



HAL
open science

Etude théorique et expérimentale des techniques de retournement temporel : application à la caractérisation de composants et dispositifs dans une chambre réverbérante

Houmam Moussa

► **To cite this version:**

Houmam Moussa. Etude théorique et expérimentale des techniques de retournement temporel : application à la caractérisation de composants et dispositifs dans une chambre réverbérante. Electromagnétisme. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112106 . tel-00625945v2

HAL Id: tel-00625945

<https://theses.hal.science/tel-00625945v2>

Submitted on 2 Feb 2012

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.



THÈSE DE DOCTORAT

SPECIALITE : PHYSIQUE

*Ecole Doctorale « Sciences et Technologies de l'Information des
Télécommunications et des Systèmes »*

Présentée par : Houmam MOUSSA

Sujet : Étude théorique et expérimentale des techniques de retournement temporel :
application à la caractérisation de composants et dispositifs dans une chambre réverbérante.

Soutenue le 11 Juillet 2011, devant les membres du jury :

M Philippe BESNIER

M Michel CAUTEMAN

M Paolo CORONA

M Andréa COZZA

Mme Cécile DORGAN

M Dominique LESSELIER

M Philippe POULIGUEN

M Amar SHARAIHA

*« Au nom de Dieu, le tout miséricordieux, le très
miséricordieux »*

Remerciements

La première personne que je tiens à remercier est M. Michel CAUTERMAN, Professeur des Universités à l'École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB), qui, ayant su me laisser la liberté nécessaire à l'accomplissement de mes travaux, tout en gardant un œil critique et avisé, m'a fait l'honneur de diriger cette thèse. Je tiens aussi à le remercier pour son soutien, notamment lors de la rédaction de ce manuscrit.

Je remercie la Direction Générale de l'Armement (DGA) et le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) pour avoir cofinancé cette thèse et j'espère que la qualité du travail fourni est à la hauteur de leurs attentes.

Mes remerciements vont également à Mme. Cécile DORGAN et M. Alexandre LAISNE, responsables d'expertise CEM à la DGA Technique aéronautique à Balma, tous deux co-encadrants de ma thèse pour la Direction Générale de l'Armement, pour tous les conseils et pour la gentillesse et la patience qu'ils ont manifesté à mon égard durant cette thèse, ainsi qu'à Mme. DORGAN pour m'avoir fait l'honneur de participer au Jury de cette thèse.

Je présente toute ma reconnaissance à M. Paolo CORONA, Full Professor à l'université Parthenope, Dipartimento per le Tecnologie, dont les trente années de recherches ont fortement contribué à la compréhension de la théorie, du développement, et des applications CEM des chambres réverbérantes et à M. Philippe BESNIER, chargé de recherche au CNRS à l'IETR de Rennes, qui m'ont fait l'honneur de rapporter ma dissertation doctorale et de faire partie de mon jury de thèse.

J'exprime aussi mes remerciements aux membres du jury : M. Dominique LESSELIER, Directeur de Recherche CNRS au Laboratoire des Signaux et Systèmes (L2S), M. Philippe POU-LIGUEN, responsable du domaine scientifique Ondes pour la DGA et M. Ammar SHARAIHA, Professeur des Universités et Directeur du laboratoire RESO à l'ENIB.

Merci à M. Ammar SHARAIHA, d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Il m'est impossible d'exprimer toute ma gratitude envers M. Andréa COZZA, mon co-directeur de thèse et encadrant à Supélec. En effet, j'éprouve un profond respect, tant pour son travail, notamment pour ses publications scientifiques dont certaines m'ont beaucoup inspiré dans le développement de certains points traités dans ce travail, que pour sa qualité humaine. Plus qu'un encadrant, j'ai trouvé en lui, un ami qui m'a aidé aussi bien dans le travail que dans la vie lorsque j'en avais besoin. J'espère que cette thèse sera un remerciement suffisant au soutien et à la confiance, sans cesse renouvelée, dont il a fait preuve en mon égard.

Je ne saurai, à ce stade, manquer de citer les personnes dont la disponibilité et la rigueur m'ont apporté des moments de fierté et de persévérance dans l'ardeur au travail : mes parents, M. Adel MOUSSA et Mme Salma ASSALI, qui sont pour moi deux êtres exceptionnels, qu'ils trouvent ici, en témoignage de ma profonde affection et de ma reconnaissance pour tout, mes chaleureux remerciements pour leur soutien sans faille. Dans ce même élan, je remercie aussi ma chère et tendre épouse, pour son soutien sans limites et son incroyable patience face à une thèse qui a exigé de nous de nombreux sacrifices et enfin pour le plus beau cadeau qu'elle m'ait fait avec la permission de Dieu, notre incroyable petite fille Sajidah.

Je pense également à mon cher frère qui a toujours été un exemple pour moi et sans qui je

n'aurais jamais eu l'idée de faire une thèse, probablement pour à nouveau faire comme lui... ; ainsi qu'à mes merveilleuses soeurs, en espérant qu'ils seront toutes et tous fiers du "petit" benjamin de la famille.

Je tiens aussi à mentionner le plaisir que j'ai eu à travailler au sein du Laboratoire des Signaux et Système et plus particulièrement au Département de Recherche en Electromagnétisme de Supélec, l'ambiance chaleureuse et les moments de joies partagées à la cafétéria de "SONDRA", je remercie ici tous les membres. Je pense particulièrement à Bernard DUCHENE, Dominique LECOINTE, Daniel ROUET, Frédéric DESPREZ, Franck GUIMONET, Maryvonne GIRON, Laurence FREMY, Christophe CONESSA, Marc LAMBERT, Florian MONSEF, Antoine DIET, Mohammed SERHIR et tous ceux que je n'ai pas cité qui contribuent tous les jours à la vie du département.

Je ne saurai clore cette page sans remercier mes camarades "d'infortune" : Karim, Jacques, Israël, les deux Frédéric, Ziad et Mohammed, Haytham pour leur bonne humeur et nos légendaires parties de football du jeudi entre "thésards". A Layane, je te souhaite bien du courage avec la rédaction du manuscrit, tu es la prochaine sur la liste.

Enfin, pourquoi ne pas le dire, dans cette épreuve où seuls le courage et la maîtrise des connaissances ne suffisent pas, la force qui donne l'impulsion ne peut provenir que de Dieu. Comme toute production scientifique exécutée "pour la gloire", cette entreprise est le fait de Dieu et j'espère y trouver son agrément.

Résumé

Dans le cadre de nos travaux de recherche, nous sommes parvenus à introduire une utilisation déterministe des chambres réverbérantes, en proposant un nouveau paradigme de la technique du retournement temporel. Nous sommes capable de réaliser le même type de tests d'immunité rayonnée que dans une chambre anéchoïque, tout en profitant des avantages liés aux propriétés physiques des milieux fortement réverbérants comme la génération de champs de fortes intensités à partir de niveaux de puissances injectées relativement faibles.

En effet, les études menées dans cette thèse ont démontré la faisabilité d'un moyen de test d'immunité rayonnée novateur, permettant la génération de fronts d'onde cohérents dans une cavité résonante et dont la direction de propagation et la polarisation sont contrôlées sans aucun déplacement mécanique des sources génératrice du champ ou de l'équipement sous test. Un autre avantage majeur de ce nouveau système, baptisé chambre électromagnétique à retournement temporel (TREC), réside dans le fait de pouvoir générer dans une chambre réverbérante, des champs impulsionnels dont l'extension temporelle est de courte durée alors que cette capacité n'était pas envisageable avant ces travaux.

Pour cela, la TREC repose sur la connaissance du champ sur une surface de mesure arbitraire, située entre les sources et l'objet sous test, dans la direction de propagation du front d'onde souhaitée. Cette phase de caractérisation peut être réalisée à l'aide d'une mesure de la fonction de transfert entre le port des antennes sources et une sonde de champ déplacée sur la surface de mesure.

Le principe de notre système se base sur l'association de la technique du retournement temporel et du principe d'équivalence. Le retournement temporel permet d'assurer une fenêtre temporelle, dans laquelle les conditions de propagation du champ dans la chambre réverbérante sont identiques à celles en espace libre, et permet d'obtenir une propagation d'un front d'onde convergent vers une source ponctuelle qui aurait initialement créé un front d'onde divergent. Le principe d'équivalence permet de passer d'une source ponctuelle à une source de rayonnement étendue, permettant de créer une distribution spatiale du champ arbitraire et de contrôler ainsi sa direction de propagation et sa polarisation.

Ce nouveau système a été validé, dans un premier temps, à l'aide d'un ensemble de simulations numériques exploratoires pour déterminer les paramètres influents sur ses performances. Puis il a été étudié à partir de mesures réalisées dans la chambre réverbérante du Département de Recherche en Électromagnétisme, à Supélec, démontrant ainsi de façon expérimentale la faisabilité et l'intérêt du développement de ce moyen de test, complémentaire à l'utilisation actuelle des chambres réverbérantes à brassage de modes pour la génération de front d'onde cohérents pulsés.

Mots-clés : Fronts d'ondes cohérents, Chambres Réverbérantes, Champs Pulsés, Retournement Temporel, Polarisations Sélectives, Immunité Rayonnée, TREC.

Abstract

In the framework of our research work, we present an innovative system which allows to control the spatio-temporal distribution of a coherent field in an strongly reflecting environment. This system called " Time reversal electromagnetic chamber" (TREC), makes possible the generation of high intensity pulsed wavefront, in a reverberating chamber, and whose direction of propagation and polarisation are modifiable in real time without any mechanical movement of neither the sources generating the field, here radio antennas, nor the equipment under test.

For this, the TREC is based on knowledge of the field on an arbitrary surface of measurement, located between the sources and the object under test, in the direction of propagation of the wavefront desired. This phase of characterization may be performed with the help of a measurement of the transfer functions between the port of the antennas and a field probe moved on the arbitrary surface of measurement.

The principle of the TREC is based on the association of the technique of time reversal and of the principle of equivalence. Time reversal allows to ensure a temporal window in which the conditions of propagation of the field in the reverberation chamber are identical to those in free space and which allows to obtain a propagation of a wavefront converging towards a punctual source which would initially have created a diverging wavefront. The equivalence principle allows to go from a punctual source to a an extended source of radiation, thus allowing to create an arbitrary spatial distribution of the field and thereby to control its direction of propagation.

This new system was validated with the help, at first, of a set of numerical exploratory simulations in order to determine the influential parameters on its performance and then studied from measurements carried out in the reverberation chamber of the "Département de recherche en électromagnétisme", at Supélec, thus demonstrating experimentally the feasibility and the interest of the development of this testing facility for the generation of pulsed coherent wavefronts, complementary to the current use mode-stirred reverberation chambers.

Key-words : Coherent Wavefronts, Reverberation Chambers, Pulsed Fields, Time Reversal, Polarization Selectivity, Radiated Immunity, TREC.

Table des matières

Introduction	9
1 Introduction	11
1.1 Compatibilité électromagnétique et introduction des chambres réverbérantes à brassage de modes.	11
1.2 Quelques propriétés intéressantes des chambres réverbérantes à brassage de modes.	12
1.3 Avantages, limitations et besoins	16
1.4 Solution apportée	17
Chapitre2	17
2 Le retournement temporel	19
Introduction	19
2.1 Historique et applications de la technique du retournement temporel	20
2.1.1 Invariance de l'équation de propagation des ondes par inversion du temps	21
2.1.2 La cavité à retournement temporel	21
2.1.3 Le miroir à retournement temporel	24
2.1.4 Retournement temporel dans un guide d'onde	25
2.1.5 Retournement temporel dans une cavité fermée	25
2.1.6 Retournement temporel dans une chambre réverbérante	26
2.2 Retournement temporel des ondes : la focalisation spatio-temporelle	28
2.2.1 Focalisation temporelle dans un milieu complexe	28
2.2.2 Focalisation spatiale	32
2.2.3 Retournement temporel appliqué aux chambres réverbérantes	34
2.3 Nouveau paradigme pour la technique de retournement temporel	36
2.3.1 Le retournement temporel est-il adapté aux tests d'immunité rayonnée ? .	36
2.3.2 Séparation de la phase d'émission et de la phase de réception du retournement temporel : nouveau paradigme	37
2.3.3 Fenêtre temporelle : condition de propagation en espace libre	40
2.3.4 Approche fonction de transfert généralisée et synthèse directe du champ électrique	40
2.4 Potentiel/ Possibilités de la TREC	42
2.4.1 Contrôle de la forme temporelle du front d'onde	42
2.4.2 Contrôle de la distribution spatiale et de la direction de propagation du champ	43
2.4.3 Contrôle de la polarisation	43
Chapitre3	45

