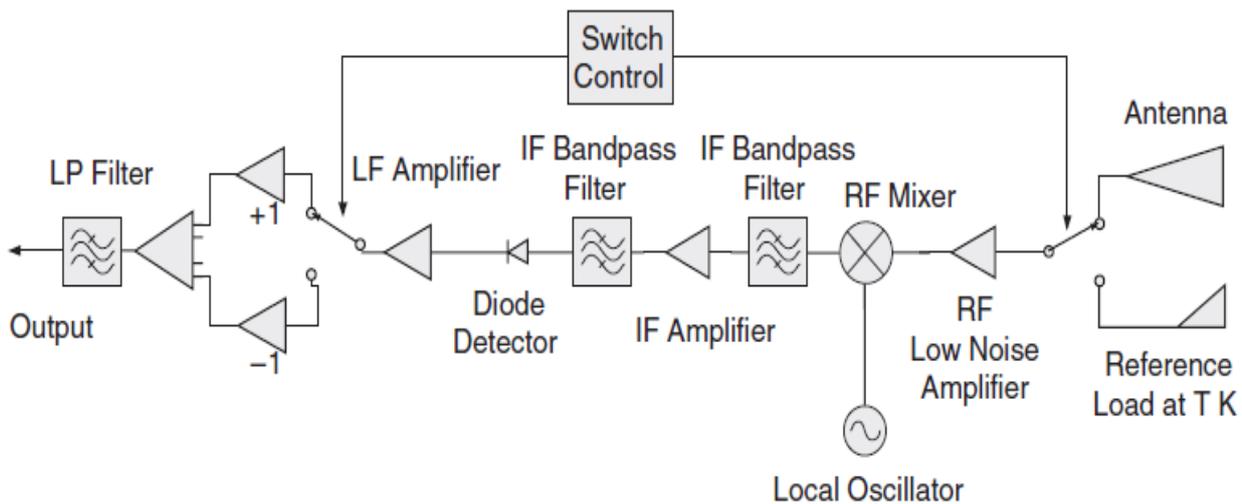


Fig 3.2: Radiomètre de Dicke [134].

Le principe de modulation pour éliminer les instabilités du radiomètre est de commuter rapidement entre l'antenne (à la température  $T_0$ ) et une charge de référence  $T_{ref}$  avec une fréquence de répétition  $f_{MOD}$ . Si  $f_{MOD}$  est suffisamment élevée par rapport à l'inverse de la constante de temps de fluctuation de gain, il est possible de détecter un signal d'intérêt sans être affecté par les fluctuations de gain. Le signal est démodulé dans un démodulateur synchrone commandé par la fréquence de commutation  $f_{MOD}$ . La fréquence de modulation  $f_{MOD}$  se situe dans la plage de [10 – 1000] Hz et ne doit pas être un multiple de la fréquence de la ligne électrique (50 Hz) pour éviter les interférences. Une façon de minimiser davantage les effets des fluctuations du gain du récepteur et de l'émission atmosphérique est d'effectuer une mesure différentielle en comparant les signaux de deux mesures adjacentes. Comme on peut le voir sur la figure 3.2, la sortie de la diode de détection est multipliée par +1 lorsque le récepteur est connecté à l'antenne de réception et par -1 lorsqu'il est connecté à la charge de référence. La sensibilité du radiomètre de Dicke peut ainsi s'écrire :

$$\delta T \simeq 2 \frac{T_{ref} + T_{sys}}{\sqrt{B\tau_{int}}} \quad (3.6)$$

À travers l'équation (3.6), on peut voir que l'effet de la variation du gain sur la sensibilité du radiomètre est supprimé. L'inconvénient principal de ce système est que les fluctuations du signal en sortie du récepteur, par rapport au signal de la source, sont doublées.

### 3.3.2 Radiomètre à corrélation

Le radiomètre à corrélation permet d'améliorer la résolution spatiale. Le procédé est basé sur une détection cohérente du bruit. Le radiomètre à corrélation se compose de deux ou plusieurs chaînes de radiomètres avec des antennes séparées de façon qu'elles aient en commun un certain volume dans lequel elles recevront le rayonnement. L'idée est de mesurer deux températures de brillance ainsi que la corrélation entre elles. Le principe est illustré sur la figure suivant :

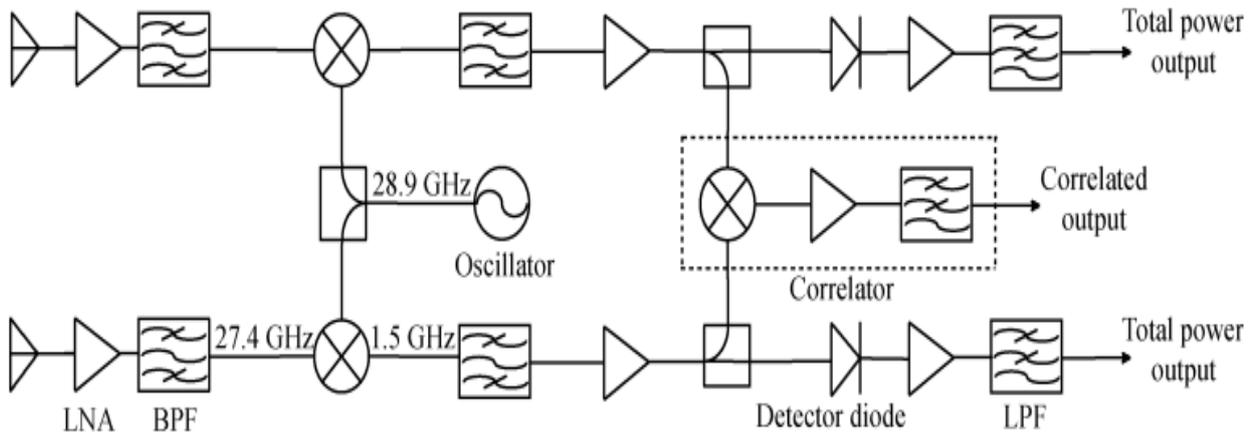


Fig 3.3: Schéma fonctionnel d'un radiomètre à corrélation de bruit fonctionnant dans la bande Ka [135]

Pour les deux sorties, on trouve la même sensibilité du radiomètre à puissance totale si on n'utilise pas les sources de référence. La partie corrélation est réalisée dans un dispositif corrélateur complexe fournissant les parties imaginaire et réelle de la corrélation croisée entre les deux chaînes de radiomètres. Les sorties de corrélation ont une sensibilité qui est un facteur  $\sqrt{2}$  mieux que la sensibilité du radiomètre de base. La sensibilité du système présenté sur la figure 3.3 est d'environ 500 mK pour chaque sortie en mode détection de la puissance totale et d'environ 270 mK pour la sortie en mode détection par corrélation [136]. La stabilité de ce radiomètre est meilleure que celle d'un radiomètre à puissance totale, car les processus de bruit interne dans les deux parties du radiomètre ne sont pas corrélés et ne contribuent donc pas à la sortie du corrélateur [130, 137]. L'une des principales raisons de cet intérêt est qu'en utilisant les techniques de corrélation, il est possible de construire un radiomètre dans lequel les fluctuations de gain de l'amplificateur contribuent moins aux fluctuations présentes dans la sortie de l'instrument que dans le radiomètre conventionnel. Ainsi, on peut s'attendre à ce que le radiomètre à corrélation soit supérieur au radiomètre conventionnel dans des conditions où les fluctuations de gain sont importantes [138, 139].

Le radiomètre à corrélation de bruit présente des avantages significatifs par rapport aux autres radiomètres courants, car il élimine la majorité des erreurs de mesure dues à la variation du gain, au bruit du radiomètre et à la désadaptation d'impédance. Cependant, pour ce qui est de la résolution spatiale et d'une mesure multi-angle, une autre technique de mesure doit être envisagée. Le paragraphe suivant expose le principe du radiomètre à synthèse d'ouverture interférométrique qui permet d'obtenir à la fois une bonne sensibilité et une bonne résolution spatiale.

### 3.3.3 Radiomètre à synthèse d'ouverture interférométrique

Le radiomètre à synthèse d'ouverture interférométrique marque une rupture avec les systèmes radiométriques décrits plus haut. Pour des besoins d'imagerie, on parlera d'imagerie passive interférométrique. Le radiomètre à synthèse d'ouverture interférométrique est basé sur l'inter-corrélation<sup>5</sup> des signaux reçus sur un réseau d'antennes.

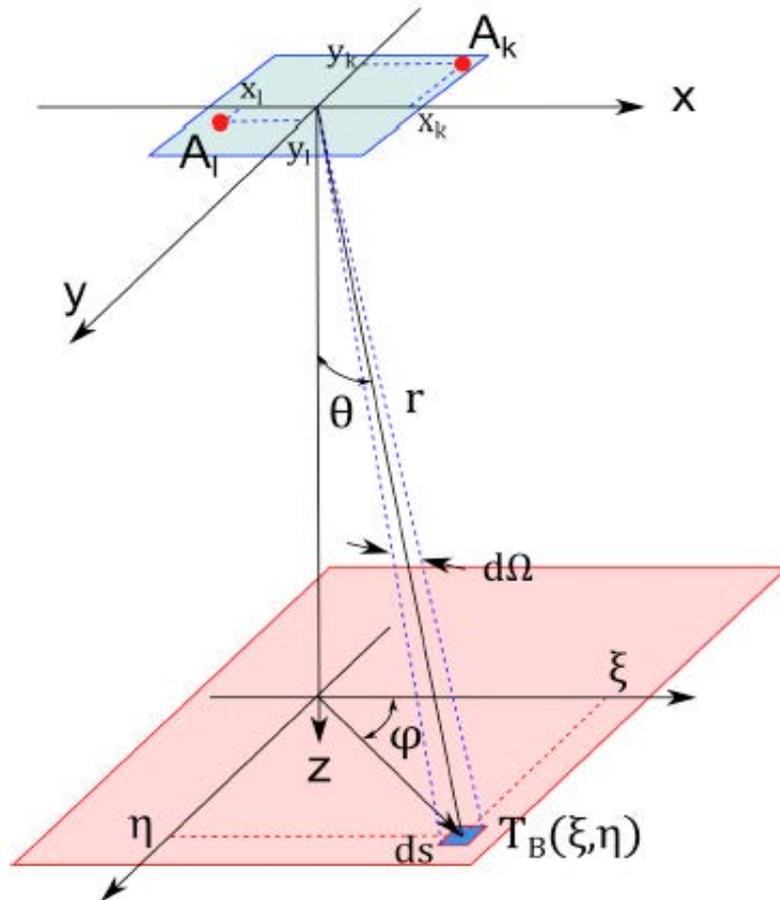


Fig 3.4: Schéma géométrique fonctionnel 2D pour l'imagerie avec radiomètre à synthèse d'ouverture [80]

L'inter-corrélation ici ne fournit pas directement une tension proportionnelle à la température de brillance de la scène observée mais une mesure de la cohérence spatiale ou encore un **fonction de visibilité** de cette scène, à partir de laquelle la température de brillance  $T_B$  est estimée dans un deuxième temps [140, 141]. Comme vu dans le chapitre 1, cette technique permet d'améliorer la résolution en synthétisant un large réseau virtuel. Pour réaliser l'imagerie passive, les signaux collectés par les antennes sont corrélés deux-à-deux afin de mesurer des échantillons de la fonction de visibilité (spectre de l'image de la scène).

#### 3.3.3.1 Le théorème de Van Cittert-Zernike

Le principe d'un système d'imagerie à synthèse d'ouverture interférométrique est illustré sur la figure 3.4. On considère deux antennes,  $A_k$  et  $A_l$  observant la même scène. Le théorème de Van Cittert-Zernike [142] démontre que la corrélation des signaux reçus par ces deux antennes fournit un degré de cohérence spatiale (**visibilité**) de la scène observée à la

<sup>5</sup>Inter-corrélation ou corrélation croisée sont des synonymes dans ce manuscrit.

fréquence spatiale déterminée par la distance entre les antennes. Ce théorème relie donc la visibilité<sup>6</sup>  $V_{kl}(u_{kl}, v_{kl})$  associée au couple d'antenne  $A_k$  et  $A_l$  à la distribution spatiale d'intensité  $T_B$  de la manière suivante :

$$V_{kl}(u_{kl}, v_{kl}) = \frac{1}{\sqrt{\Omega_k \Omega_l}} \iint_{\sqrt{\xi^2 + \eta^2} \leq 1} \frac{\mathbf{T}_B(\xi, \eta) - T_r}{\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2}} F_k(\xi, \eta) F_l^*(\xi, \eta) \tilde{r}_{kl}(\xi, \eta) e^{-2j\pi(u\xi + v\eta)} d\xi d\eta \quad (3.7)$$

où :

- le couple  $(u_{kl}, v_{kl}) = (x_k - x_l, y_k - y_l)/\lambda$  représente la fréquence spatiale angulaire (**Ligne de base**) définie par la distance entre les antennes.
- $(\xi, \eta) = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi)$  sont les **cosinus directeurs** définis sur les axes  $x$  et  $y$
- $\mathbf{T}_B(\xi, \eta)$  est la température de brillance du diffuseur et  $T_r$  est la température physique des récepteurs.
- $F_i(\xi, \eta)$  est le diagramme de rayonnement normalisé(ou fonction de gain) de l'antenne  $i$  et  $\Omega_i$  est son angle solide.
- La fonction  $\tilde{r}_{kl}(\xi, \eta)$  correspond au phénomène de *fringe-washing* liée à décorrélation spatiale entre les deux chaînes de réception, pour les récepteurs à large bande. C'est un coefficient, dont le module est inférieur à 1, qui vient atténuer l'amplitude du signal mesuré en dégradant le rapport signal sur bruit [143, 144]. Des détails sur la fonction fringe-washing et son étalonnage sont donnés dans la référence [145].

L'équation (3.7) est la forme la plus générale de cette expression car elle fait intervenir les caractéristiques instrumentales même si la polarisation du champ est ignorée.

### 3.3.3.2 Reconstruction d'image

La température de brillance de la scène peut être discrétisée en un ensemble de pixels espacés à intervalles réguliers. On définit un opérateur de modélisation  $\mathbf{G}$  qui relie l'espace  $E$  des températures de brillance vers  $F$  celui des visibilités complexes de la scène observée tel que [141]:

$$\begin{aligned} \mathbf{G} : E &\longrightarrow F \\ T &\longmapsto \mathbf{G}T = V \end{aligned} \quad (3.8)$$

Pour chaque fréquence spatiale  $q = (u_{kl}, v_{kl})$  associée à une paire d'antenne  $A_k$  et  $A_l$  et pour chaque pixel  $p = (\xi_p, \eta_p)$  de la scène, la matrice  $G$  se construit en utilisant la relation suivante :

$$G(p, q) = \frac{F_k(\xi_p, \eta_p) F_l^*(\xi_p, \eta_p)}{\sqrt{1 - \xi_p^2 - \eta_p^2}} \tilde{r}_{kl}(\xi_p, \eta_p) e^{-2j\pi(u\xi + v\eta)} \delta_\xi \delta_\eta \quad (3.9)$$

---

<sup>6</sup> $V_{kl}(u_{kl}, v_{kl}) = \langle E(A_k) E^*(A_l) \rangle$  où  $E(A_i)$  est le champ mesuré par l'antenne  $A_i$

Le nombre de pixels qui échantillonne la carte de température de la scène doit être choisi de telle sorte que le critère de Shannon soit satisfait et que la quadrature numérique<sup>7</sup> soit suffisamment précise [146, 141]. La reconstruction de la température de brillance demande la résolution du problème linéaire suivant :

$$V = \mathbf{G}T \quad (3.10)$$

Comme le système possède bande passante limitée et du fait du critère de Shannon, le nombre de pixels à reconstruire est usuellement supérieur au nombre de visibilités mesurées. Ainsi la matrice  $\mathbf{G}$  n'est pas inversible et plusieurs solutions existent pour  $T$ . Le problème est alors mal-posé et doit être régularisé pour fournir une solution unique et stable de  $T$  [146, 147, 148]. La résolution de ce problème est la même que celle étudiée dans les chapitres précédents.

### 3.3.3.3 Quelques systèmes radiométriques

Nous avons vu que la synthèse d'ouverture est un moyen efficace pour améliorer la résolution spatiale dans les radiomètres micro-ondes. Différentes fréquences spatiales sont échantillonnées à partir de la corrélation croisée des signaux enregistrés sur des paires d'antennes avec des séparations différentes. Toutes les fréquences spatiales échantillonnées peuvent ensuite être inversées pour estimer la distribution de la brillance originale d'une scène.

Les systèmes d'imagerie utilisant le principe de la synthèse d'ouverture interférométrique sont basés le plus souvent sur une architecture multi-chaines. En effet à chaque antenne est associée une chaîne de réception<sup>8</sup> RF indépendante des autres chaînes, rendant possible un traitement simultané des signaux reçus; et donc de produire une image temps-réel. La résolution spatiale de l'image étant liée au nombre d'antenne du récepteur, son amélioration reviendrait à augmenter le nombre d'antennes. L'architecture du récepteur peut rapidement devenir problématique pour l'ensemble du système pour un grand réseau d'antennes, et le coût total devenant un gros inconvénient pour des applications liées à la sécurité des personnes dans des lieux publics fréquentés. En même temps pour un tel système, plus le nombre de canaux augmente, plus le facteur de bruit du récepteur augmente et moins bonne est la sensibilité radiométrique [140, 149].

Des architectures ont alors été proposées pour réduire le coût des radiomètres à synthèse d'ouverture interférométrique. Les premières configurations proposées présentent des réseaux d'antennes à redondance minimale. L'idée est d'éviter que les corrélations entre plusieurs couples d'antennes présentent la même visibilité (redondance). Pour cela il faut disposer intelligemment les  $N$  antennes composant le premier étage du récepteur afin d'obtenir un réseau non redondant permettant de mesurer le plus grand nombre de visibilité avec une haute résolution spatiale. Le nombre de visibilité fourni par le radiomètre est égal à  $N(N - 1)/2$ . Parmi les configurations les plus utilisées, sont le maillage rectangulaire ou hexagonal et sont basées sur des réseaux en forme de U, T et Y. Un réseau en forme de U a été adopté pour l'imagerie de la Terre dans le système aéroporté HUT-2D [150] et un réseau en forme de Y est utilisé pour construire le prototype GeoSTAR présenté dans la référence [151]. Ces réseaux sont intéressants dans les systèmes d'imagerie car ils échantillonnent toutes les fréquences spatiales à travers une ouverture avec un nombre minimum de récepteurs.

<sup>7</sup>La quadrature se réfère à toute méthode d'approximation numérique de la valeur d'une intégrale définie. L'objectif est d'atteindre un niveau de précision donné avec le moins d'évaluations de fonctions possibles.

<sup>8</sup>Une chaîne est composée de LNA, Filtres, Oscillateurs locaux, de mélangeurs, de corrélateurs, etc...

Une seconde solution, complémentaire, pour minimiser le nombre de voie RF nécessaire à assurer une acquisition des visibilité tout en maintenant une bonne résolution spatiale de l'image de température est d'utiliser des commutateurs. Le processus de commutation peut être adopté dans ce cas en utilisant deux canaux de réception et une matrice de commutation  $[N \times 2]$  ( $N$  entrées vers 2 sorties), où  $N$  est le nombre d'antennes.

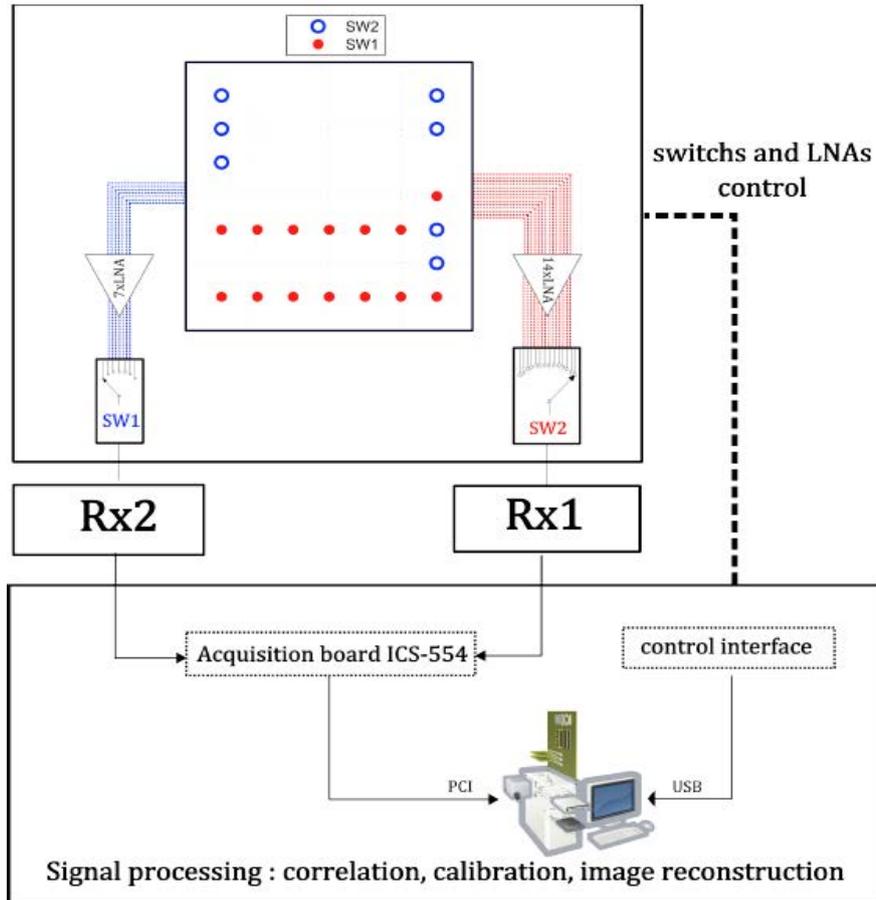


Fig 3.5: Architecture du radiomètre à synthèse d'ouverture utilisant la stratégie des sous-matrices de switches(bande X). Les connexion entre les différents modules sont indiquées (image provenant de [80])

Dans les références [80, 152], la stratégie de la matrice de commutation est optimisée afin de réduire le nombre de commutateurs et d'antennes. L'idée développée ici comme le montre la figure 3.5, est de diviser la matrice de commutation en deux sous-matrices de commutation indépendantes, chacun connecté à un canal de réception. Cette solution revient à résoudre un problème multi-objectif : le premier cherche le réseau d'antennes optimal afin d'obtenir un facteur de redondance minimal (pour minimiser le nombre d'antennes), le second consiste à obtenir une couverture complète des fréquences spatiales (pour augmenter la résolution), et le troisième associe chaque antenne à une seule sous-matrice de commutation et évite les interconnexions (pour simplifier le processus de commutation).

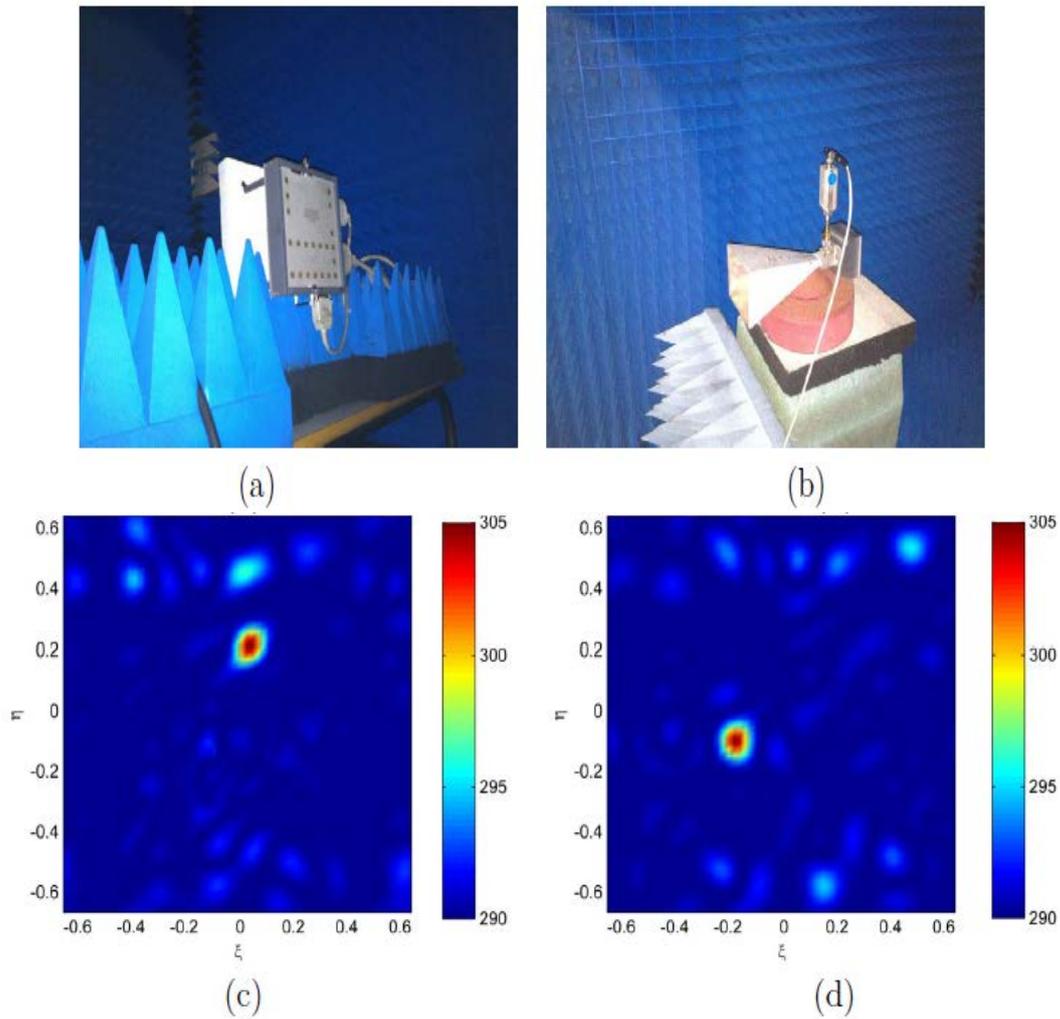


Fig 3.6: Vue du démonstrateur en bande X pour la détection d’une source de bruit en chambre anéchoïque (a) système et (b) source de bruit. (c) et (d) Température de brillance reconstruite de la source de bruit placée dans deux positions différentes (image provenant de [128]).

Comme le montre la figure 3.6, les résultats obtenus dans le cadre de l’imagerie passive d’une source de bruit localisée sont intéressants.

La solution présentée dans la référence [103], vise à minimiser le nombre de voies RF tout en gardant la même ouverture rayonnante et donc ainsi la résolution souhaitée. Contrairement à la stratégie des sous-matrice de switches, les antennes sont cette fois connectées à un composant compressif passif qui code les signaux reçus par les antennes. Ces signaux sont alors retrouvés au moyen de techniques de déconvolution. Comme l’illustre la figure 3.7, le réseau d’antenne est conçu de tel sorte qu’il soit à redondance minimale.

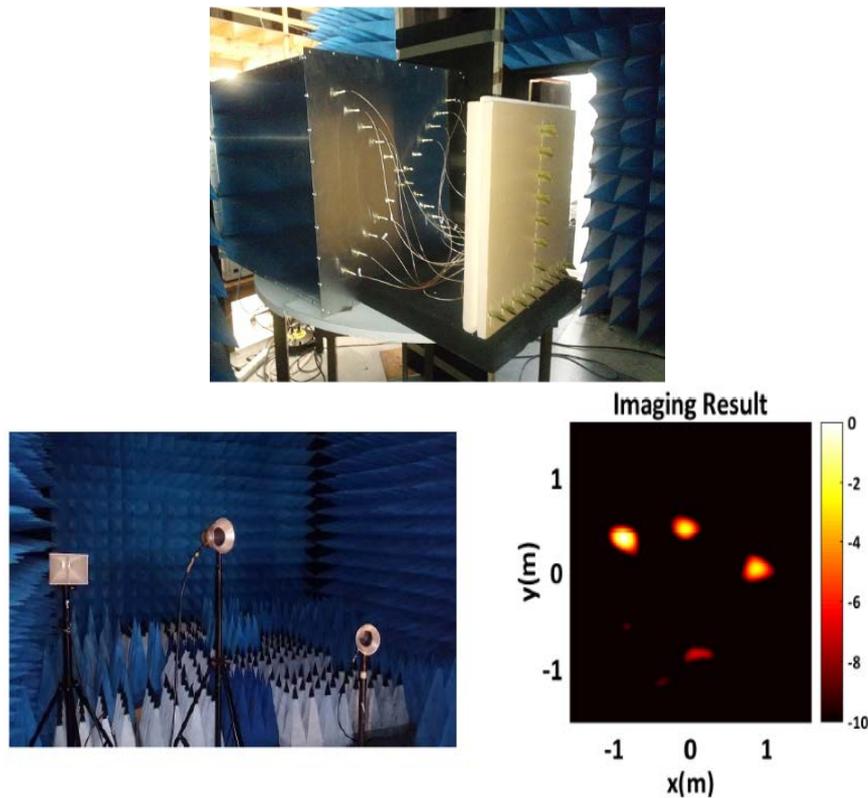


Fig 3.7: Dispositif d'acquisition constitué d'un réseau d'antenne en forme de "T" connecté à une cavité microonde (image provenant de [103]).

Comme on peut le voir, il est en forme de "T" pour assurer un échantillonnage rectangulaire de la scène observée. Une scène constituée de trois sources de bruit (antennes qui émettent du bruit) est reconstruite, en réalisant la résolution de l'équation (3.10), comme présentée sur la figure 3.7.

La solution que nous proposons dans la suite doit prendre en considération les performances du système, c'est-à-dire assurer une bonne qualité d'image avec comme objectif principal l'imagerie temps-réel d'objets. Nous discutons, dans les prochains paragraphes, du système d'imagerie passive en bande X utilisant une cavité chaotique et seulement deux voies RF pour réaliser la corrélation puis reconstruire l'image de la scène d'intérêt.

### 3.4 Imagerie passive computationnelle en utilisant une cavité chaotique

Nous avons établi dans les chapitres qui précèdent qu'un milieu très dispersif comme une cavité chaotique ouverte sur sa face avant peut être considérée comme un système de détection matériel pour l'imagerie. En plus de la réduction du coût du matériel, la réduction du nombre de canaux radiofréquence dans l'imagerie radar est d'un grand intérêt pour obtenir des images en temps réel [79]. Ceci est crucial pour les systèmes passifs (radiomètre). Toutefois, pour les sources de bruit ambiant dans le domaine des microondes, la fonction de corrélation croisée doit être intégrée sur une longue période de temps pour obtenir un rapport signal/bruit suffisant.

Dans la suite de ce chapitre, nous décrivons l'imagerie passive de sources thermiques dans le régime de fréquence de la bande X à l'aide d'une cavité chaotique ouverte attachée à deux ports de mesure. Nous reconstruisons la distribution de rayonnements thermiques localisés et étendus à partir de la corrélation croisée unique de deux signaux enregistrés. De plus, nous montrons que la polarisation des sources peut être discriminée et que l'utilisation de techniques de détection par compression améliore significativement la reconstruction d'objets parcimonieux sur une scène.

### 3.4.1 Modèle direct et problème inverse

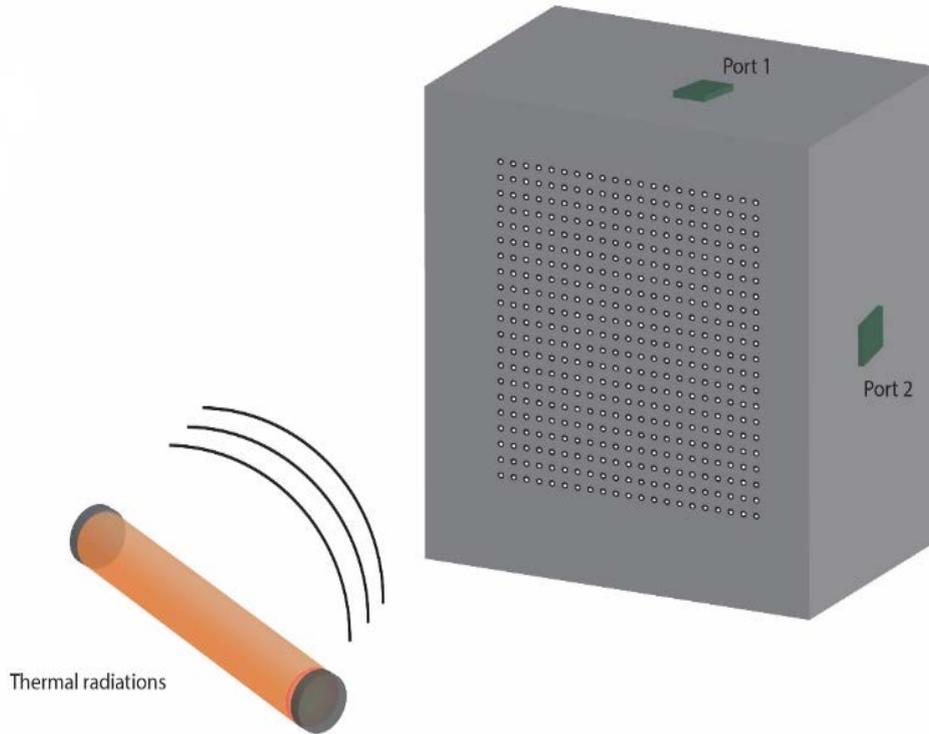


Fig 3.8: Configuration d'imagerie faisant intervenir une cavité chaotique microonde comme système de réception à l'émission naturelle d'une cible

La configuration d'imagerie est celle illustrée par la figure 3.8. On considère une scène constitué d'un objet cible qui émet un rayonnement thermique. Le champ qui se propage en direction de la cavité est capté par celle-ci et après réverbération à l'intérieur du milieu, deux signaux sont enregistrés sur les ports de mesure de la cavité. Les rayonnements thermiques sont modélisés par les sources de bruit  $n(\mathbf{r}, \omega)$  avec une distribution aléatoire dans un volume  $V$  autour de la source de bruit. Pour des raisons de simplicité, nous considérons pour l'instant une polarisation unique des sources thermiques; le formalisme suivant étant similaire pour la seconde polarisation.