3	Dimensionnement et Physique de la TREC	47
	Introduction	47
3.1	Choix de la bande passante du signal d'excitation	47
3.2	Les antennes du MRT	49
3.2.1	Topologie d'antennes à utiliser pour le MRT	49
3.2.2	Nombre et positionnement des antennes du MRT	53
3.2.2.1	Positionnement des antennes de manière à obtenir des réponses impulsionnelles décorréées	53
3.2.2.2	Positionnement à l'aide de la théorie des images	59
3.3	Le réseau de surface équivalente : RSE	62
3.3.1	Modèle de référence 2D en espace libre	63
3.3.2	RSE : génération d'un front d'onde non directif	65
3.3.3	RSE : génération d'un front d'onde directif	67
3.4	Qualité de focalisation temporelle : rapport signal sur bruit	70
3.4.1	Cas sans pertes	70
3.4.2	Cas avec pertes	71
3.5	Qualité spatiale du front d'onde	72
3.6	Contrôle de la polarisation de champs pulsés dans une CR	76
3.7	Gain sur l'amplitude du pic d'un champ généré par la TREC par rapport à la CR	77
3.7.1	Différence entre une excitation en CR et dans la TREC	77
3.7.2	Gain dans le cadre d'une excitation avec une seule antenne	78
3.7.3	Extension au cas multi-antennes	80
3.7.4	Limitations de la TREC	82
	Chapitre4	83
4	Étude préliminaire de la TREC	85
	Introduction	85
4.1	Discussion préliminaire	86
4.2	Validation et étude numérique de la TREC	86
4.2.1	Mise en oeuvre du RSE et simulations préliminaires	87
4.2.2	Description de la configuration de test utilisée pour les différentes simula- tions numériques	91
4.2.3	Aspect temporel	93
4.2.3.1	Influence de la durée du signal retourné dans le temps sur le SNR	93
4.2.3.2	Influence de la largeur de la bande passante sur le SNR temporel	96
4.2.3.3	Utilisation de différentes formes d'ondes temporelles dans la TREC	99
4.2.4	Aspect spatial : distribution spatiale du front d'onde	103
4.2.4.1	Aspect qualitatif de l'influence du nombre d'antennes du MRT	103
4.2.4.2	Influence de la largeur de la bande passante sur la qualité spatiale du front d'onde	107
4.2.4.3	Aspect quantitatif de l'influence du nombre d'antennes sur la qua- lité du front d'onde.	109
4.2.4.4	Étude du bruit spatial dans la TREC	112
4.2.4.5	Génération de fronts d'onde directifs dans la TREC	113
4.2.4.6	Utilisation d'objets sous test de formes et de positions différentes	115
4.2.5	Réflexion sur le positionnement des antennes au regard des résultats de simulations	118
4.2.5.1	Étude de deux topologies du positionnement des antennes du MRT	118
4.2.5.2	Interprétation phénoménologique : théorie des images	119

Chapitre5	121
5 Validation et analyse expérimentales des performances de la TREC	123
Introduction	123
5.1 Dispositif expérimental	123
5.1.1 Configuration expérimentale du système TREC	123
5.1.2 Choix des antennes et de leur positionnement	124
5.1.3 Positionnement des antennes	127
5.1.4 Sonde de champ électro-optique	129
5.1.5 Supports de polystyrène	130
5.2 Configurations de test et analyses des résultats	134
5.2.1 Étude du cas de référence : la TREC sans objet sous test	134
5.2.1.1 Qualité temporelle du front d'onde : SNR d'énergie Λ	134
5.2.1.2 Propriétés du bruit du signal temporel généré dans la TREC	139
5.2.1.3 Focalisation du champ sur la surface du volume de test	141
5.2.1.4 Qualité spatiale du front d'onde : SNR Υ	145
5.2.1.5 Contrôle de la polarisation du front d'onde	150
5.2.1.6 Contrôle de l'évolution temporelle du front d'onde	154
5.2.2 Étude de la robustesse du système	158
5.2.2.1 Introduction de pertes	158
5.2.2.2 Introduction d'un objet sous test	163
5.2.2.3 Tolérance du système au déplacement de l'objet sous test	167
Conclusion	173
Glossaire	178
Bibliographie	192

Chapitre 1

Introduction

1.1 Compatibilité électromagnétique et introduction des chambres réverbérantes à brassage de modes.

Depuis le début du 20^{ème} siècle, l'augmentation exponentielle des équipements électroniques dans le domaine de l'industrie, de la défense ou encore chez les particuliers, a conduit à des contraintes drastiques pour les constructeurs d'équipements électroniques : le problème majeur étant de pouvoir assurer un fonctionnement simultané des différents appareils dans un milieu où le spectre électromagnétique est de plus en plus saturé par des ondes provenant de tout dispositif électronique [1]. Ces sources peuvent être issues d'émetteurs-récepteurs radio portatifs, de téléphones mobiles ou encore de stations de télévision fixes. Elles peuvent être la conséquence de la proximité d'un radar qui illumine certains organes sensibles d'un véhicule automobile, d'un bateau ou d'un aéronef, notamment à l'approche de zones aéroportuaires.

Il a alors été nécessaire de définir et d'étudier la compatibilité électromagnétique (CEM) de ces équipements afin de vérifier et d'assurer un fonctionnement propre de chaque appareil alors que ceux-ci sont en interaction dans un même environnement électromagnétique. Une définition formelle de la compatibilité électromagnétique est donnée dans [2] : il s'agit de la capacité d'une machine, d'un équipement ou d'un système, à fonctionner de manière satisfaisante dans son environnement électromagnétique sans introduire lui-même de perturbations intolérables dans cet environnement. L'interférence électromagnétique peut être vue comme une pollution de l'environnement électromagnétique au même titre qu'un véhicule va polluer l'air en y apportant des émissions de gaz qui dégradent notre environnement. Cette interférence électromagnétique induit des tensions et des courants indésirables sur les circuits d'un équipement victime.

Nous pouvons résumer les différents types de problèmes de compatibilité électromagnétique en deux catégories :

- l'émission électromagnétique, ou interférence électromagnétique, qui indique le pouvoir perturbateur d'un équipement ;
- l'immunité électromagnétique, qui indique la capacité d'un équipement à supporter une interférence extérieure.

Nous pouvons diviser les voies d'accès d'une interférence dans un système victime en deux grandes catégories : la propagation guidée dans les câbles d'alimentation et/ou de connectique vers d'autres systèmes, et le rayonnement électromagnétique, représenté sur la figure 1.1.

L'interférence conduite est généralement mesurée dans le domaine des basses fréquences avec des équipements relativement peu coûteux comme des sondes de courant ou des amplificateurs basses-fréquences [3]. A contrario, les tests d'interférences rayonnées requièrent souvent l'utilisation de moyens considérables comme les sites ouverts [4], les cellules TEM ou GTEM [5], les chambres anéchoïques ou semi-anéchoïques [6] ou encore, les chambres réverbérantes, et plus

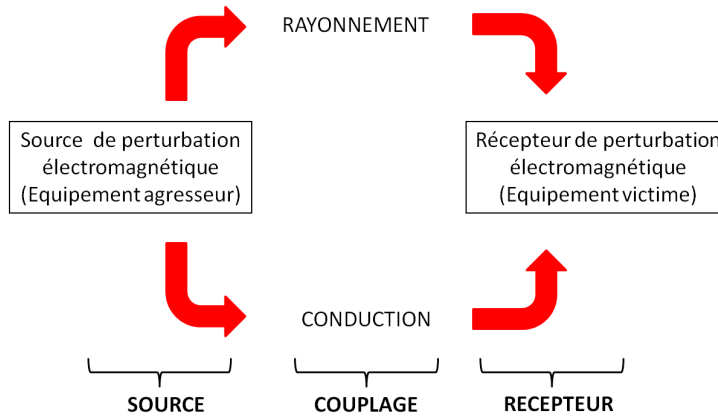


FIGURE 1.1 – Les trois composantes d’un problème de CEM

particulièrement les chambres réverbérantes à brassage de modes [7].

Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux chambres réverbérantes qui constituent un moyen de test utilisé depuis environ 25 ans. Celles-ci ont été initialement conçues pour mesurer l’efficacité de blindage de connecteurs et de câbles coaxiaux. Nous trouvons aujourd’hui des applications des chambres réverbérantes aussi bien pour les tests d’immunité que les tests d’émissions.

Cette méthode d’essais est issue des acousticiens qui, dans les années 60, retirèrent les absorbants des chambres anéchoïques. Elle ne fut expérimentée par les électromagnéticiens qu’à la fin des années 70 en Italie [8] puis aux Etats-Unis [9]. Elle eut du mal à émerger car les spécialistes de la CEM étaient réticents à l’idée de certifier leurs équipements sur des notions statistiques. Alors que dans les années 80, seuls les américains l’utilisaient pour l’évaluation de l’efficacité de blindage des composants passifs, dans les années 90, la connaissance du fonctionnement de ce moyen d’essais s’est enrichie [10]. Aujourd’hui, différentes normes internationales, [11], [12], [13] proposent cette méthode pour la certification en immunité rayonnée d’équipements électroniques.

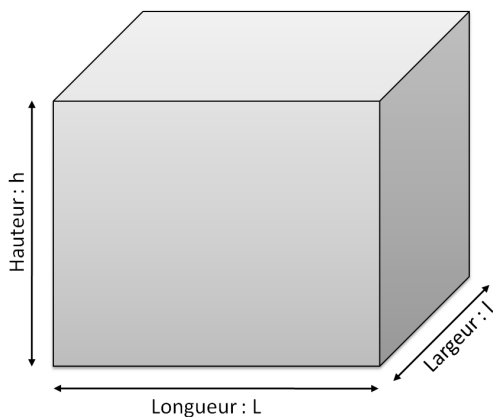
1.2 Quelques propriétés intéressantes des chambres réverbérantes à brassage de modes.

Une chambre réverbérante est une cavité rectangulaire surdimensionnée au regard de la longueur d’onde associée à la fréquence du signal d’excitation de la chambre. Les parois métalliques de l’enceinte, représentée sur la figure 1.2(a), sont très conductrices. Ceci signifie que les dimensions physiques de la cavité sont grandes devant la longueur d’onde du signal d’excitation de la chambre. Une telle cavité est susceptible de résonner pour une infinité de fréquences propres, correspondant chacune à une configuration du champ électromagnétique à l’intérieur de celle-ci. Aussi, chaque configuration, ou mode de résonance, est une solution des équations de Maxwell compte tenu des conditions aux limites sur la surface interne de la cavité.

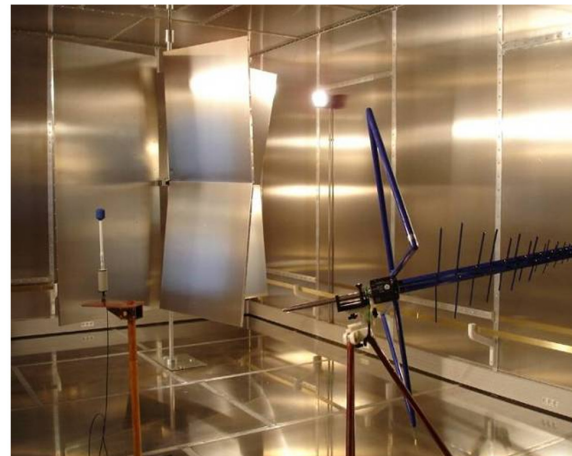
Il est possible de déterminer analytiquement pour une cavité rectangulaire, vide et sans source, la fréquence de ces modes [10], avec l’équation (1.1).

$$f_{m,n,p} = \frac{\nu}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{L}\right)^2 + \left(\frac{n}{l}\right)^2 + \left(\frac{p}{h}\right)^2} \quad (1.1)$$

avec m, n, p des entiers positifs, $\nu = 2.979 \cdot 10^8$ m/s la vitesse de propagation du champ dans la cavité et L, l, h respectivement la longueur, la largeur et la hauteur de la cavité. Nous ob-



(a)



(b)

FIGURE 1.2 – (a) Représentation schématique d'une chambre réverbérante. (b) Photographie de la chambre réverbérante de l'université de technologie WROCLAW (Pologne), image provenant de la société SIEPEL.

servons que l'apparition des modes de résonance à certaines fréquences dépend directement des dimensions de la cavité.

Dans les faits, lorsqu'un signal radio-fréquence (RF) monochromatique, issu d'un générateur de signaux, est injecté dans une cavité à travers une antenne, nous nous retrouvons avec deux cas de figures :

- la fréquence générée correspond à une des fréquences de résonances de la cavité, nous avons alors l'établissement d'une onde stationnaire. Ce phénomène permet d'atteindre de forts niveaux de champ à partir de puissances injectées relativement faibles.
- la fréquence générée est différente des fréquences de résonances des modes de la cavité, le niveau du champ est alors de faible amplitude.

Lors des tests de CEM en chambre réverbérante, les modes de résonance sont exploités afin de générer des champs de fortes intensités et de modifier l'illumination de l'équipement sous test, que ce soit en terme de direction d'incidence ou de polarisation du champ agresseur. Néanmoins, comme les cavités possèdent des modes de résonance à des fréquences discrètes, il n'est pas réaliste de mettre en oeuvre les tests pour chaque fréquence de la gamme considérée. Ainsi, une des premières limitations, concernant l'utilisation d'une chambre réverbérante, est l'excitation à une fréquence où sa densité de modes (1.2) est suffisamment élevée pour pouvoir exciter un grand nombre de modes simultanément. En règle générale, la fréquence minimale d'utilisation de la chambre peut être approchée de 3 à 7 fois la fréquence du premier mode de résonance [13], le mode transverse électrique TE_{110} , qui existe pour $m = 1; n = 1; p = 0$ et $L > l > h$.

Nous pouvons estimer la densité modale $D(f)$ de façon analytique à l'aide de l'approximation de Weyl [14], rappelée dans l'équation (1.2).

$$D(f) = 8\pi Llh \frac{f^2}{\nu^3} - \frac{L + l + h}{\nu} \quad (1.2)$$

Cette quantité est un paramètre de conception important des chambres réverbérantes car il détermine combien de modes sont présents dans une bande passante autour de la fréquence d'excitation de la chambre.

Lorsque nous montons en fréquence, la densité modale augmente et l'espacement entre deux fréquences de résonance diminue en moyenne. Il est alors possible d'agir sur les conditions aux limites pour décaler les fréquences d'apparition des modes. C'est ainsi qu'intervient le brassage

de modes, en vue de modifier les conditions aux limites et d'être capable d'exciter un mode de résonance à toutes les fréquences supérieures à la fréquence minimale d'utilisation en exploitant le recouvrement des modes en fréquences. Ce phénomène est illustré par la figure 1.3

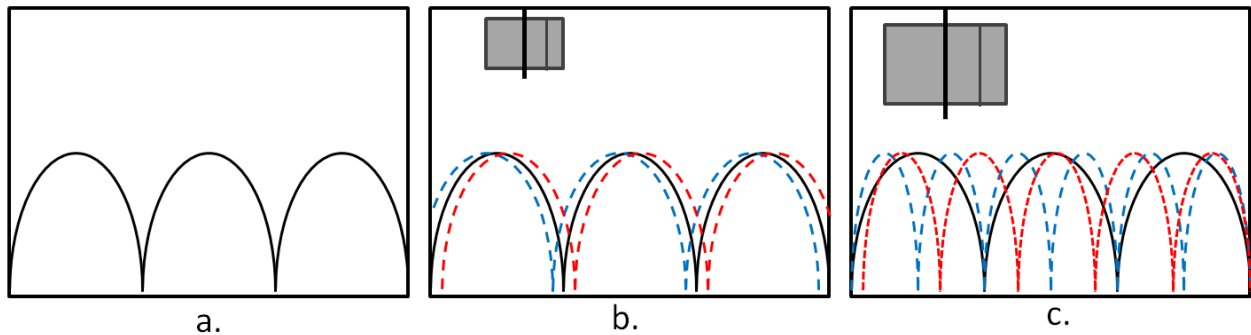


FIGURE 1.3 – Variation de la distribution du champ en fonction de la rotation d'un brasseur mécanique. (a.) Cavity vide : position régulière des modes de résonance ; (b.) Brasseur peu efficace qui perturbe légèrement la position des modes dont la densité est faible ; (c.) Forte densité modale et brasseur efficace qui modifie fortement la distribution du champ à chaque mouvement des pales métalliques de sorte que le champ soit statistiquement homogène.

Le brassage des modes de résonance de la chambre peut être fait de manière mécanique ou électronique [15]. Le brassage mécanique est plus couramment utilisé et consiste en l'utilisation de pales métalliques de formes complexes dont les dimensions sont relativement larges par rapport à celles de l'enceinte blindée. L'efficacité du brasseur est liée à ses dimensions par rapport à la longueur d'onde associée à la fréquence du signal d'excitation de la chambre. Ce brasseur métallique permet, lors de sa rotation, de modifier considérablement la distribution du champ électromagnétique dans la chambre réverbérante [8]. Un exemple de ce type de brasseur mécanique est donné sur la figure 1.4.

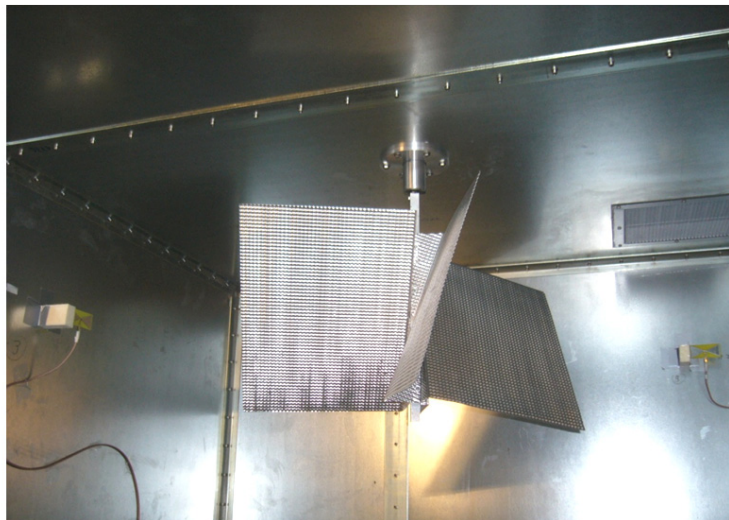


FIGURE 1.4 – Brasseur mécanique utilisé dans la la chambre réverbérante du département de recherche en électromagnétisme à Supélec.

Aussi, sur une rotation complète, le champ est considéré comme statistiquement homogène

et isotrope, c'est-à-dire qu'il présente la même valeur en moyenne suivant toutes les directions dans un volume de test.

Il existe également un autre paramètre fondamental pour le dimensionnement des chambres réverbérantes : le facteur de qualité Q . La définition du facteur de qualité Q est la suivante :

$$Q(f) = \frac{2\pi f U}{P_d} \quad (1.3)$$

avec U l'énergie emmagasinée dans la cavité et P_d la puissance dissipée dans les pertes présentes dans le milieu. Ces pertes peuvent être liées à la conductivité finie des parois, aux charges des antennes d'excitation de la chambre, ou encore à la présence d'absorbants électromagnétiques et de défauts d'étanchéité électromagnétique de l'enceinte blindée. Lorsque la condition de régime permanent est atteinte, i.e., lorsque la puissance dissipée P_d est égale à la puissance transmise à la cavité P_t , nous pouvons estimer directement la valeur moyenne au carré du champ électrique E_0^2 , à partir de l'équation (1.4).

$$E_0^2 = \frac{Q P_t}{2\pi f \epsilon V} \quad (1.4)$$

avec $\epsilon \approx 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m la permittivité diélectrique du milieu de propagation et $V = L \times l \times h$, le volume de la cavité résonante. Cette équation nous montre pourquoi en utilisant une chambre réverbérante avec un coefficient de qualité élevé, nous pouvons obtenir un champ électrique de forte intensité à partir d'une puissance transmise à la cavité relativement faible.

Nous pouvons estimer la bande passante à -3 dB B_M d'un mode de résonance k , à une fréquence f_k , représentée sur la figure 1.5, telle que :

$$B_{Mk} = \frac{f_k}{Q(f_k)} \quad (1.5)$$

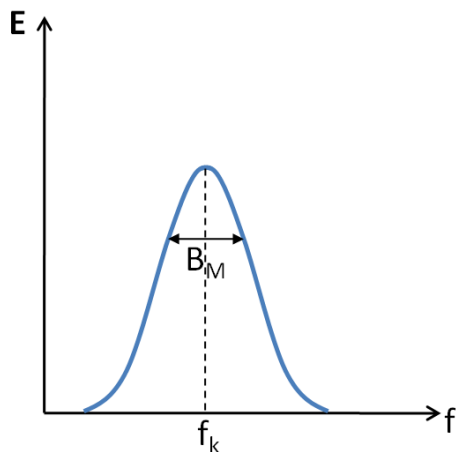


FIGURE 1.5 – Bande passante de la réponse d'un mode dans une cavité.

Nous pouvons également utiliser le facteur de qualité pour déterminer la constante τ de temps de la chambre, pour le mode k , à partir de (1.6).

$$\tau = \frac{Q(f)}{2\pi f} \quad (1.6)$$

Cette quantité traduit le temps que met l'énergie emmagasinée dans la cavité à se dissiper et représente une contrainte importante pour les mesures réalisées à partir d'impulsions modulées.

1.3 Avantages, limitations et besoins

Les chambres réverbérantes à brassage de modes présentent principalement deux avantages : elles permettent, d'une part, de générer des champs de fortes intensités à partir d'une puissance injectée relativement faible et, d'autre part, d'illuminer un équipement sous test avec un rayonnement électromagnétique provenant statistiquement de toutes les directions et polarisations. Nous pouvons également souligner le fait que le coût de fabrication d'une chambre réverbérante est inférieur à celui d'une chambre anéchoïque grâce à l'absence d'absorbants électromagnétiques sur les parois et de la relativement faible puissance nécessaire à son excitation.

Afin de comprendre les limitations des chambres réverbérantes, nous allons rappeler brièvement quelques propriétés intéressantes des chambres anéchoïques. Les chambres anéchoïques sont des chambres blindées "tapissées" d'absorbants électromagnétiques, qui permettent de simuler un environnement en espace libre sans réflexion, en générant des fronts d'onde cohérents et directifs de manière déterministe.

Ainsi, l'équipement sous test (EST) peut être testé de manière anisotrope, mais le champ électromagnétique incident sur l'équipement est généralement uniquement orienté suivant l'une des deux polarisations principales, horizontale ou verticale de manière à diminuer la durée des campagnes de mesures. Nous pouvons néanmoins tester plusieurs directions d'incidence en faisant tourner l'équipement sur 360° autour d'un axe vertical mais ceci peut consommer beaucoup de temps ce qui, économiquement, est fortement pénalisant sur une campagne de mesures. Il est également possible de réaliser des mesures d'émissions rayonnées sur une large gamme de fréquences, de quelques dizaines de MHz à plusieurs GHz. Il faut cependant souligner qu'en raison de la présence des absorbants, ce moyen de test nécessite de forts niveaux de puissances d'entrée pour atteindre des niveaux de champ similaires à ceux des chambres réverbérantes le cas échéant.

Les chambres anéchoïques, en comparaison avec les chambres réverbérantes, présentent l'avantage de réaliser les tests de façon déterministe, ce qui assure un moyen de détection de défauts ou de vulnérabilité de l'EST fiable et précis. Nous voyons là apparaître une première limitation des chambres réverbérantes : bien que les tests d'immunité ou d'émissions rayonnées permettent idéalement de soumettre simultanément un EST à toutes les directions d'incidence et les polarisations aléatoires du champ, statistiquement sur un tour du brasseur, si l'EST n'a pas réussi le test de conformité, il n'est alors plus possible de savoir précisément quelle est la cause de l'échec. Cette information est indispensable aux ingénieurs pour réaliser différentes optimisations dès la phase de conception et de développement d'un produit avant le test de conformité aux normes.

Une autre limitation réside dans la constante de temps de la chambre réverbérante (1.6). Cette constante, qui dépend linéairement du coefficient de qualité de la chambre, doit être suffisamment courte devant la durée de l'impulsion utilisée pour exciter la chambre, afin d'éviter que celle-ci ne voit son amplitude atténuée suivant la même loi que l'énergie dans la cavité, et donc être totalement déformée lors de sa propagation dans la chambre. Les normes [11], [13], imposent une constante de temps dont la durée représente 40 % de celle de l'impulsion. Si ce n'est pas le cas, il est préconisé d'augmenter la durée de l'impulsion, ou bien de réduire le coefficient de qualité Q de la chambre en introduisant des pertes à l'aide, par exemple, d'absorbants électromagnétiques. Nous perdons ainsi l'un des principaux avantages des chambres réverbérantes.

Nous réalisons ici qu'il serait fort intéressant d'avoir un moyen de test qui permette à la fois de profiter des avantages de la physique des chambres réverbérantes et du déterminisme des chambres anéchoïques. En effet, comme nous l'avons rappelé ici, les chambres réverbérantes permettent d'obtenir des champs de forte intensité à partir de puissances injectées relativement faibles qui nécessitent des amplificateurs de puissances moins forts qu'en espace libre. Néanmoins, la possibilité de contrôler de manière déterministe la direction d'impacte et la polarisation du champ, est un besoin réel pour la conception et le développement de nouveaux produits. Enfin,

ce contrôle des propriétés du champ électromagnétique doit pouvoir se faire le plus rapidement possible pour réduire le coût des tests.