Les signaux enregistrés, sur les deux ports de mesure attachés à la cavité, pendant un temps d'intégration  $T$  sont corrélés entre eux par l'équation suivante :

$$C_{12}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T s_1(t) s_2(t + \tau) dt \quad (3.11)$$

Cela donne l'équivalent dans le domaine fréquentiel :

$$C_{12}(\omega) = s_1(\omega)s_2^*(\omega) \quad (3.12)$$

Conformément à tout ce qui a été dit dans les chapitres précédents, on peut réécrire ce produit par l'équation suivante :

$$C_{12}(\omega) = \frac{1}{T} \iint_V \mathbf{A}_1(\omega, \mathbf{r}) \mathbf{A}_2^*(\omega, \mathbf{r}') n(\mathbf{r}, \omega) n^*(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \quad (3.13)$$

Où  $\mathbf{A}_{1,2}(\omega, \mathbf{r})$  sont les fonctions de détection associées au port 1 et au port 2 respectivement.  $n$  est la distribution spatiale et spectrale de bruit de la source dont la fonction de corrélation dans la limite de Rayleigh-Jeans satisfait au critère suivant :

$$\langle n(\mathbf{r}, \omega) n^*(\mathbf{r}', \omega') \rangle = k_B T_{eq}(\mathbf{r}) \delta(\omega - \omega') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (3.14)$$

Où  $T_{eq}(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r}) T_{abs}(\mathbf{r})$  est la température de luminosité de la source,  $\epsilon(\mathbf{r})$  est son émissivité correspondante,  $T_{abs}(\mathbf{r})$  est la température absolue et  $k_B$  est la constante de Boltzmann. Comme les rayonnements thermiques ne sont pas spatialement corrélés, la corrélation croisée moyenne pour  $T \rightarrow \infty$  est donnée par :

$$C_{12}(\omega) = \int_V \mathbf{A}(\omega, \mathbf{r}) k_B T_{eq}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (3.15)$$

Où  $\mathbf{A}(\omega, \mathbf{r}) = \mathbf{A}_1(\omega, \mathbf{r}) \mathbf{A}_2^*(\omega, \mathbf{r}')$  est le produit de la matrice de mesure correspondant au port 1 par le conjugué de la matrice de mesure correspondant au port 2. La reconstruction de la fonction de détection  $\mathbf{A}(\omega, \mathbf{r})$  est obtenue par la projection sur le plan des radiations thermiques, des speckles (contributions aléatoires multiples) du champ proche sur les voxels qui constituent la scène à imager en utilisant les fonctions de Green dyadique et ce pour chaque polarisation.

La scène est discrétisée sur  $N$  pixels et mesurée sur  $M$  fréquences ce qui induit une matrice  $\mathbf{A}$  de dimension  $M \times N$ . L'équation (3.16) conduit donc à :

$$\mathbf{C}_{12} = \mathbf{A} \mathbf{x} \quad (3.16)$$

avec  $x(r) = k_B T_{eq}(r)$ . La reconstruction des sources de bruit nécessite la résolution d'un problème inverse qui peut être formulé de la manière générique suivante:

$$\min_{\tilde{\mathbf{x}} \in \mathbb{C}} \|\tilde{\mathbf{x}}\|_p \quad \text{tel que :} \quad \|\mathbf{C}_{12} - \mathbf{A} \tilde{\mathbf{x}}\|_2 \leq \delta \quad (3.17)$$

où l'estimée  $\tilde{\mathbf{x}}$  est une quantité réelle positive (température) et la paramètre  $\delta$  est un scalaire positif qui prend en compte l'inévitable bruit additif dû au temps d'intégration fini  $T$  et des incertitudes de mesure dues à la reconstruction de la matrice  $\mathbf{A}$  à partir du scan de l'ouverture.

La solution  $\mathbf{x}(\mathbf{r})$  de l'équation (3.17) est unique si le rang de  $\mathbf{A}$  est égal ou supérieur à  $N$ . En pratique, le nombre de mesures est beaucoup plus petit que la taille de la scène à reconstruire ( $M \ll N$ ) et le problème linéaire sous-déterminé admet de nombreuses solutions. Un processus de régularisation est utilisé et le rôle du régularisateur  $\|\tilde{\mathbf{x}}\|_p$ , qui représente la norme  $l_p^9$  du vecteur  $\mathbf{x}$ , est de favoriser une solution qui correspond le mieux à la composition probable de la scène à reconstruire. La résolution de ce problème d'imagerie passive sera la même que celle utilisée dans le chapitre précédent.

---

<sup>9</sup>Pour tout  $p \geq 1$ , on définit la norme  $l_p^d$  sur  $\mathbb{R}^d$ , on a  $\|\mathbf{x}\|_p = \left( \sum_{j=1}^d |x_j|^p \right)^{1/p}$

### 3.4.2 Caractérisation de la cavité

La cavité utilisée ici est la même que celle utilisée dans le chapitre 2 du manuscrit. C'est une cavité en aluminium avec des dimensions extérieures de 50 cm  $\times$  50 cm  $\times$  30 cm (voir figure 2.2). Le scan champ-proche de la cavité s'est fait sur une grille régulière de 756 positions à l'aide d'un guide d'onde (ouvert sur une extrémité) translaté sur un plan à une distance de 5 mm de l'ouverture. Les champs transmis sont mesurés par pas de 1 MHz de 8 à 12 GHz à l'aide du VNA. Pour cette étude, le balayage est effectué successivement pour les polarisations verticales et horizontales de la sonde. En raison de réflexions multiples à l'intérieur de la cavité, les deux polarisations sont non corrélées et statistiquement équivalentes.

En calculant la fonction de corrélation spectral champ-champ, nous constatons que l'espacement de fréquence au-dessus duquel deux speckles transmis par l'ouverture sont statistiquement indépendants est  $\delta f = 3$  MHz. On rappelle que la cavité présente  $N_\omega \sim 1137$  degrés de liberté spectraux sur la bande passante de travail et le facteur de qualité correspondant de la cavité est égal à  $Q = 2840$  à 10 GHz.

### 3.4.3 Simulation numérique et analyse

Le but de la simulation est de montrer la reconstruction d'une scène quelconque en utilisant les propriétés de la matrice  $\mathbf{A}(\omega, \mathbf{r})$ . Pour résoudre l'équation 3.16, les méthodes de reconstruction utilisées dans le chapitre précédent sont appliquées. Le scénario de simulation est constitué de 756 antennes<sup>10</sup> (considérées isotropes) recevant le bruit émis de la scène et connectées à une cavité chaotique. Sur la cavité, deux ports de mesures  $y$  sont attachés, correspondant aux deux matrices de transferts mesurées expérimentalement.

Quatre scènes constituées de 9 sources de bruit ponctuelles, de lettres formant le mot "IETR", d'un objet en forme d'arme à feu et du fantôme d'un corps humain sont simulées. Le rayonnement thermique de chaque pixel-source est modélisé par un bruit gaussien de densité spectrale de puissance respectant la loi de Rayleigh-Jeans. Le vecteur mesure  $C_{12}$  est une donnée synthétique calculée à partir des différentes scènes et obtenue à partir des équations décrites précédemment. Les matrices de transfert utilisées dans ces simulations sont celles mesurées lors de l'étape de caractérisation du milieu compressif. Le vecteur de corrélation utilisé pour reconstruire ces images est intégré sur 100 us et est moyenné sur 10 acquisitions. Les images présentées dans la figure 3.9 sont reconstruites en résolvant l'équation (3.15) par le filtre adapté et par la pseudo-inverse avec troncature des faibles valeurs singulières.

<sup>10</sup>Ces antennes correspondent aux positions des mesures du champ proche réalisées.

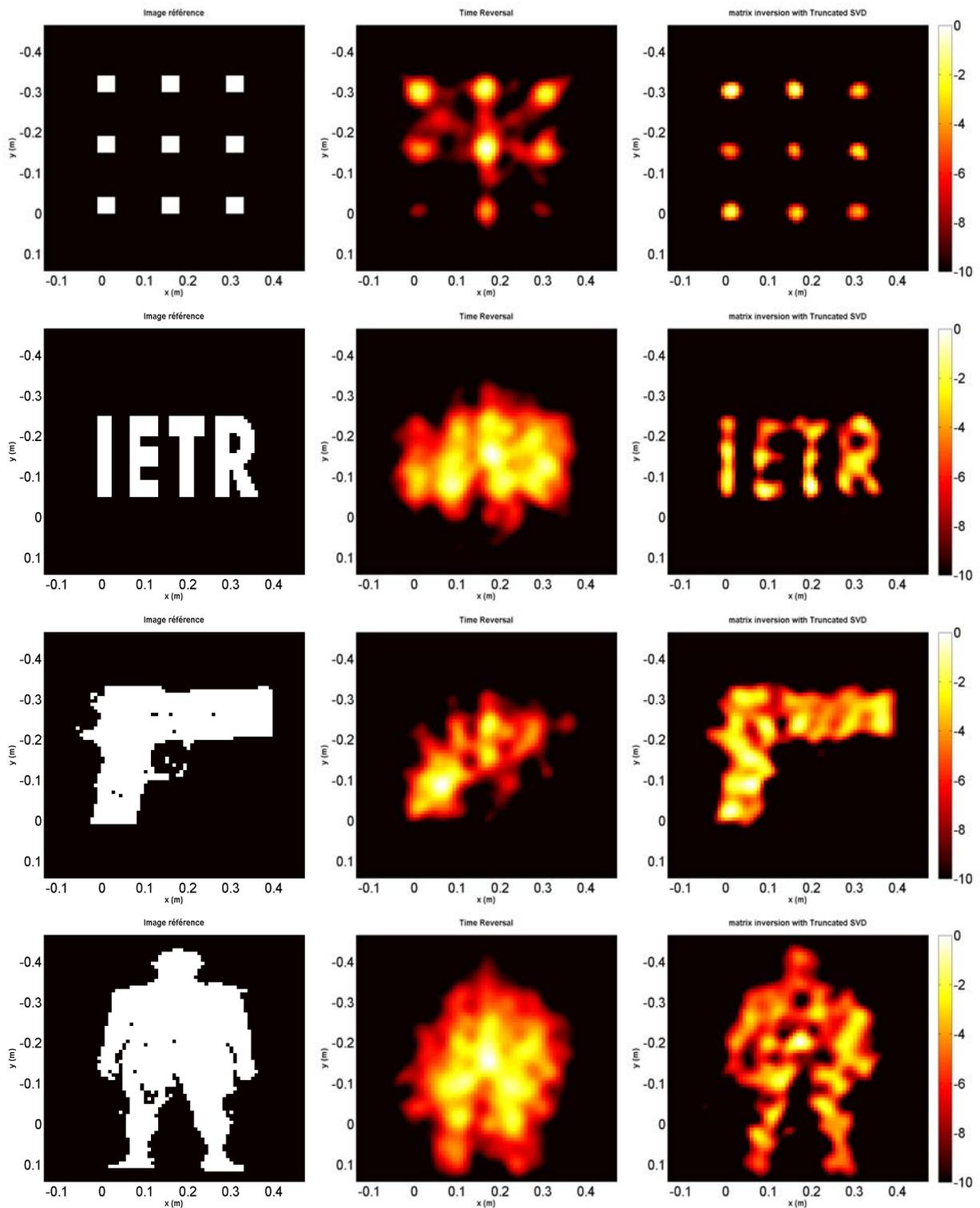


Fig 3.9: Image reconstruite par les méthode de retournement temporel et d'inversion matricielle de scènes constituées de 9 sources de bruit ponctuelles, de lettres formant le mot "IETR", d'un objet en forme d'arme à feu et du fantôme d'un corps humain.

Comme on peut l'observer aisément, le filtre adapté peut être utilisé pour des sources ponctuelles mais fournit une mauvaise reconstruction pour des sources cibles étendues. Ceci est dû au fait que la matrice de mesure est très mal conditionnée. Par contre la pseudo inverse permet d'identifier clairement le contour des différentes cibles qui constituent la scène d'intérêt. Comparée au filtre adapté qui, dans ce cas, n'est pas robuste au bruit, la tronca-

ture des valeurs singulières dans le cas de la pseudo-inverse permet de mieux conditionner la matrice de détection. Il faut également noter que la résolution de nos images est limitée par la taille de l'ouverture (34 cm) de notre cavité.

Pour terminer ces simulations, si l'on considère les scènes précédentes parcimonieuses, l'algorithme de reconstruction SPGL1 peut être utilisé. L'algorithme de reconstruction SPGL1 minimise la fonction objectif,  $\|\mathbf{C}_{12} - \mathbf{A}\tilde{\mathbf{x}}\|_2^2 + \mu\|\tilde{\mathbf{x}}\|_1$  où  $\mu$  est un facteur de pondération scalaire.

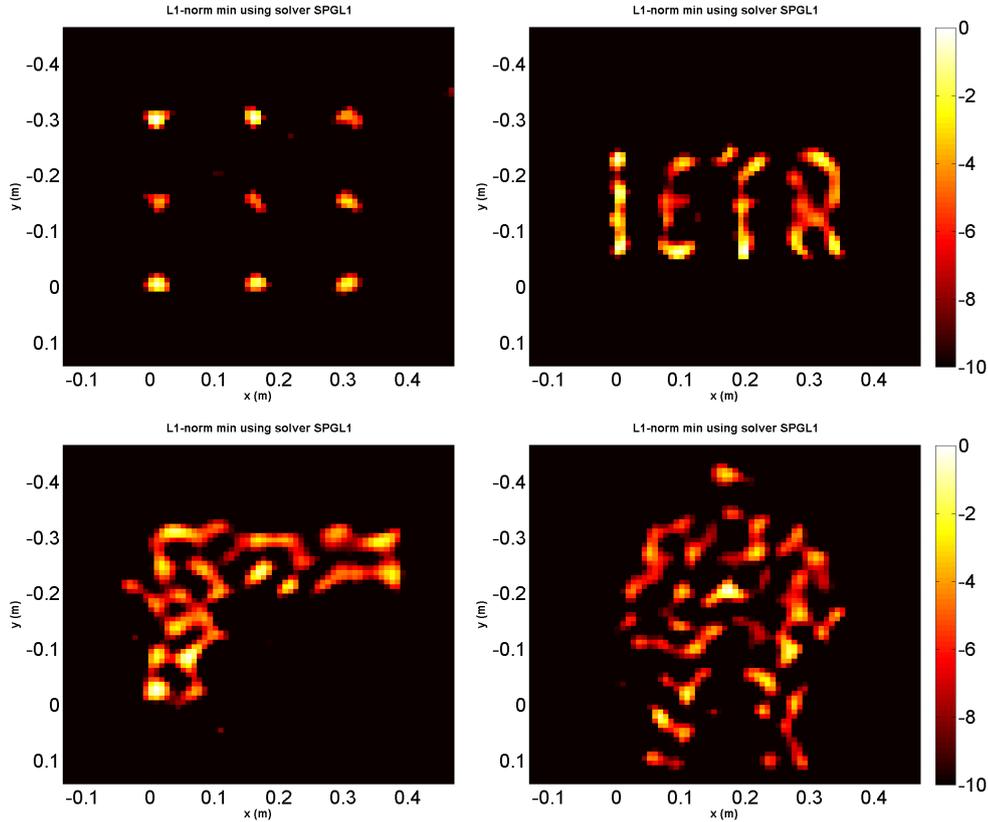


Fig 3.10: Image reconstruite de scènes constituées de 9 sources de bruit ponctuelles, de lettres formant le mot "IETR" et du fantôme d'un corps humain en résolvant le problème inverse par la régularisation de la norme  $l_1$ .

Comme le montre la figure 3.10, les différentes scènes sont reconstruites. Ces résultats montrent qu'avec seulement deux voies RF, nous pouvons réaliser l'imagerie passive (en utilisant un algorithme de reconstruction efficace) de sources de bruit émettant un rayonnement thermique. Un banc de mesure expérimental a été mis en place pour nous permettre de confirmer et valider ces observations.

### 3.5 Validation expérimentale

Pour valider le principe de l'imagerie passive de sources de bruit localisées, nous connectons des amplificateurs distincts, possédants une température de bruit élevée et terminés par des charges de  $50\Omega$ , sur des antennes cornet pour émuler des sources de bruit thermique. Les antennes émettent donc des signaux de bruit indépendants générés par les amplificateurs. Les signaux  $s_1(t)$  et  $s_2(t)$  aux ports sont convertis vers la bande de fréquence  $[0-4]$  GHz à l'aide d'un mélangeur et un oscillateur local dont la fréquence est fixée à 8 GHz. Pour rester en cohérence de phase, l'OL utilisé est commun entre les deux voies de réception. Ces signaux sont ensuite enregistrés, sans amplification, avec un oscilloscope numérique ultra-rapide<sup>11</sup> avec une bande passante de 6 GHz et une fréquence d'échantillonnage de 10 GS/s.

L'équation (3.16) est résolue en utilisant la régularisation de Tikhonov. Comme étudié dans le chapitre 1, c'est le cas de la norme  $l_2$ , qui elle est connue pour améliorer le conditionnement du problème tout en fournissant une solution numérique directe. Les résultats sont présentés à la figure 3.11 pour une seule source et ensuite deux sources.

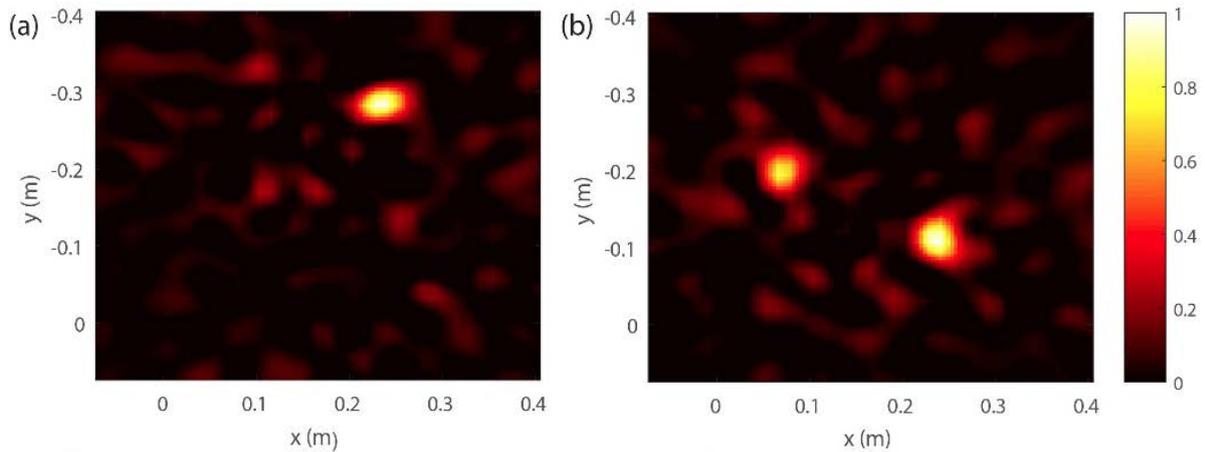


Fig 3.11: Reconstitution d'une (a) et de deux (b) sources de bruit à une distance  $F = 50$  cm de l'ouverture de la cavité.

Les images radar obtenues révèlent clairement la capacité du système à distinguer une cible et/ou deux cibles en utilisant un seul signal résultant de la corrélation entre les signaux enregistrés sur les deux ports de mesure attachés à la cavité.

La résolution  $\delta_a$  est déterminée par l'ouverture de la cavité  $D$ . Comme dans l'imagerie radar à synthèse d'ouverture, elle peut être estimée par  $\delta_a = \lambda_{min}F/D$ , où  $\lambda_{min}$  est la longueur d'onde et  $F$  est la distance de l'ouverture de la cavité à la cible. Pour  $F = 0,5$  m, cela donne  $\delta_a = 0.05$  m, ce qui est en accord avec la résolution obtenue expérimentalement.

<sup>11</sup>Teledyne LeCroy WaveMaster 8620A, 12 bits, 4 voies

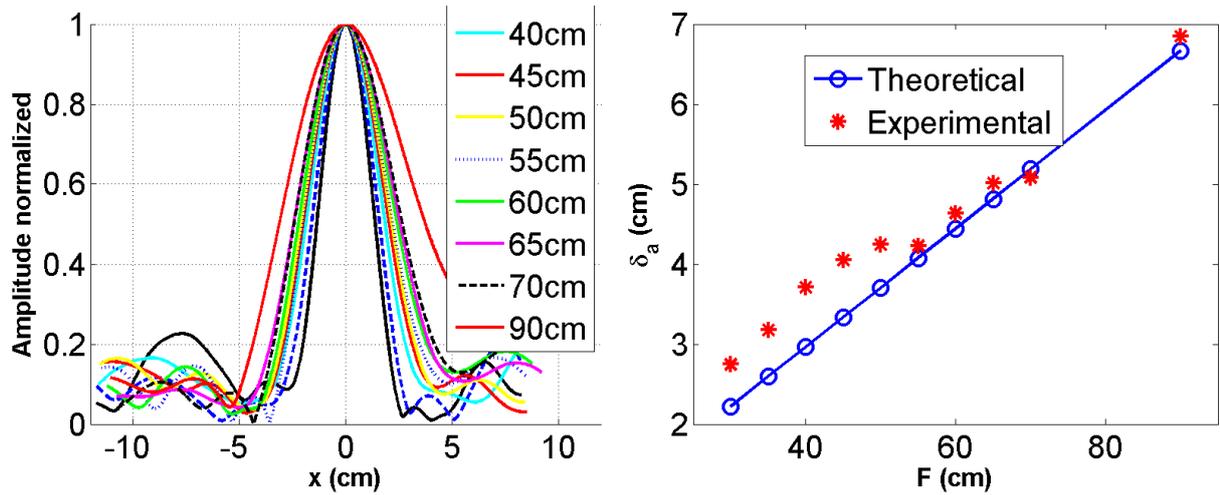


Fig 3.12: Amplitude normalisée trouvée à partir de la solution de l'équation 3.16 dans le plan de la source thermique pour différentes distances focales  $F$ . (b) La résolution trouvée à partir de la demi-largeur des courbes montrées en (a) est tracée en fonction de  $F$ .

Pour explorer la résolution, nous reconstruisons une source ponctuelle. Dans la figure 3.12(gauche), la reconstruction dans le plan de la source est montrée pour différentes distances focales  $F$ . La largeur du lobe principal augmente avec  $F$ . La résolution en fonction  $F$  est montrée dans la figure 3.12(droite). Il est en bon accord avec la formule théorique donnée par  $\lambda_{min}F/D$ . Nous explorons ensuite le rapport signal à bruit (SNR) en fonction du nombre  $M$  de fréquences utilisées pour reconstruire l'image.

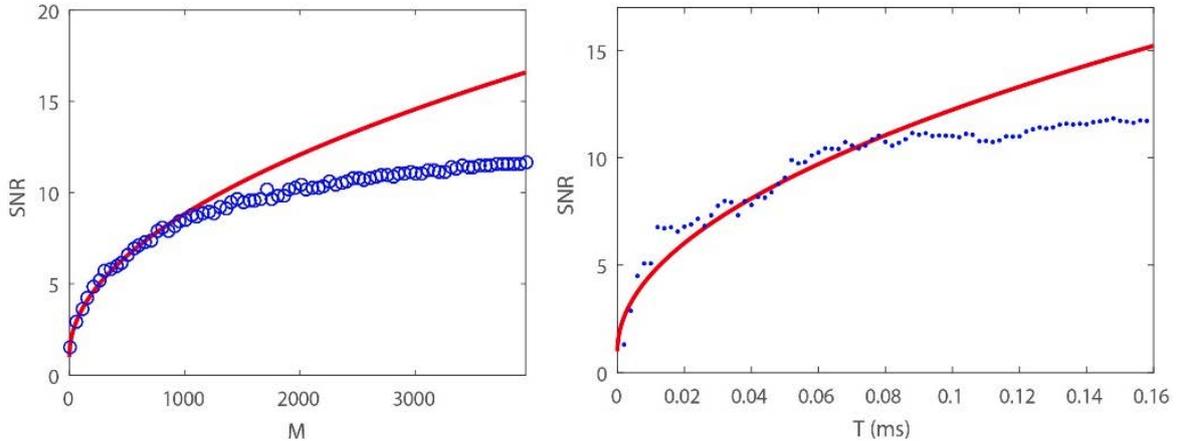


Fig 3.13: (gauche) SNR en fonction du nombre  $M$  de fréquences utilisées pour reconstruire l'image. Les cercles sont des mesures, et la ligne rouge montre la dépendance à la  $\sqrt{M}$  (droite) SNR en fonction du temps d'intégration de la corrélation croisée. Les résultats expérimentaux, points bleus, sont comparés avec l'augmentation en  $\sqrt{T}$ .

Comme pour le "Ghost Imaging" [153, 154] ou le Retourneement temporel [26], étudiés dans le chapitre 1, le SNR est vu dans la figure 3.13 comme la racine carrée du nombre d'illuminations aléatoires,  $\sqrt{M}$ , pour  $M < N_\omega$  (On rappelle que  $N_\omega = 1137$ ). Le SNR est saturé pour  $M > N_\omega$  puisque les modèles de speckle deviennent légèrement corrélés. La qualité de la reconstruction augmente également avec  $\sqrt{T}$ , où  $T$  est le temps d'intégration de la corrélation croisée, et atteint un plateau pour  $T \sim 100 \mu\text{s}$  en conséquence du nombre limité de degrés de liberté qui donnent le SNR maximum.

Pour améliorer davantage le SNR, une autre stratégie consiste à tirer parti du caractère parcimonieux inhérent de la plupart des scènes naturelles à imager. En effet, les sources sont généralement situées dans une zone particulière, dans des directions bien spécifiques. Comme déjà montré dans les chapitres précédents, un moyen pratique de favoriser des solutions parcimonieuses est d'utiliser un régularisateur  $l_1$ -norm,  $\|\mathbf{x}\|_1$ , tel qu'il est maintenant largement utilisé depuis les travaux fondateurs de Donoho, Candès, Tao et Romberg [23, 155, 156]. Ils ont démontré qu'une reconstruction parfaite peut être réalisée avec une probabilité élevée à partir d'un petit nombre de mesures lorsque la matrice de détection  $\mathbf{A}$  est une matrice aléatoire avec des éléments tirés d'une distribution gaussienne. Dans le cadre de la détection par compression avec une cavité chaotique, cela signifie qu'une scène sparse peut être correctement imagée à partir de la mesure de  $C_{12}(\omega)$  sur seulement un petit nombre de fréquences en utilisant la minimisation  $l_1$ .

Dans la figure 3.14(a), nous présentons la reconstruction des deux sources à l'aide de cette régularisation qui favorise la solution parcimonieuse. Les sources apparaissent à deux pixels en accord avec le résultat de la régularisation de Tikhonov.

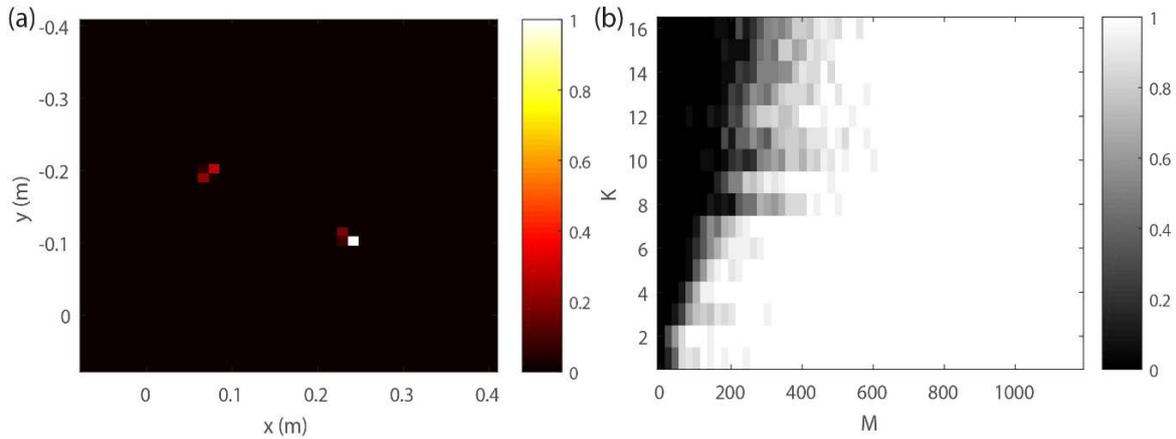


Fig 3.14: (a) Reconstitution de deux sources de bruit en résolvant l'équation (3.17) à l'aide d'une approche de reconstruction favorisant la solution sparse (régularisation  $l_1$ ). (b) Probabilité de réussite entre 0 et 1 pour  $K$  sources de bruit ( $K$  entre 1 et 10) pour  $N = 676$  pixels. L'échelle indique le pourcentage de reconstitution réussie à partir de  $M$  mesures de la scène sparse. Une reconstruction parfaite de la scène est obtenue dans la région blanche.

Dans la figure 3.14(b), nous montrons la probabilité de réussite d'une reconstruction sur 20 expériences en fonction du nombre de sources  $K$  et du nombre de fréquences  $M$  choisies au hasard dans l'ensemble des fréquences indépendantes  $N_\omega$ . Pour ce faire, nous enregistrons d'abord individuellement la corrélation croisée pour 16 positions de l'antenne cornet.  $C_{12}(\omega)$  pour un  $K$  donné est ensuite calculé de manière synthétique en additionnant  $K$  signaux. La solution de l'équation (3.17) avec le régularisateur de la norme  $l_1$  est comparée à l'image de référence trouvée pour  $M = N_\omega$ . La reconstruction est supposée réussie lorsque le coefficient de corrélation entre l'image reconstruite et l'image de référence de  $N = 676$  pixels est supérieur à 0.8.

On observe une transition brutale entre une reconstruction réussie et une reconstruction insatisfaisante. Cette transition rappelle la transition de phase introduite par Donoho et Tanner dans la détection par compression [157]. Lorsque les entrées de la matrice de détection  $\mathbf{A}$  sont des variables statistiquement indépendantes avec une distribution gaussienne

identique, une reconstruction parfaite à partir de mesures sous-échantillonnées peut en effet être réalisée avec seulement des mesures  $O(K \log(N/K))$ , où  $K$  est le nombre de coefficients non nuls dans une base donnée. Pour  $K = 12$ , la transition se trouve expérimentalement à  $M \sim 400$ , ce qui est plus élevé que le niveau théorique. Nous expliquons cette augmentation par les erreurs inhérentes à la construction de la matrice de détection  $\mathbf{A}$  à partir du scan du champ proche de l'ouverture. En effet, des simulations avec une exacte connaissance de  $\mathbf{A}$  donnant une correspondance parfaite de  $\mathbf{A}\mathbf{x}$  et  $\mathbf{C}_{12}$  conduit à une transition à  $M \sim 100$  comme prévu en théorie.