1.4 Solution apportée

Afin de répondre à ces besoins, nous avons démontré la faisabilité d'un système permettant d'obtenir les avantages que nous venons d'énumérer. Ce nouveau système repose sur l'adaptation de la technique de retournement temporel [16] de manière à pouvoir générer et contrôler de façon déterministe des fronts d'onde cohérents pulsés de courte durée, dans des milieux fortement réverbérants.

Nous verrons dans les chapitres suivants qu'en associant le principe d'équivalence à la technique du retournement temporel, nous sommes en mesure de contrôler en temps réel la direction d'impacte du champ au sein de l'enceinte blindée ainsi que sa polarisation sans aucun déplacement mécanique des sources d'excitations ou de l'équipement sous test.

Dans la suite de ce manuscrit, nous commencerons par rappeler la technique du retournement temporel et justifier pourquoi et comment il a fallu l'adapter pour pouvoir réaliser des tests d'immunité rayonnée. Puis, nous décrirons la physique et les paramètres dimensionnant de notre système baptisé chambre électromagnétique à retournement temporel (TREC). Il faut préciser qu'il s'agit d'un chapitre de synthèse des différentes connaissances et compréhensions acquises au cours de cette thèse, et qui est totalement indépendant du contexte historique de notre étude. Ensuite, nous présenterons une étude préliminaire de notre système, réalisée à l'aide d'un ensemble de simulations numériques visant à démontrer la faisabilité de notre idée et à explorer les paramètres influents sur les performances du système, dans un contexte historique cette fois. Après quoi, nous présenterons une validation et une analyse expérimentale des performances de notre système démontrant ainsi, sans ambiguïté, l'intérêt du développement de la TREC. Enfin, nous concluons sur les performances et les perspectives d'utilisations originales de la TREC.

Chapitre 2

Le retournement temporel

Introduction

La technique du retournement temporel est une méthode qui permet de focaliser de l'énergie à un instant donné et à une position donnée, dans un milieu homogène ou non, à condition que ce dernier soit réciproque et faiblement dissipatif. Un milieu est dit réciproque si les fonctions d'émission et de réception d'un système permettant la transmission d'énergie dans celui-ci, peuvent être interchangées sans apporter de modification à cette transmission. Le principe de cette technique est d'exploiter l'invariance de la propagation des ondes par inversion du temps. Cette propriété sera décrite dans la suite de ce chapitre. Celle-ci permet de justifier physiquement pourquoi une onde divergente issue d'une source ponctuelle peut se propager en sens inverse en empruntant à rebours les mêmes trajectoires jusqu'à converger et se focaliser spatialement sur la position de la source initiale.

Le retournement temporel s'est fortement développé dans les années 90 avec les travaux de recherche de l'équipe Mathias Fink à l'École Supérieure de Physique et Chimie Industrielles. Cette méthode repose sur des approches connues et étudiées depuis plusieurs décennies, comme le filtrage adapté [17] dans le domaine du traitement du signal ou les miroirs à conjugaison de phase dans le domaine de l'optique [18]. La profusion d'applications dans le domaine de l'acoustique, apportées par cette équipe, a permis de mettre en avant cette technique. En effet, le retournement temporel d'ondes acoustiques a connu ces dernières années un regain d'intérêt considérable dans des domaines d'applications très variés, qui vont du contrôle non destructif [19], à l'acoustique sous-marine [20] ou encore la domotique [21]. Par ailleurs, avec la montée en fréquences des technologies du traitement du signal, la technique du retournement temporel a pu être portée au domaine de l'électromagnétisme [22] [23], et est en cours de développement pour l'optique [24].

Nous résumerons dans cette première partie du chapitre les principes de base de la technique de retournement temporel tels qu'ils ont été introduits et décrits dans [16] [25] [26] afin de mieux comprendre l'origine de cette méthode et ses applications.

Nous proposerons une interprétation physique de la focalisation spatio-temporelle des ondes dans le cas de milieux de propagation complexes, comme les environnements multi-trajets, dans le but de s'intéresser à l'application de cette technique au cas des chambres réverbérantes. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous allons montrer pourquoi le retournement temporel n'est pas adapté aux tests d'immunité rayonnée sur des objets de grandes dimensions électriques.

Nous présenterons un nouveau paradigme de la technique du retournement temporel qui nous a permis de proposer un système de test d'immunité rayonnée novateur pour les tests de compatibilité électromagnétique et dont les caractéristiques seront énoncées à la fin de chapitre.

2.1 Historique et applications de la technique du retournement temporel

Les premières expériences de retournement temporel ultrasonique ont été développées initialement pour surmonter les limites des techniques de lithotritie. Le principe est de chercher à détruire des calculs vésicaux ou rénaux à l'aide d'ultrasons. Deux problèmes majeurs se posent :

1. les tissus humains et les différents organes autour du calcul présentent des inhomogénéités qui risquent de déformer ou de diffuser l'onde sonore ;
2. l'amplitude du déplacement du calcul qui peut atteindre quelques centimètres lors de la respiration du patient pendant le traitement nécessite un suivi efficace de sa position.

Pour répondre au premier problème, des techniques de focalisation d'un champ acoustique à l'aide de retard temporel adaptatif ont été proposées. Celles-ci reposent sur l'utilisation d'un réseau de transducteurs piezo-électriques, couplés à un ensemble de lignes à retard.

Une de ces techniques est basée sur l'utilisation d'un algorithme de corrélation croisée, [27], entre les signaux enregistrés par des transducteurs voisins du réseau, lors de l'échantillonnage du champ acoustique généré par une source. Cet algorithme permet de déterminer les délais optimaux à appliquer à chaque ligne de retard pour sommer en phase tous les signaux et obtenir une focalisation au niveau de la source. Une autre technique consiste cette fois à maximiser l'énergie des signaux issus directement des transducteurs, sommés à l'aide de la loi des retards temporels [28].

Ces deux techniques ont été développées pour déterminer le retard temporel nécessaire à la focalisation d'un champ acoustique pour effectuer de l'imagerie médicale ultrasonique. Toutefois, dans la pratique, elles permettent rarement d'atteindre une focalisation optimale sur la cible recherchée. Une première limitation est la nature de la cible sur laquelle nous souhaitons nous focaliser. En effet, une cible idéale pour ces méthodes est une cible ponctuelle, qui se comporterait comme la source d'une onde sphérique dont la distribution spatiale ne serait pas affectée par sa propagation à travers un milieu aberrateur. En pratique, les scanners d'imageries médicales ultrasoniques fonctionnent dans le champ proche du transducteur ultrasonique et la cible visée a une extension spatiale finie non négligeable, comme dans le cas des calculs rénaux. Ainsi les signaux enregistrés par les transducteurs peuvent être si différents que l'algorithme de corrélation croisée ne converge pas ou le cas échéant converge de façon imprécise [29].

Une seconde limitation est la nature du milieu inhomogène. En effet, la technique de corrélation croisée repose sur l'hypothèse que les modifications sur la distribution du champ, entraînées par la présence d'un milieu aberrateur, ne portent que sur la forme du front d'onde généré et se résument à des retards de propagation entre la source et les éléments du réseau de transducteurs. Cette hypothèse très forte n'est en réalité valide que pour le cas d'aberrateurs de faibles épaisseurs et proches du réseau d'acquisition. Or ceci est rarement le cas dans le domaine médical où nous travaillons généralement dans le champ proche des transducteurs et les inhomogénéités sont distribuées dans tout le volume du milieu. Nous nous retrouvons alors avec une déformation non seulement spatiale du front d'onde généré par la source, mais également une déformation temporelle due aux différentes réflexions, diffractions et diffusions du milieu.

La technique du retournement temporel a alors été introduite comme une approche expérimentale plus générale de ces techniques, prenant en compte toutes les informations enregistrées sur le milieu (retard temporel et modification de la forme du front d'onde). Le développement de cette technique a conduit à l'introduction de concepts comme la cavité à retournement temporel, le miroir à retournement temporel, le retournement temporel itératif [30], et la méthode de la décomposition de l'opérateur à retournement temporel (DORT) [31] qui permet de classer des cibles en fonction de leurs réflectivités.

Le retournement temporel itératif et la méthode DORT ne seront pas abordés dans ce manuscrit. En effet, leur cadre d'utilisation, contrôle non destructif de défauts ou encore imagerie à l'aide de la méthode DORT, sort du champ d'application visé dans cette thèse qui est la proposition d'un nouveau moyen de test d'immunité rayonnée.

2.1.1 Invariance de l'équation de propagation des ondes par inversion du temps

La technique du retournement repose sur la propriété d'invariance par retournement du temps, c'est-à-dire lors de la substitution de la variable temporelle t en $-t$, dans un milieu hétérogène réciproque, non dissipatif.

Prenons l'exemple d'un milieu homogène et isotrope comme l'espace libre en faisant l'hypothèse qu'il n'y a pas de perte. Si nous nous affranchissons de la polarisation, nous pouvons décrire une onde électromagnétique par une fonction scalaire $u(\mathbf{r}, t)$ qui représente l'amplitude d'un champ électrique ou d'un champ magnétique avec t , la variable du temps et \mathbf{r} un vecteur correspondant à la position spatiale de l'onde. Si nous considérons une onde monochromatique dont la dépendance temporelle est harmonique, nous pouvons écrire :

$$u(\mathbf{r}, t) = 2\text{Re}[U(\mathbf{r})e^{j\omega t}] \quad (2.1)$$

avec ω la fréquence angulaire de l'onde et $U(\mathbf{r})$ une amplitude complexe qui ne dépend que des coordonnées spatiales \mathbf{r} . Cette onde vérifie l'équation de propagation d'Helmholtz, [32] :

$$\left[\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right]u(\mathbf{r}, t) = 0 \quad \text{et} \quad [\Delta + k^2]U(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.2)$$

avec $\Delta = \nabla^2$ l'opérateur mathématique laplacien, c la célérité et $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde, λ étant la longueur d'onde associée à la fréquence de l'onde.

Nous pouvons remarquer que cette équation ne présente que des dérivées partielles d'ordre 2 et donc peut avoir deux solutions : une pour les temps $t > 0$, et l'autre pour les temps $t < 0$. Ceci se traduit encore par le fait que si $u(\mathbf{r}, t)$ est une solution de cette équation alors $u(\mathbf{r}, -t)$ est également solution de celle-ci. Au regard de ce résultat, nous en déduisons que si nous désirons retourner le champ $u(\mathbf{r}, t)$ dans le temps il faut un moyen de générer la solution $u(\mathbf{r}, -t)$.

Bien que d'une façon conceptuelle il soit possible de se représenter cette opération, elle ne semble pas réalisable en pratique de prime abord en raison du nombre important de points de mesures nécessaires à sa réalisation. Afin de répondre à cette problématique, le concept de cavité à retournement temporel a été introduit par M. Fink et D. Cassereau dans [26] qui n'est autre qu'une application du théorème de Green et du principe de Huygens afin de se ramener à la génération de la solution sur une surface fermée au lieu d'un volume.

2.1.2 La cavité à retournement temporel

Le concept de cavité à retournement temporel repose sur une formulation intégrale de l'équation de propagation, appelée théorème de Helmholtz-Kirchhoff [33]. Ce théorème est utilisé dans la théorie de la diffraction scalaire afin d'exprimer le champ solution de l'équation de propagation d'Helmoltz en un point d'observation \mathbf{r}_0 , comme une condition aux limites de toute surface qui englobe le point d'observation. Ceci permet de calculer, par exemple, le champ diffracté issu de l'illumination d'une ouverture par un champ incident.

Dans notre cas, l'intérêt de ce théorème est de déduire la distribution du champ dans tout un volume exempt de sources, V_{SS} , à partir de la connaissance du champ $U(\mathbf{r})$ et de sa dérivée normale $\frac{\partial U(\mathbf{r})}{\partial n} = \mathbf{grad}(U(\mathbf{r})) \cdot \mathbf{n}$ sur une surface arbitraire S_A qui décrit un volume V_S , contenant des sources électriques s_e et magnétiques s_m . Ce volume donne lieu au champ dans $V_{SS} = V \setminus V_S$.

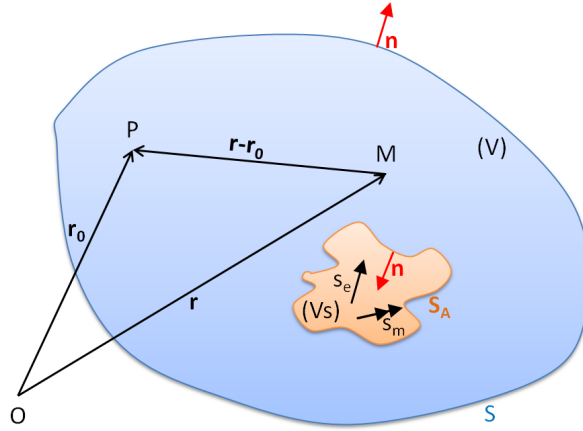


FIGURE 2.1 – Représentation du théorème de Helmholtz-Kirchhoff.

Le volume V est limité par une surface S qui contient le point d'observation P , situé en \mathbf{r}_0 ainsi que le point d'intégration M , situé en \mathbf{r} . La normale \mathbf{n} en tout point de S et de S_A est orientée vers l'extérieur du volume V_{SS} comme nous pouvons l'observer sur la figure 2.1.

Nous pouvons rappeler la fonction de Green en espace libre, qui vérifie également l'équation de propagation de Helmholtz (2.2) lorsque le milieu de propagation est excité par une source ponctuelle de type $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$, localisée à la position \mathbf{r} .

$$G(\mathbf{r}) = \frac{e^{jkR}}{4\pi R} \quad \text{avec} \quad R = \|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0\| \quad (2.3)$$

Cette fonction de Green est une solution de l'équation 2.4

$$[\Delta + k^2]G(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (2.4)$$

En multipliant (2.2) par $G(\mathbf{r})$, (2.4) par $-U(\mathbf{r})$ et en sommant ces équations, nous obtenons (2.5) :

$$G(\mathbf{r})\nabla^2 U(\mathbf{r}) - U(\mathbf{r})\nabla^2 G(\mathbf{r}) = -UG(\mathbf{r})\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (2.5)$$

Finalement, en intégrant (2.5) sur le volume V_{SS} nous retrouvons l'expression du théorème d'Helmholtz-Kirchhoff :

$$U(\mathbf{r}_0) = - \iint_{S+S_A} \left[G(\mathbf{r}) \frac{\partial U(\mathbf{r})}{\partial n} - U(\mathbf{r}) \frac{\partial G(\mathbf{r})}{\partial n} \right] dS \quad (2.6)$$

Pour une distance R suffisamment grande, i.e. le point d'observation du champ est très éloigné du volume de sources V_S , et la fonction de Green définie en (2.3) tend vers 0 lorsque R tend vers l'infini, l'intégrale de surface sur S devient nulle et on peut réécrire (2.6) sous la forme :

$$U(\mathbf{r}_0) = - \iint_{S_A} \left[G(\mathbf{r}) \frac{\partial U(\mathbf{r})}{\partial n} - U(\mathbf{r}) \frac{\partial G(\mathbf{r})}{\partial n} \right] dS \quad (2.7)$$

Nous pouvons alors revenir dans le domaine temporel et décrire le champ $u(\mathbf{r}_0, t)$ à l'intérieur du volume V_{SS} à l'aide de l'intégrale du champ sur la surface S_A , généré par une source ponctuelle de type $\delta(t)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$, localisée en \mathbf{r} .

$$u(\mathbf{r}_0, t) = \iint_{S_A} \left[G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, t) \otimes \frac{\partial u(\mathbf{r}, t)}{\partial n} - \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, t)}{\partial n} \otimes u(\mathbf{r}, t) \right] dS \quad (2.8)$$

Dans cette équation, la fonction $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, t)$ est la fonction de Green du milieu de propagation reliant le champ des points \mathbf{r} et \mathbf{r}_0 . La normale n est cette fois orientée vers l'intérieur de S_A , et \otimes traduit le produit de convolution sur la variable temporelle.

Nous pouvons alors exprimer le champ retourné dans le temps en substituant la variable t par $-t$, [26], comme suit :

$$u(\mathbf{r}_0, -t) = \iint_{S_A} \left[G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, -t) \otimes \frac{\partial u(\mathbf{r}, -t)}{\partial n} - \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, -t)}{\partial n} \otimes u(\mathbf{r}, -t) \right] dS \quad (2.9)$$

En faisant l'hypothèse que nous pouvons échantillonner le champ et sa dérivée normale à l'aide de transducteurs piezo-électriques, nous pouvons résumer le processus de la technique de retournement temporel à l'aide des schémas de la figure 2.2

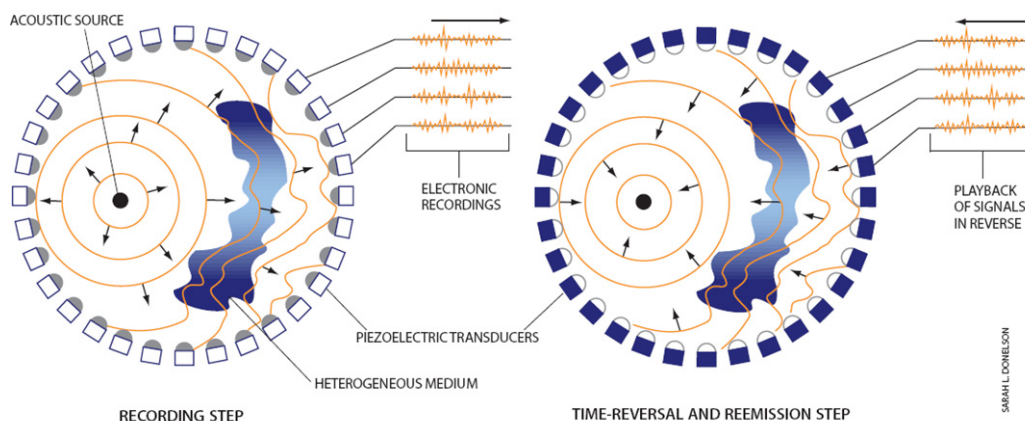


FIGURE 2.2 – Principe de la cavité à retournement temporel, figure issue de [34]

Pour y parvenir, deux phases expérimentales sont nécessaires :

1. une première phase d'émission et d'échantillonnage des composantes $u(\mathbf{r}, t)$ et sa dérivée normale $\partial u(\mathbf{r}, t)/\partial n$ à l'aide d'un ensemble de transducteurs piezo-électriques. Il est important de souligner que pour un milieu ouvert, la phase d'acquisition des signaux du champ échantillonné est terminée lorsqu'il n'y a plus d'énergie à l'intérieur du volume de la cavité choisie.
2. les signaux du champ et de sa dérivée normale échantillonnés sur la surface de la cavité, sont retournés dans le temps, et réemis à l'aide de ces mêmes transducteurs.

Concernant la première phase, nous pouvons voir sur la figure 2.2 une source ponctuelle acoustique qui émet un champ. Ce dernier se propage dans un milieu hétérogène, il est échantillonné par un ensemble de transducteurs distribués de façon continue sur une surface fermée qui comprend la source.

Dans la seconde phase, les signaux enregistrés sont retournés dans le temps puis ré-injectés sur le port des mêmes transducteurs afin de générer le champ retourné. Ce champ va se rétropropager dans le milieu et se focaliser à un instant t_0 à l'emplacement de la source initiale

utilisée lors de la première phase. Dès lors se forme une tâche focale dont le diamètre à mi-hauteur est $\lambda/2$, correspondant à la limite de diffraction. Il faut préciser que dans cette seconde phase, la source initiale est passive, voir même complètement retirée, à la condition que son absence ne perturbe pas de façon significative le milieu de propagation. En effet, la technique du retournement temporel est optimale lorsque le scénario de la propagation est réalisé dans un milieu statique, sans perte et réciproque. Cela signifie que la configuration du système n'a pas été modifiée entre les deux phases du retournement temporel.

Cependant il est très difficile, voir impossible, de mettre physiquement en oeuvre le principe de la cavité à retournement temporel. En effet, même en appliquant le critère d'échantillonnage spatial de Shannon [35], qui permet une diminution du nombre de transducteurs nécessaires, par rapport à une distribution continue, en imposant un espacement $\leq \lambda/2$; il faut tout de même un nombre considérable de transducteurs, avec une électronique propre pour assurer l'acquisition et la génération des signaux. C'est pourquoi, le système de miroir à retournement temporel a été introduit et étudié dans [25]. Il s'agit d'une collection de transducteurs dont l'ouverture totale est limitée.

2.1.3 Le miroir à retournement temporel

Le miroir à retournement temporel (MRT), est une mise en oeuvre pratique de la technique du retournement temporel. Ce miroir peut être planaire ou préfocalisé, unidimensionnel (1D) ou bidimensionnel (2D). Il peut être vu comme une ouverture de la cavité, ce qui va nécessairement entraîner une perte d'information lors de la phase d'acquisition du champ. Ce système a été étudié dans [25], présentant plusieurs résultats expérimentaux utilisant des miroirs à retournement temporel 1D et 2D. Bien que la diminution de l'ouverture angulaire, nécessitant ainsi moins de transducteurs, permette de réaliser en pratique une expérience de retournement temporel, la perte d'informations dans la première phase ne permet d'émettre qu'une partie de l'onde dans la seconde phase et va induire un élargissement de la tâche de focalisation : la qualité de focalisation spatiale se dégrade. Nous obtenons alors, pour un milieu hétérogène de faible épaisseur, une largeur de tâche horizontale à -6 dB par rapport au maximum du champ de $\lambda F/D$, avec le rapport F/D l'ouverture angulaire du réseau de transducteur si F est la distance entre la tâche focale et le réseau, et D la dimension du réseau.

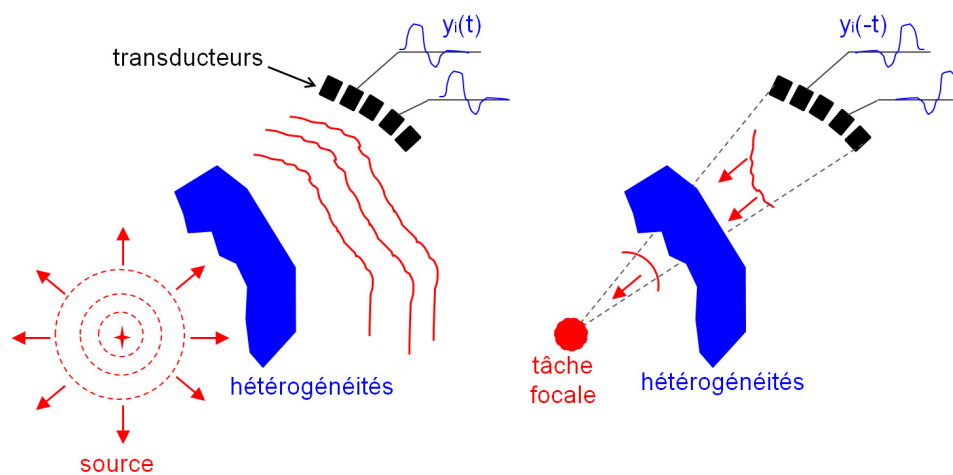


FIGURE 2.3 – Principe du miroir à retournement temporel.

Nous voyons ici que l'ouverture finie du miroir à retournement temporel limite la résolution

spatiale d'une focalisation lors du processus du retournement temporel. Il existe toutefois des configurations complexes multi-trajets comme les milieux multi-diffuseurs ou fortement réverbérants qui permettent d'accroître virtuellement cette ouverture et d'améliorer ainsi la qualité de focalisation du champ.

2.1.4 Retournement temporel dans un guide d'onde

Une possibilité pour augmenter artificiellement l'ouverture angulaire d'un MRT, ou autrement dit, de récupérer plus d'informations sur un champ généré par une source, est d'appliquer la technique du retournement temporel dans un guide d'onde. Ce procédé a été étudié dans [36], [37].

En effet, un guide d'onde augmente considérablement l'ouverture du réseau de transducteurs en apportant un ensemble d'images virtuelles de ces derniers, comme illustré sur la figure 2.4. Ceci a pour effet de réduire la perte d'informations sur le champ émis par la source.

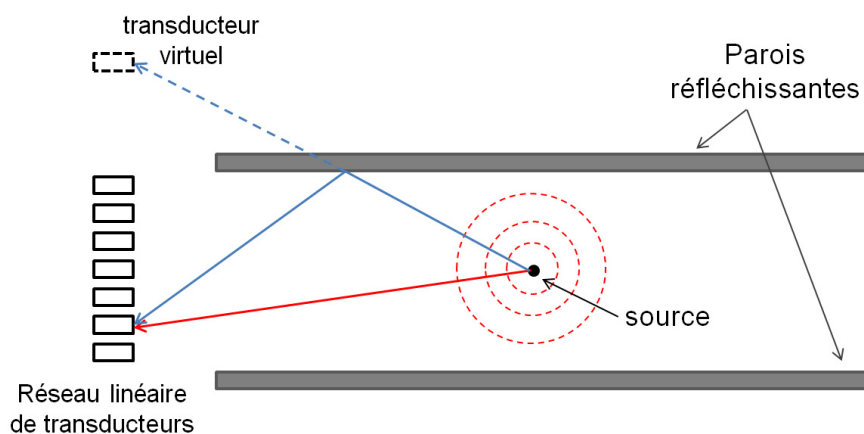


FIGURE 2.4 – Retournement temporel dans un guide d'onde.

Nous avons représenté sur ce schéma un milieu de propagation homogène borné par des interfaces fortement réfléchissantes. La source ponctuelle émet une onde qui se propage dans le guide en se réfléchissant sur les parois. Nous pouvons voir que le signal reçu par un transducteur va correspondre à la somme de celui reçu directement et de celui qui aurait été reçu par son image virtuelle.