Enfin, pour prouver la capacité de notre système à imager des radiations thermiques étendues, nous utilisons deux lampes fluorescentes (LFs) du commerce (60 cm de long) comme sources thermiques situées à une distance  $F = 0,4$  m de l'ouverture de la cavité. Les LFs sont connues pour se comporter comme une source de bruit micro-ondes large bande [1] avec une température qui correspond approximativement à la température des électrons de la décharge gazeuse [158, 159]. Cette température est beaucoup plus élevée que la température ambiante dans une pièce standard. Ces sources thermiques sont principalement polarisées perpendiculairement à leur axe. Les LFs qui sont allumées se comportent en effet comme des réflecteurs métalliques pour une onde incidente polarisée le long de leur axe [160]. Ceci est confirmé en mesurant l'intensité transmise et réfléchi par quatre LFs verticaux activés et désactivés pour les deux polarisations. La loi de Kirchhoff sur les rayonnements thermiques stipule que le l'émissivité  $\epsilon$  d'un objet est égale à son absorptivité  $\alpha$ . Nous estimons expérimentalement, en mesurant les coefficients de transmission et de réflexion à travers un réseau de LFs,  $\epsilon \sim 0.2$  et  $\epsilon \sim 0.75$  pour les polarisations verticales et horizontales, respectivement.

Nous visons d'abord l'image de quatre LFs regroupées qui sont positionnées verticalement le long de l'axe des  $y$ . Le rayonnement thermique des lampes arrive jusqu'à la cavité.

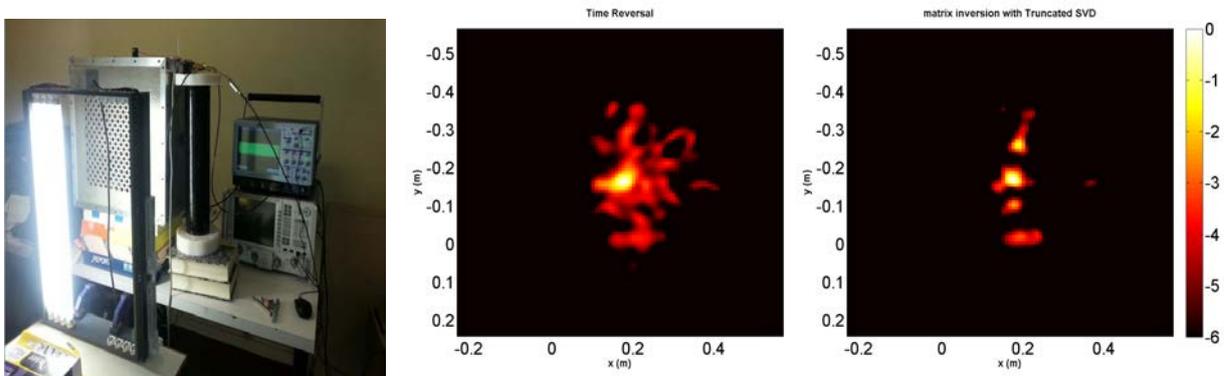


Fig 3.15: Photographie de la scène constituée de quatre LFs émettant du bruit thermique polarisée dans l'axe transverse. La reconstruction se fait par la méthode de retournement temporel et d'inversion par SVD de la matrice de détection.

En sortie des deux ports de mesure, les signaux sont amplifiés par deux amplificateurs faible bruit (LNA - Low Noise Amplifier) avec un gain *théorique* de 51 dB dans la gamme de fréquences [8 – 12] GHz et une température équivalente de 67 K. Comme le bruit émis par les LNA est également rayonné par les ports à l'intérieur de la cavité, cela donne une contribution cohérente à la fonction de corrélation croisée finale. À l'heure actuelle de la rédaction, des circulateurs ont été achetés pour résoudre ce problème. Mais sans circulateur, nous atténuons cette contribution en soustrayant la corrélation croisée du bruit en l'absence des LFs. Les signaux amplifiés, sont ramenés en bande de base par un oscillateur local (OL) et ensuite enregistrés avec l'oscilloscope numérique.

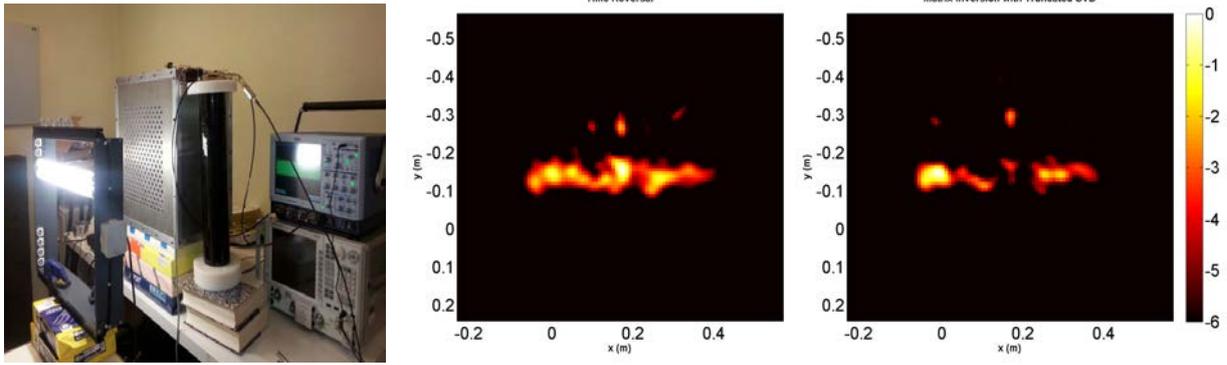


Fig 3.16: Photographie de la scène constituée de deux LF's émettant du bruit thermique polarisé verticalement. La reconstruction se fait par la méthode de retournement temporel et d'inversion par SVD de la matrice de détection.

Nous résolvons l'équation (3.16) avec une matrice de détection correspondant successivement aux polarisations horizontale et verticale. Comme on peut le voir aisément sur les figures 3.15 et 3.16, le système est bien capable de reconstruire l'émission de la source thermique.

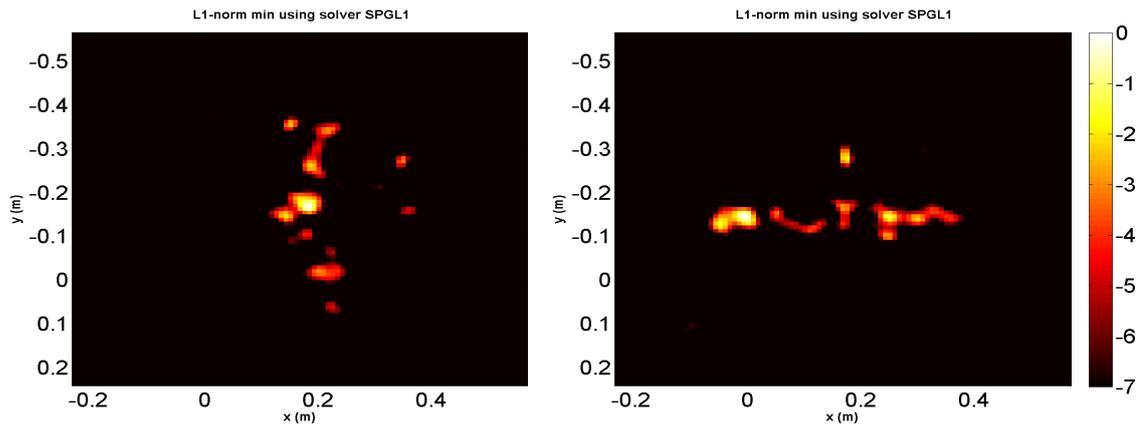


Fig 3.17: Reconstruction en réalisant la régularisation de la norme  $l_1$  avec l'algorithm SPGL1 de la scène constituée de lampes fluorescentes positionnées en verticale et horizontale.

La figure 3.17 est le résultat de la reconstruction lorsque l'algorithm itératif SPGL1 est utilisé pour reconstruire la scène. Bien que des artéfacts soient présents, la reconstruction permet de distinguer le rayonnement de la source thermique dans les deux polarisations. Il est clair que lors de la phase de traitement des données, des erreurs sont introduites associées à celles introduites lors de la mesure de la matrice de détection. Un moyen d'améliorer la reconstruction serait d'augmenter le nombre de degré de liberté spatiaux (ici égal à 1) en augmentant le nombre de ports de mesure attachés à la cavité. Toutefois, il faut s'attendre à voir également le facteur de qualité et  $N_\omega$  baisser.

Nous visons ensuite l'image de deux LF's positionnées verticalement le long de l'axe des  $y$  avec un espacement de 11 cm.



Fig 3.18: Photographie des scènes à imager. Deux lampes fluorescentes espacées de 11 cm. Le système passif est constitué de la cavité chaotique et d'un oscilloscope numérique.

La reconstruction de deux LFs verticaux à partir de la matrice de détection à polarisation horizontale est illustrée à la figure 3.19(a) pour un temps d'intégration de  $T = 1$  ms. La reconstruction se fait uniquement en réalisant la régularisation de la norme  $l_1$ .

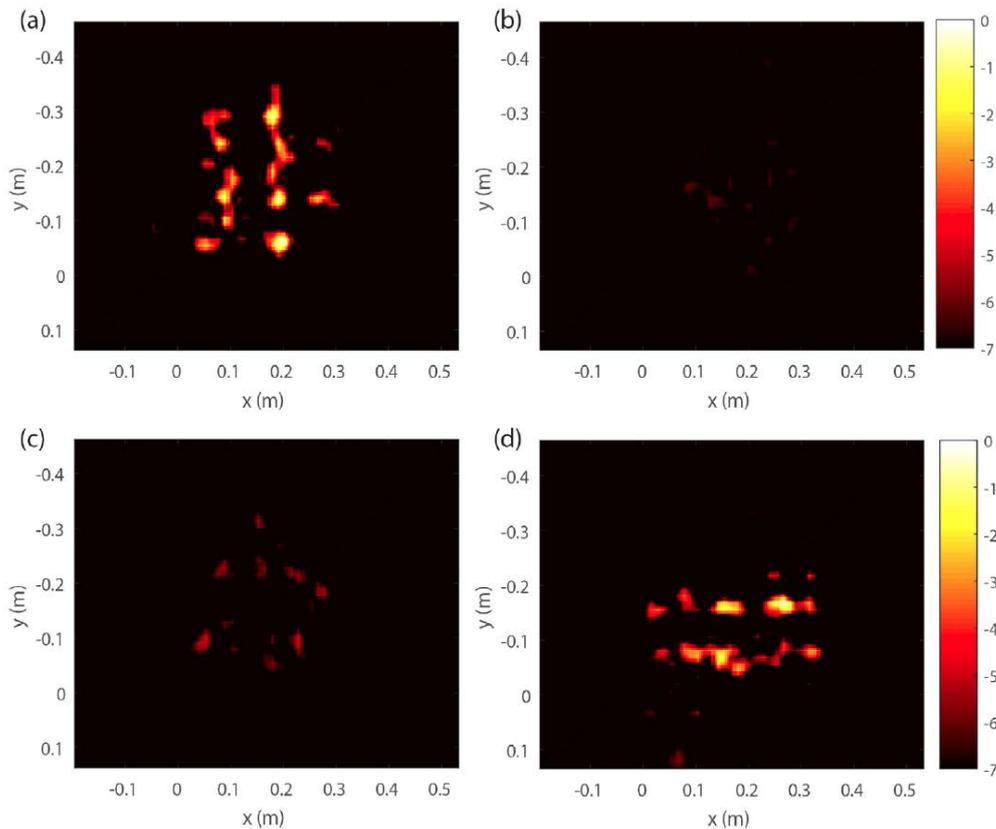


Fig 3.19: Reconstitution des radiations thermiques provenant de sources de bruit étendues à large bande, deux lampes fluorescentes droites espacées de 11 cm et situées à une distance  $F = 0,5$  m de l'ouverture de la cavité. En (a) les tubes sont positionnés le long de l'axe des  $y$  et l'image est calculée à partir de la polarisation horizontale. En (b) les tubes sont positionnés le long de l'axe des  $x$  et l'image est calculée à partir de la polarisation verticale. En (c) et (d) Les tubes sont positionnés le long de l'axe des  $x$  et l'image est calculée à partir des polarisations horizontale (c) et verticale (d).

Les deux LFs apparaissent clairement aux positions horizontales 0.07 m et 0.018 m; on retrouve bien l'écart entre les deux lampes. En revanche, dans la figure 3.19(b), l'utilisation

de la matrice de détection polarisée verticalement produit une image de bruit. Les tubes sont ensuite tournés, et une reconstruction claire et nette de la LF est obtenue uniquement à l'aide de la matrice de détection calculée à partir du balayage polarisé verticalement. Ce résultat démontre la capacité de notre système à produire des images de sources thermiques étendues et à discriminer leur polarisation avec seulement deux détecteurs.

Dans la suite, la corrélation des signaux va être utilisée pour résoudre une problématique de CEM (compatibilité électromagnétique). Nous allons utiliser la cavité chaotique pour la détection de sources de radiations sur une carte électronique. À l'inverse des techniques de scan pas à pas usuellement utilisées, une imagerie temps réel par notre principe permettrait d'identifier les relations entre les points d'émission sur la carte. L'ouverture initiale de la cavité sera donc remplacée par un réseau de sondes (boucles) magnétiques. En utilisant les connaissances acquises plus haut, la localisation des sources se fera en résolvant le problème inverse par les techniques d'imagerie computationnelle.

## 3.6 Application à la compatibilité électromagnétique

L'interférence électromagnétique, résultat de l'intégration de plusieurs composants dans un volume très limité, est devenue un problème sérieux en compatibilité électromagnétique (CEM) des circuits imprimés sur carte (PCB). Ces interférences peuvent modifier l'intégrité des missions électriques prévues. L'évaluation du bruit électromagnétique constitue l'une des tâches d'ingénierie les plus importantes du cycle de conception de ces cartes.

En raison du principe d'équivalence et de la simplicité de mise en œuvre pratique, le balayage champ-proche est la méthode généralement utilisée pour identifier les sources d'interférences électromagnétiques dans les PCB. Des sondes champ-proche de champ électromagnétique sont utilisées pour mesurer, en amplitude le champ magnétique (ou électrique) tangentiel en parcourant une région champ-proche de la carte à étudier [161, 162]. Ce procédé mesure une valeur de tension, induite aux bornes de la sonde de mesure, qui donne directement accès à l'image de la distribution de l'intensité des champs perturbateurs. Mais ce résultat se résume à une représentation spatiale qui ne donne accès à aucune interprétation physique claire (information sur la nature du bruit d'interférence, corrélation entre les sources d'interférence, etc...) autre que l'intensité d'émission locale. En général, dans le cas des problèmes d'interférences électromagnétiques, nous devons faire face à des champs électromagnétiques stochastiques<sup>12</sup> [163]. En effet les PCB sont très complexes et présentent une large gamme de signaux différents. Un champ électromagnétique stochastique provient d'un nombre important de processus statistiquement indépendants et les amplitudes de champ présentent une distribution de probabilité gaussienne. Pour la modélisation numérique des champs d'interférence sur ces cartes, il est préférable de tenir compte de l'énergie et du spectre de puissance. La fonction de corrélation entre les sources de champs doit donc être considérée car elle fournit des informations significatives sur la nature de l'émission [164, 165, 166].

---

<sup>12</sup>Signaux aléatoire ayant un comportement temporel imprévisible (non stationnaires) dont la description ne peut être faite qu'au travers d'observation statistiques.

Nous nous intéressons dans cette partie, à la caractérisation des émissions électromagnétiques rayonnées, dans le champ proche d'une carte possédant un circuit imprimé pour lequel des interférences électromagnétiques existent. Nous proposons un système d'imagerie des sources de rayonnements dont le temps d'acquisition de la matrice de corrélation spatiale, utile à la localisation de ces sources, est considérablement réduit par rapport à la méthode présentée dans les références [163, 166, 167].

Dans un premier temps, nous discutons de l'origine des rayonnements parasites sur les cartes intégrées. Ensuite nous discutons des méthodes utilisées pour modéliser ces rayonnements parasites. Nous décrivons les sondes champs-proches utilisées dans les différentes études présentées dans la littérature. Un modèle numérique direct liant la fonction de corrélation à la densité spectrale d'énergie des signaux stochastiques stationnaires est établi. Des mesures expérimentales sont réalisées pour démontrer, en utilisant un ensemble sonde-cavité, la capacité de notre méthode pour la détection et la localisation des sources de rayonnement de bruit électromagnétique.

### 3.6.1 Origine des bruits parasites

L'accroissement du nombre de liaison sans fil et l'augmentation des débits de transmission ont poussé les constructeurs vers une montée en bande de fréquences. Cette montée possède l'avantage de réduire la taille (contrainte de conception) des modules électroniques. En revanche, à hautes fréquences, les châssis, les connecteurs et les pistes de cuivre des circuits imprimés ont tendance à adopter un comportement similaire à celui d'une ligne de transmission avec des impédances qui varient. Pour ce qui est des circuits imprimés, les longueurs d'ondes devenant du même ordre que la taille de ces circuits, les broches ou les pistes de routage associées font de parfaites antennes<sup>13</sup> d'émission de rayonnements électromagnétiques parasites. En effet pour une interconnexion métallique, si un courant radio-fréquence la traverse ou si son potentiel fluctue, elle pourra émettre de l'énergie sous forme d'onde électromagnétique: on parle de problème de rayonnement.

Au niveau des interconnexions, on observe généralement un comportement résistif, inductif ou capacitif [168]. Une interconnexion résistive induit généralement un échauffement par effet Joule conduisant à des pertes qui augmentent avec la fréquence (effet de peau). Constituant un problème majeur en CEM, une interconnexion inductive est vraiment présente lorsque la section d'interconnexion est faible. Tout courant traversant une interconnexion inductive est à l'origine d'une fluctuation de tension dont l'amplitude croît avec la fréquence. Lorsque deux interconnexions sont très proches, il y a une distribution de charges d'une interconnexion à l'autre, un couplage capacitif parasite s'installe entraînant l'apparition d'un champ induit électromagnétique [169].

De façon générale, le rayonnement induit par la circulation du courant à l'intérieur d'une boucle (par exemple un conducteur et son retour à la masse) sera, en champ proche, à l'origine d'un champ principalement magnétique proportionnel au courant, à la surface de la boucle de courant et à la fréquence. La variation de potentiel (causée par la commutation d'une broche, par exemple) sera de plus une source efficace d'un champ principalement électrique [170]. Ces anomalies entraînant la perturbation des fonctionnalités des cartes électroniques, doivent être évitées pendant la phase de conception.

---

<sup>13</sup>Dès que la longueur  $l$  d'une interconnexion est plus ou moins égale à  $\lambda/4$ , celle-ci peut jouer le rôle d'antenne et les courants qui la traverse ou les tensions à ses bornes engendrent un champ EM.

## 3.6.2 Mesure des rayonnements parasites

Le besoin industriel étant important, il est vital d'anticiper et de limiter en amont l'apparition des dysfonctionnements avant la production d'un circuit imprimé. Pour cela, il faut avoir des règles de conception à suivre mais surtout l'industrie doit avoir des outils de simulation performants intégrés au sein du processus de conception qui soient représentatifs de ce que l'on observe sur les cartes. Pour y parvenir les moyens de caractérisation et de modélisation doivent permettre une simulation précise de l'ensemble de la carte d'intérêt. Une fois que la conception du circuit imprimé (optimisé) est réalisée par CAO (Conception Assistée par Ordinateur), il peut être produit (physiquement). Néanmoins, une étape de caractérisation est indispensable pour corrélérer les résultats trouvés par le calcul et la simulation avec ceux issus de la mesure sur le circuit imprimé.

Dans le cadre de la CEM, le regard se porte sur les sources d'émissions de bruit qui s'établissent au sein du circuit imprimé. Il est nécessaire de connaître les champs électromagnétiques dans leur environnement proche [171, 172]. En pratique, caractériser les différentes sources de bruits et leurs trajets électriques associés est une tâche extrêmement difficile s'il faut considérer la complexité des conceptions.

### 3.6.2.1 Cellule TEM (Transverse Electromagnetic)

Habituellement, l'émission électromagnétique rayonnée des circuits imprimés est mesurée à l'aide d'une cellule de Crawford (cellule TEM, Transverse ElectroMagnetic) selon la norme CEI 61967-2 [173, 174]. La cellule TEM est un dispositif métallique fermé servant à étudier l'interaction entre une onde électromagnétique et un dispositif électronique non blindé, pour des fréquences allant du continu jusqu'à 3 GHz. Pour utiliser cette méthode de caractérisation, un circuit imprimé spécial d'essai doit être fabriqué conformément aux exigences de la norme standard. La mesure se fait en plaçant le circuit sous test, entre deux plaques, dans la cellule. Une agression électromagnétique est créée générée par les deux plaques sur la cellule par la cellule entre les deux plaques. Le comportement du circuit face au fort champ créé est mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre connecté à la cellule. Pour un circuit simple il est possible, mais non souhaitable, de le produire après chaque correction. Lorsque le circuit d'essai est multicouche, les corrections deviennent coûteuses. La cellule TEM n'est plus la mieux adaptée si l'on veut caractériser le rayonnement de type de circuit. Il devient donc de plus en plus essentiel d'inclure les mesures CEM comme partie intégrante du cycle de conception afin d'assurer la conformité CEM du produit final et de minimiser les re-conceptions supplémentaires.

Des méthodes alternatives de caractérisation champ proche du champ électromagnétique rayonnée, basées sur l'utilisation de sondes de mesures champs proche, ont été développées. L'objectif est d'établir un modèle numérique du circuit sous test qui permettrait de modéliser ces rayonnements parasites.

### 3.6.2.2 Modélisation des rayonnements parasites en utilisant une information d'amplitude

En considérant le principe d'équivalence et le théorème d'unicité [175, 176], une distribution de sources équivalentes déterminée par un balayage en amplitude et en phase du champ électrique ou magnétique tangentiel sur une surface autour de la structure rayonnante est équivalente aux sources internes et permet la modélisation du champ autour de ces sources.

Comme le montre la figure 3.20, en pratique le plus simple revient à balayer la sonde champ-proche au dessus de l'ensemble de la carte, et pour chaque point de mesure on enregistre, avec un analyseur de spectre, l'amplitude du champ rayonné par le circuit imprimé. La composante du champ mesuré (la polarisation) avec les sondes champs-proche dépend de l'orientation de la sonde par rapport au circuit [177].

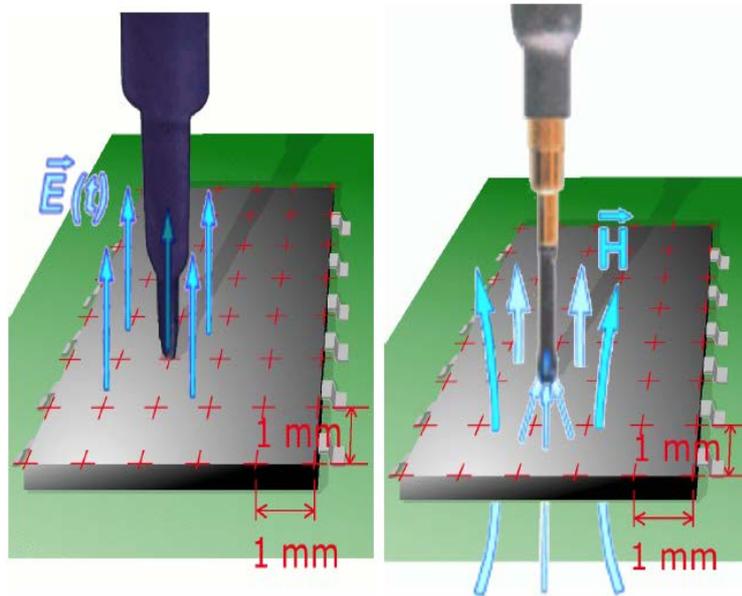


Fig 3.20: Sondes de champ-proche électrique et magnétique pour la caractérisation de l'émission électromagnétique des circuits intégrés (image provenant de [171]).

Cette méthode permet d'obtenir des cartes de distribution de champs, même pour des circuits très complexes tels que les microcontrôleurs. Cependant, le balayage de l'amplitude du champ proche n'est possible que si la phase et l'amplitude des signaux champs-proche sont bien définies, c'est-à-dire lorsque les signaux de phase et d'amplitude sont entièrement corrélés pour n'importe quelle paire de points d'échantillonnage dans le champ proche. Quand c'est le cas, l'information en amplitude est satisfaisante. Mais en général, cette exigence n'est pas remplie si l'on considère le rayonnement parasite des circuits électroniques [178, 163]. Même si les signaux circulant dans ces cartes sont déterministes, la complexité de l'interdépendance des signaux circulant dans différentes parties des zones du circuit ne peut pas être révélée par la simple mesure de l'amplitude du champ proche.

Par conséquent, en raison de ce manque d'information inhérent, la mesure du champ doit être effectuée en tenant compte de la nature statistique du champ proche. Dans la suite, nous discutons d'une méthode efficace qui tient compte de l'énergie et du spectre de puissance des champs et possède l'avantage qu'elle peut être combinée avec les outils de modélisation électromagnétique existants dans l'industrie.

### 3.6.2.3 Modélisation des rayonnements parasites en utilisant une information de corrélation

La corrélation joue un rôle décisif quand il s'agit de la superposition de signaux aléatoires. En raison du manque d'informations sur les sources de rayonnement parasite, le champ proche qu'on veut mesurer doit être traité comme un champ stochastique. Les champs électromagnétiques stochastiques avec une distribution de probabilité gaussienne peuvent être décrits complètement par les spectres d'autocorrélation de chaque variable de champ et

les spectres de corrélation croisée des variables de champ à des points d'observation distincts. La figure 3.21 illustre le principe expliqué dans [163].

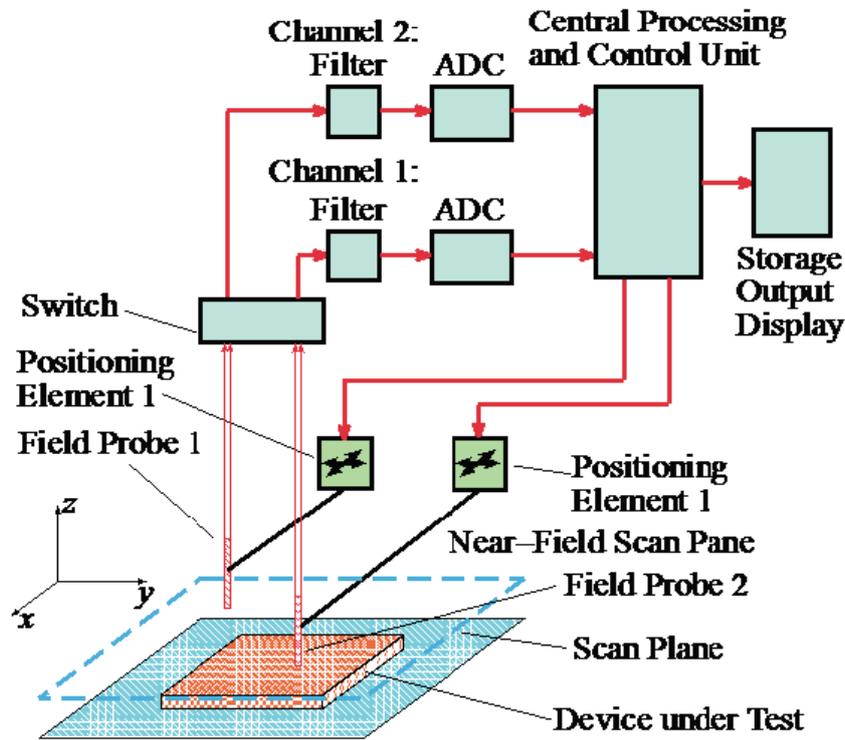


Fig 3.21: Système de scan champ-proche (image provenant de [167]).

La caractérisation d'un champ électromagnétique stochastique nécessite l'échantillonnage du champ électromagnétique en paires de points d'observation et la détermination des fonctions d'auto-corrélation et de corrélation croisée pour toutes les paires d'échantillons de champ. Deux sondes de champs sont déplacées le long d'un plan d'observation. Ces sondes de champ vectoriel détectent les composantes de champ électrique ou magnétique tangentes au plan de balayage choisi. Dans cette étude [167], le positionnement des sondes est contrôlé par l'unité centrale de contrôle et de traitement. Le commutateur sélectionne la polarisation de chaque sonde. Les signaux détectés sont amplifiés et filtrés avec un filtre anti-repliement pour éviter le phénomène de repliement dans les unités de filtrage 1 et 2. Les deux voies sont échantillonnées et numérisées par les convertisseurs analogique-numérique. Dans l'unité centrale de traitement et de contrôle, les signaux échantillonnés sont traités par transformée de Fourier rapide. Les spectres d'autocorrélation et de corrélation croisée de tous les champs électriques ou magnétiques sont calculés et stockés. En considérant toutes les corrélations arbitraires, il est possible de calculer la distribution spatiale de la densité spectrale d'énergie des sources de rayonnement parasite.

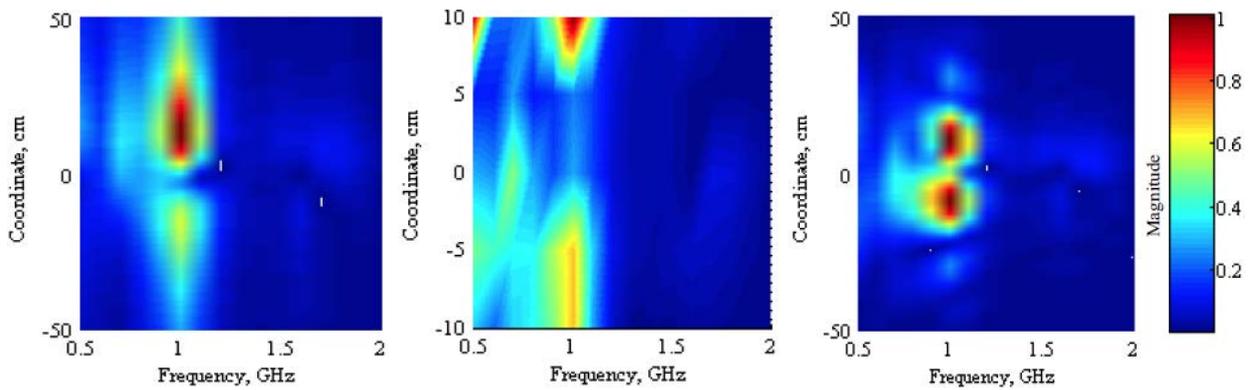


Fig 3.22: Distribution de l'intensité (a) du champ dans la zone de l'objet en utilisant le principe de Huygens–Fresnel (b) du spectre de corrélation (c) du champ dans la zone de l'objet en utilisant l'information de corrélation (images adaptées de [167, 179]).

La figure 3.22 présente le résultat de ce processus. La distribution du champ reconstruite en utilisant la matrice de corrélation démontre une bonne résolution de deux sources stochastiques.

Le balayage a été effectué sur un réseau linéaire de points de mesure avec un maximum de  $N = 100$  points de mesure. Cela donne un total de  $2N$  fonctions d'autocorrélation et de  $N(N - 1)/2 = 19900$  paires de points de mesure, en considérant les deux polarisations de la sonde, pour capturer toutes les fonctions de corrélation croisée. L'utilisation pratique de cette méthode de balayage en champ proche est donc considérablement limitée par le temps de mesure même si le temps de mesure des systèmes modernes dans le domaine temporel est court grâce à l'utilisation de micro-contrôleur pour réaliser le post-traitement [163, 179].

Nous montrons donc que la quantité de données nécessaires à la caractérisation des champs électromagnétiques stochastiques peut être considérablement réduite, par une méthode d'acquisition simultanée des données nécessaires à la reconstruction de la densité spectrale d'énergie du rayonnement parasite, en utilisant une cavité chaotique comme système d'imagerie.

### 3.6.3 Modélisation des rayonnements parasites en utilisant une cavité chaotique

Comme dans le précédent paragraphe, la méthode qui est présentée consiste à modéliser les rayonnements parasites en utilisant une information de corrélation. Mais l'échantillonnage de la scène ne se fait plus en déplaçant deux sondes mais en disposant d'un réseau de sondes champs-proches, avec une ouverture qui couvre l'ensemble du plan d'observation. Disposer d'un tel réseau permet l'acquisition simultanée, à un instant  $t$  donné, des signaux sur l'ensemble de la carte. Cela est intéressant pour suivre des sources de perturbations transitoires et impulsionnelles. À chaque sonde de champ n'est pas associée une chaîne RF mais l'ensemble des sondes est connecté à la cavité chaotique afin de réaliser une acquisition compressée. Comme vu dans les études précédentes, on mesure  $K$  signaux au lieu de  $N$  signaux, avec  $K \ll N$ . Les  $N$  signaux, codés par la cavité, sont reconstruits en utilisant des techniques compressives. Dans notre cas,  $K = 2$  signaux sont mesurés sur deux ports de la cavité en vue d'obtenir l'information de corrélation. L'information de corrélation obtenue n'est plus une matrice obtenue en corrélant les signaux de bruit reçus par deux sondes, mais un vecteur issu de la corrélation entre deux signaux de bruit enregistrés à travers deux ports

de mesure de la cavité chaotique. Cela réduit considérablement la mémoire nécessaire pour réaliser les cartes de distribution du spectre des champs parasites.