2.1.5 Retournement temporel dans une cavité fermée

Un autre moyen pour augmenter virtuellement l'ouverture du MRT, est l'utilisation d'une cavité résonante fermée qui représente la généralisation d'un guide d'onde. En effet, en définissant un volume dont les parois sont réfléchissantes, il est possible de profiter des réflexions sur ces dernières et d'avoir un nombre très important d'images virtuelles qui permettent de réduire considérablement le nombre de transducteurs à utiliser pour le MRT. Néanmoins, ce type de cavité doit présenter un certain nombre de propriétés comme un milieu non dispersif, à faible perte, et ergodique.

La notion statistique d'ergodicité peut s'interpréter mathématiquement comme suit [38] : si nous observons l'évolution d'un système pendant un temps suffisamment grand, nous trouvons que le temps moyen d'être dans un état A coïncide avec la probabilité d'être en A à un instant donné. Ceci revient à dire que la moyenne temporelle est égale à la moyenne spatiale ou encore que la moyenne d'ensemble des réalisations est équivalente à une moyenne temporelle. Une façon de

se représenter l'ergodicité peut être la propagation de rayons optiques dans une cavité chaotique fermée, ces derniers ne se concentrent pas en un lieu de la cavité mais décrivent toute sa surface.

Une expérience dans ce type de milieu a été réalisée et étudiée dans [39]. Le dispositif expérimental consiste en une galette de silicium de 0.42 mm d'épaisseur et un diamètre de 20 mm. Deux pointes en aluminium sont en contact avec cette galette et sont utilisées comme des transducteurs transverses. Comme dans les expériences de retournement temporel décrites précédemment, une impulsion ultrasonore est émise par un transducteur placé en A sur la figure 2.5. Dans cette configuration le MRT est constitué d'un unique transducteur, placé en B . La durée initiale de l'impulsion d'origine est de $1 \mu s$ alors que la durée du signal enregistré en B est de $8 ms$ avec une décroissance de l'amplitude de son enveloppe en $1/e$ au bout de $4 ms$.

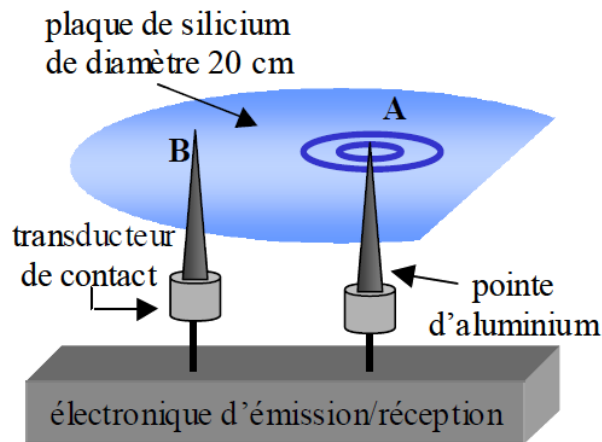


FIGURE 2.5 – Retournement temporel dans une cavité fermée, schéma issu de [40].

Cet étalement temporel du signal est dû aux multiples réflexions de l'impulsion ultrasonore sur les parois de la plaque de silicium qui donnent lieu à des échos de l'impulsion initiale. Les résultats expérimentaux de [39], montrent que nous pouvons obtenir une excellente compression temporelle du signal enregistré, inversé dans le temps et réémis en B , au point A alors qu'un seul transducteur a été utilisé comme miroir à retournement temporel. De même que pour la compression temporelle, la focalisation spatiale est vérifiée avec la concentration du champ acoustique au point A , mesurée à l'aide du transducteur initial qui est passif dans la seconde phase du retournement temporel.

Une notion de contraste, qui caractérise la qualité de la compression temporelle au point d'émission initial A , a également été introduite dans [39]. Elle est définie comme le rapport entre l'intensité du pic de refocalisation et l'intensité du bruit résiduel entourant le pic comme nous pouvons l'observer sur la figure 2.6. Cette notion sera abordée dans le chapitre suivant comme un outil de dimensionnement de la qualité de focalisation temporelle dans un milieu réverbérant.

2.1.6 Retournement temporel dans une chambre réverbérante

Une première expérience de retournement temporel dans le domaine des ondes électromagnétiques a alors été réalisée dans [22]. La principale limitation de la transposition de cette technique aux fréquences micro-ondes, réside dans la technologie d'acquisition du champ et de la génération des signaux retournés dans le temps à l'aide de générateurs de formes d'ondes arbitraires. Afin de s'affranchir de cette limitation, une expérience a été réalisée en utilisant une modulation IQ [41], pour ramener le traitement des signaux du champ échantillonné en bande de base.

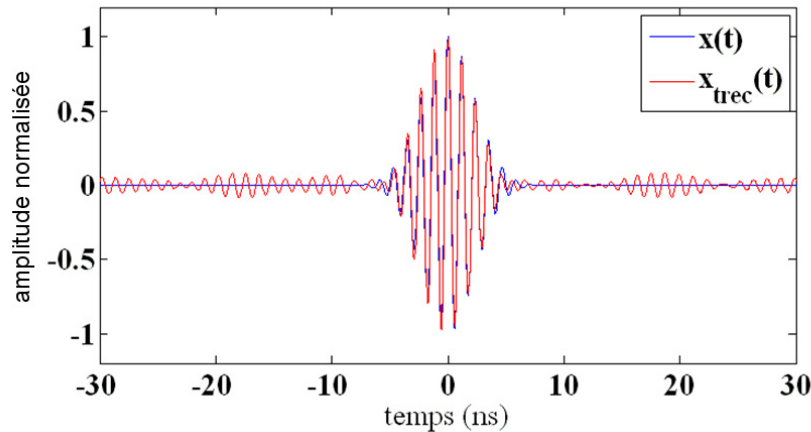


FIGURE 2.6 – Superposition de l’impulsion de référence représenté par la courbe bleue et de l’impulsion générée avec la technique du retournement temporel dans une chambre réverbérante, courbe rouge.

Le dispositif expérimental est une chambre réverbérante dont les dimensions physiques sont $3.08 \times 1.84 \times 2.44 m^3$. Le schéma de ce dispositif est représenté sur la figure 2.7

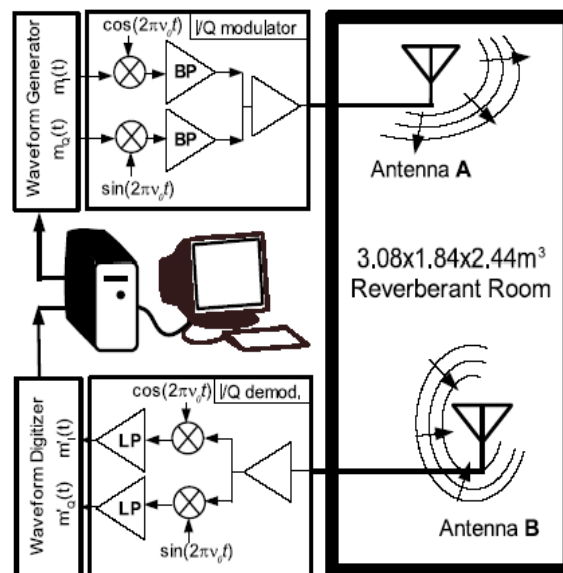


FIGURE 2.7 – Retournement temporel en bande de base dans chambre réverbérante, schéma issu de [22].

Les signaux en bande de base $m_Q(t)$ et $m_I(t)$ sont injectés sur un mélangeur qui les multiplie respectivement par $\sin(2\pi\nu_0t)$ et $\cos(2\pi\nu_0t)$, avec $\nu_0 = 2.45 GHz$. Après un étage d’amplification, le signal de sortie radiofréquence est émis par une antenne positionnée en A à l’intérieur de la chambre réverbérante. Le champ correspondant se propage et se réfléchit dans la cavité puis est échantillonné par une antenne placée en B . Le spectre du signal reçu est alors décalé pour se ramener en bande de base à l’aide d’un mélangeur et d’un filtre passe bas. Les signaux résultants

$m'_Q(t)$ et $m'_I(t)$ sont alors échantillonnés et retournés dans le temps à l'aide d'un ordinateur puis réémis par l'antenne B pour aller se focaliser sur l'antenne A .

Les résultats de mesures montrent qu'il est possible d'obtenir une focalisation temporelle et spatiale d'une impulsion avec une seule antenne comme miroir à retournement temporel dans une chambre réverbérante. A nouveau ce résultat s'explique par la présence de parois, réfléchissantes au regard du champ électromagnétique, qui génèrent des images virtuelles de l'antenne d'émission correspondant aux différents échos de l'impulsion initiale.

Il faut toutefois préciser qu'au regard de la largeur de la bande passante utilisée, 2 MHz en bande de base, soit 4 MHz autour de 2.45 GHz après le décalage des signaux vers les hautes fréquences, le support spatial de l'impulsion est si large que nous obtenons une onde quasi stationnaire lors de la focalisation. Cette observation sera justifiée par un modèle qui relie l'extension spatiale d'un front d'onde à la bande passante de l'impulsion d'excitation, présenté dans le chapitre suivant.

De plus, nous observons dans les résultats de [22] que le retournement temporel mono-antenne présente un bruit dont le niveau est important par rapport au pic de l'impulsion recréée : nous remarquons la présence de lobes secondaires de niveaux importants autour du pic, comme montré sur la figure 2.6.

2.2 Retournement temporel des ondes : la focalisation spatio-temporelle

2.2.1 Focalisation temporelle dans un milieu complexe

Il existe différentes sortes de milieux complexes au regard de la propagation d'un champ dans un milieu. Nous nous intéressons ici aux milieux multi-trajets comme ceux qui ont été utilisés dans les expériences de retournement temporel réalisées par l'équipe de M. Fink, [22], [42], [43]. Nous avons vu précédemment qu'il est possible d'obtenir ce type de milieu à l'aide de cavités résonantes fermées, galettes de silicium en acoustique ou chambres réverbérantes en électromagnétisme.

Ainsi, dans ce type de milieu, la transmission d'un signal va être déformée par la présence d'échos qui viennent s'ajouter à une impulsion d'origine. Les informations qui y sont transmises deviennent inexploitable, il en va de même pour les techniques d'imagerie où l'information recherchée peut se retrouver noyée dans les nombreux échos.

Avec la technique de retournement temporel, nous visons au contraire à exploiter ces différents échos pour amplifier l'amplitude du signal transmis en mettant en phase les différents échos pour les superposer à un instant donné pour agresser un EST sur une partie bien définie. Ceci se fait, dans le cas de systèmes présentant des pertes, au prix d'un bruit résiduel résultant de l'interférence des échos en dehors de l'instant de synchronisation.

Sur la figure 2.8, nous pouvons voir la réponse impulsionnelle d'un milieu multi-trajets.

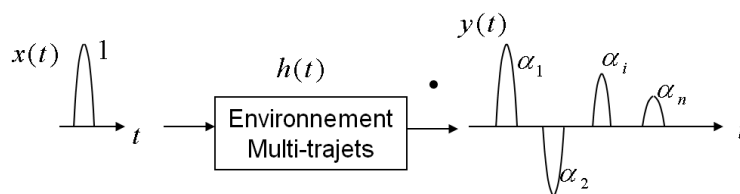


FIGURE 2.8 – Réponse d'une impulsion à un environnement multi-trajets.

Différents échos, de signes et d'amplitudes α_i différents, arrivent en une position donnée dans le milieu à différents instants t_i . La transmission du signal de référence $x(t)$ dans le milieu est

représentée par le signal $y(t) = x(t) \otimes h(t)$. Ce signal correspond au produit de convolution de la réponse impulsionnelle du milieu $h(t)$ et du signal d'excitation de ce dernier $x(t)$. La réponse impulsionnelle $h(t)$ peut être modélisée par une séquence d'échos :

$$h(t) = \sum_{i=1}^N \alpha_i \delta(t - t_i) \quad (2.10)$$

avec $\delta(t)$ l'impulsion Dirac. Le signal $y(t)$ a pour expression :

$$y(t) = \sum_{i=1}^N \alpha_i x(t - t_i) \quad (2.11)$$

Nous voyons qu'en raison de la présence des échos, la durée du signal reçu augmente d'autant plus que le milieu est diffuseur ou bien que la cavité résonante présente de faibles pertes.

La focalisation temporelle à l'aide de la technique du retournement temporel correspond alors à une compression du signal $y(t)$ qui permet de retrouver la durée de la partie cohérente du signal focalisé, $s(t)$, similaire à celle du signal de référence, $x(t)$, alors que nous sommes dans un milieu complexe. Celle-ci peut être vue comme la superposition, à un instant donné, des échos d'une impulsion se propageant dans un environnement multi-trajets.