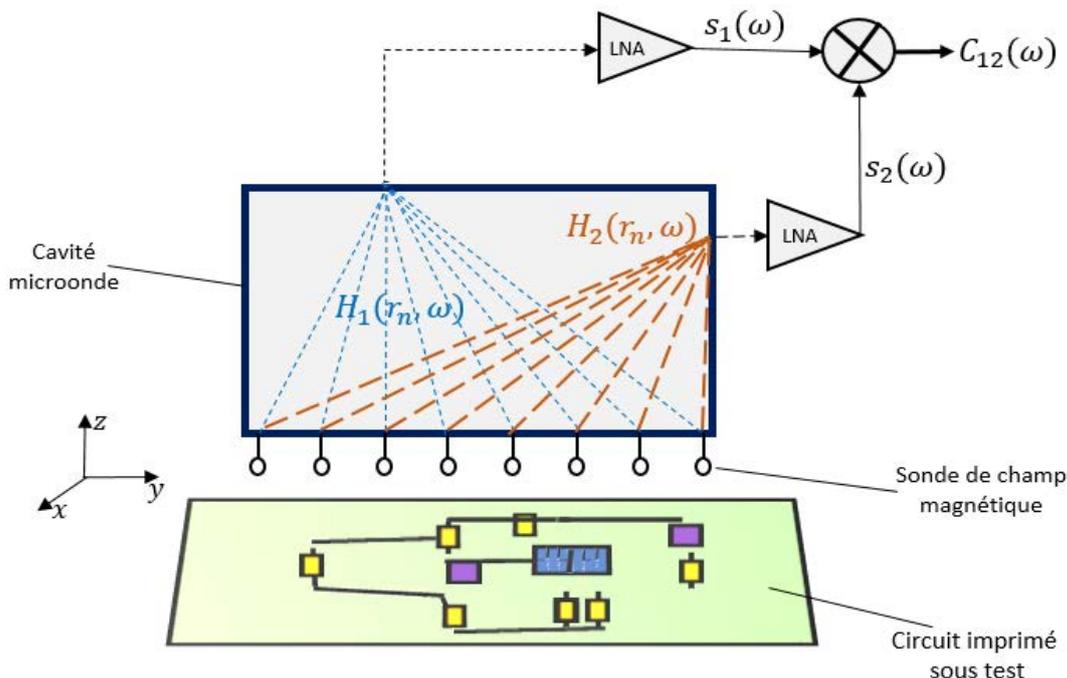


Fig 3.23: Schéma du système d'image champ-proche utilisant une cavité chaotique.

Comme on peut le voir sur la figure 3.23, le réseau de trous précédemment utilisé est remplacé par un réseau de sondes de champs proche magnétique. Comme le rayonnement électromagnétique parasite est l'image des courants dans la structure, nous avons opté pour un réseau de boucles magnétiques. Le principe reposant sur l'utilisation de la cavité comme codeur analogique passif, une grande diversité fréquentielle est obligatoire pour assurer une forte décorrélation des fonctions de transfert  $H_i(r_n, \omega)$ . Le temps pour l'apprentissage des fonctions de transferts de la cavité peut être le même que le temps pris pour l'acquisition de la matrice de corrélation mais dans notre cas, ce processus ne se fait qu'une seule fois aussi longtemps que l'ensemble sondes-cavité n'a pas été perturbé.

Dans la suite, un formalisme mathématique est développé afin de présenter l'approche physique et mathématique liées au principe d'imagerie, permettant de mettre en évidence le problème inverse à résoudre.

### 3.6.3.1 Modèle direct

Considérons le cas d'un circuit imprimé, comme le montre la figure 3.23, qui comporte quelques éléments. L'objectif est d'estimer le rayonnement du circuit afin de localiser l'emplacement des sources. On considère que l'ensemble du circuit est divisé en éléments de volume électriquement petit par rapport à la longueur d'onde. Considérons le vecteur **densité de courant**  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega)$  qui décrit le champ électromagnétique rayonné par une source localisée en  $\mathbf{r}$ . Le champ magnétique qui arrive sur la sonde d'observation positionnée en  $\mathbf{r}_n$  peut s'écrire sous la forme intégrale suivante:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}_n, \omega) = \int_V \mathbf{G}(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}, \omega) \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) d\mathbf{r} \quad (3.18)$$

où  $\mathbf{G}(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}, \omega)$  est la fonction de Green dyadique, qui satisfait à la condition aux limites du substrat et qui relie le champ électrique créé sur la sonde à la distribution de champ de la source. L'intégration se fait dans tout le volume  $V$  où  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega)$  existe. Si le champ proche magnétique  $\mathbf{H}(\mathbf{r}_n, \omega)$  est mesuré, la densité courant peut être évaluée lorsque la fonction de Green est connue.

Le champ capté par les différentes sondes de champ est codé par les fonctions de transfert de la cavité et l'ensemble est sommé en une forme d'onde unique au niveau des ports de mesures de la cavité. Le signal mesuré  $s_i(\omega)$  sur le port de sortie  $i$  de la cavité, pour une pulsation donnée, peut s'écrire :

$$s_i(\omega) = \sum_{n=1}^{N_s} c_i(\mathbf{r}_n, \omega) \mathbf{H}(\mathbf{r}_n, \omega) \quad (3.19)$$

où  $c_i(\mathbf{r}_n, \omega)$  représente la fonction de transfert mesurée entre le champ-proche de la sonde, en entrée de la cavité, et le port de mesure  $i$  de la cavité.  $N_s$  est le nombre de sonde champ proche utilisée pour capter le champ.  $N_s$  est très grand mais limité par les dimensions de la cavité. Les signaux enregistrés sur les deux ports du système d'imagerie durant un temps d'intégration  $T$  sont cross-corrélés, ce qui donne dans le domaine fréquentiel :

$$C_{12}(\omega) = s_1(\omega) s_2^*(\omega) = \sum_{n=1}^{N_s} \sum_{n'=1}^{N_s} c_1(\mathbf{r}_n, \omega) \mathbf{H}(\mathbf{r}_n, \omega) c_2^*(\mathbf{r}_{n'}, \omega) \mathbf{H}^*(\mathbf{r}_{n'}, \omega) \quad (3.20)$$

Contrairement à la matrice de corrélation obtenue dans les références [166, 163], la corrélation résultante  $C_{12}(\omega)$  est un vecteur qui dépend uniquement de la fréquence ce qui réduit considérablement la taille des données à manipuler. Appelons  $\Gamma_J$  le spectre de la corrélation des distributions de courants. Lorsque les signaux sont stochastiques, on peut faire l'approximation que les courants sont décorrélés spatialement et en fréquence. Le spectre de la corrélation peut donc être décrit par :

$$\Gamma_J(\omega, \mathbf{r}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \langle \mathbf{J}_T(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{J}_T^*(\mathbf{r}', \omega') \rangle = \sigma_{eq}(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(\omega - \omega') \quad (3.21)$$

avec  $\sigma_{eq}(\mathbf{r})$  la densité d'énergie du rayonnement du circuit imprimé. On peut mettre l'équation (3.20) sous la forme matricielle suivante :

$$[C_{12}(\omega)] = [\tilde{\mathbf{A}}(\omega, \mathbf{r})] [\sigma_{eq}(\mathbf{r})] \quad (3.22)$$

où  $[\tilde{\mathbf{A}}(\omega, \mathbf{r})]$  est la matrice de détection de dimension  $N \times M$ .  $N$  est le nombre de point de fréquence et  $M$  est le nombre d'élément sur lequel le volume du circuit est discrétisé. Puisque que  $N < M$ , l'équation matricielle (3.22) est résolue en utilisant les méthodes de reconstruction de l'imagerie computationnelle comme la pseudo-inverse avec troncature des valeurs singulières ou les méthodes itératives qui minimise la norme  $\ell_2$ , TV ou  $\ell_1$ .

### 3.6.3.2 Conception du réseau de sondes magnétiques

Afin de valider le principe théorique présenté, un banc de mesure est mis en place. La sonde utilisée pour les diverses mesures est présentée sur la figure ci-dessous.



Fig 3.24: Sonde de champ classique de type magnétique utilisée en mesure champ-proche.

Le choix de la sonde est un facteur critique dans le balayage en champ proche car la sonde est le détecteur direct du champ. Comme le rayonnement EM est l'image des courants dans la structure, les champs magnétiques transversaux sont suffisants pour définir complètement une source de rayonnement [180]. Nous avons donc opté pour une boucle magnétique comme capteur du champ rayonné par le circuit sous test. Une sonde magnétique fonctionne selon le principe de la loi de Faraday. Une tension proportionnelle au champ magnétique incident est induite aux bornes de la sonde lorsqu'elle est placée dans un champ magnétique.

Comme on peut le voir sur la figure 3.24, la sonde magnétique est en forme de boucle, l'âme centrale du coaxial est tordue et court-circuitée sur le blindage externe du câble, créant ainsi une boucle pouvant être parcourue par un courant. La sonde de champ magnétique mesure la composante de champ  $\mathbf{H}$  perpendiculaire à la boucle. Les trois composantes orthogonales du champ magnétique peuvent être mesurées en faisant tourner la sonde pour aligner la boucle dans les directions voulues. Le câble coaxial semi-rigide utilisé est de type RG402 dont les caractéristiques sont ci-dessous :

- Diamètre de l'âme centrale : 0.91 mm
- Diamètre du blindage externe : 3.6 mm
- Impédance caractéristique : 50  $\Omega$
- Constante diélectrique :  $\epsilon_r = 2.25$

La longueur de la tige métallique de la sonde magnétique est de 10 cm. la forme de la boucle peut être approximée par une boucle de diamètre de 6 mm. On pouvait choisir une boucle de forme carrée, car la surface d'une boucle carrée est plus grande que celle d'un cercle de même diamètre que la longueur d'un côté, ce qui augmenterait la tension induite sur la sonde. Mais nous avons opté pour une sonde de champ magnétique en forme de boucle plus facile à réaliser à la main.

Une sonde idéale de champ proche doit mesurer une seule composante du champ électrique ou magnétique en un point, la sortie de la sonde étant proportionnelle à la composante de champ. Mais en pratique la sonde répond à plus d'une composante de champ. Pour une preuve de concept, comme c'est le cas ici, la conception d'une sonde particulière n'a pas été nécessaire. Néanmoins, la surface de la sonde magnétique a été choisie pour s'assurer une résolution (plus petite distance qui sépare deux champs décorrélés) spatiale acceptable et une bonne sensibilité (le plus petit niveau de tension reçue due à un champ donné). Les deux paramètres sont étroitement liés aux dimensions de la sonde car la tension reçue est proportionnelle à l'intégration pondérée du champ dans la zone effective de la sonde. Dans l'ensemble de l'étude, nous supposons que le champ magnétique est constant sur la surface de la boucle.

Comme le montre la figure 3.25, un réseau constitué de 64 sondes classiques mesurent la composante normale du champ magnétique.

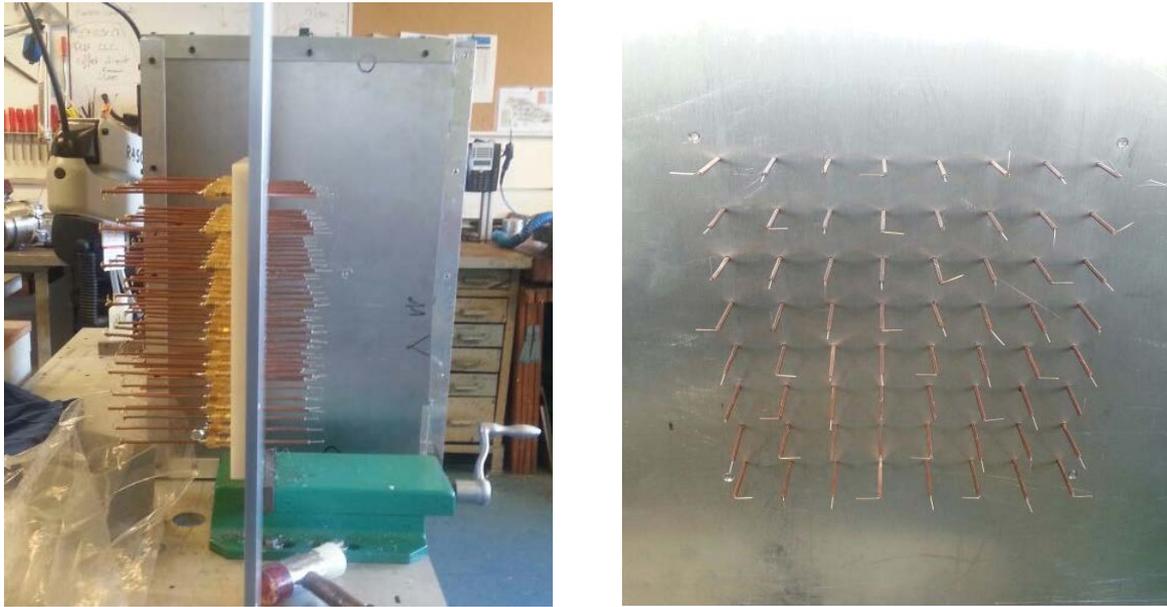


Fig 3.25: Reconstruction d'un patch carrée

Les sondes sont espacées de 2.5 cm, les unes des autres afin d'éviter un couplage éventuel entre elles. Entre les sondes captant les champs rayonnés et l'appareil de mesure, il y a la cavité chaotique. Le champ induit sur chaque sonde magnétique est re-rayonné dans la cavité à l'aide d'un second réseau de sonde (de type sonde champ électrique) à l'intérieur de la cavité. Le bout métallique de chaque sonde est orienté dans différentes directions pour maintenir une distribution aléatoire du champ dans la cavité. Le champ est alors codé sur les fonctions de transfert de la cavité après chaque réverbération dans la cavité. Un spectre est au final enregistré sur les ports de mesure (qui sont toujours des transitions guide-coaxiale adaptés pour la bande X) de la cavité chaotique.

Comme dans la première étude, la mesure des fonctions de transfert est une étape obligatoire pour l'utilisation de la cavité chaotique comme système d'imagerie.

### 3.6.3.3 Caractérisation de la cavité

La méthode de caractérisation est la même que celle utilisée précédemment. Une sonde de champ magnétique, connecté au port 1 du VNA, est translaté sur un plan à 2 cm du réseau de sonde et le signal est mesuré sur un port de mesure de la cavité connecté au port 2 du VNA. Le pas entre chaque mesure est de  $\lambda/6$ . Le temps de mesure de la cavité est de 5h avec une  $IF = 10$  kHz. Cette étape remplace l'étape de calibration de la sonde de mesure nécessaire dans les méthodes existante pour s'approcher d'une mesure fiable exploitable du champ [181].

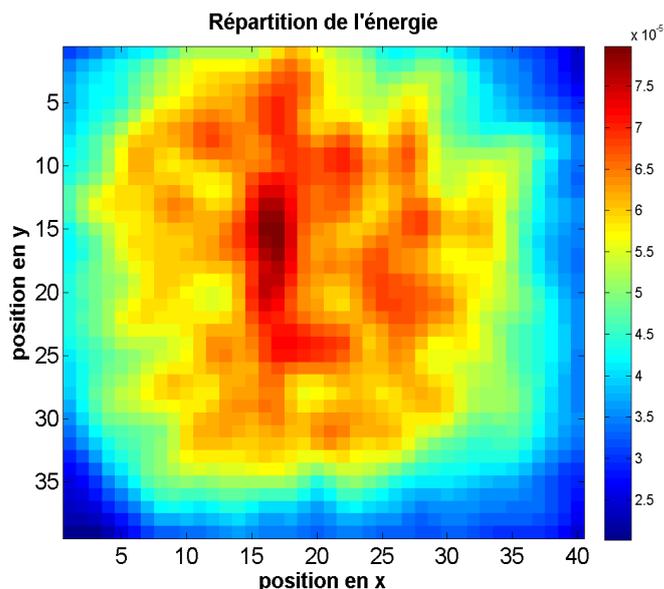


Fig 3.26: Répartition de l'énergie sur un plan à 2 cm parallèle au réseau de sondes.

La figure 3.26 illustre la répartition de la distribution du champ sur l'ensemble des sondes attachées à la cavité. On peut voir que le champ est réparti de façon quasi-uniforme sur l'ensemble du réseau avec une légère concentration au centre du réseau.

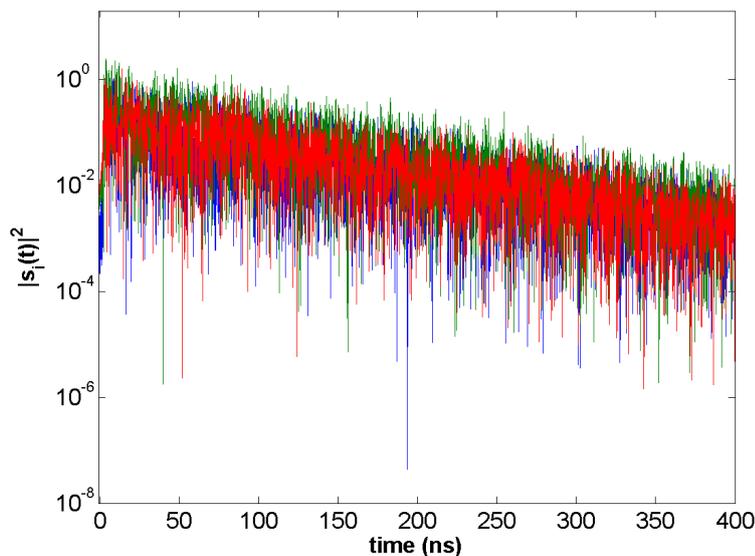


Fig 3.27: Exemple de trois fonctions de transfert du système construit.

La figure 3.27 montre un exemple de trois fonctions de transfert. Elle sont mesurées sur 4001 points dans la bande de 8 – 12 GHz sur les 2 voies de mesure de la cavité. Le temps de décroissance  $\tau = 91$  ns correspond à un facteur de qualité composite de  $Q = 2\pi f_0 \tau = 5700$  à 10 GHz. Le nombre de degré de liberté disponible est égale à  $N_\omega = 2280$ . L'augmentation du facteur de qualité, par rapport à l'étude précédente avec les trous circulaires, s'explique du le fait que la cavité présente moins de perte par rayonnement.

La matrice de corrélation présentée sur la figure 3.28 approxime bien une matrice identité. Cela démontre le niveau de décorrélation des fonctions de transferts mesurées. Cette caractéristique rend possible l'utilisation de la cavité à des fins d'imagerie computationnelle.

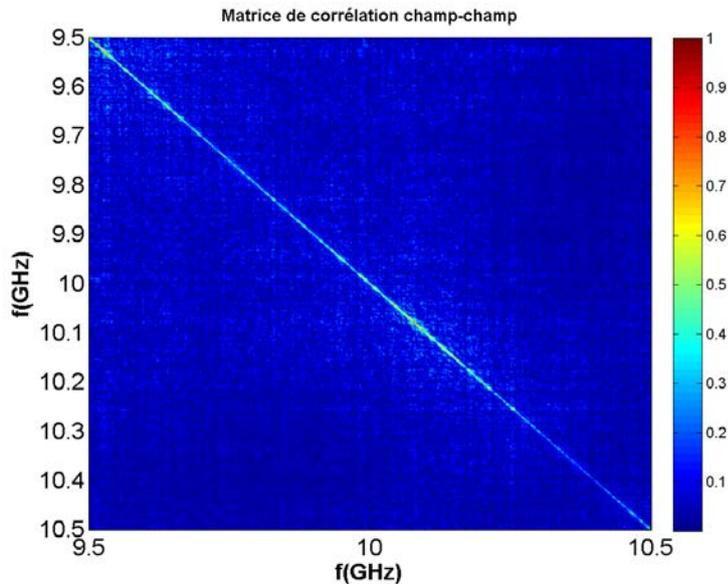


Fig 3.28: Répartition de l'énergie sur un plan à 2 cm parallèle au réseau de sondes et efficacité de rayonnement de l'ouverture sur la bande de mesure.

### 3.6.3.4 Résultats expérimentaux en utilisant un VNA

Nous nous proposons de réaliser dans le domaine fréquentiel, l'imagerie d'une source active contrôlée. La source est une sonde de type magnétique connectée sur le port 1 du VNA utilisé précédemment. Les deux sorties de la cavité sont connectées sur les port 2 et 3 du VNA. Le filtre IF du VNA est fixé à 10 kHz et le temps de balayage est de 200 ms pour 4001 points de fréquence. Le vecteur corrélation est obtenu en réalisant la corrélation croisée des signaux  $S_{21}$  et  $S_{31}$ . La sonde émulant la source active est déplacée sur différentes positions en utilisant un rail à déplacement 3D. Pour chaque position de la sonde, les signaux sont mesurés sans amplification en sortie de la cavité et enregistrés dans une mémoire. Le vecteur corrélation est estimé sous MATLAB comme somme des différentes corrélations sur les différentes positions de la sonde cible. Le vecteur final est ensuite utilisé pour résoudre l'équation (3.22).

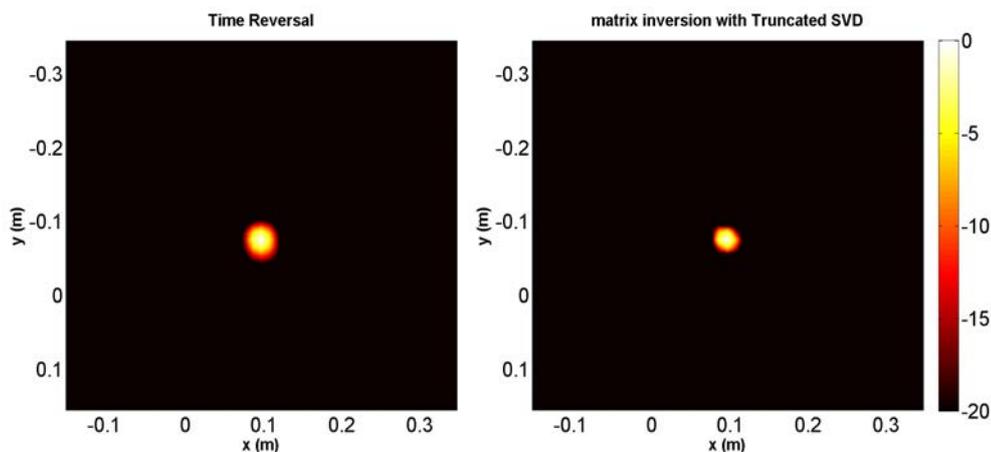


Fig 3.29: Image reconstruite d'une source ponctuelle placée au centre de la zone à imager.

La figure 3.29 montre que pour une cible placée au centre de la scène, le retournement temporel et la pseudo-inverse offrent une très bonne reconstruction du rayonnement de la cible avec un SNR d'environ 14 dB lorsqu'on inverse la matrice de détection et 12 dB avec le filtre adapté.

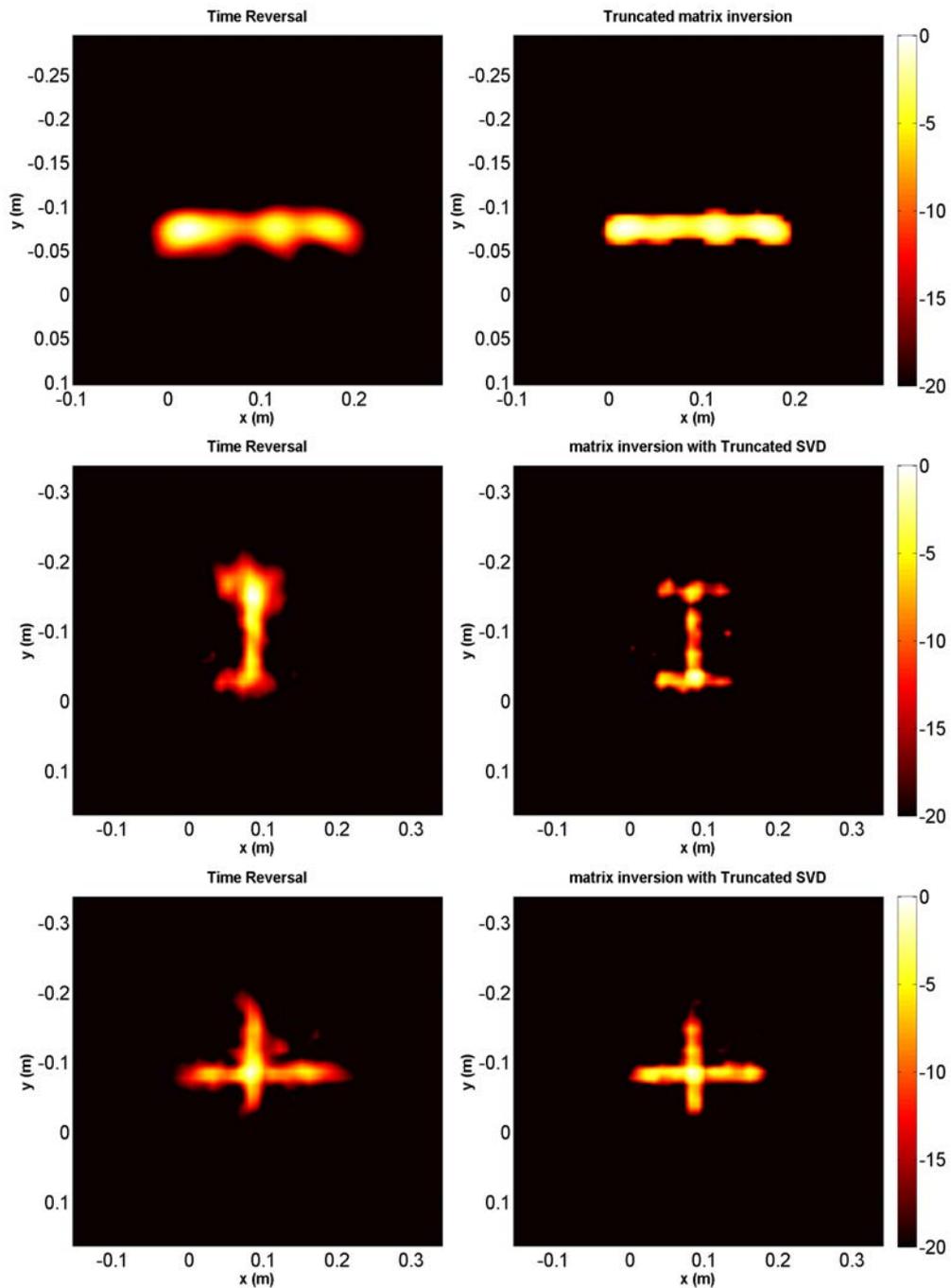


Fig 3.30: Reconstruction d'un ensemble de source formant une ligne, une lettre *I* et une croix.

La cible est déplacée de manière séquentielle suivant l'axe  $x$  et  $y$  de sorte à obtenir une ligne, la lettre "I" et une croix. On peut aisément voir à travers la figure 3.30 que l'ensemble des scènes ont été reconstruites en utilisant le retournement temporel et la pseudo-inverse. Dans le cas de la première méthode, l'inversion est mauvaise ce qui a pour conséquence de dégrader la dynamique de l'image. Par contre, la troncature des valeurs singulières de

l'espace bruit permet de mieux conditionner la matrice de mesure avant de l'inverser.

Nous nous proposons d'imager le rayonnement d'un dispositif tel qu'un patch construit pour fonctionner à la fréquence de 10 GHz et une ligne microruban simple de longueur  $L = 160$  mm. Les deux dispositifs sous test sont placés à 6 cm du réseau des sondes de champ-proche.

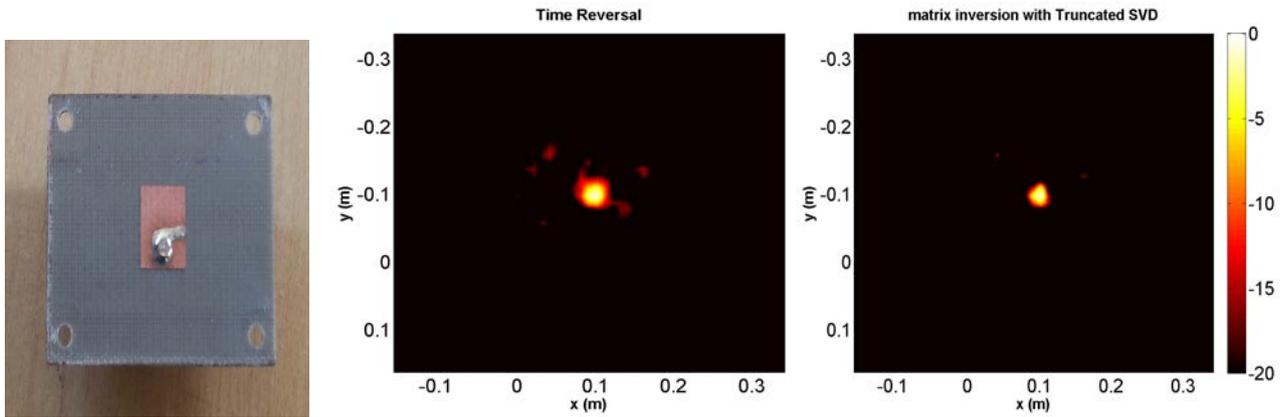


Fig 3.31: Reconstruction du rayonnement d'une antenne patch imprimé fonctionnant autour de 9.5 GHz.

Comme on peut le voir sur la figure 3.31, le rayonnement du patch, reconstruit à partir de l'information de corrélation obtenue par la corrélation croisée entre les signaux enregistrés sur les deux ports de mesure de la cavité, est bien localisé sur l'image. Comme déjà remarqué, la pseudo-inverse donne une meilleure reconstruction que le filtre adapté qui maximise l'intensité au point de focalisation.

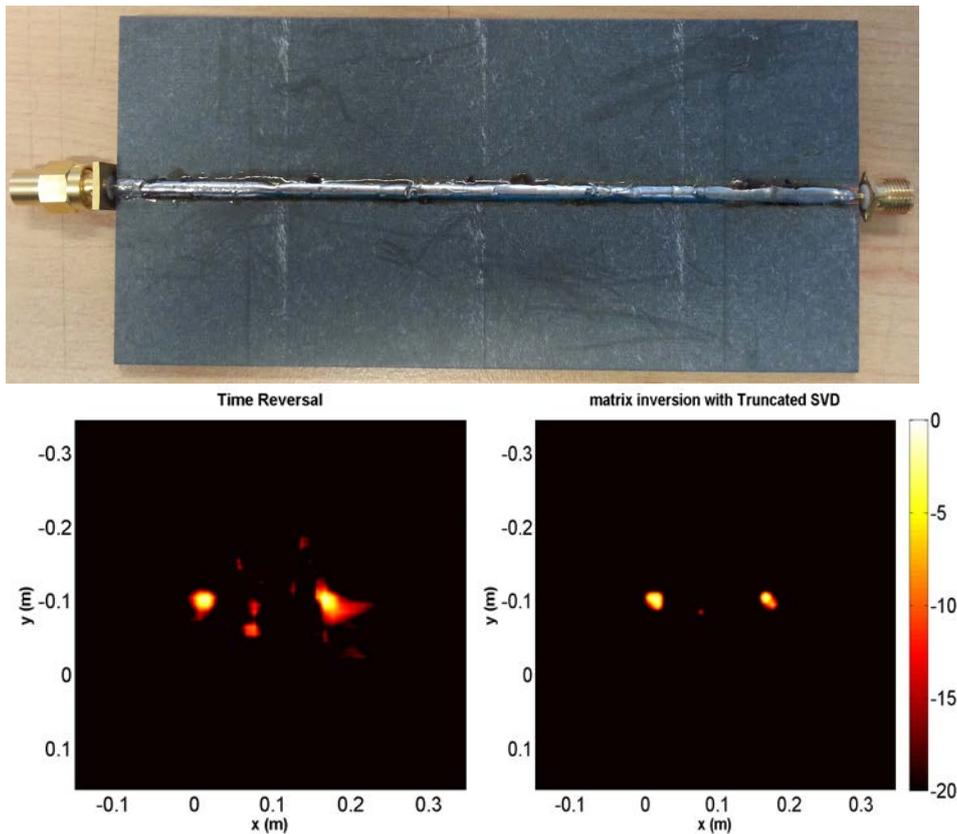


Fig 3.32: Reconstruction du rayonnement d'une ligne microruban imprimée sur un substrat FR4

À une extrémité, la ligne est alimentée par une source connectée au port 1 du VNA, et à l'autre extrémité, elle se termine par une charge de  $50 \Omega$ . La connexion des deux extrémités de la carte est de type SMA femelle. Les signaux utiles sont récupérés via les ports de mesure de la cavité pour construire le vecteur corrélation. On peut voir que le rayonnement de la ligne résulte en deux points brillants qui sont le port d'entrée du signal RF injecté et la charge  $50 \text{ Ohm}$  placée au bout de la ligne. Cela démontre la validité et le bon fonctionnement de l'approche actuelle pour estimer la distribution du champ sur le circuit imprimé et localiser les sources de rayonnement. La méthode actuelle peut être qualifiée de pratique parce qu'elle ne requiert que les paramètres physiques du circuit imprimé, mais ne requiert pas de connaissances préalables sur les propriétés électriques des éléments qui existent dans le circuit imprimé.

### 3.6.3.5 Résultats expérimentaux en utilisant un oscilloscope

On se propose de réaliser la même expérience que précédemment, cette fois-ci, dans le domaine temporel en utilisant un oscilloscope numérique<sup>14</sup>. Avec cet instrument, nous disposons de  $4 \text{ GHz}$  de bande passante et nous échantillons les données à  $10 \text{ GS/s}$ . Sur la figure 3.33 on peut voir la photo de la scène.

<sup>14</sup>Teledyne LeCroy WaveMaster 8620A, BP =  $6 \text{ GHz}$ , Fs =  $20 \text{ GS/s}$

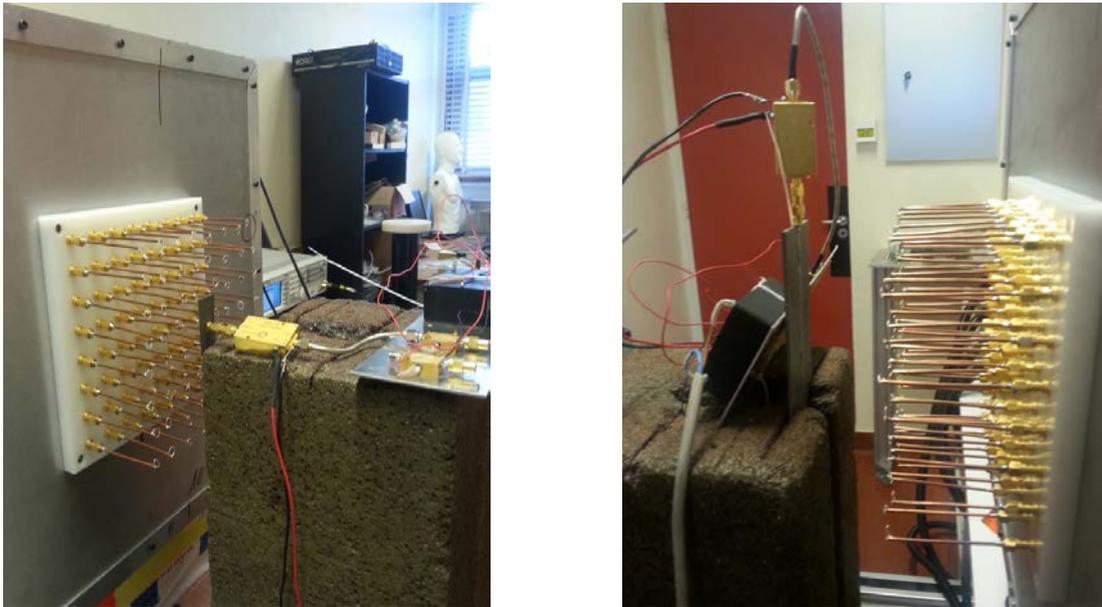


Fig 3.33: Photographie de la scène d'imagerie (gauche) une antenne patch @ 10 GHz (droite) ligne microruban.

Les cibles sont placées à 6 cm du réseau de sonde. Pour exciter les deux dispositifs microondes, on injecte un signal de bruit issu de l'émission spontanée amplifiée d'un amplificateur fonctionnant en bande X. Pour la ligne, l'autre extrémité est chargée  $50 \Omega$ . Le champ rayonné est capté par le réseau de sonde puis codé par la cavité sur ses fonctions de transfert. Une descente en fréquence est réalisée pour ramener le signal en bande de base ( $[0 - 4]$  GHz). L'oscillateur local est fixé à 7 GHz. Après mesure des signaux compressés, le vecteur de corrélation est ensuite construit sur un temps d'intégration de 0.5 ms.

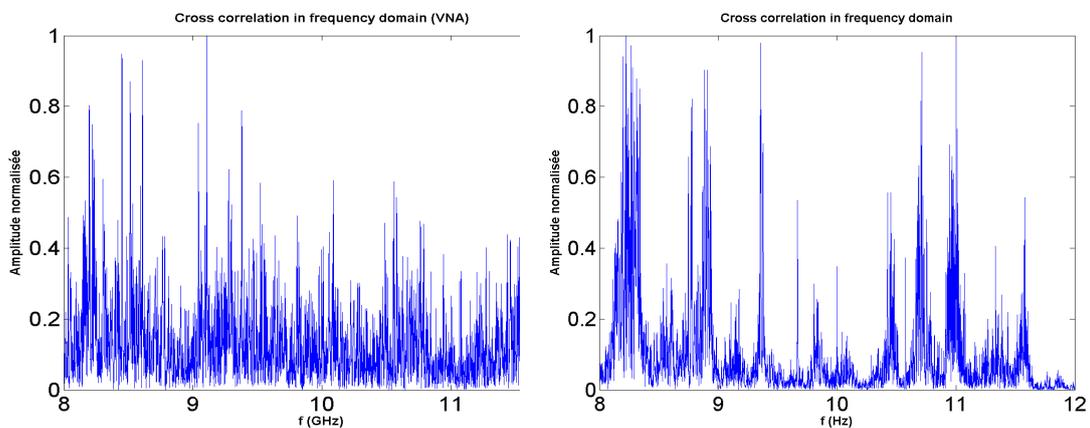


Fig 3.34: Comparaison entre le spectre de corrélation obtenu en utilisant un VNA et celui obtenu en utilisant un oscilloscope.

Sur la figure 3.34, nous présentons l'information de corrélation obtenue en utilisant un VNA et celle obtenue en utilisant un oscilloscope. Il est évident que le spectre du signal reconstruit est large bande dans le cas du VNA et de l'oscilloscope mais des résonances isolées apparaissent davantage sur le spectre de corrélation obtenu en utilisant un oscilloscope. Une descente en fréquence est réalisée, aucune amplification n'est réalisée et aucun filtre n'est présent dans la chaîne de réception, nous pensons que les résonances observées proviennent du repliement des harmoniques de l'OL. Un traitement numérique est réalisé sur les signaux pour supprimer les raies de trop fortes amplitudes afin d'exploiter un spectre homogène large

bande quoique de faible amplitude. Les résultats d'imagerie, en utilisant la pseudo-inverse, sont présentés sur la figure 3.35.

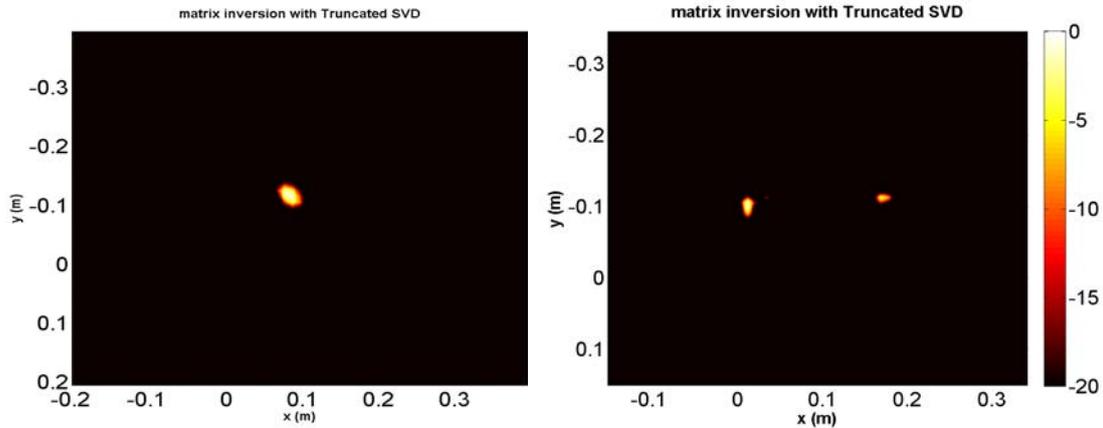


Fig 3.35: Reconstruction du rayonnement d'une ligne imprimée en utilisant un oscilloscope

Nous observons que la source de rayonnement correspondant à l'antenne patch est bien imagée. Il en est de même pour la ligne, où deux sources sont localisées à ses extrémités correspondants au point d'excitation et à la charge 50 Ohm. Ces résultats sont en bon accord avec l'idée de base et montrent que la méthode fonctionne bien pour l'imagerie de sources de rayonnement sur les circuits imprimés.

Il est vrai que le système construit permet la localisation des sources d'interférences électromagnétique mais présente également trois limites fondamentales majeures. L'efficacité du système se base sur le pouvoir de la cavité à coder le champ rayonné par le réseau de sonde qui est à l'intérieur de la cavité. Pour ce fait, les fonctions de transferts de la cavité doivent être décorrélées sur une grande bande passante. Cependant la bande passante des signaux émis par l'horloge dans les cartes électroniques est très faible. Le système sera incapable de réaliser l'image d'une telle source de rayonnement. Un système à métamatériaux reconfigurable possédant un facteur de qualité  $Q$  élevé devient obligatoire pour réduire la bande passante nécessaire. De plus dans ce système, le SNR est limité par la capacité de la sonde à capter le signal utile. La conception d'une sonde optimale est donc obligatoire. Enfin, la résolution est limitée par le fait que le scan champ proche ne peut être réalisé qu'à partir de la longueur de décorrélation du champ dans la cavité  $\lambda/2$ . Cette limite est notamment plus forte pour caractériser des cartes à basse fréquence.

## 3.7 Conclusion du chapitre

Les techniques d'imagerie passive computationnelle sont d'un grand intérêt pour simplifier l'architecture des dispositifs d'imagerie puisque les illuminations aléatoires d'une scène permettent sa reconstruction à partir de quelques mesures en résolvant un problème inverse. Nous avons présenté ici un système passif pour l'imagerie des rayonnements thermiques dans le domaine des micro-ondes à partir de la corrélation croisée des signaux de bruit. L'intercorrélation donne en effet accès à la différence de phase entre les signaux mesurés et permet un traitement interférométrique cohérent. Les signaux de bruit sont enregistrés par seulement deux chaînes RF qui sont attachées via des ports de mesure à une cavité chaotique, possédant un facteur de qualité élevé et couplée à la scène par une ouverture sur sa face avant. La distribution spatiale des sources de bruit est ainsi codée sur le spectre large

bande de la corrélation croisée et peut être reconstruite à partir de la matrice de détection reproduisant les speckles de champ lointain non corrélés de la cavité sur un ensemble de fréquences. Une relation linéaire entre la corrélation estimée et la distribution de température de la scène est établie. La reconstruction de la scène se fait en utilisant les méthodes d'imagerie computationnelle. Nous avons démontré l'efficacité du système proposé en tant que dispositif d'imagerie en réalisant l'imagerie pour des sources de rayonnement thermique localisées et étendues et avons montré que la polarisation de ces rayonnements peut être discriminée. Les résultats expérimentaux présentés, confirment la capacité de notre système pour l'imagerie passive microonde. Nous estimons que cette étude ouvre la porte à la conception de radiomètres dotés de capacités d'imagerie en temps réel, bas-coût; capacités qui sont d'un grand intérêt pour les applications d'imagerie médicale, de télédétection ou de détection d'objets enfuis.

Dans un second temps, une méthode d'estimation de la distribution du rayonnement parasite dans les circuits imprimés en mesurant la distribution du champ proche a été proposée et appliquée pour estimer le champ rayonné sur une ligne de transmission excitée par un signal de bruit aléatoire. Le concept proposé permet d'atteindre des performances d'imagerie comparables à celles d'une architecture conventionnelle, tout en autorisant une réduction drastique du temps d'acquisition du spectre de corrélation utile à la détection des sources de rayonnement parasites qui s'établissent dans les circuits imprimés. D'autres études seront consacrées à l'obtention d'une image du rayonnement à partir de l'autocorrélation du signal de bruit sur un seul port conduisant ainsi à un système d'imagerie mesurant uniquement l'intensité.

Dans le prochain chapitre une technique d'imagerie passive fondée sur les corrélations du bruit ambiant, pour récupérer de façon passive la fonction de Green entre deux points, est expérimentalement mise en évidence.



# Chapitre 4

## Imagerie cohérente passive à partir du bruit thermique microondes

### Sommaire

---

4.1	Introduction . . . . .	120
4.2	Corrélation de bruit et fonction de Green . . . . .	121
4.3	Simulations numériques . . . . .	126
4.4	Application à l'imagerie de cibles métalliques . . . . .	133
4.5	Amélioration du système d'imagerie avec une cavité chaotique	137
4.6	Conclusion du chapitre . . . . .	138

---

## 4.1 Introduction

Les méthodes traditionnelles d'imagerie se basent sur l'émission de formes d'onde vers le milieu à imager et la réception, par une ou plusieurs antennes, des signaux réfléchis par ce milieu. L'image est formée par traitement de ces échos diffusés par le milieu. Nous abordons dans ce chapitre l'imagerie passive interférométrique à partir du bruit thermique microonde.

On se place ici entre l'imagerie active et l'imagerie passive en ce sens qu'une source incohérente naturelle est utilisée pour interroger la scène à imager. L'objectif est de localiser un diffuseur à partir des corrélations de signaux de bruit reçus sur un réseau d'antennes. C'est une approche qui utilise la possibilité de récupérer la réponse impulsionnelle entre deux antennes par intégration sur une longue période de la corrélation entre les signaux de bruit ambiant arrivant sur les deux antennes. L'inter-corrélation, réalisée ici, donne accès à la différence de phase entre les signaux mesurés et permet un traitement interférométrique cohérent. Dans cette étude, la synthèse d'ouverture interférométrique est considérée car elle permet d'obtenir des images haute résolution. Pour l'étude, la source utilisée pour éclairer la scène d'intérêt, est une lampe fluorescente commerciale de type "néon". L'étude est conduite en bande X. En micro-ondes cela est novateur en ce sens que cette source de bruit est incohérente, large bande et possède une grande diversité spatiale.

Avant de décrire les résultats obtenus, dans une première partie, nous présentons à travers un historique rapide comment la convergence des corrélations de bruits ou de champs diffus vers la fonctions de Green est utilisée dans différentes disciplines majeures telles que l'héliosismologie, l'acoustique et la sismologie. Nous verrons par la suite comment ce concept a été transposé aux ondes électromagnétiques.

Dans la seconde partie, plusieurs configurations d'imagerie sont explorées, les modèles mathématiques sont établis et les résultats attendus sont étayés par des simulations numériques. L'architecture du système radar interférométrique est présentée. Ce système se fonde sur une mesure en bande de base, à l'aide de mélangeurs notamment, de la corrélation croisée des signaux de bruit enregistrés par les antennes. Ces mélangeurs permettent une mesure rapide des corrélations et les différents résultats d'imagerie sont présentés.

Une amélioration du système est discutée avant de terminer ce chapitre par un bilan de l'étude réalisée.

## 4.2 Corrélation de bruit et fonction de Green

L'utilisation du bruit ambiant n'est pas complètement nouvelle car elle tire sa source des travaux sur la théorie des fluctuations thermiques, dans les années 1980 du scientifique russe Serguei Mikhailovitch Rytov. Il a démontré théoriquement, dans [182, 183], que la corrélation en deux points d'un champ à l'équilibre thermique converge vers la partie imaginaire de la fonction de Green entre deux points de mesure. Ainsi théoriquement il est possible d'accéder à la réponse impulsionnelle entre deux points à partir de la corrélation d'un bruit diffus spatialement et spectralement. Ce résultat sera redécouvert et ré-interprété dans plusieurs domaines de la physique théorique et expérimentale. Les paragraphes suivants résument de façon pseudo-chronologique les différentes approches théoriques réalisées depuis 1990 sur la reconstruction de la fonction de Green à partir de l'opération de corrélation.

### 4.2.1 De l'héliosismologie vers les autres disciplines

En 1993, en héliosismologie <sup>1</sup>, Thomas Duvall et ses collègues montrent avec succès qu'il est possible d'extraire une information temps-distance à partir des corrélations croisées temporelles des fluctuations d'intensités en différents points du soleil [184]. Les temps de parcours, mesurées à partir de ces corrélations croisées, sont sensibles à un nombre important de phénomènes à la surface du soleil. Cela inclut les variations de la vitesse du son avec la profondeur, les inhomogénéités de températures et le champ magnétique. Ces résultats sont utilisés en 1997 par Hsiang-Kuang Chang et ses collègues, qui ont réalisé une tomographie d'une région du soleil à partir des fonctions de Green reconstruites par corrélation de bruit acoustique ambiant dans le soleil. À partir de 90h d'observation, ils ont fourni une image tridimensionnelle détaillée de l'intensité acoustique d'une région de l'intérieur du soleil [185].

Dans les années 2000, des démonstrations expérimentales en laboratoire, de reconstruction de la fonction de Green ont vu le jour en acoustique avec Oleg Lobkis et Richard Weaver [186, 187]. Avec des ultrasons et du bruit thermique, ils démontrent que la diffusion est un critère suffisant pour déduire la fonction de Green par l'opération de corrélation de champs diffus. Ce principe a été expliqué en supposant que les modes normaux du système ne sont pas corrélés et que tous portent la même quantité d'énergie (équipartitionnement). Dans la référence [188], en se basant sur l'invariance de l'équation d'onde acoustique par retournement du temps, Arnaud Derode fournit une interprétation physique de la reconstruction de la fonction de Green dans un milieu ouvert et diffractant. Avec ses collègues, il montre le rôle de la diffusion multiple dans la reconstruction de la fonction de Green à travers des résultats expérimentaux en ultrasons. Une autre démonstration de la fonction de Green entre deux points, basée sur le théorème de réciprocité de Rayleigh, est réalisé par Kees Wapenaar et ses collègues dans [189, 190]. En utilisant une approximation de phase stationnaire, Roel Snieder généralise l'idée à un milieu inhomogène présentant une atténuation pour les ondes acoustiques. Il démontre que la fonction de Green peut être reconstruite à partir d'ondes planes excitées des sources décorrélatées spatialement, uniformément réparties, stationnaires et possédant un spectre de puissance proportionnel au taux de dispersion du milieu [191, 192]. Récemment, la reconstruction de la fonction de Green a été mise en œuvre expérimentalement pour surveiller et détecter l'apparition de défauts dans les plaques minces en aluminium. En utilisant un réseau de transducteurs, les corrélations de bruit de vibrations d'onde de flexion sont calculées et le défaut est localisé en appliquant un algorithme

---

<sup>1</sup>Étude de l'intérieur du soleil. Héliosismologie temps-distance est un procédé d'imagerie de bruit ambiant à l'aide des oscillations solaires.

de formation de voie à la différence entre les matrices de corrélation obtenues avec et sans le défaut [193].

L'estimation de la fonction de Green à partir de la technique des corrélations conduit à des développements spectaculaires en sismologie. À cause de la rareté et du caractère incontrôlable des sources sismiques naturelles, Keiiti Aki s'intéresse dans un sismogramme aux petites oscillations qui suivent le front d'onde principal, appelées "Coda" [194]. Il interprète la coda comme des ondes diffusées provenant de nombreuses hétérogénéités réparties dans la croûte terrestre. On peut alors considérer que les ondes ont "sondé" un volume du milieu de propagation lié à la distance qu'elles y ont parcouru, et qu'elles contiennent ainsi une information statistique sur ce milieu [195]. En se basant sur cette nature diffuse de la coda sismique, Michel Campillo [196, 197], Anne Paul [198] et Nikolai Shapiro [199] vont utiliser la corrélation d'enregistrements incohérents de codas pour reconstruire les ondes cohérentes de Rayleigh qui sont guidées par la surface de la Terre. Ces résultats vont être utilisés pour réaliser une carte du sous-sol californien avec une bien meilleure résolution que ce qui était fait auparavant. Cette démonstration montre qu'il n'est plus nécessaire d'attendre des tremblements de terre pour faire de l'imagerie sismique car il suffit d'enregistrer en continu du bruit sismique et de remonter aux informations désirées par corrélations de ces signaux.

Aujourd'hui cette technique est utilisée à plusieurs échelles comme l'acoustique sous-marine [200], le domaine médical [201], en optique [202] où la première observation de l'émergence de la fonction de Green entre deux diffuseurs a été obtenue à l'aide d'un dispositif interférométrique et d'une illumination incohérente sur un milieu multiplement diffusant. Elle a permis de réaliser une cartographie passive de la constante de diffusion [203]. Compte tenu de la grande diversité des domaines dans la littérature, différentes approches théoriques sont établies selon les conditions considérées sur la nature du champ d'onde créé (élastique, acoustique, diffus, etc), du milieu (homogénéité, diffraction, absorption, atténuation, etc) et des conditions aux limites (milieu ouvert ou fermé).

La méthode des corrélations, pour reconstruire la fonction de Green entre deux points, est également utilisée à l'échelle microondes même si, peu de travaux sont effectués dans ce domaine. Dans ce qui suit, nous présentons la première expérience réalisée en microondes, domaine dans lequel se place l'étude présentée dans ce chapitre.

### 4.2.2 En micro-ondes

La première expérience en microondes est réalisée à l'Institut Langevin par Matthieu Davy, Julien de Rosny et Mathias Fink. Ils montrent dans [204], qu'une estimation de la fonction de Green peut être obtenue par corrélation des radiations thermiques dans une chambre anéchoïque. Ils démontrent que l'amplitude de la corrélation croisée dépend de la température et est bien prédite par la théorie du corps noir dans la limite de Rayleigh-Jeans. Le dispositif expérimental et les résultats liés à la reconstruction de la fonction de Green par l'opération de corrélation de bruit ambiant sont présentés sur la figure suivante.

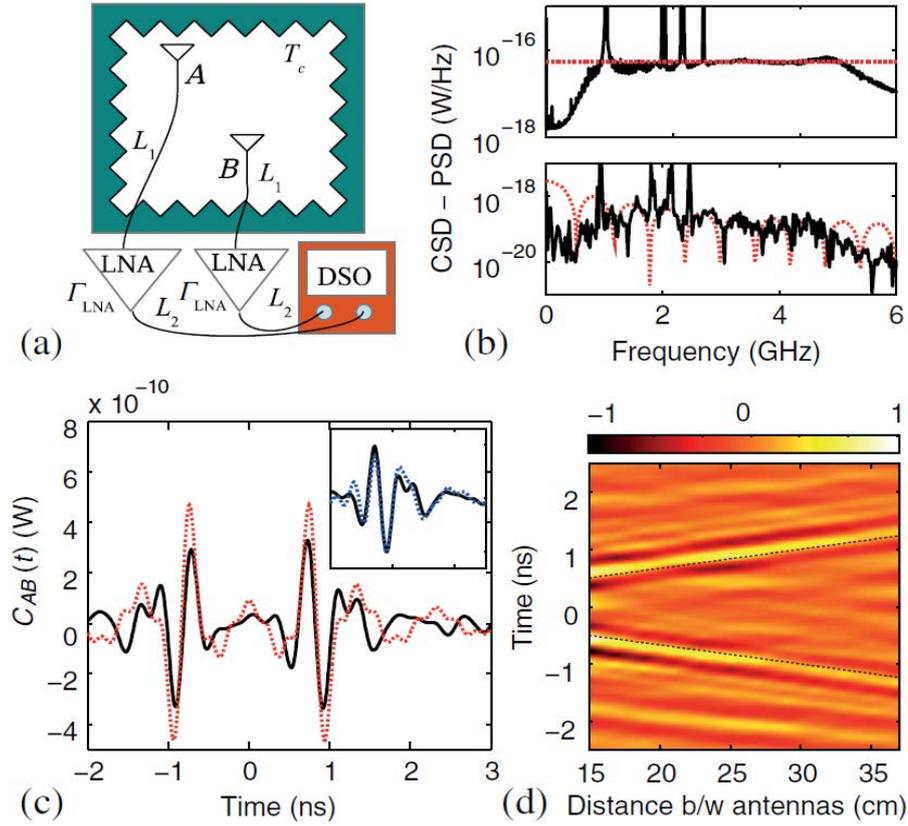


Fig 4.1: Estimation de la fonction de Green par corrélation croisée de bruit thermique microondes (a) dispositif expérimental utilisé (b) densité spectrale de puissance (PSD) et la densité spectrale de puissance de la corrélation croisée théorique (trait rouge) et expérimentale (trait noir) du bruit (c) corrélation croisée temporelle sur une bande passante de 3 GHz (d) image montrant la corrélation en fonction de la distance entre antennes [204].

Pour décrire l'expérience, les signaux de bruit thermique ambiant sont enregistrés simultanément sur les antennes A et B. La corrélation croisée est estimée dans le domaine fréquentiel par le produit  $n_A(\omega)n_B^*(\omega)$  moyenné sur 2 ms. À l'équilibre thermique,  $C_{AB}(\omega)$  est proportionnelle à la partie imaginaire de la fonction de Green entre les capteurs. Dans le cas du bruit thermique, on obtient :

$$C_{AB}(\omega) = c_0 \Gamma_{LNA} L_1 L_2 \epsilon k_B T_c \frac{G_{AB}(\omega) - G_{AB}^*(\omega)}{2i\omega} \quad (4.1)$$

où  $c_0$  est la vitesse de la lumière.  $\Gamma_{LNA}$  est le gain des LNA,  $L_1$  et  $L_2$  les longueurs des câbles,  $\epsilon$  l'émissivité,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T_c$  la température des câbles. Les fonctions de Green  $G_{AB}(\omega)$  et  $G_{AB}^*(\omega)$  correspondent, respectivement aux fronts d'ondes symétriques causal et anti-causal qui sont observés sur la figure 4.1(c). La fonction de corrélation  $C_{AB}(t)$  est calculée par transformée de Fourier inverse de  $C_{AB}(\omega)$  sur une bande de fréquence  $\Delta f$ .

Comme on peut l'observer sur la figure 4.2, le résultat de la reconstruction de la fonction de Green par corrélation de champs diffus est par la suite utilisée à des fins d'imagerie de diffuseurs.

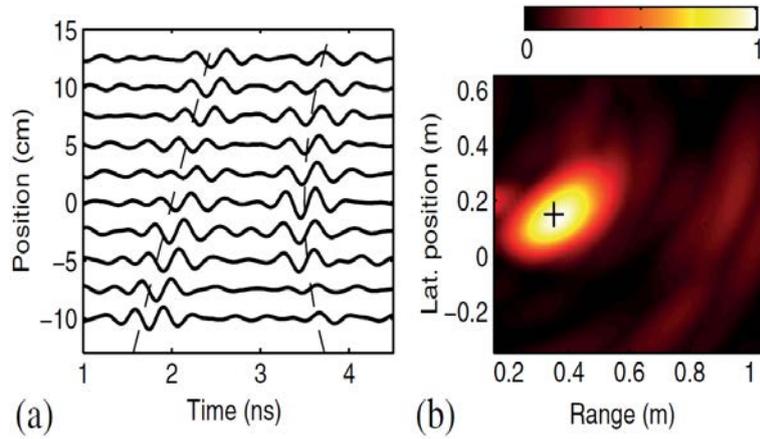


Fig 4.2: Résultat de l'imagerie d'un diffuseur (a) représentation de la partie causale issue des corrélations croisées (b) image normalisée du diffuseur, obtenue à partir de repropagation de la matrice  $C_{AB}(t)$  en utilisant une méthode de formation de voie classique (adaptée de [204]).

On peut observer une représentation de la partie causale des dix corrélations croisées enregistrées sur deux antennes cornet. Elles sont obtenues pour dix positions de l'antenne B tandis que l'antenne A reste fixe, de sorte que l'ouverture synthétique réalisée est de 22.5 cm de long. Sur l'image obtenue, la croix noire est l'emplacement réel du diffuseur. Cela confirme que la méthode de reconstruction de la réponse impulsionnelle entre deux points peut être appliquée pour les ondes électromagnétiques.

Sur le plan théorique, une avancée significative a été menée sur la compréhension de l'émergence de la fonction de Green en milieux diffus fondée sur l'approche de diffusion multiple [205]. Il est bien entendu que pour une application donnée, la caractérisation passive d'un milieu dépend des propriétés du bruit ambiant (puissance, fréquence, répartition spatiale des sources, etc.)

Jusqu'à maintenant, lorsque la propagation est réversible, réciproque et qu'une approximation paraxiale au niveau des sources de bruit peut être réalisée, deux hypothèses majeures soutiennent la théorie de la reconstruction de la fonction de Green par corrélation de champs aléatoires. Le champ est supposé venir de toutes les directions de l'espace (isotropie) et les sources de bruit sont supposées être décorrélatées spatialement. Dans la section suivante, nous discutons la possibilité de reconstruire en partie la fonction de Green dans le cas où la répartition des sources n'est pas complète.

### 4.2.3 Fonction de corrélation pour une distribution localisée des sources de bruit

Lorsque les sources de bruit sont décorrélatées et ont un support spatial qui s'étend sur tout l'espace, la dérivée de la corrélation croisée des signaux enregistrés est proportionnelle à la fonction de Green symétrique dans le temps entre les points d'observation.

Si on considère  $s(\tau, r_1)$  et  $s(\tau, r_2)$ , les champs enregistrés par les capteurs  $r_1$  et  $r_2$ , la fonction de corrélation croisée (FCC) sur un intervalle de temps  $[0, T]$  avec un décalage en temps  $t$  s'écrit :

$$C_T(t, r_1, r_2) = \frac{1}{T} \int_0^T s(\tau, r_1) s(\tau + t, r_2) d\tau \quad (4.2)$$

Dans un milieu homogène en utilisant les conditions aux limites de rayonnement et la réciprocité, pour  $T$  suffisamment grand, on montre [206, 207, 208] que :

$$\frac{d}{dt}C_{1,2}(t, r_1, r_2) = -[G(t, r_1, r_2) - G(-t, r_1, r_2)] \quad (4.3)$$

Dans la pratique, on rencontre rarement le fait que le support spatial des sources de bruit s'étend sur tout l'espace. On observe que les corrélations calculées avec des données réelles sont souvent dissymétriques. Dans les références [209, 210, 211], il est discuté de la qualité de la reconstruction de la fonction de Green en fonction des conditions de mesures (condition de répartition des sources de bruit, erreur d'horloges, etc). Laurent Stehly et ses collègues montrent dans [212], que lorsque le flux d'énergie provient d'une direction préférentielle de l'espace, la fonction de corrélation qui en résulte est asymétrique dans le temps comme reflet de cette direction préférentielle. Dans les références [213, 214, 215], Josselin Garnier et George Papanicolaou montrent néanmoins qu'il est possible de récupérer la partie causale (anti-causale) de la fonction de Green lorsque le champ issu d'une distribution de sources de bruit spatialement localisée passe par un milieu diffusant. Ces principes peuvent être exploités dans le cadre de l'imagerie passive d'objets. Dans ce cas, l'imagerie se fait avec la migration des corrélations croisées enregistrés sur un réseau de capteurs.

De plus, dans la référence [216], Josselin Garnier et George Papanicolaou étendent ce principe à l'imagerie passive à synthèse d'ouverture dans un milieu homogène en mesurant uniquement l'auto-corrélation du bruit sur une antenne mobile. Pour chaque position, l'antenne enregistre des signaux qui sont générés par des sources de bruit inconnues éloignées et rétrodiffusés par un réflecteur. Ce dispositif est illustré sur la figure 4.3. Ils démontrent que le réflecteur peut être imagé en faisant migrer les fonctions d'auto-corrélation des signaux reçus. La résolution est déterminée par le réseau de récepteurs à condition que l'ouverture donnée par l'ensemble des sources de bruit dans le cas passif soit suffisamment riche. En effet, les rayons (qui sont des lignes droites dans un milieu homogène) qui vont des points de la zone des sources de bruit dans le plan  $z = 0$  au réflecteur déterminent un cône d'éclairage pour le réflecteur. Les positions du récepteur  $x_i$  qui se trouvent à l'intérieur de ce cône d'éclairage fournissent l'information nécessaire pour imagier le réflecteur. Cela correspond donc à un réseau synthétique de récepteurs définie comme l'intersection du cône d'illumination avec le plan de des récepteurs. Dans ce cas, la résolution de l'image est la même que celle obtenue en imagerie active.<sup>2</sup>

---

<sup>2</sup>Dans ce cas, l'antenne réceptrice mobile est également un émetteur, et l'imagerie se fait par l'application d'un filtre adapté aux signaux enregistrés.