Le retournement temporel consiste à retourner le signal reçu $y(t)$ en inversant l'ordre d'arrivée des échos de l'impulsion initiale à l'instant de focalisation, puis en injectant $y(-t)$ dans le même milieu. Cela revient à appliquer la réponse du milieu $h(t)$ à chacun des échos présents dans $y(-t)$. Nous observons alors sur la figure 2.9 que les différents échos vont se superposer et interférer de façon constructive pendant un instant donné alors qu'ils se somment avec des amplitudes et des signes différents en dehors de cet instant.

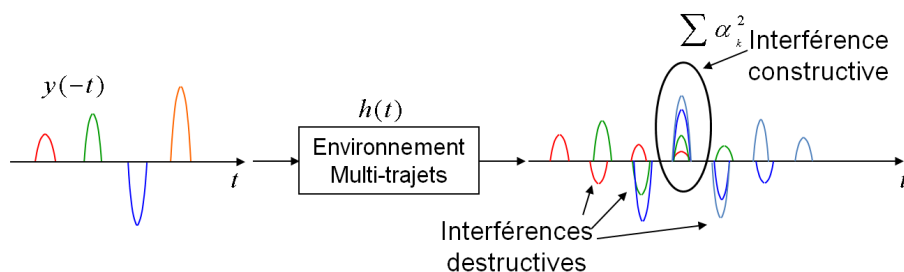


FIGURE 2.9 – Focalisation temporelle : superposition des échos de l'impulsion.

En effet, si nous calculons l'amplitude du signal $s(t) = y(-t) \otimes h(t)$ après retournement temporel, nous nous retrouvons avec une somme cohérente égale à la somme au carré des amplitudes des échos de l'impulsion initiale et la somme des produits mixtes :

$$s(t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \alpha_i \alpha_j \delta(t + t_j - t_i) x(-t) \quad (2.12)$$

A l'instant de la focalisation, l'amplitude β_0 du signal est :

$$\beta_0 = \sum_{i=1}^N \alpha_i^2 \quad (2.13)$$

et l'amplitude β_k du k^{eme} écho :

$$\beta_k = \sum_{j-i=k}^N \alpha_i \alpha_j \quad (2.14)$$

Tous les termes β_k sont le résultat de la somme incohérente des échos et forment le bruit autour de la partie cohérente de l'impulsion.

Ainsi, la vitesse d'accroissement de l'amplitude du signal au moment de la superposition des échos est plus importante que celle des produits mixtes des amplitudes des échos en dehors de cet instant. Ceci est valable à la condition que les amplitudes des α_i soient proches les unes des autres, i.e., si le milieu présente peu de pertes. Maintenant si l'atténuation des échos lors de la transmission de l'impulsion dans le milieu de propagation est très élevée, alors la somme des α_k^2 n'augmentera pas aussi rapidement et nous allons nous retrouver avec l'amplitude de la partie cohérente des échos du même ordre de grandeur que l'amplitude des interférences des échos en dehors de l'instant de focalisation temporelle. L'impulsion recréée reste alors noyée dans le niveau de bruit du signal. Voilà pourquoi la condition de faibles pertes du milieu de propagation est indispensable à l'efficacité de la technique de retournement temporel.

Nous pouvons aussi imaginer un milieu multi-trajets sans pertes qui a pour réponse impulsionnelle $h'(t)$, dont l'amplitude des échos correspondant à chaque trajet prend la valeur ± 1 . Ceci peut être réalisé avec une cavité résonante sans pertes, dans laquelle chaque réflexion du champ généré par l'introduction d'une impulsion va entraîner un changement de signe de son amplitude, comme nous pouvons le voir sur la figure 2.10.

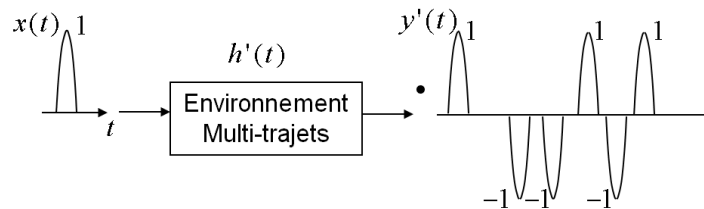


FIGURE 2.10 – Réponse d'une impulsion à un environnement multi-trajets dont l'amplitude des échos prennent la valeur ± 1 .

Nous pouvons appliquer à nouveau le processus du retournement temporel en injectant le signal $y'(-t)$ dans le milieu $h'(t)$. Nous obtenons alors le signal compressé dans le temps $s'(t)$ représenté sur la figure 2.11

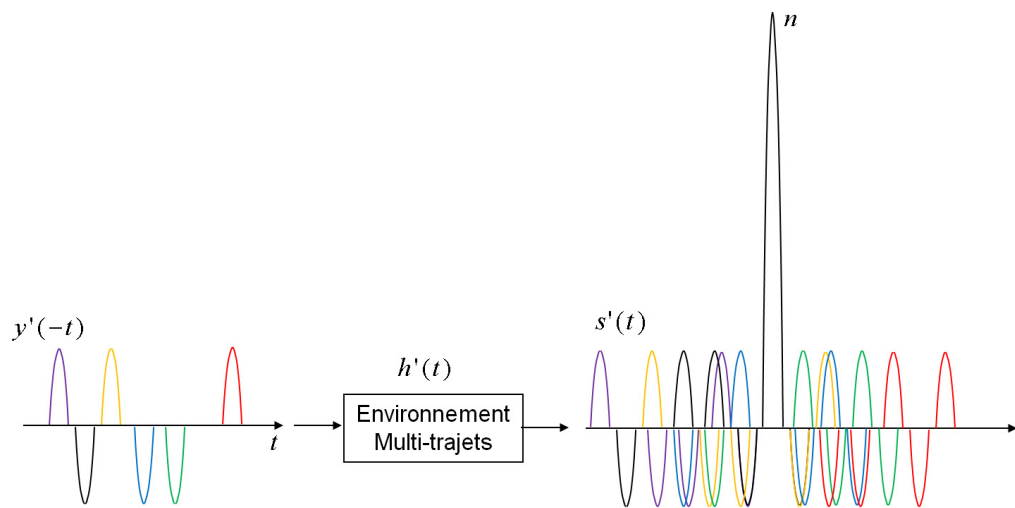


FIGURE 2.11 – Focalisation temporelle : superposition des échos de l'impulsion

De même que précédemment, nous voyons que nous obtenons une superposition des échos en phase au centre du signal qui croît en :

$$\beta'_0 = \sum_{i=1}^N \alpha_i^2 = N \quad \text{et} \quad \beta'_k = \sum_{j-i=k}^N \alpha_i \alpha_j \quad (2.15)$$

avec β'_0 et β'_k les amplitudes respectives des échos à l'instant du pic de focalisation et en dehors de la partie cohérente de $s'(t)$. De plus, nous pouvons faire l'hypothèse que dans le cas d'une chambre réverbérante quasi sans pertes, les échos du signal $s'(t)$ qui arrivent à des instants proches vont s'annuler. Ainsi, nous pouvons faire l'hypothèse que pour un grand nombre d'échos, nous obtenons une valeur moyenne de la somme des produits mixtes qui tend vers zéro en dehors de l'instant de synchronisation.

Nous pouvons également décrire le procédé du retournement temporel à l'aide de la réponse impulsionnelle $h(t)$ du milieu de propagation comme un filtrage adapté au sens de l'optimisation du rapport signal à bruit entre l'amplitude du pic des échos superposés et celle des échos non synchronisés, considérés comme un bruit : avec $x(t)$ le signal d'origine, $y(t)$ le signal transmis

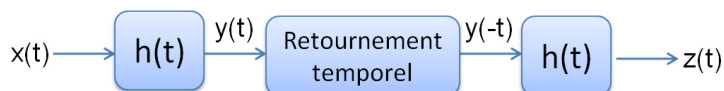


FIGURE 2.12 – Focalisation temporelle : diagramme du processus de retournement temporel à partir de la réponse impulsionnelle du système.

dans le milieu de propagation $h(t)$, et $z(t)$ le signal obtenu après l'inversion dans le temps de $y(t)$ en $y(-t)$ et la transmission à nouveau dans le même milieu $h(t)$. Les signaux $y(t)$ et $z(t)$ ont les expressions suivantes :

$$y(t) = h(t) \otimes x(t) \quad \text{et} \quad z(t) = x(-t) \otimes h(-t) \otimes h(t) \quad (2.16)$$

Nous pouvons remplacer le processus du retournement et exprimer directement une réponse impulsionnelle équivalente $g(t)$ reliant le signal focalisé $z(t)$ au signal d'origine $x(t)$ comme représenté sur la figure 2.13.

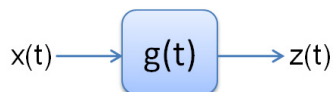


FIGURE 2.13 – Fonction de transfert équivalente au processus de retournement temporel.

Nous pouvons interpréter la technique du retournement temporel comme une modification du canal de propagation initial $h(t)$ en un nouveau canal $g(t)$. En effet, la réponse impulsionnelle équivalente $g(t) = h(-t) \otimes h(t)$ correspond à la fonction d'auto-corrélation de la réponse impulsionnelle d'origine $h(t)$.

Ainsi, plus la réponse du milieu $h(t)$ sera riche en échos, plus la fonction $g(t)$ approchera une impulsion unique, avec idéalement $g(t) = \delta(t)$, soit $z(t) = x(-t)$ qui correspondrait à une transmission du signal parfaite. Par conséquent, nous pouvons nous attendre à obtenir de bonnes performances dans les milieux complexes comme les chambres réverbérantes qui présentent un nombre d'échos très important.

Sur la figure 2.14, nous observons la transmission d'une impulsion de courte durée dans une chambre réverbérante à l'aide de la technique de retournement temporel. Nous pouvons voir des variations de l'amplitude non désirées en dehors de l'instant de focalisation temporelle. L'amplitude de ces oscillations décroît avec la largeur de la bande passante du signal d'excitation $x(t)$. Cet aspect sera étudié plus en détail dans le chapitre IV.

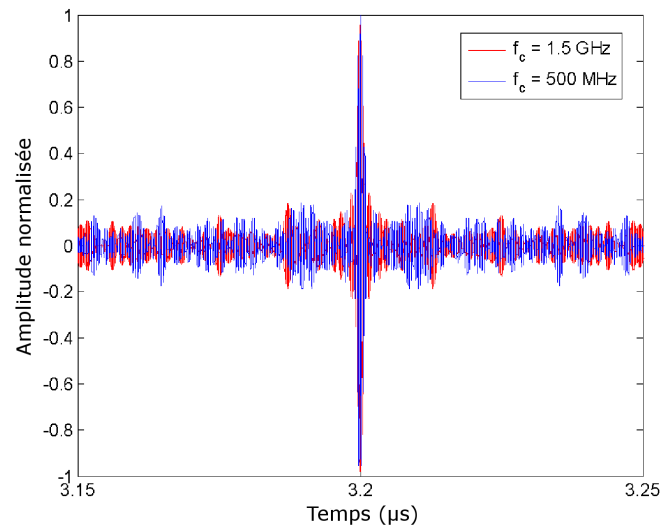


FIGURE 2.14 – Impulsion transmise dans une chambre réverbérante pour une bande passante de 200 MHz autour d'une fréquence centrale f_c . Les mesures ont été réalisées dans la chambre réverbérante de Supélec.

2.2.2 Focalisation spatiale

Nous cherchons maintenant à montrer la focalisation spatiale d'un champ électrique à un instant $t = 0$ qui correspond au pic de focalisation d'une impulsion. Dans nos hypothèses de travail, le milieu est un environnement complexe fortement diffuseur ou réverbérant, excité par un sinus cardinal dont le spectre est une porte définie sur une bande passante $B_T = \{f_1; f_2\}$.

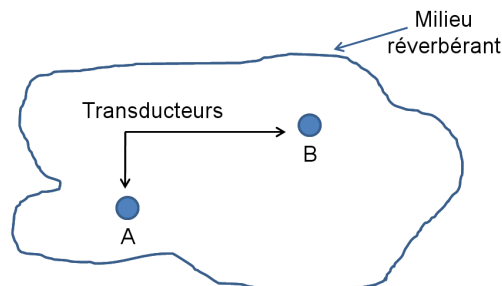


FIGURE 2.15 – Synoptique d'un système utilisant la technique de retournement temporel pour focaliser spatialement de l'énergie.

Soit $G(A, B; f)$, la fonction de Green qui relie le port d'excitation d'un transducteur situé en un point A, au champ électrique $E(A, B; f)$ observé en un point B de l'espace. Cette fonction de

Green dépend du milieu, du type de transducteur utilisé, de sa position et de celle de l'observation du champ.