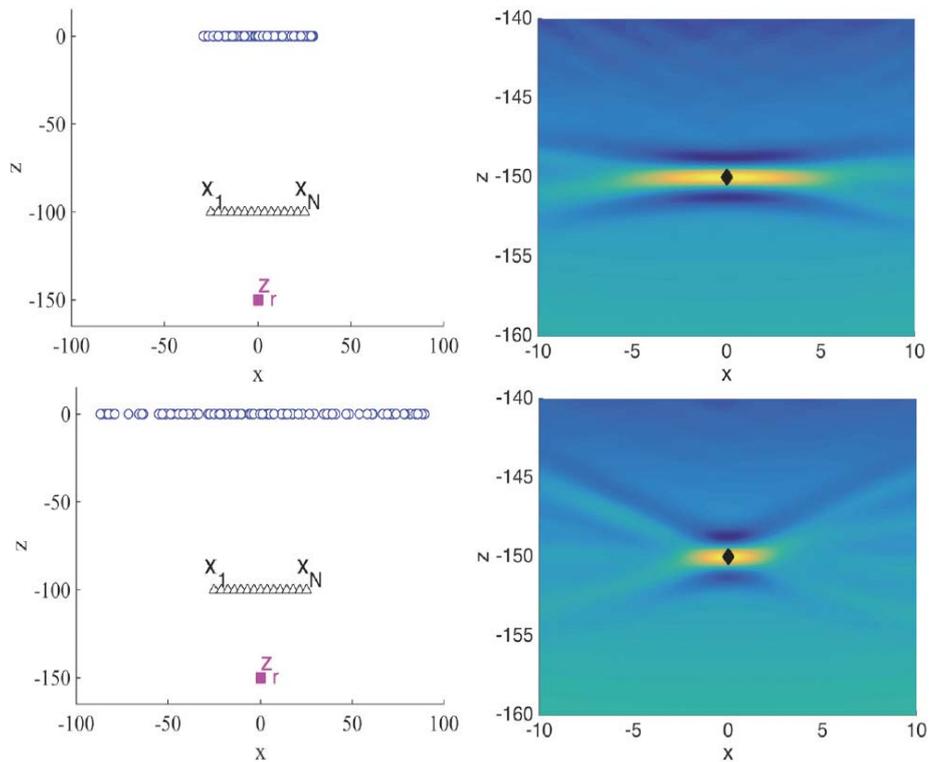


Fig 4.3: La configuration géométrique pour imagier un réflecteur à partir de l'auto-corrélation de sources de bruit sur une unique antenne est tracée. Les cercles sont les sources de bruit, les triangles sont les positions successives de l'antenne et le carré est le réflecteur. La migration des auto-corrélations est représentée à droite pour chaque configuration. Pour une ouverture du réseau de sources suffisamment importante, l'objet est imagié à la limite de résolution donnée par les capteurs. [216]

Dans ce qui suit, nous allons reproduire une imagerie passive similaire dans le domaine des micro-ondes (en simulations et expérimentalement). Néanmoins, à la différence de l'étude présentée dans [216], nous nous plaçons dans le cas où la distribution des sources de bruit se place entre le réseau d'antennes réceptrices et l'objet à imagier.

### 4.3 Simulations numériques

Dans cette section, nous nous intéressons à l'imagerie passive d'une cible en utilisant les résultats précédents mais dans la condition d'une distribution localisée des sources de bruit. Contrairement à l'imagerie active utilisant des formes d'ondes particulières, ici la source est une source de bruit incohérente large bande, étendue spatialement : nous parlons d'imagerie quasi-passive !

### 4.3.1 Imagerie passive avec une source incohérente

La configuration 2D testée est montrée sur la figure 4.4. On suppose que le bruit provient de sources décorrélées possédant les mêmes propriétés statistiques (en terme d'énergie par exemple). Comme on peut l'observer sur la figure 4.4, la configuration d'imagerie est différente de [216] en ce sens qu'une source de bruit étendue est placée entre le couple d'antenne et la cible à imager. Nous nous plaçons dans cette configuration car les antennes en micro-ondes sont absorbantes. Si des antennes omni-directionnelles avaient été placées entre les sources de bruit et l'objet, l'onde incidente provenant des sources aurait été principalement absorbée par les antennes ainsi que réfléchi par les parties métalliques des antennes. Dans notre cas, nous supposons que les sources de bruit sont omni-directionnelles. Nous pouvons de plus utiliser des antennes directives en réception ouvertes afin d'améliorer le rapport signal à bruit de cette expérience. Cela est crucial car la puissance des sources de bruit peut être faible.

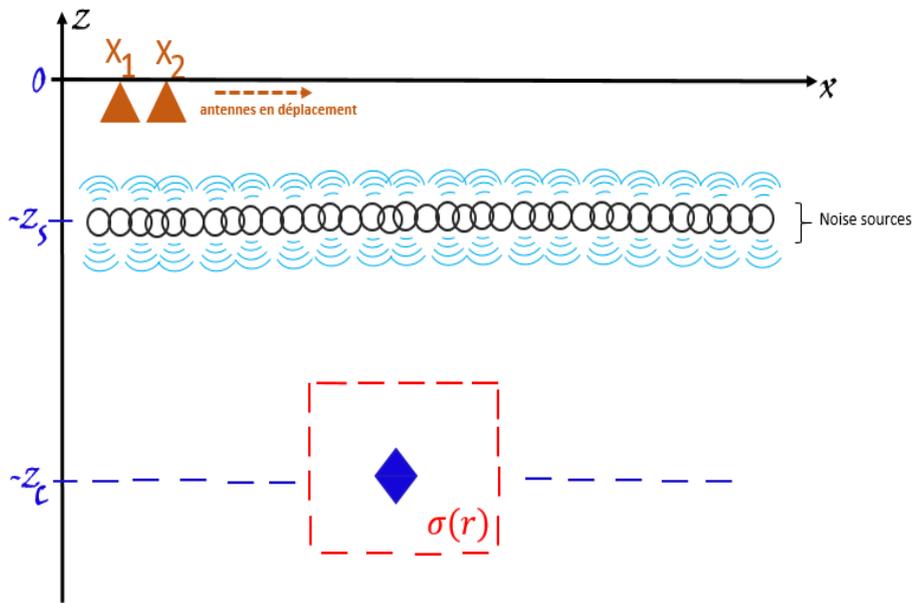


Fig 4.4: Géométrie de la configuration testée. Les sources de bruit sont illustrées par des cercles et les antennes sont les triangles. Le déplacement des antennes forme un réseau de capteurs en réception.

Pour la position  $l$  du couple d'antennes, le signal reçu par l'antenne  $i$  est maintenant la somme de l'onde balistique provenant de l'ensemble des sources et de celle réfléchi sur la cible.

$$s_{il}(\omega) = \int_{\mathbf{r}_s} [n(\mathbf{r}_s)\mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_{il}, \omega) + n(\mathbf{r}_s)\mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_c, \omega)\mathbf{G}(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{il}, \omega)] d\mathbf{r}_s \quad (4.4)$$

où  $\mathbf{r}_s$  est la position des sources,  $\mathbf{r}_{il}$  est la position de l'antenne  $i$  au déplacement  $l$ ,  $\mathbf{r}_c$  est la position de la cible à imager et  $\mathbf{G}$  est la fonction de Green correspondante.  $n(\mathbf{r}_s)$  est la distribution de bruit blanc gaussien complexe de fonction de corrélation  $\langle n(\mathbf{r}_s, \omega)n^*(\mathbf{r}'_s, \omega') \rangle \simeq |\sigma(\omega)|^2 \delta(\mathbf{r}_s - \mathbf{r}'_s)$ , où  $\delta$  est le delta de Kronecker qui est égale à 1 si  $\mathbf{r}_s = \mathbf{r}'_s$  et zéro sinon et  $|\sigma(\omega)|^2$  est le spectre de puissance de la source de bruit.

À la position  $l$  du couple d'antennes, on réalise la corrélation entre les signaux  $s_{1l}$  et  $s_{2l}$  des deux antennes, comme écrit par l'équation suivante dans le domaine fréquentiel.

$$C(\omega, l) = s_{1l}(\omega) s_{2l}^*(\omega) \quad (4.5)$$

Ce produit de corrélation résulte en la somme de quatre termes intégrales. Le premier terme correspond au produit des ondes balistiques liées aux sources :

$$\int_{\mathbf{r}_s} \int_{\mathbf{r}'_s} n(\mathbf{r}_s) \mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_{11}, \omega) n^*(\mathbf{r}'_s) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}'_s, \mathbf{r}_{21}, \omega) d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}'_s$$

Le deuxième terme correspond au produit entre l'onde balistique arrivant sur l'antenne 1 et l'onde réfléchiée par la cible arrivant sur l'antenne 2 :

$$\int_{\mathbf{r}_s} \int_{\mathbf{r}'_s} n(\mathbf{r}_s) \mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_{11}, \omega) n^*(\mathbf{r}'_s) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}'_s, \mathbf{r}_c, \omega) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{21}, \omega) d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}'_s$$

Le troisième terme correspond au produit entre l'onde réfléchiée par la cible arrivant sur l'antenne 1 et l'onde balistique arrivant sur l'antenne 2 :

$$\int_{\mathbf{r}_s} \int_{\mathbf{r}'_s} n(\mathbf{r}_s) \mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_c, \omega) \mathbf{G}(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{11}, \omega) n^*(\mathbf{r}'_s) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}'_s, \mathbf{r}_{21}, \omega) d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}'_s$$

Le quatrième terme correspond au produit de l'onde réfléchiée par la cible arrivant sur les deux antennes :

$$\int_{\mathbf{r}_s} \int_{\mathbf{r}'_s} n(\mathbf{r}_s) \mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_c, \omega) \mathbf{G}(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{11}, \omega) n^*(\mathbf{r}'_s) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}'_s, \mathbf{r}_c, \omega) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{21}, \omega) d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}'_s$$

Le premier terme, qui est quasiment l'autocorrélation de l'onde balistique lorsque les deux antennes sont très proches, n'est pas utile pour la reconstruction de la scène car dans le domaine temporel, cette contribution se trouve autour du temps  $t = 0$ . Ce terme peut être supprimé manuellement grâce à un filtrage temporel ou expérimentalement en réalisant la différence entre la matrice de corrélation obtenue en présence de la cible et celle obtenue lorsque la cible est absente. Le quatrième terme est lui négligeable à cause du terme de champ  $|\mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_c, \omega)|^2$ , proportionnelle à  $1/r^2$  si les sources sont considérées dans le champs lointain. Le deuxième et le troisième termes correspondent aux impulsions causale et anti-causale, ils sont identiques à un conjugué près. Ces deux termes sont les plus intéressants car ils sont ceux qui vont permettre de réaliser une image de la cible. Puisqu'on fait l'hypothèse de sources décorréliées et pour un temps d'intégration long par rapport au temps de décorrélation des sources, nous considérons alors l'équation (4.6) qui ne garde que ces deux termes (nous considérons que le premier et le dernier sont éliminés):

$$\begin{aligned} \langle C(\omega, l) \rangle &= |\sigma(\mathbf{r}_c, \omega)|^2 \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{21}, \omega) \int_{\mathbf{r}_s} \mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_{11}, \omega) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_c, \omega) d\mathbf{r}_s \\ &\quad + |\sigma(\mathbf{r}_c, \omega)|^2 \mathbf{G}(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{11}, \omega) \int_{\mathbf{r}_s} \mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_c, \omega) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_{21}, \omega) d\mathbf{r}_s \end{aligned} \quad (4.6)$$

Similairement à l'étude présentée dans [216], si on considère que le support des sources de bruit est grand devant l'ouverture des antennes, on peut écrire sous approximation paraxiale que :

$$\int_{\mathbf{r}_s \in \Omega} \mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_{11}, \omega) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_c, \omega) d\mathbf{r}_s = \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{11}, \omega) e^{2jkd} \quad (4.7)$$

où  $d$  est la distance entre  $\mathbf{r}_{11}$  et  $\mathbf{r}_s$ . Notons qu'ici nous nous plaçons sous la convention  $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = e^{-2jkR}/(4\pi R)$ , où  $R$  est la distance entre deux points  $\mathbf{r}$  et  $\mathbf{r}'$ . Le terme  $e^{2jkd}$  vient du fait que la distribution des sources de bruit est placée entre les antennes et l'objet. Ceci

est illustré sur la figure 4.5. La configuration est équivalente à une antenne émettrice et une antenne réceptrice qui seraient placés au niveau des sources de bruit. Nous pouvons maintenant simplifier l'équation (4.6) comme :

$$\langle C(\omega, l) \rangle = |\sigma(\mathbf{r}_c, \omega)|^2 \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{11}, \omega) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{21}, \omega) e^{2jkd} + |\sigma(\mathbf{r}_c, \omega)|^2 \mathbf{G}(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{11}, \omega) \mathbf{G}(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{21}, \omega) e^{-2jkd} \quad (4.8)$$

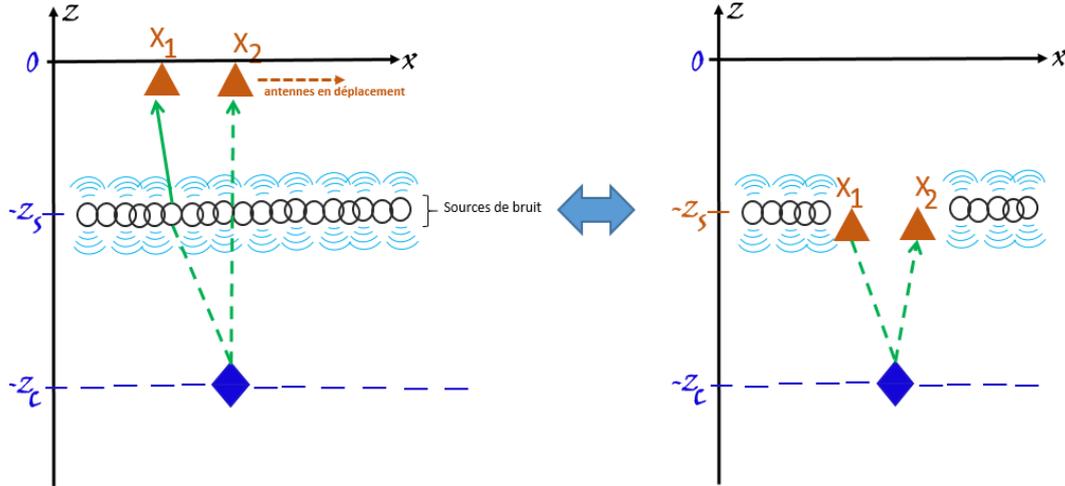


Fig 4.5: Principe d'équivalence. Sur la figure de gauche, le trait plein ( $\mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_{11}, \omega)$ ) et les traits pointillés ( $\mathbf{G}^*(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_{21}, \omega) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_c, \omega)$ ) illustrent la propagation de l'onde émise par une source de bruit vers la cible et vers les antennes dans l'équation 4.6. Sur la figure de droite, on illustre que cela est équivalent dans le cadre de l'approximation paraxiale des sources de bruit à une antenne émettrice  $x_1$  et une antenne réceptrice  $x_2$  au niveau des sources.

La relation finale (4.8) fait apparaître un terme de phase lié à la position de la source de bruit incohérente. Cela n'est pas très gênant en ce sens que nous connaissons la distance entre le réseau d'antennes et la source incohérente. En fait, comme le montre la figure 4.5, le système se comporte comme si les antennes étaient placées au niveau des sources de bruit en  $z = -z_s$ . Nous voyons de plus que deux termes, symétriques temporellement par rapport au temps  $t = 0$ , apparaissent dans l'équation (4.8). Similairement aux travaux existants dans la littérature sur l'application de la reconstruction de la fonction de Green à l'imagerie, nous pourrions choisir un seul terme afin d'imager le diffuseur grâce à un fenêtrage temporel. Si on considère une discrétisation de la scène sur les points  $\mathbf{r}$  et si la réflectivité du diffuseur ne dépend pas de la fréquence, le problème à résoudre est donné par l'équation :

$$\langle C(\omega, l) \rangle = |\sigma(\mathbf{r})|^2 \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{11}, \omega) \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{21}, \omega) e^{-2jkd} \quad (4.9)$$

On effectue la simulation du système en considérant la configuration dans laquelle les deux antennes sont en translation en utilisant l'équation (4.4). Les positions des sources et celles des récepteurs sont arbitraires mais connues. La cible est placée à  $z = -3.5$  m du plan des antennes. On utilise pour cette simulation 2000 sources, placées à  $z = -0.5$  m, espacées de 0.7 mm, faisant une ouverture synthétique de 1.4 m. Le déplacement des antenne se fait sur une dimension, suivant l'axe des  $x$  à  $z = 0$ . En d'autres termes, les antennes ont toujours les mêmes coordonnées en  $x$  mais séparées en  $y$  de  $\lambda/2$ . Nous interrogeons 40 positions espacées 1.5 cm ce qui fait une longueur de 58 cm. L'acquisition se fait en mode "STOP AND GO" c'est à dire que pour chaque position, on calcule la corrélation entre les signaux qui

arrivent sur les deux antennes et l'on moyenne sur 10 acquisitions.

Comme observé sur la figure 4.6, la fonction de corrélation du bruit ambiant donne naissance à une estimation causale et anti-causale (ou inversée dans le temps) de la fonction de Green entre les deux antennes où le bruit est enregistré. La symétrie de la fonction de corrélation observée constitue un bon indicateur pour vérifier de la qualité de l'estimation des fonctions de Green.

Dans la suite de notre étude, nous considérons la fonction de corrélation calculée comme la réponse impulsionnelle correspondant au trajet entre l'antenne 1, la cible et l'antenne 2. Cette réponse est néanmoins décalée d'un temps correspondant au trajet entre les sources de bruit et une antenne.

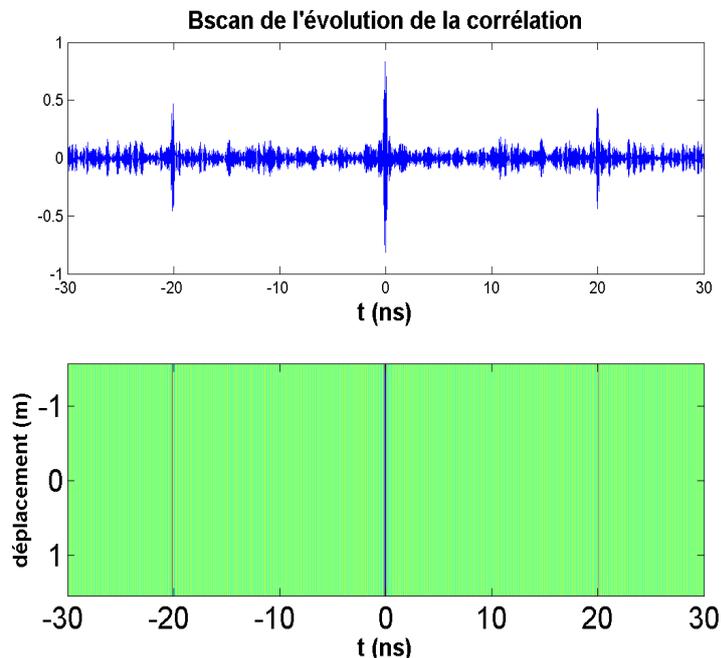


Fig 4.6: Bscan de l'évolution de la corrélation des deux voies, moyennée sur 10 acquisitions.

Les fronts d'onde de la partie causale et anti-causale de la fonction de corrélation sont tracés sur la figure 4.7. Le décalage en fonction de la distance des fronts d'onde associés aux fonctions de Green causales est retrouvé. La migration de l'impulsion correspond bien au déplacement de l'antenne. L'impulsion est décalée de 20.01 ns, soit 6 m, qui correspond à  $2 \times (r_c - r_s)$  où la cible est à  $r_c = 3.5$  m et les sources sont localisées en  $r_s = 50$  cm.

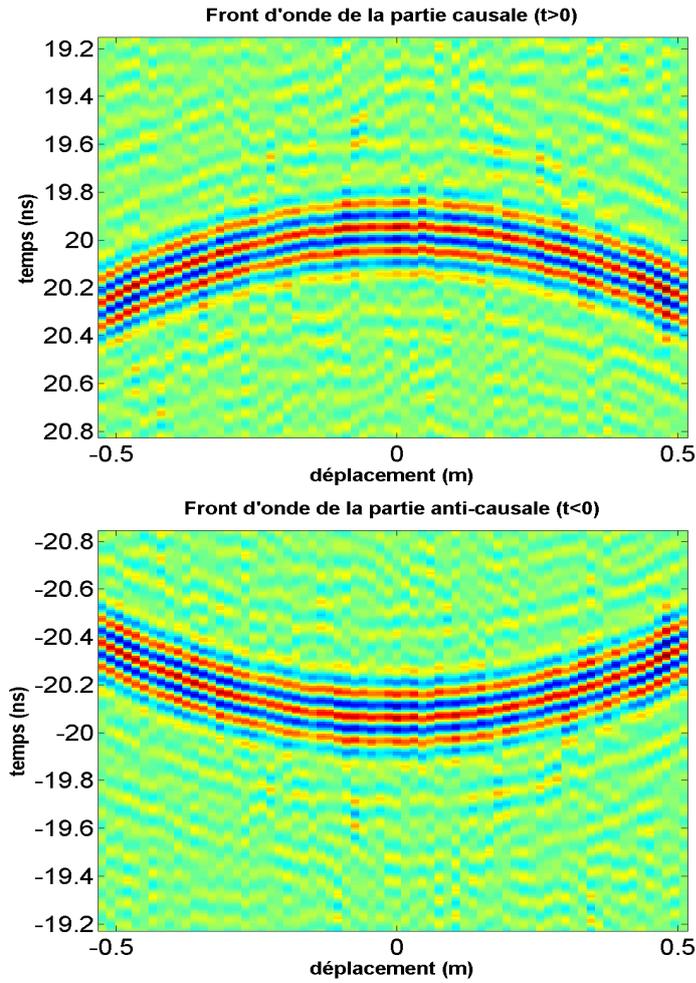


Fig 4.7: Zoom sur les parties causales et anti-causales de la fonction de corrélation.

Une fois les corrélations obtenues pour tous les déplacements  $l$  du couple d'antenne, on les regroupe dans une matrice formant la **matrice des corrélations croisées**. La partie causale  $\tilde{C}(t > 0)$  est utilisée et re-propagée par formation de voie classique. On ré-émet ces corrélations dans un milieu fictif autour de la position du réflecteur par multiplication avec la matrice des directions d'arrivées ou **steering-vector**.

La matrice de corrélation construite est alors projetée sur la scène en utilisant une méthode de formation de voie classique (Beamforming). L'intensité de chaque pixel  $\mathbf{r}$  est obtenue en intégrant dans le domaine fréquentiel la fonction de propagation sur la fenêtre de travail à partir de la formule suivante :

$$Im(r) = \left[ \int_{\omega} \sum_{l=1}^{N_{pos}} \tilde{C}(\omega, l) \cdot e^{i \frac{\omega}{c_0} (\|r_{jl}-r\| + \|r_{il}-r\|)} d\omega \right]^2 \quad (4.10)$$

Le résultat de l'imagerie de la cible définie plus haut est montré sur la figure 4.8. La cible de position ( $x = 0$  m ,  $z = -3.5$  m) est bien retrouvée dans le domaine spatial.

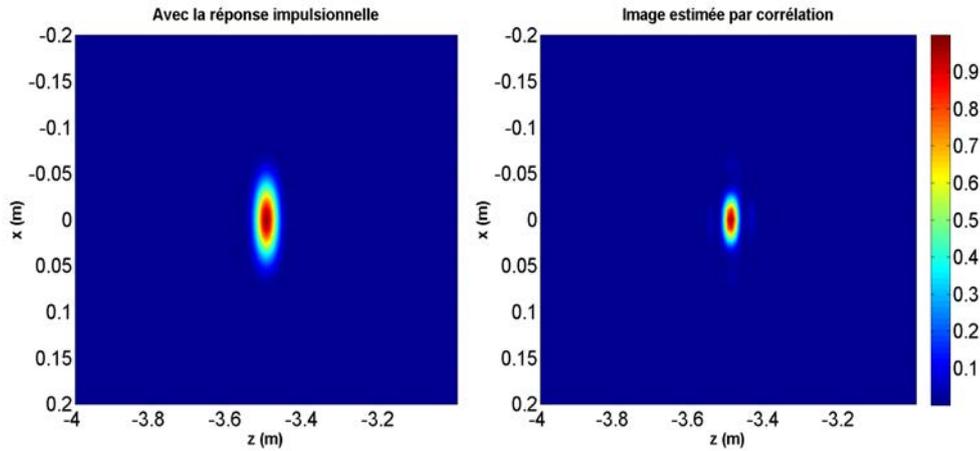


Fig 4.8: Résultat de l'imagerie de la cible métallique placée à 3.5 m du système de réception.

Si on s'intéresse à la résolution, comme on peut l'observer aisément sur la figure 4.9, au point de focalisation la résolution en azimuth est améliorée lorsqu'on utilise l'information de corrélation contrairement à lorsqu'on re-propage directement la réponse impulsionnelle entre le réseau synthétisé et la cible. C'est le résultat obtenu dans [216] pour le cas de la distribution des sources entre les capteurs de la cible.

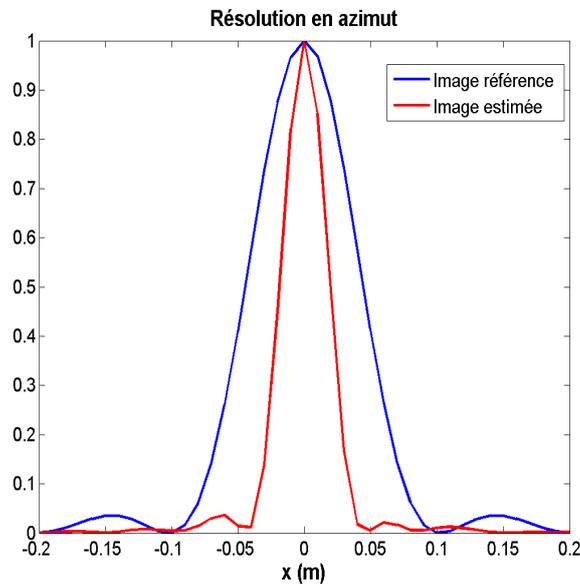


Fig 4.9: Signal lorsque les antennes sont au milieu de l'ouverture synthétique

C'est comme si on avait réalisé l'imagerie avec un réseau actif, au lieu d'un réseau passif, situé au niveau des sources (près de l'objet). L'ouverture du réseau n'est pas modifiée, en revanche il est plus proche de la cible à imager. Ainsi la distance focale diminue et la taille de la tache focale diminue aussi.

La suite de l'étude se focalise sur l'implémentation pratique de cette technique en développant un banc expérimental.

## 4.4 Application à l'imagerie de cibles métalliques

### 4.4.1 Dispositif expérimental

Pour confirmer les précédents résultats, un banc de mesure est mis en place. La configuration expérimentale est illustrée par la figure 4.10.

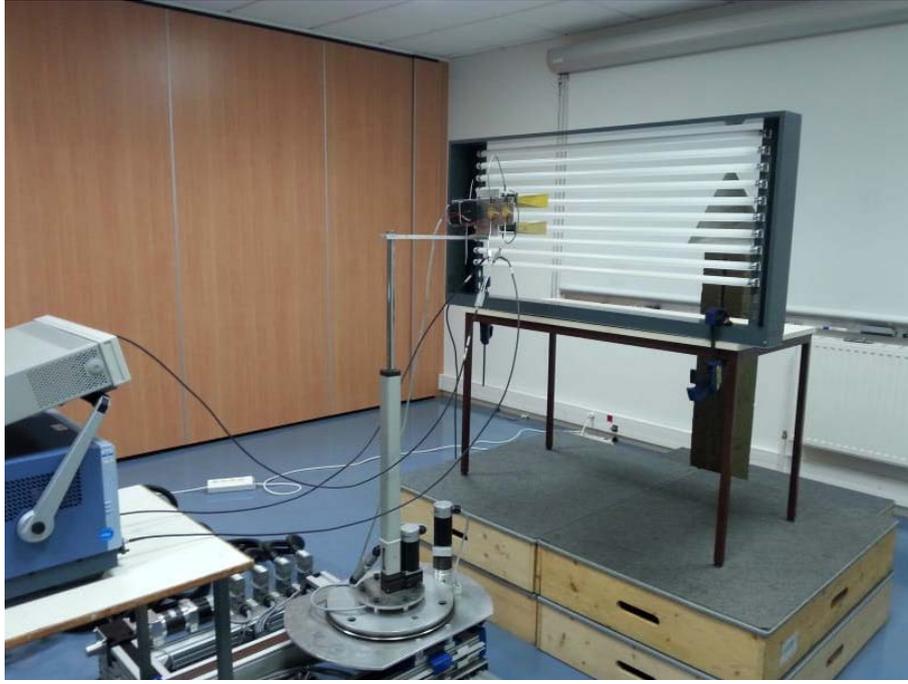


Fig 4.10: Photographie du banc de mesure; Les antennes sont déplacées en translation grâce à un moteur trois axes.

La mesure se déroule dans une salle de réunion au sein du laboratoire. Afin de procéder à la détection d'un diffuseur, ici un trièdre, un réseau synthétique est formé en déplaçant sur un rail un couple d'antenne.



Fig 4.11: Photographie des antennes utilisées (gauche) et du circulateur microondes (droite)

Le pas entre chaque déplacement est égal à 1.5 cm. Les deux antennes sont séparées de  $3\lambda$ . Un circulateur microondes est placé en entrée des antennes pour éviter que l'émission spontanée amplifiée des LNA ne soit émise par les antennes. Ainsi on s'assure que le bruit qui

arrive sur la cible ne provient, majoritairement, que du bruit émis par la source incohérente. La source incohérente utilisée est un ensemble de 10 lampes fluorescentes (lampe néon) mises ensembles pour former une distribution étendue 2D. Les lampes sont espacées verticalement les unes des autres de  $\lambda$ . Les lampes sont à une distance de 20 cm de l'axe des antennes. L'objet est situé à 1.25 m des néons. Le signal reçu par les antennes est amplifié et ramené en bande de base en effectuant une descente en fréquence (OL @ 7 GHz). Le signal est enregistré par l'oscilloscope numérique utilisé dans l'étude précédente. L'ensemble rail et oscilloscope est contrôlé par ordinateur.

#### 4.4.2 Application à la détection d'un trièdre

L'acquisition des signaux se fait via une chaîne constituée d'un LNA et d'un oscilloscope. Les LNAs représentent un gain théorique de 51 dB sur la bande 8 – 12 GHz. La figure 4.12 montre des morceaux des signaux de bruit enregistrés sur les antennes 1 et 2.

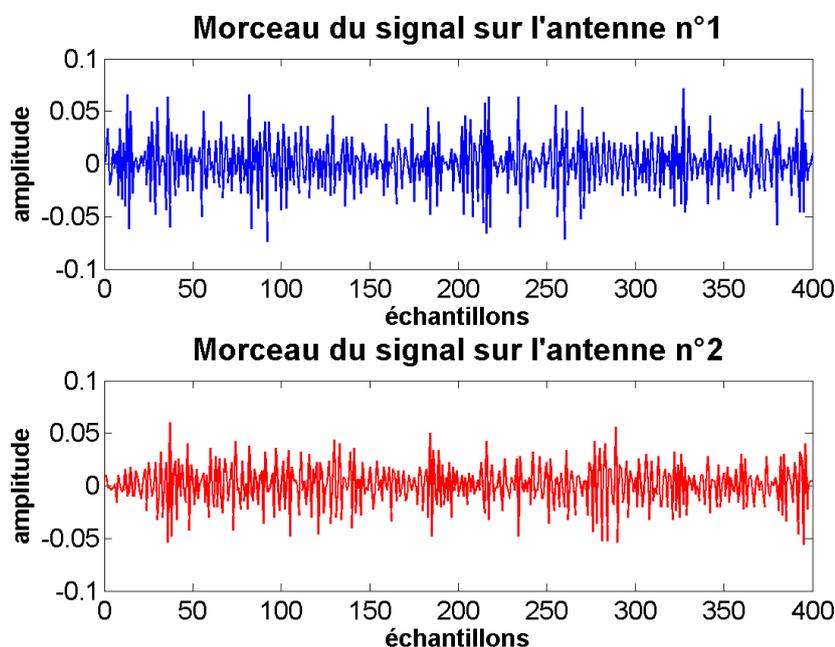


Fig 4.12: Morceau de signaux de bruit enregistrés sur les capteurs 1 et 2

La densité spectrale de puissance (DSP) mesurée par les deux antennes est représentée sur la figure 4.13. Puisque la mesure ne se fait pas en chambre anéchoïque, des sources artificielles directives correspondant au réseau mobile, au WiFi ou aux appareils Bluetooth apparaissent sur le spectre. Malgré les contributions des signaux parasites, le bruit thermique est plutôt plat sur la bande passante de travail. On doit noter que l'un des deux amplificateurs faible bruit n'amplifient vraiment que de 45 dB. Cela explique la différence des niveaux observée.

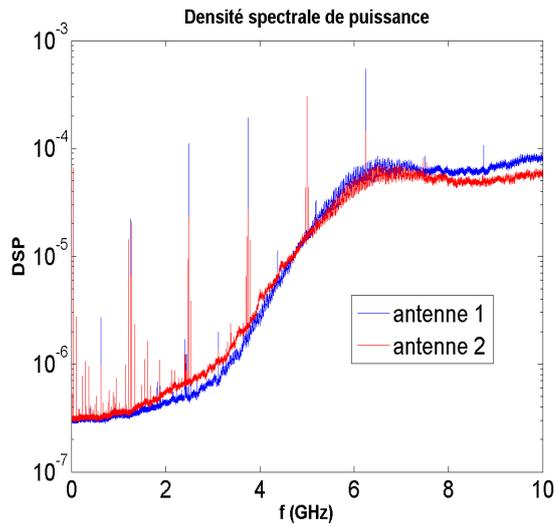


Fig 4.13: Densité spectrale de puissance

On se propose de montrer qu'à partir de l'ensemble des fonctions de Green extraites pour chaque couple d'antenne, il est possible d'utiliser les algorithmes classiques comme la formation de voies, pour localiser une cible. Le front d'onde est illustré sur la figure 4.14.

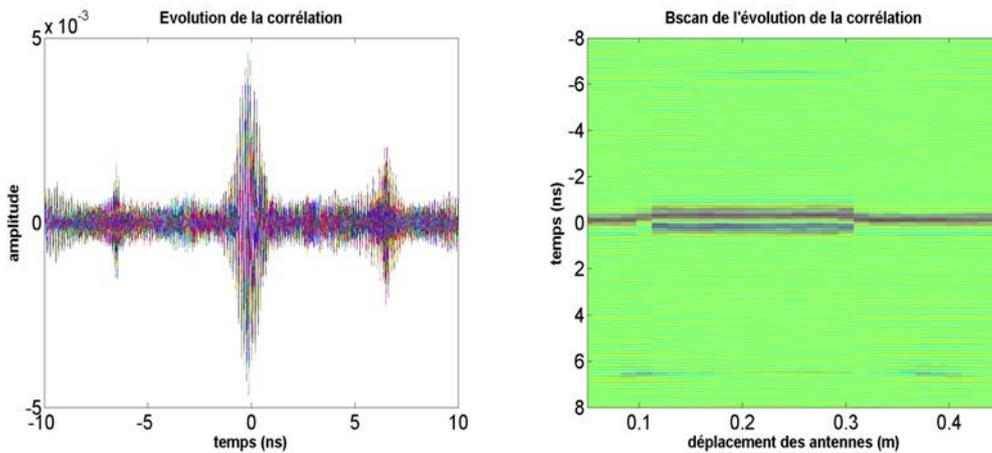


Fig 4.14: (gauche) Évolution temporelle des corrélations pour chaque position du couple d'antennes. (droite) B-Scan de l'évolution de la corrélation, moyennée sur 10 acquisitions.

Les deux impulsions causales et anti-causales associées à la diffusion par le trièdre se détachent sur la figure 4.14 à  $\pm 6.5$  ns. Les zooms des fronts d'onde associés à la partie causale et anti-causale du signal sont illustrés sur la figure suivante.

La qualité de la reconstruction est clairement liée ici au caractère non homogène (distribution des sources) de la distribution anisotrope du flux d'énergie arrivant sur les antennes. L'amplitude de l'onde balistique apparaît largement par rapport à l'onde réfléchi par le trièdre. Un filtrage temporel permet de la supprimer. On peut également soustraire la corrélation avec le trièdre et celle obtenue sans trièdre. Cette méthode nous permet de garantir l'isotropie des sources de bruit et d'atténuer la contribution des signaux de bande étroite et de forte amplitude. Par conséquent, en supprimant cette partie centrale, la fonction d'imagerie a essentiellement le même comportement que celle qui utilise des corrélations croisées différentielles.

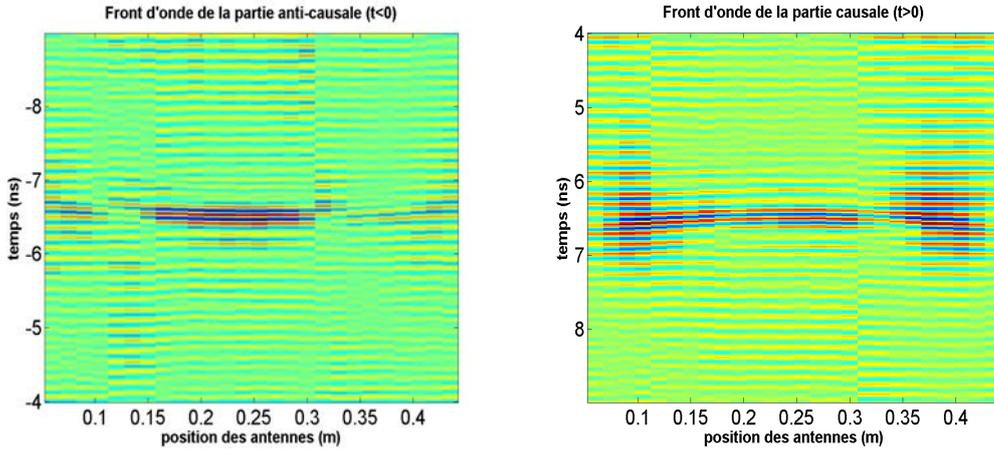


Fig 4.15: Zoom sur le front d'onde associé à la partie causale et à la partie anti-causale du signal.

L'image est reconstruite, dans le domaine temporel, sur chaque pixel  $\mathbf{r}$  à partir de la formule suivante :

$$Im(r) = \left[ \sum_{k=1}^{N_{pos}} \left\langle \tilde{C}(l, t) \delta\left(t - 2\frac{\|r_{jl} - r\|}{c}\right) \right\rangle \right]^2 \quad (4.11)$$

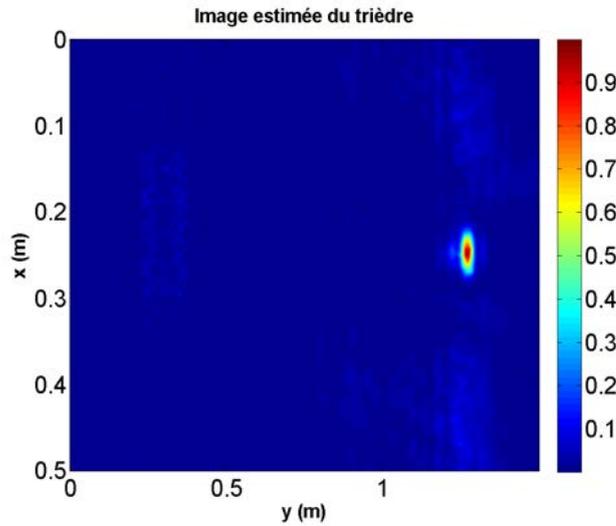


Fig 4.16: Localisation du trièdre par formation de voie.

Le résultat d'imagerie est montré sur la figure 4.16. De façon efficace, on localise le trièdre dans le domaine temporel à la position ( $x = 25$  cm et  $y = 1.25$  cm). Ce résultat expérimental vient donc confirmer et valider la théorie. Comme la résolution dépend de la largeur de l'impulsion reconstruite à partir des corrélations, on peut définir le SNR comme le rapport entre l'amplitude de cette impulsion sur la variance du bruit. Naturellement on comprend que le SNR sera amélioré pour un temps d'intégration assez long. Il a été démontré dans [217, 218] que le rapport signal sur bruit des corrélations évolue selon la racine carée de ce temps. Il est également liée à la bande passante du système comme pour un processus de retournement temporel. Des antennes plus directives peuvent également être utilisées à propos.

Afin de rendre ce système temps-réel, nous nous proposons d'étudier, en simulations, le cas où une cavité chaotique microondes puisse être utilisée.

## 4.5 Amélioration du système d'imagerie avec une cavité chaotique

Sur la figure 4.17, est montrée la configuration testée. Nous proposons cette solution afin de réaliser des images 3D de scènes en temps-réel.

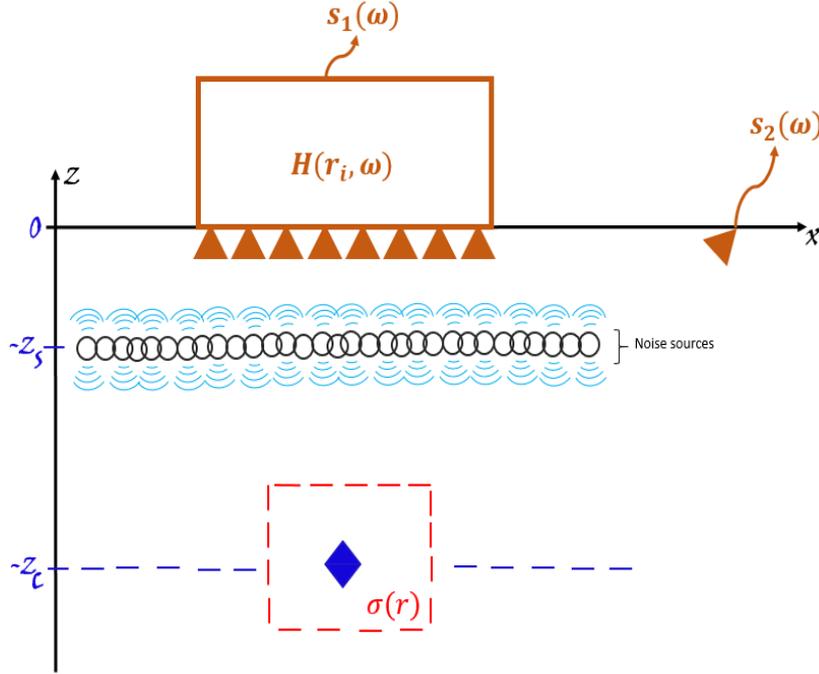


Fig 4.17: Géométrie de la configuration numérique testée

La source a les mêmes caractéristiques que précédemment. On remplace le couple d'antenne par un réseau d'antennes connecté à une cavité chaotique. Une antenne large-bande à l'extérieur de la cavité enregistre aussi les signaux de bruit et nous réalisons la corrélation de ces deux signaux. Pour simplifier les équations, nous ne considérons que l'onde directe entre les sources et la cavité, ainsi que l'onde réfléchie qui arrive à l'antenne extérieur. Ainsi, le signal  $s_1(\omega)$  enregistré sur le port de mesure de la cavité s'écrit :

$$s_1(\omega) = \int_{\mathbf{r}_s} n(\mathbf{r}_s) \sum_{i=1}^{N_{ant}} \mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i, \omega) h(\mathbf{r}_i, \omega) d\mathbf{r}_s \quad (4.12)$$

où  $\mathbf{r}_i$  est la coordonnée de l'antenne  $i$  attachée à la cavité. Le signal  $s_2(\omega)$  enregistré par l'antenne, localisée en  $\mathbf{r}_0$ , à l'extérieur de la cavité s'écrit :

$$s_2(\omega) = \int_{\mathbf{r}_s} n(\mathbf{r}_s) \mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_c, \omega) \mathbf{G}(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_0, \omega) d\mathbf{r}_s \quad (4.13)$$

Le produit de corrélation, dans le domaine fréquentiel, s'écrit :

$$C(\omega) = \int_{\mathbf{r}_s} \int_{\mathbf{r}'_s} n(\mathbf{r}_s) n^*(\mathbf{r}'_s) \sum_{i=1}^{N_{ant}} \mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i, \omega) h(\mathbf{r}_i, \omega) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}'_s, \mathbf{r}_c, \omega) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_0, \omega) d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}'_s \quad (4.14)$$

Pour une longue période d'intégration, les sources sont décorrélatées spatialement et l'on obtient pour  $\mathbf{r}_s = \mathbf{r}'_s$  :

$$\langle C(\omega) \rangle = |\sigma(\mathbf{r}_c, \omega)|^2 \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_0, \omega) \int_{\mathbf{r}_s} \sum_{i=1}^{N_{ant}} \mathbf{G}(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i, \omega) h(\mathbf{r}_i, \omega) \mathbf{G}^*(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_c, \omega) d\mathbf{r}_s \quad (4.15)$$

En utilisant la relation (4.7) et si l'on discrétise la scène autour de la cible par un ensemble de pixel  $\mathbf{r}$ , on obtient le problème à résoudre suivant :

$$\langle C(\omega) \rangle = |\sigma(\mathbf{r})|^2 \mathbf{G}^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega) \sum_{i=1}^{N_{ant}} \mathbf{G}^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i, \omega) h(\mathbf{r}_i, \omega) e^{2jkd} \quad (4.16)$$

Nous résolvons maintenant ce problème en simulation. Nous soulignons que les 28 fonctions de transfert utilisées dans cette simulation sont des fonctions mesurées expérimentalement pour une vraie cavité.

On résout le problème inverse de l'équation (4.16). La reconstruction de la scène, présentée sur la figure 4.18, se fait en utilisant les méthodes d'imagerie computationnelle déjà utilisées dans les précédentes études.

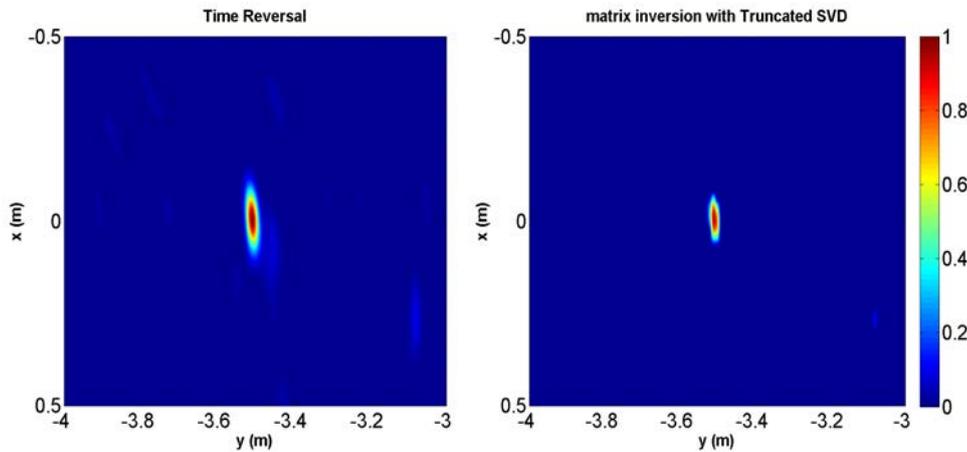


Fig 4.18: Image reconstruite de la cible métallique placée à 3.5 m du système de réception avec une méthode de type retournement temporel (gauche) et de type inversion matricielle (droite).

La carte fait bien apparaître une tâche au niveau de sa position : la reconstruction de la cible est efficace avec l'architecture proposée. Cette architecture trouve sa place dans l'application des systèmes d'imagerie radar pour la détection d'objets dissimulés par des personnes.

## 4.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons utilisé la corrélation de bruit micro-ondes pour réaliser l'imagerie de cibles métalliques. Nous avons montré que le produit de corrélation de signaux de bruit large bande enregistrés sur deux antennes mène à la réponse impulsionnelle entre celles-ci. Comme source de bruit, nous avons opté pour une lampe fluorescente néon du commerce avec une ouverture très grande. Cette source a émulé dans notre cas d'imagerie une source incohérente, large bande, avec une grande diversité spatiale. La pertinence de cette approche est démontrée théoriquement et expérimentalement avec la localisation temporelle et spatiale d'un trièdre métallique. Ces résultats constituent une avancée vers un système quasi-passif

large-bande avec une illumination de faible puissance de la scène.

Cependant avec le dispositif actuel, une détection temps-réel n'est pour l'instant pas envisageable car le temps de balayage de la scène est très long. Comme démontré, l'utilisation d'une cavité comme système d'imagerie haute résolution sera utile car elle possède une grande ouverture 2D et permet l'acquisition compressée de l'information de la scène. À cela s'ajoute l'utilisation d'un ensemble ADC/FPGA performant pour effectuer des corrélations rapides en bande de base au sein même du FPGA.



# Conclusion générale

## Synthèse des travaux réalisés

Les techniques d'imagerie computationnelle sont d'un grand intérêt pour simplifier l'architecture des dispositifs d'imagerie. Au lieu de mesurer le champ sur un réseau de détecteurs (MIMO conventionnel), l'information spatiale d'un objet ou d'une scène est codée sur des illuminations indépendantes collectées par un seul détecteur : une cavité chaotique. En utilisant la connaissance de la matrice de détection entre le détecteur et le volume discret de la scène pour chaque illumination à travers la cavité chaotique, l'objet peut être reconstruit en résolvant un problème inverse.

Une cavité chaotique possédant un facteur de qualité élevé a été construite à des fins d'imagerie micro-ondes. Cette ouverture dispersive produit des diagrammes de rayonnement distincts en fonction de la fréquence. Ces diagrammes codent l'information de la scène sur un ensemble de mesures. L'image de la scène est ensuite reconstruite à l'aide d'approches d'imagerie computationnelle.

L'utilisation de lampes fluorescentes pour changer les conditions aux limites de la cavité chaotique et ainsi augmenter le nombre de degré de liberté dans le cadre de l'imagerie computationnelle a ensuite été explorée. Nous avons vu que les éléments plasma ne se comportent pas comme des métaux parfaits mais comme des matériaux diélectriques. Les états indépendants de la cavité obtenus à l'aide d'une approche différentielle augmentent davantage les degrés de liberté. Ceci assouplit le besoin d'une cavité avec une grande largeur de bande passante et/ou un facteur de qualité élevé. Les résultats expérimentaux ont validé l'utilisation des lampes fluorescentes et ses limites ont été discutées. Des images de divers objets métalliques ont été fournies pour illustrer les potentialités de cette solution prometteuse.

Un système d'imagerie passif pour l'imagerie des rayonnements thermiques dans le domaine des micro-ondes à partir de la corrélation croisée des signaux de bruit enregistrés par seulement deux canaux a été décrit. Grâce à l'utilisation d'une cavité chaotique ouverte comme composant compressif, la distribution spatiale des sources de bruit est codée sur le spectre large bande de la corrélation croisée et a pu être reconstruite à partir de la matrice de détection en cartographiant les speckles de champ lointain non corrélés de la cavité sur un ensemble de fréquences. Nous avons réalisé l'imagerie des radiations thermiques localisées et étendues. L'imagerie de néons qui se comportent comme des sources de bruit thermique a été exposée avec succès et nous avons montré que la polarisation de leurs radiations peut être discriminée.

Nous avons également réalisé une application de l'imagerie computationnelle à la compatibilité électromagnétique afin de détecter et imager en temps réel les sources de radiation sur une carte électronique. Nous estimons que ces résultats constituent une première étape prometteuse pour la conception de radiomètres à micro-ondes en temps-réel et à faible coût.

---

La reconstruction d'une scène de façon totalement passive à partir de l'émission d'un bruit thermique via un réseau de néons a été démontrée. Cette méthode d'imagerie est encouragée par le fait qu'il est possible à partir de la corrélation croisée entre signaux de bruit enregistrés entre deux points de retrouver la réponse impulsionnelle entre eux. L'étude théorique et les simulations ont été validées expérimentalement en utilisant de nouveau les radiations thermiques de néons commerciaux. Des corrélations de bruit large bande ont permis de détecter et localiser temporellement et spatialement un trièdre métallique.

## Perspectives

L'étude réalisée a permis de montrer la faisabilité d'une nouvelle approche d'imagerie par le biais d'une cavité chaotique microondes. L'imagerie active et passive ont été démontrées avec succès. Cependant plusieurs améliorations sont encore possible si l'on désire un système compétitif et les perspectives sont nombreuses.

Dans un premier temps, une amélioration du système suppose d'augmenter la bande passante et d'envisager une montée en fréquence dans la bande millimétrique. La montée vers une bande millimétrique permettra une meilleure résolution d'image et permettra de tirer profit d'une émissivité de la peau du corps humain plus élevée (@ 94 GHz), facilitant la détection des objets dissimulés par l'individu.

Ensuite, les performances de la cavité dynamique présentée dans le chapitre 2 peuvent être fortement améliorées par l'utilisation de lampes plasma ayant moins de pertes et possédant un  $\omega_p$  plus haut. L'interaction avec les ondes électromagnétiques sera alors amplifiée permettant en conséquence de s'affranchir de l'approche différentielle.

Une autre amélioration importante concerne la solution du scan de la cavité lors de l'étape de caractérisation par apprentissage des différentes fonctions de transfert de la cavité. Nous avons vu que des erreurs de mesures, dues au couplage, sont insérées lors de la mesure du champ proche de la cavité avec une sonde de champ. Une solution de scan pourrait être l'utilisation CATR (Compact Antenna Test Range) de l'IETR. Ce système de mesure RF utilise une architecture classique avec un VNA et des extensions de fréquence. Il est dédié à la mesure d'antennes à gain élevé à courte distance grâce à la capacité d'un réflecteur de créer une zone tranquille de profondeur de 600 mm. A l'intérieur de la zone tranquille, l'amplitude du champ électrique est considérée comme uniforme et l'hypothèse d'onde plane est applicable.

Comme le montre la figure 2.6, une antenne cône optimisée (source) éclaire le réflecteur. Le réflecteur est utilisé pour réfléchir un front d'onde sphérique en front d'onde plan à l'intérieur de la zone tranquille. A l'intérieur de la zone tranquille est placé le dispositif sous test (DUT, i.e la cavité), attaché à un récepteur, qui peut être tourné dans le sens de l'azimut. Le signal reçu sur le port de mesure de la cavité est une combinaison linéaire entre les signaux reçus sur chaque la face avant de la cavité et les fonctions de transfert associées. Lors de la rotation de la cavité, les fonctions de transfert ne sont pas modifiées, et seules les variations de phase au niveau de la face avant varient d'une manière connue. Ainsi, la rotation dans le sens azimutal donne la diversité nécessaire pour extraire les fonctions de transfert de la cavité. Parce que l'emplacement de chaque trou sur la face avant est un paramètre connu, le déphasage entre chaque trou, basé sur la fréquence et l'angle d'incidence de l'onde plane, est donné pour la création d'une matrice vectorielle de direction selon l'hypothèse d'onde plane. Ce procédé permettrait de mesurer et caractériser le rayonnement de la cavité

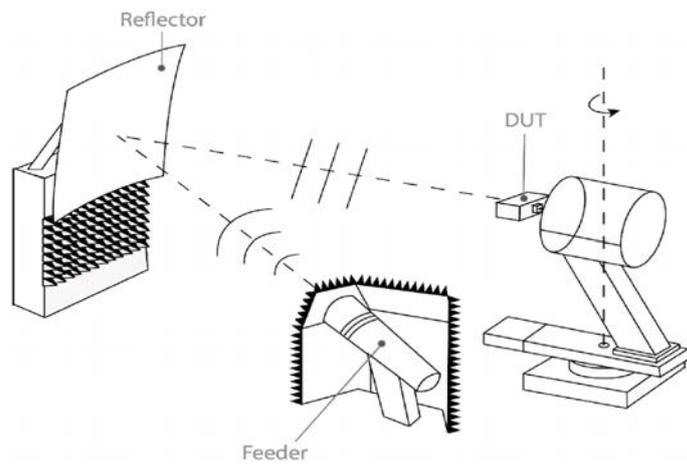


Fig 4.19: Configuration de mesure à l'aide du Compact Antenna Test Range [108]

chaotique [108, 219].

Enfin, pour envisager un système fournissant des images temps-réel, l'utilisation conjointe de convertisseurs analogique-numériques (14 bit, échantillonnant à 2 GSample/s par exemple) et de FPGAs ultra-rapide permettrait de réaliser, par exemple dans le cas de l'imagerie passive des mesures de corrélation en bande de base en un temps très court (de l'ordre de la millièème de seconde). Des amplificateurs faible bruit de plus large bande passante devront également être utilisés afin de diminuer le temps de convergence des corrélations.



# Bibliographie

- [1] J. E. Bjarnason, T. L. J. Chan, A. W. M. Lee, M. A. Celis, and E. R. Brown. Millimeter-wave, terahertz, and mid-infrared transmission through common clothing. *Applied Physics Letters*, 85(4):519–521, 2004.
- [2] Gutton Henri and Ponte Maurice. Radar system, October 2 1951. US Patent 2,569,758.
- [3] Merrill I. Skolnik. *Introduction to Radar Systems*. Turma-aguia, 1962. Radar Handbook.
- [4] J. Winters. Wireless pbx/lan system with optimum combining. US Patent, no. 4639914, 1987.
- [5] A. Schiessl S. S. Ahmed and L.-P. Schmidt. A novel fully electronic active real-time imager based on a planar multistatic sparse array. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 59(12):3567, Dec 2011.
- [6] A. Schiessl S. S. Ahmed and L.-P. Schmidt. Near field mm-wave imaging with multistatic sparse 2d-arrays. *Proc. 6th European Radar Conf.*, page 180, Dec 2009.
- [7] X. Zhuge and A. G. Yarovoy. A sparse aperture mimo-sar-based uwb imaging system for concealed weapon detection. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 49(1):509, Jan 2011.
- [8] C. J. Baker P. F. Sammartino and H. D. Griffiths. Frequency diverse mimo techniques for radar. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 49(1):201–222, Jan 2013.
- [9] Frederic Briguei Hongbo Sun and Marc Lesturgie. Analysis and comparison of mimo radar waveforms. *In Radar Conference (Radar), 2014 International*, pages 1–6, 2014.
- [10] F. Gumbmann and L.-P. Schmidt. Millimeter-wave imaging with optimized sparse periodic array for short range applications. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 49(10):3629, Oct 2011.
- [11] D.J. Rabideau et P. Parker. Ubiquitous mimo multifunction digital array radar. *In Conference on Signals, Systems and Computers Conference*, 1:1057, Nov 2003.
- [12] K.W. Forsythe D.W. Bliss. Multiple-input multiple-output (mimo) radar and imaging: degrees of freedom and resolution. *Signals, Systems and Computers, Conference Record of the Thirty-Seventh Asilomar Conference on Signals, Systems and Computers*, 1:54, Nov 2003.
- [13] J. Li and P. Stoica. Mimo radar with colocated antennas. *IEEE Signal Processing Magazine*, 24(5):106–114, Sept 2007.

- [14] I. Bekkerman and J. Tabrikian. Target detection and localization using mimo radars and sonars. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 54(10):3873–3883, Oct 2006.
- [15] I. D. Longstaff B. J. Donnet. MIMO radar–waveforms and applications. *4th EMRS DTC Technical Conference*, 2007.
- [16] Xiaochuan Ma Long Cai and Shasha Li. On orthogonal waveform design for mimo sonar. *International Conference on Intelligent Control and Information Processing*, page 69, Aug 2010.
- [17] Roi Méndez-Rial, Cristian Rusu, Nuria González Prelcic, Ahmed Alkhateeb, and Robert W Heath Jr. Hybrid mimo architectures for millimeter wave communications: Phase shifters or switches? *IEEE Access*, 4(8):247–267, 2016.
- [18] Claude E. Shannon. Communication in the presence of noise. *Proceedings of the IRE*, 37(1):10–21, Jan. 1949.
- [19] Emmanuel J. Candès. Compressive sampling. *Proceedings of the international congress of Mathematicians*, 3:1433–1452, 2006.
- [20] Justin Romberg Emmanuel J. Candès and Terence Tao. Robust uncertainty principles : Exact signal reconstruction from highly incomplete frequency information. *IEEE Transactions on Information Theory*, 52(2):489–509, Feb. 2006.
- [21] Terence Tao Emmanuel J. Candès. Near optimal signal recovery from random projections: Universal encoding strategies? *IEEE Transactions on Information Theory*, 52(12):5406–5425, Dec. 2006.
- [22] D. L. Donoho, M. Elad, and V. N. Temlyakov. Stable recovery of sparse overcomplete representations in the presence of noise. *IEEE Transactions on Information Theory*, 52(1):6–18, Jan 2006.
- [23] David L. Donoho. Compressed sensing. *IEEE Transactions on Information Theory*, 52(4):1289–1306, April 2006.
- [24] Pierre BORGNAT. Usages du hasard – l’échantillonnage compressé.
- [25] Dharmpal Takhar and al. A new compressive imaging camera architecture using optical-domain compression. *Computational Imaging IV*, 6065:43–52, Jan 2006.
- [26] Marco F. Duarte and al. Single-pixel imaging via compressive sampling. *IEEE Signal Processing Magazine*, 25(2):83–91, March 2002.
- [27] Ming-Jie Sun and al. Improving the signal-to-noise ratio of single-pixel imaging using digital microscanning. *Optics Express*, 24(10):10476–10485, 2016.
- [28] Matthew P. Edgar and al. Simultaneous real-time visible and infrared video with single-pixel detectors. *Scientific reports* 5, (10669), 2015.
- [29] Wai Lam Chan and al. A single-pixel terahertz imaging system based on compressed sensing. *Applied Physics Letters*, 93(121105), 2008.
- [30] Claire M. Watts and al. Terahertz compressive imaging with metamaterial spatial light modulators. *Nature Photonics*, 8:605–609, 2014.

- [31] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, and A. V. Sergienko. Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement. *Phys. Rev. A*, 52:R3429–R3432, Nov 1995.
- [32] Ori Katz, Yaron Bromberg, and Yaron Silberberg. Compressive ghost imaging. *Applied Physics Letters*, 95(13):131110, 2009.
- [33] M. Bina, D. Magatti, M. Molteni, A. Gatti, L. A. Lugiato, and F. Ferri. Backscattering differential ghost imaging in turbid media. *Phys. Rev. Lett.*, 110:083901, Feb 2013.
- [34] Ronald E. Meyers, Keith S. Deacon, and Yanhua Shih. Turbulence-free ghost imaging. *Applied Physics Letters*, 98(11):111115, 2011.
- [35] Nicholas D. Hardy and Jeffrey H. Shapiro. Computational ghost imaging versus imaging laser radar for three-dimensional imaging. *Phys. Rev. A*, 87:023820, Feb 2013.
- [36] B. Sun, M. P. Edgar, R. Bowman, L. E. Vittert, S. Welsh, A. Bowman, and M. J. Padgett. 3d computational imaging with single-pixel detectors. *Science*, 340(6134):844–847, 2013.
- [37] Hong Yu Mingliang Chen Wendong Xu Wenlin Gong, Chengqiang Zhao and Shensheng Han. Three-dimensional ghost imaging lidar via sparsity constraint. *Scientific reports*, 6(26133), 2016.
- [38] Jeffrey H. Shapiro. Computational ghost imaging. *Phys. Rev. A*, 78:061802, Dec 2008.
- [39] Antoine Liutkus, David Martina, Sébastien Popoff, Gilles Chardon, Ori Katz, Geoffrey Lerosey, Sylvain Gigan, Laurent Daudet, and Igor Carron. Imaging with nature: Compressive imaging using a multiply scattering medium. *Scientific reports*, 4, 2014.
- [40] G. Montaldo, D. Palacio, M. Tanter, and M. Fink. Building three-dimensional images using a time-reversal chaotic cavity. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 52(9):1489–1497, Sept 2005.
- [41] Matthias Fink. Time reversed acoustics. *Physic Today*, 50:34–40, 1997.
- [42] Mathias Fink, Gabriel Montaldo, , and Mickael Tanter. Time-reversal acoustics in biomedical engineering. *Annual Review of Biomedical Engineering*, 5(1):465–497, 2003. PMID: 14527319.
- [43] Yangbo Xie, Tsung-Han Tsai, Adam Konneker, Bogdan-Ioan Popa, David J. Brady, and Steven A. Cummer. Single-sensor multispeaker listening with acoustic metamaterials. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 112(34):10595–10598, 2015.
- [44] John Hunt, Tom Driscoll, Alex Mrozack, Guy Lipworth, Matthew Reynolds, David Brady, and David R. Smith. Metamaterial apertures for computational imaging. *Science*, 339(6117):310–313, 2013.
- [45] Guy Lipworth, Alex Mrozack, John Hunt, Daniel L. Marks, Tom Driscoll, David Brady, and David R. Smith. Metamaterial apertures for coherent computational imaging on the physical layer. *J. Opt. Soc. Am. A*, 30(8):1603–1612, Aug 2013.
- [46] Guy Lipworth, Alec Rose, Okan Yurduseven, Vinay R. Gowda, Mohammadreza F. Imani, Hayrettin Odabasi, Parker Trofatter, Jonah Gollub, and David R. Smith. Comprehensive simulation platform for a metamaterial imaging system. *Appl. Opt.*, 54(31):9343–9353, Nov 2015.

- [47] O. Yurduseven, J. N. Gollub, A. Rose, D. L. Marks, and D. R. Smith. Design and simulation of a frequency-diverse aperture for imaging of human-scale targets. *IEEE Access*, 4:5436–5451, 2016.
- [48] J. N. et al. Gollub. Large metasurface aperture for millimeter wave computational imaging at the human-scale. *Scientific Reports*, 7(42650), 2017.
- [49] T. Zvolensky, J. N. Gollub, D. L. Marks, and D. R. Smith. Design and analysis of a w-band metasurface-based computational imaging system. *IEEE Access*, 5:9911–9918, 2017.
- [50] Matthieu Dupré, Philipp del Hougne, Mathias Fink, Fabrice Lemoult, and Geoffroy Lerosey. Wave-field shaping in cavities: Waves trapped in a box with controllable boundaries. *Phys. Rev. Lett.*, 115:017701, Jul 2015.
- [51] Fabrice Lemoult, Mathias Fink, and Geoffroy Lerosey. Far-field sub-wavelength imaging and focusing using a wire medium based resonant metalens. *Waves in Random and Complex Media*, 21(4):614–627, 2011.
- [52] T. Fromenteze, E. L. Kpré, D. Carsenat, C. Decroze, and T. Sakamoto. Single-shot compressive multiple-inputs multiple-outputs radar imaging using a two-port passive device. *IEEE Access*, 4:1050–1060, March 2016.
- [53] Thomas Fromenteze, Okan Yurduseven, Mohammadreza F. Imani, Jonah Gollub, Cyril Decroze, David Carsenat, and David R. Smith. Computational imaging using a mode-mixing cavity at microwave frequencies. *Applied Physics Letters*, 106(19):194104, 2015.
- [54] Thomas Fromenteze, Xiaojun Liu, Michael Boyarsky, Jonah Gollub, and David R. Smith. Phaseless computational imaging with a radiating metasurface. *Opt. Express*, 24(15):16760–16776, Jul 2016.
- [55] O. Yurduseven, T. Fromenteze, J. N. Gollub, D. L. Marks, and D. R. Smith. Computational frequency-diverse microwave imaging using an air-filled cavity-backed antenna. pages 3589–3592, 2017.
- [56] Okan Yurduseven, Vinay R. Gowda, Jonah N. Gollub, and David R. Smith. Multistatic microwave imaging with arrays of planar cavities. *IET Microwaves, Antennas and Propagation*, 10(11):1174–1181, August 2016.
- [57] Jonah N. Gollub Timothy Sleasman, Mohammadreza F. Imani and David R. Smith. Microwave imaging using a disordered cavity with a dynamically tunable impedance surface. *PHYSICAL REVIEW APPLIED*, 6(054019):1050–1060, 2016.
- [58] Timothy Sleasman, Mohammadreza F. Imani, Jonah N. Gollub, and David R. Smith. Dynamic metamaterial aperture for microwave imaging. *Applied Physics Letters*, 107(20):204104, 2015.
- [59] A.D. Yaghjian. An overview of near-field antenna measurements. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 34(1):30–45, Jan 1986.
- [60] M Bertero and P Boccacci. Introduction to inverse problems in imaging. inst. *Physics Publ., London, UK*, 1998.
- [61] G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin, A. Derode, G. Montaldo, and M. Fink. Time reversal of electromagnetic waves. *Phys. Rev. Lett.*, 92:193904, May 2004.

- [62] D. Carsenat and C. Decroze. Uwb antennas beamforming using passive time-reversal device. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 11:779–782, 2012.
- [63] G. Golub and W. Kahan. Calculating the singular values and pseudo-inverse of a matrix. *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics Series B Numerical Analysis*, 2(2):205–224, 1965.
- [64] V. Klema and A. Laub. The singular value decomposition: Its computation and some applications. *IEEE Transactions on Automatic Control*, 25(2):164–176, Apr 1980.
- [65] Peiliang Xu. Truncated svd methods for discrete linear ill-posed problems. *Geophysical Journal International*, 135(2):505–514, 1998.
- [66] Per Christian Hansen. The l-curve and its use in the numerical treatment of inverse problems. *IMM, Department of Mathematical Modelling, Technical University of Denmark Lyngby, Denmark*, 1999.
- [67] M. A. Kojdecki. New criterion of regularisation parameter choice in tikhonov’s method. *Biuletyn Wojskowej Akademii Technicznej*, Vol. 49, nr 1:47–126, 2000.
- [68] H W Engl, K Kunisch, and A Neubauer. Convergence rates for tikhonov regularisation of non-linear ill-posed problems. *Inverse Problems*, 5(4):523, 1989.
- [69] D. Calvetti, S. Morigi, L. Reichel, and F. Sgallari. Tikhonov regularization and the l-curve for large discrete ill-posed problems. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 123(1):423 – 446, 2000. Numerical Analysis 2000. Vol. III: Linear Algebra.
- [70] Richard Barrett, Michael W Berry, Tony F Chan, James Demmel, June Donato, Jack Dongarra, Victor Eijkhout, Roldan Pozo, Charles Romine, and Henk Van der Vorst. Templates for the solution of linear systems: building blocks for iterative methods. *1st ed. Philadelphia, USA : SIAM*, pages 12–31, 1994.
- [71] Terence Tao Emmanuel J. Candès. Decoding by linear programming. *IEEE Transactions on Information Theory*, 51(12):4203–4215, Dec. 2005.
- [72] Scott Shaobing Chen, David L. Donoho, and Michael A. Saunders. Atomic decomposition by basis pursuit. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 20(1):33–61, 1998.
- [73] B. L. Sturm and M. G. Christensen. Comparison of orthogonal matching pursuit implementations. pages 220–224, Aug 2012.
- [74] E. van den Berg and M. P. Friedlander. Sparse optimization with least-squares constraints. *SIAM Journal on Optimization*, 21(4):1201–1229, 2011.
- [75] J. Yang and Y. Zhang. Alternating direction algorithms for l1 problems in compressive sensing. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 33(1):250–278, 2011.
- [76] Leonid I. Rudin, Stanley Osher, and Emad Fatemi. Nonlinear total variation based noise removal algorithms. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, 60(1):259 – 268, 1992.
- [77] S. Becker, J. Bobin, and E. Candès. NESTA: A fast and accurate first-order method for sparse recovery. *SIAM Journal on Imaging Sciences*, 4(1):1–39, 2011.

- [78] Chengbo Li, Wotao Yin, Hong Jiang, and Yin Zhang. An efficient augmented lagrangian method with applications to total variation minimization. *Computational Optimization and Applications*, 56(3):507–530, 2013.
- [79] T. Fromenteze, C. Decroze, and D. Carsenat. Waveform coding for passive multiplexing: Application to microwave imaging. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 63(2):593–600, Feb 2015.
- [80] Y. Aouial, S. Méric, O. Lafond, and M. Himdi. A synthetic aperture interferometric radiometer test at x-band for potential improvements at w-band. In *2013 European Microwave Conference*, pages 1851–1854, Oct 2013.
- [81] J. Stein and H.-J. Stöckmann. Experimental determination of billiard wave functions. *Phys. Rev. Lett.*, 68:2867–2870, May 1992.
- [82] H.-J. Stöckmann and J. Stein. Quantum chaos in billiards studied by microwave absorption. *Phys. Rev. Lett.*, 64:2215–2218, May 1990.
- [83] P. M. Morse and H. Feshbach. *methods of Theoretical Physics, VOL. II.*
- [84] Robert E Collin. *Field theory of guided waves; 1st ed.* International series in pure and applied physics. McGraw-Hill, New York, NY, 1960.
- [85] D. A. Hill and A. Cangellaris. *Electromagnetic Fields in Cavities : Rectangular Cavity as single mode resonators.* Wiley-Blackwell, New York, NY, 2009.
- [86] David A. Hill. Electronic mode stirring for reverberation chambers. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 36(4):294–299, Nov 1994.
- [87] M. Heddebaut, V. Deniau, and K. Adouane. In-vehicle wlan radio-frequency communication characterization. *IEEE Transactions on Intelligent Transportation Systems*, 5(2):114–121, June 2004.
- [88] D. A. Hill, M. T. Ma, A. R. Ondrejka, B. F. Riddle, M. L. Crawford, and R. T. Johnk. Aperture excitation of electrically large, lossy cavities. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 36(3):169–178, Aug 1994.
- [89] K. Selemani, J. B. Gros, E. Richalot, O. Legrand, O. Picon, and F. Mortessagne. Comparison of reverberation chamber shapes inspired from chaotic cavities. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 57(1):3–11, Feb 2015.
- [90] Jérôme Barthélemy, Olivier Legrand, and Fabrice Mortessagne. Complete s matrix in a microwave cavity at room temperature. *Phys. Rev. E*, 71:016205, Jan 2005.
- [91] G. Orjubin, E. Richalot, S. Mengue, M. F. Wong, and O. Picon. On the fem modal approach for a reverberation chamber analysis. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 49(1):76–85, Feb 2007.
- [92] A. K. Mitra and T. F. Trost. Statistical simulations and measurements inside a microwave reverberation chamber. pages 48–53, Aug 1997.
- [93] John David Jackson. *Classical electrodynamics; 3rd ed.* Wiley, New York, NY, 1999.
- [94] P. Corona, G. Ferrara, and M. Migliaccio. A spectral approach for the determination of the reverberating chamber quality factor. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 40(2):145–153, May 1998.

- [95] Bing-Hope Liu, David C Chang, and M T Ma. Eigenmodes and the composite quality factor of a reverberating chamber. Technical report, 1983.
- [96] C. L. Holloway, H. A. Shah, R. J. Pirkl, K. A. Remley, D. A. Hill, and J. Ladbury. Early time behavior in reverberation chambers and its effect on the relationships between coherence bandwidth, chamber decay time, rms delay spread, and the chamber buildup time. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 54(4):714–725, Aug 2012.
- [97] Gabriele Gradoni, Jen-Hao Yeh, Bo Xiao, Thomas M. Antonsen, Steven M. Anlage, and Edward Ott. Predicting the statistics of wave transport through chaotic cavities by the random coupling model: A review and recent progress. *Wave Motion*, 51(4):606 – 621, 2014. Innovations in Wave Modelling.
- [98] Kaina Nadège, Dupré Matthieu, Lerosey Geoffroy, and Fink Mathias. Shaping complex microwave fields in reverberating media with binary tunable metasurfaces. *Scientific reports*, 4(6693), 2014.
- [99] Wallace Clement Sabine and M. David Egan. Collected papers on acoustics. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 95(6):3679–3680, 1994.
- [100] Roger Balian and Bertrand Duplantier. Electromagnetic waves near perfect conductors. i. multiple scattering expansions. distribution of modes. *Annals of Physics*, 104(2):300 – 335, 1977.
- [101] H. Weyl. Ueber die asymptotische verteilung der eigenwerte. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, 1911:110–117, 1911.
- [102] Carsten Draeger and Mathias Fink. One-channel time reversal of elastic waves in a chaotic 2d-silicon cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 79:407–410, Jul 1997.
- [103] Ettien L. Kpré and C. Decroze. Passive coding technique applied to synthetic aperture interferometric radiometer. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 14(8):1193–1197, Aug 2017.
- [104] Steven M Kay. Fundamentals of statistical signal processing, volume i: estimation theory. 1993.
- [105] J. M. Bioucas-Dias and M. A. T. Figueiredo. A new twist: Two-step iterative shrinkage/thresholding algorithms for image restoration. *IEEE Transactions on Image Processing*, 16(12):2992–3004, Dec 2007.
- [106] Okan Yurduseven, Jonah N. Gollub, Daniel L. Marks, and David R. Smith. Frequency-diverse microwave imaging using planar mills-cross cavity apertures. *Opt. Express*, 24(8):8907–8925, Apr 2016.
- [107] O. Yurduseven, V. R. Gowda, J. N. Gollub, and D. R. Smith. Printed aperiodic cavity for computational and microwave imaging. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 26(5):367–369, May 2016.
- [108] L. Le Coq, B. Fuchs, T. Kozan, S. Burgos, and P. O. Iversen. Ietr millimeter-wave compact antenna test range implementation and validation. In *2015 9th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pages 1–5, May 2015.

- [109] Daniel L. Marks, Jonah Gollub, and David R. Smith. Spatially resolving antenna arrays using frequency diversity. *J. Opt. Soc. Am. A*, 33(5):899–912, May 2016.
- [110] Philippe Besnier and Bernard Démoulin. *Electromagnetic reverberation chambers*. John Wiley & Sons, 2013.
- [111] Nadège Kaina, Matthieu Dupré, Mathias Fink, and Geoffroy Lerosey. Hybridized resonances to design tunable binary phase metasurface unit cells. *Opt. Express*, 22(16):18881–18888, Aug 2014.
- [112] Drude P. Zur elektronentheorie der metalle. *Annalen der Physik*, 306(3):566–613.
- [113] Jérôme Sokoloff, Olivier Pascal, Thierry Callegari, Romain Pascaud, Francisco Pizarro, Laurent Liard, Juslan Lo, and Asma Kallel. Non-thermal plasma potentialities for microwave device reconfigurability. *Comptes Rendus Physique*, 15(5):468 – 478, 2014. Electromagnetism / Électromagnétisme.
- [114] I. Alexeff, T. Anderson, S. Parameswaran, E. P. Pradeep, J. Hulloli, and P. Hulloli. Experimental and theoretical results with plasma antennas. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 34(2):166–172, April 2006.
- [115] Gerard G. Borg, Jeffrey H. Harris, David G. Miljak, and Noel M. Martin. Application of plasma columns to radiofrequency antennas. *Applied Physics Letters*, 74(22):3272–3274, 1999.
- [116] Osamu Sakai and Kunihide Tachibana. Plasmas as metamaterials: a review. *Plasma Sources Science and Technology*, 21(1):013001, 2012.
- [117] I. Bahl and K. Gupta. A leaky-wave antenna using an artificial dielectric medium. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 22(1):119–122, January 1974.
- [118] V. Laquerbe, R. Pascaud, T. Callegari, L. Liard, and O. Pascal. Frequency-agile microstrip resonator using dc plasma discharge. *Electronics Letters*, 53:415–417(2), March 2017.
- [119] Xiao Po Wu, Jia-Ming Shi, Zong Sheng Chen, and Bo Xu. A new plasma antenna of beam-forming. *Progress In Electromagnetics Research*, 126:539–553, 2012.
- [120] M. T. Jusoh, O. Lafond, F. Colombel, and M. Himdi. Scanning capability of reconfigurable plasma reflector antenna. In *2013 European Microwave Conference*, pages 80–83, Oct 2013.
- [121] O. A. Barro, O. Lafond, and H. Himdi. Reconfigurable antennas radiations using plasma faraday cage. In *2015 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA)*, pages 545–548, Sept 2015.
- [122] A. Alu, F. Bilotti, N. Engheta, and L. Vegni. Subwavelength, compact, resonant patch antennas loaded with metamaterials. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 55(1):13–25, Jan 2007.
- [123] Mehrdad Soumekh. *Fourier array imaging*. Prentice-Hall, Inc., 1994.
- [124] G. Evans and C. W. McLeish. *RF Radiometer Handbook*. 1977.
- [125] David M Pozar. Electromagnetic theory. *Microwave Engineering*, 4:1–42, 1998.

- [126] H Jay Zwally. Microwave emissivity and accumulation rate of polar firn. *Journal of Glaciology*, 18(79):195–215, 1977.
- [127] Fawwaz T Ulaby, Richard K Moore, and Adrian K Fung. Microwave remote sensing: Active and passive, volume ii: Radar remote sensing and surface scattering and emission theory. *Artech house*, page 855, 1982.
- [128] Yassine Aouial. *Étude et conception d'un système d'imagerie passive basé sur la synthèse de réseau d'antennes commutables: application dans les bandes Ku et Ka*. PhD thesis, Rennes 1, 2012.
- [129] Øystein Klemetsen. Design and evaluation of a medical microwave radiometer for observing temperature gradients subcutaneously in the human body. *Universitetet i Tromsø*, 2012.
- [130] M. E. Tiuri. Radio astronomy receivers. *IEEE Transactions on Military Electronics*, 8(3):264–272, July 1964.
- [131] NA Salmon, John Beale, John Parkinson, Steve Hayward, Peter Hall, Rod Macpherson, Rob Lewis, and A Harvey. Digital beam-forming for passive millimetre wave security imaging. *IET Conference Proceedings*, pages 181–181(1), January 2007.
- [132] M. S. Hersman and G. A. Poe. Sensitivity of the total power radiometer with periodic absolute calibration. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 29(1):32–40, Jan 1981.
- [133] R. H. Dicke. The measurement of thermal radiation at microwave frequencies. *Review of Scientific Instruments*, 17(7):268–275, July 1946.
- [134] David J Daniels. *EM detection of concealed targets*, volume 196. 2009.
- [135] J. A. Nanzer and R. L. Rogers. Human presence detection using millimeter-wave radiometry. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 55(12):2727–2733, Dec 2007.
- [136] J. A. Nanzer and R. L. Rogers. A ka-band correlation radiometer for human presence detection from a moving platform. In *2007 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium*, pages 385–388, June 2007.
- [137] K. Fujimoto. On the correlation radiometer technique. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 12(2):203–212, Mar 1964.
- [138] John J Faris. Sensitivity of a correlation radiometer. *Journal of Research of the National Bureau of Standards-C*, 71:153–170, 1967.
- [139] J. C. Hill and R. B. Goldner. The thermal and spatial resolution of a broad-band correlation radiometer with application to medical microwave thermography (short paper). *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 33(8):718–722, Aug 1985.
- [140] C. S. Ruf, C. T. Swift, A. B. Tanner, and D. M. Le Vine. Interferometric synthetic aperture microwave radiometry for the remote sensing of the earth. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 26(5):597–611, Sep 1988.

- [141] E. Anterrieu. A resolving matrix approach for synthetic aperture imaging radiometers. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 42(8):1649–1656, Aug 2004.
- [142] F. Zernike. The concept of degree of coherence and its application to optical problems. *Physica*, 5(8):785 – 795, 1938.
- [143] A. Camps, M. Vall-llossera, I. Corbella, N. Duffo, and F. Torres. Improved image reconstruction algorithms for aperture synthesis radiometers. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 46(1):146–158, Jan 2008.
- [144] M. A. Fischman, A. W. England, and C. S. Ruf. How digital correlation affects the fringe washing function in l-band aperture synthesis radiometry. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40(3):671–679, Mar 2002.
- [145] Butora R., Martín-Neira M., and Rivada-Antich Angel-Luis. Fringe-washing function calibration in aperture synthesis microwave radiometry. *Radio Science*, 38(2).
- [146] M. A. Goodberlet. Improved image reconstruction techniques for synthetic aperture radiometers. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(3):1362–1366, May 2000.
- [147] Sean Twomey. *Introduction to the mathematics of inversion in remote sensing and indirect measurements*, volume 3. 2013.
- [148] Andreui Nikolaevich Tikhonov, AV Goncharsky, VV Stepanov, and Anatoly G Yagola. *Numerical methods for the solution of ill-posed problems*, volume 328. 2013.
- [149] A. Camps, I. Corbella, J. Bara, and F. Torres. Radiometric sensitivity computation in aperture synthesis interferometric radiometry. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36(2):680–685, Mar 1998.
- [150] K. Rautiainen, J. Kainulainen, T. Auer, J. Pihlflyckt, J. Kettunen, and M. T. Hallikainen. Helsinki university of technology l-band airborne synthetic aperture radiometer. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 46(3):717–726, March 2008.
- [151] Bjorn Lambbrigtsen, Alan Tanner, Todd Gaier, Pekka Kangaslahti, and Shannon Brown. Prototyping geostar for the path mission. pages 19–21. Citeseer, 2007.
- [152] Y. Aouial, S. Meric, O. Lafond, and M. Himdi. Synthesis of sparse planar arrays for passive imaging systems based on switch submatrix. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 9(6):1007–1011, Nov 2012.
- [153] Yaron Bromberg, Ori Katz, and Yaron Silberberg. Ghost imaging with a single detector. *Phys. Rev. A*, 79:053840, May 2009.
- [154] Baris I. Erkmén and Jeffrey H. Shapiro. Signal-to-noise ratio of gaussian-state ghost imaging. *Phys. Rev. A*, 79:023833, Feb 2009.
- [155] David L. Donoho and Michael Elad. Optimally sparse representation in general (nonorthogonal) dictionaries via l1 minimization. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 100(5):2197–2202, 2003.
- [156] Justin Romberg Emmanuel J. Candès and Terence Tao. Stable signal recovery from incomplete and inaccurate measurements. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 59(8):1207–1223.

- [157] D. L. Donoho and J. Tanner. Precise undersampling theorems. *Proceedings of the IEEE*, 98(6):913–924, June 2010.
- [158] M. A. Easley and W. W. Mumford. Electron temperature vs noise temperature in low pressure mercury-argon discharges. *Journal of Applied Physics*, 22(6):846–847, 1951.
- [159] E. Maxwell and B. J. Leon. Measurement of receiver noise figures at uhf. *IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 4(2):81–85, April 1956.
- [160] M. Laroussi and J. R. Roth. Numerical calculation of the reflection, absorption, and transmission of microwaves by a nonuniform plasma slab. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 21(4):366–372, Aug 1993.
- [161] M. Kanda. Standard probes for electromagnetic field measurements. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 41(10):1349–1364, Oct 1993.
- [162] W. Joseph and L. Martens. The influence of the measurement probe on the evaluation of electromagnetic fields. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 45(2):339–349, May 2003.
- [163] J. A. Russer and P. Russer. Modeling of noisy em field propagation using correlation information. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 63(1):76–89, Jan 2015.
- [164] Wilbur B Davenport, William L Root, et al. *An introduction to the theory of random signals and noise*, volume 159. McGraw-Hill New York, 1958.
- [165] Herbert Hillbrand and Peter Russer. An efficient method for computer aided noise analysis of linear amplifier networks. *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, 23(4):235–238, 1976.
- [166] D. W. P. Thomas, C. Obiekezie, S. Greedy, A. Nothofer, and P. Sewell. Characterisation of noisy electromagnetic fields from circuits using the correlation of equivalent sources. In *International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE*, pages 1–5, Sept 2012.
- [167] J. A. Russer, G. Scarpa, P. Lugli, and P. Russer. On the modeling of radiated emi on the basis of near-field correlation measurements. In *2011 41st European Microwave Conference*, pages 9–12, Oct 2011.
- [168] H. H. Chen and J. S. Neely. Interconnect and circuit modeling techniques for full-chip power supply noise analysis. *IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology: Part B*, 21(3):209–215, Aug 1998.
- [169] JY Fourniols. Compatibilité électromagnétique des circuits intégrés, caractérisation des interconnexions. *Cours INSA Toulouse*, 2004.
- [170] Mark I Montrose. *Printed circuit board design techniques for EMC compliance*, volume 1. IEEE press Piscataway, NJ, 1996.
- [171] Bernd Deutschmann, Harald Pitsch, and Gunter Langer. Near field measurements to predict the electromagnetic emission of integrated circuits. In *Proc. 5th Int. Workshop Electromagn. Compat. Integr. Circuits*, pages 27–32, 2005.

- [172] H. Weng, D. G. Beetner, and R. E. DuBroff. Prediction of radiated emissions using near-field measurements. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 53(4):891–899, Nov 2011.
- [173] M. L. Crawford. Generation of standard em fields using tem transmission cells. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, EMC-16(4):189–195, Nov 1974.
- [174] International Electrotechnical Commission et al. Integrated circuits measurement of electromagnetic emissions-150khz to 1ghz 1st ed. *IEC 61967 International Standard*, 2006.
- [175] Roger F Harrington. *Time-harmonic electromagnetic fields*. McGraw-Hill, New York, USA, 1961.
- [176] Peter Russer. *Electromagnetics, microwave circuit and antenna design for communications engineering*. USA : Artech House, Boston, MA, 2nd edition, 2003.
- [177] Q. Chen, S. Kato, and K. Sawaya. Estimation of current distribution on multilayer printed circuit board by near-field measurement. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 50(2):399–405, May 2008.
- [178] J. A. Russer, F. Mukhtar, O. Filonik, G. Scarpa, and P. Russer. Modelling of noisy em field propagation using correlation information of sampled data. In *2014 International Conference on Numerical Electromagnetic Modeling and Optimization for RF, Microwave, and Terahertz Applications (NEMO)*, pages 1–4, May 2014.
- [179] A. Baev, A. Gorbunova, M. Konovalyuk, Y. Kuznetsov, and J. A. Russer. Stochastic emi sources localization based on ultra wide band near-field measurements. In *2013 European Microwave Conference*, pages 1131–1134, Oct 2013.
- [180] Y. Liu, B. Ravelo, A. K. Jastrzebski, and J. Ben Hadj Slama. Computational method of extraction of the 3d e-field from the 2d h-near-field using pws transform. In *10th International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pages 555–560, Sept 2011.
- [181] K. Haelvoet, S. Criel, F. Dobbelaere, L. Martens, P. De Langhe, and R. De Smedt. Near-field scanner for the accurate characterization of electromagnetic fields in the close vicinity of electronic devices and systems. In *Quality Measurement: The Indispensable Bridge between Theory and Reality (No Measurements? No Science! Joint Conference - 1996: IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference and IMEKO Tec*, volume 2, pages 1119–1123 vol.2, 1996.
- [182] Sergei M Rytov, Yu A Kravtsov, and Valeryan I Tatarskii. Principles of statistical radiophysics 2. correlation theory of random processes. *Springer-Verlag, Berlin, FR Germany*, 1988.
- [183] SM Rytov, Yu A Kravtsov, and VI Tatarskii. Principles of statistical radiophysics. 3. elements of random fields. *Principles of statistical radiophysics. 3. Elements of random fields., by Rytov, SM; Kravtsov, YA; Tatarskii, VI. Springer, Berlin (Germany, FR), 1989, 249 p., ISBN 3-540-17829-5., 1989.*
- [184] J. W. Harvey M. A. Pomerantz T. L. Duvall, S. M. Jefferies. Time distance helioseismology. *Nature*, 362:430 – 432, 01 April 1993.
- [185] Hsiang-Kuang Chang, Dean-Yi Chou, Barry LaBonte, TON Team, et al. Ambient acoustic imaging in helioseismology. *Nature Publishing Group*, 389(6653):825, 1997.

- [186] Oleg I. Lobkis and Richard L. Weaver. On the emergence of the green's function in the correlations of a diffuse field. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(6):3011–3017, 2001.
- [187] Oleg I. Lobkis Richard L. Weaver. Ultrasonics without a source: Thermal fluctuation correlations at mhz frequencies. *Physical Review Letters*, 87(13):134301(4), 2001.
- [188] Michel Campillo Arnaud Derode, Eric Larose and Mathias Fink. How to estimate the greens function of a heterogeneous medium between two passive sensors? application to acoustic waves. *Applied Physics Letters*, 83(15):3054, 13 oct. 2003.
- [189] Kees Wapenaar. Retrieving the elastodynamic greens function of an arbitrary inhomogeneous medium by cross correlation. *Physical Review Letters*, 93:254301, 16 Dec. 2004.
- [190] Kees Wapenaar, Jacob Fokkema, and Roel Snieder. Retrieving the green's function in an open system by cross correlation: A comparison of approaches (1). *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118(5):2783–2786, 2005.
- [191] Roel Snieder, Kees Wapenaar, and Ulrich Wegler. Unified green's function retrieval by cross-correlation; connection with energy principles. *Phys. Rev. E*, 75:036103, Mar 2007.
- [192] Kees Wapenaar, Evert Slob, and Roel Snieder. Unified green's function retrieval by cross correlation. *Phys. Rev. Lett.*, 97:234301, Dec 2006.
- [193] L. Chehami, J. D. Rosny, C. Prada, E. Moulin, and J. Assaad. Experimental study of passive defect localization in plates using ambient noise. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 62(8):1544–1553, August 2015.
- [194] Keiiti Aki and Bernard Chouet. Origin of coda waves: source, attenuation, and scattering effects. *Journal of geophysical research*, 80(23):3322–3342, 1975.
- [195] James Rickett and Jon Claerbout. Acoustic daylight imaging via spectral factorization: Helioseismology and reservoir monitoring. *The Leading Edge*, 18(8):957–960, 1999.
- [196] M Campillo and L Stehly. Using coda waves extracted from microseisms to construct direct arrivals. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, 2007.
- [197] Anne Paul Michel Campillo. Long-range correlations in the diffuse seismic coda. *Science*, 299:547–549, 24 Jan. 2003.
- [198] Anne Paul, Michel Campillo, Ludovic Margerin, Eric Larose, and Arnaud Derode. Empirical synthesis of time-asymmetrical green functions from the correlation of coda waves. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 110(B8), August 2005.
- [199] Laurent Stehly Michael H. Ritzwoller Nikolai M. Shapiro, Michel Campillo. High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise. *SCIENCE*, 307:1615 – 1618, 11 March 2005.
- [200] K. G. Sabra, P. Roux, A. M. Thode, G. L. D'Spain, W. S. Hodgkiss, and W. A. Kuperman. Using ocean ambient noise for array self-localization and self-synchronization. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 30(2):338–347, April 2005.

- [201] Karim G. Sabra, Stephane Conti, Philippe Roux, and W. A. Kuperman. Passive in vivo elastography from skeletal muscle noise. *Applied Physics Letters*, 90(19):194101, 2007.
- [202] Amaury Badon, Geoffroy Lerosey, Albert C. Boccara, Mathias Fink, and Alexandre Aubry. Retrieving time-dependent green's functions in optics with low-coherence interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 114:023901, Jan 2015.
- [203] Amaury Badon, Dayan Li, Geoffroy Lerosey, A. Claude Boccara, Mathias Fink, and Alexandre Aubry. Spatio-temporal imaging of light transport in highly scattering media under white light illumination. *Optica*, 3(11):1160–1166, Nov 2016.
- [204] Matthieu Davy, Mathias Fink, and Julien de Rosny. Greens function retrieval and passive imaging from correlations of wideband thermal radiations. *Physical Review Letters*, 110:203901(5), 17 Mai 2013.
- [205] Julien de Rosny and Matthieu Davy. Green's function retrieval and fluctuations of cross density of states in multiple-scattering media. *EPL (Europhysics Letters)*, 106(5):54004, 2014.
- [206] Philippe Roux, Karim G. Sabra, W. A. Kuperman, and Andre Roux. Ambient noise cross correlation in free space: Theoretical approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(1):79–84, 2005.
- [207] Roel Snieder. Extracting the green's function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationary phase. *Phys. Rev. E*, 69:046610, Apr 2004.
- [208] Roel Snieder, Kasper van Wijk, Matt Haney, and Rodney Calvert. Cancellation of spurious arrivals in green's function extraction and the generalized optical theorem. *Phys. Rev. E*, 78:036606, Sep 2008.
- [209] R. Hennino, N. Trégourès, N. M. Shapiro, L. Margerin, M. Campillo, B. A. van Tiggelen, and R. L. Weaver. Observation of equipartition of seismic waves. *Phys. Rev. Lett.*, 86:3447–3450, Apr 2001.
- [210] L. Margerin, M. Campillo, B. A. Van Tiggelen, and R. Hennino. Energy partition of seismic coda waves in layered media: Theory and application to pinyon flats observatory. *Geophysical Journal International*, 177(2):571–585, 2009.
- [211] Victor C. Tsai. The relationship between noise correlation and the green's function in the presence of degeneracy and the absence of equipartition. *Geophysical Journal International*, 182(3):1509–1514, 2010.
- [212] L. Stehly, M. Campillo, B. Froment, and R. L. Weaver. Reconstructing green's function by correlation of the coda of the correlation (c3) of ambient seismic noise. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 113(B11).
- [213] J. Garnier and G. Papanicolaou. Role of scattering in virtual source array imaging. *SIAM Journal on Imaging Sciences*, 7(2):1210–1236, 2014.
- [214] George Papanicolaou Josselin Garnier. Passive sensor imaging using cross correlations of noisy signals in a scattering medium. *SIAM JOUR. ON IMAGING SCIENCES*, 2(2):396 – 437, 2009.

- [215] Garnier, Josselin and Papanicolaou, George. Travel time estimation by cross correlation of noisy signals. *ESAIM: Proc.*, 27:138–155, 2009.
- [216] Josselin Garnier and George Papanicolaou. Passive synthetic aperture imaging. *SIAM Journal on Imaging Sciences*, 8:2683–2705, 2015.
- [217] Karim G. Sabra, Philippe Roux, and W. A. Kuperman. Emergence rate of the time-domain green’s function from the ambient noise cross-correlation function. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118(6):3524–3531, 2005.
- [218] Eric Larose, Arnaud Derode, Michel Campillo, and Mathias Fink. Imaging from one-bit correlations of wideband diffuse wave fields. *Journal of Applied Physics*, 95(12):8393–8399, 2004.
- [219] A. Jouadé, S. Méric, O. Lafond, M. Himdi, and L. Ferro-Famil. A passive compressive device associated with a luneburg lens for multibeam radar at millimeter wave. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 17(6):938–941, June 2018.