Dans l'hypothèse où l'émetteur est une source ponctuelle dont la réponse impulsionnelle est intégrée dans la fonction de Green, nous avons alors $E(A, B; f) = X(f)G(A, B, f)$ et dans le cas particulier où $X(f)$ vaut 1 sur B_T , le champ électrique et la fonction de Green sont confondus.

Nous exprimons le champ $E_{RT}(A, C; f)$, reçu en un troisième point C , après utilisation de la technique de retournement temporel :

$$E_{RT}(A, C; f) = X(f)^*G(A, B; f)^*G(B, C; f) \quad (2.17)$$

avec '*' qui correspond à l'opération mathématique de conjugaison d'un nombre complexe. Nous nous sommes intéressés au champ focalisé dans le domaine temporel et plus particulièrement à l'instant où le pic de l'impulsion $x(t)$ se focalise au point C soit à $t = 0$ nous avons :

$$e_{RT}(A, C; 0) = \int_{f_1}^{f_2} X(f)^*G(A, B; f)^*G(B, C; f)df \quad (2.18)$$

Toujours dans le cas où l'impulsion $x(t)$ est un sinus cardinal, nous reconnaissons dans l'équation 2.18 la définition de la projection Hermitienne des deux fonctions de Green : $\langle G(A, B; f), G(B, C; f) \rangle$ ou dans notre cas particulier $\langle E(A, B; f), E(B, C; f) \rangle$.

De plus, cette projection n'est autre que la fonction d'autocorrélation du milieu évaluée pour une distance \overline{AC} , dont le maximum correspond à l'énergie présente dans la fonction de Green sur la bande passante B_T .

Maintenant, si $x(t)$ est différent d'un sinus cardinal, alors la fonction d'autocorrélation sera pondérée par le conjugué du spectre $X(\omega)$ du signal d'excitation. Dans le cas où ces deux points sont différents, cette projection est alors proportionnelle à l'intercorrélacion spatiale des fonctions de Green dont la valeur diminue avec la distance entre ces derniers [44].

Nous pouvons illustrer la focalisation spatiale d'un front d'onde dans un milieu complexe sur la figure 2.16. Ce résultat est issu d'une simulation d'une cavité résonante bi-dimensionnelle. Nous pouvons voir, que la distribution du champ est concentrée dans une région limitée de la cavité et se propage en direction d'un objet métallique, contrairement à la distribution quasi uniforme dans tout le volume du milieu réverbérant qui s'établit lors d'une utilisation classique des chambres réverbérantes.

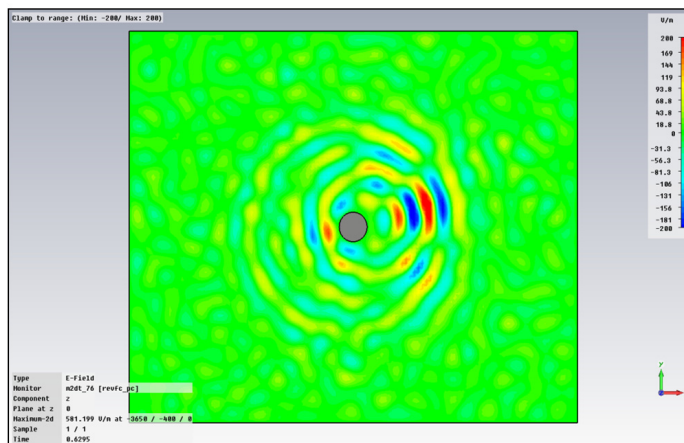


FIGURE 2.16 – Exemple de la focalisation spatiale d'un front d'onde dans une chambre réverbérante.

2.2.3 Retournement temporel appliqué aux chambres réverbérantes

L'utilisation de signaux impulsionnels est un aspect important d'un point de vue normatif pour les tests d'immunité rayonnée, notamment dans le domaine militaire [12]. Néanmoins, la difficulté de la transmission de signaux pulsés dans une chambre réverbérante est un fait établi. En effet, il faut que la durée de l'impulsion soit suffisamment longue par rapport à la constante de temps τ de la chambre afin d'éviter une distorsion trop importante du signal transmis dans le milieu réverbérant [13].

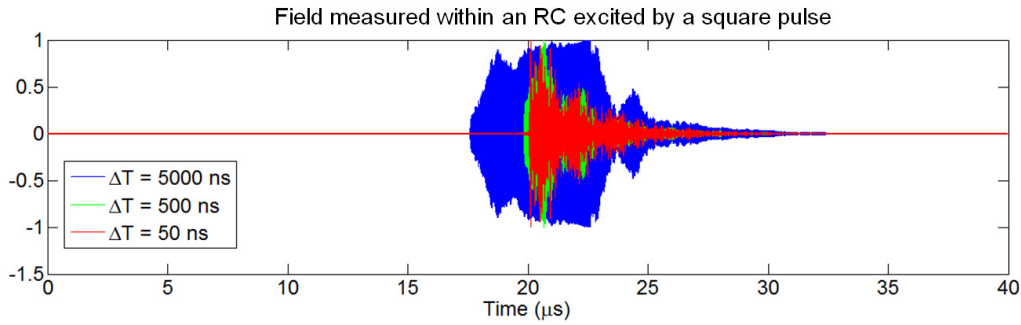


FIGURE 2.17 – Champ mesuré dans une chambre réverbérante, excitée par une impulsion carrée de différentes largeurs temporelles Δ_T .

Nous observons sur la figure 2.17 que la forme de l'impulsion transmise dans la chambre ne présente plus l'enveloppe d'une impulsion carrée dès lors que la durée de l'impulsion initiale Δ_T est trop brève, comme nous pouvons le voir avec les signaux dont la durée est inférieure ou égale à 500 ns. Sachant que la constante de temps d'une chambre réverbérante a pour expression :

$$\tau = \frac{Q}{2\pi f_0} \quad (2.19)$$

avec Q le coefficient de qualité moyen associé aux modes de résonance de la chambre, excités sur une bande passante donnée, et f_0 la fréquence centrale du signal d'excitation de la cavité. Sachant qu'il nous faut une durée d'impulsion à transmettre $\Delta_T \gg \tau$, il vient :

$$\frac{B_T}{f_0} \ll \frac{2\pi}{Q} \quad (2.20)$$

Nous remarquons ainsi que, pour un coefficient de qualité moyen Q élevé, nous devons imposer une forte contrainte sur le spectre de l'impulsion en choisissant un spectre à bande très étroite. L'utilisation de la technique de retournement temporel dans une chambre réverbérante présente l'avantage d'autoriser la transmission de signaux pulsés très brefs. Ceci est particulièrement intéressant car cela permet d'accroître la puissance instantanée du champ lors de l'instant de la focalisation.

De plus, la focalisation spatiale permet de concentrer l'énergie injectée dans la chambre dans un volume réduit au lieu d'avoir une distribution statistiquement homogène et isotrope dans toute l'enceinte blindée. Ceci se traduit par une augmentation de la densité de puissance. Nous pouvons concevoir aisément que l'association de ces deux propriétés, temporelle et spatiale, va permettre d'atteindre des niveaux de champ plus importants que dans le cadre d'une utilisation conventionnelle des chambres réverbérantes pour une même quantité d'énergie injectée. Ce dernier point sera abordé plus en détail dans le chapitre suivant.

Une façon plus visuelle d'appréhender ce qui se passe dans une chambre réverbérante est l'utilisation de spectrogrammes. Nous avons représenté sur la figure 2.18 la répartition de l'amplitude normalisée du spectre de fréquence d'une impulsion en fonction du temps.

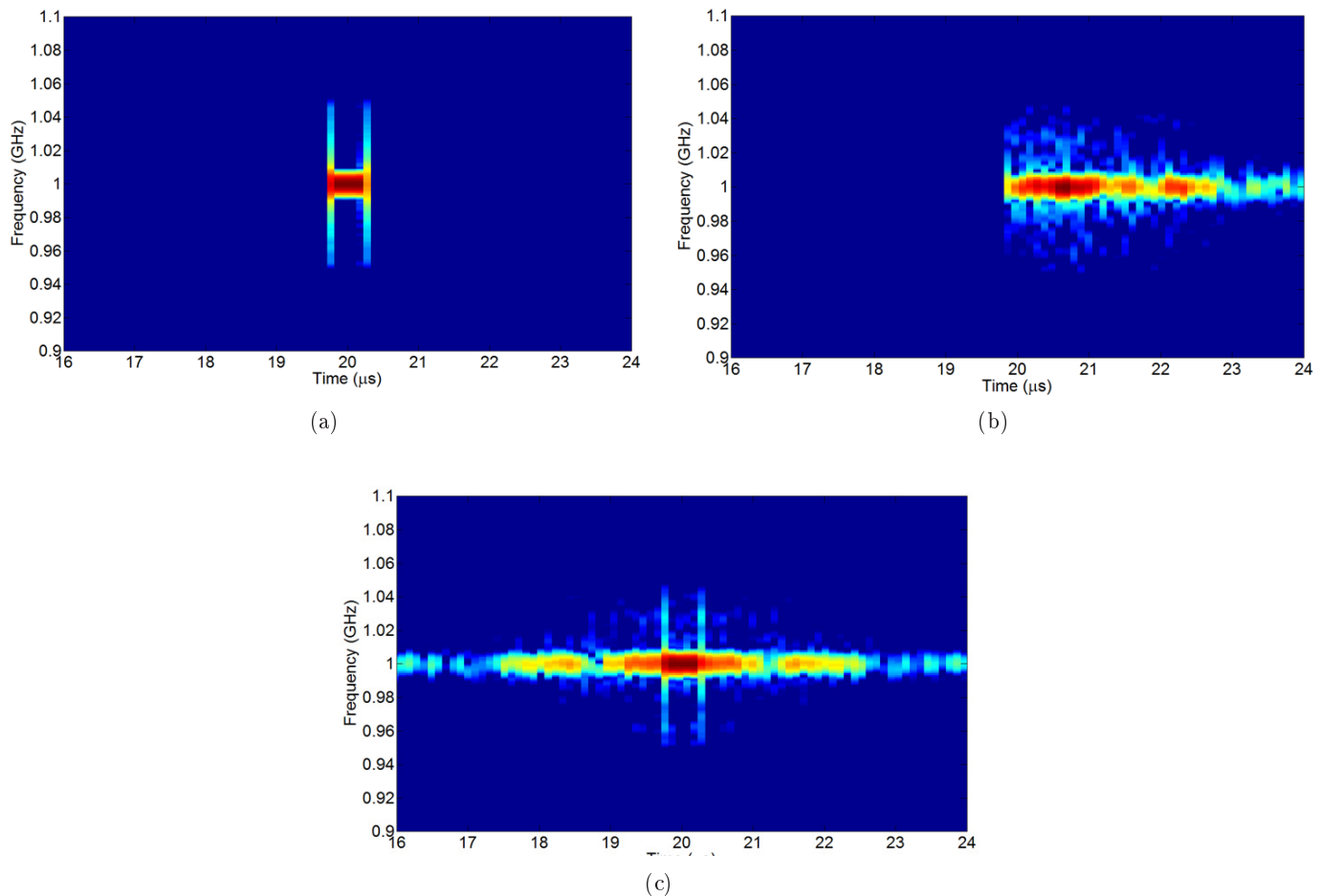


FIGURE 2.18 – (a) Spectrogramme de l'impulsion de référence à transmettre. (b) Spectrogramme de l'impulsion transmise dans une chambre réverbérante. (c) Spectrogramme de l'impulsion transmise dans une chambre réverbérante à l'aide de la technique du retournement temporel.

Nous pouvons observer sur le spectrogramme de l'impulsion, figure 2.18(a), que nous allons introduire dans la chambre réverbérante une excitation large bande, avec des fronts montants et descendants qui présentent un large spectre. Ainsi, nous allons exciter un grand nombre de modes de façon incohérente, ce qui conduit à une dispersion de l'énergie dans les fréquences et dans le temps comme nous pouvons l'observer sur la figure 2.18(b).

Cependant, avec la technique du retournement temporel, nous visons à exciter les modes de la chambre de façon synchrone pour approcher le mieux possible l'impulsion d'origine. A cet effet, les modes ne sont pas excités en même temps, ce qui nécessite une phase de préparation pour obtenir le signal d'excitation adapté à la réponse du milieu comme nous pouvons le constater sur la figure 2.18(c). Ceci se traduit par un transitoire où le champ retourné se réfléchit sur les parois et donne lieu à une distribution non cohérente avant d'obtenir celle souhaitée de l'impulsion à l'instant de la focalisation spatio-temporelle.

2.3 Nouveau paradigme pour la technique de retournement temporel

Nous venons de voir que la technique de retournement temporel est particulièrement adaptée à la transmission de signaux entre deux transducteurs capables de rayonner et de recevoir un champ. En utilisant la technique de retournement temporel, la génération et la propagation d'un champ électromagnétique peuvent être considérées comme une agression pour tout objet se trouvant sur le trajet d'un front d'onde dont nous pourrions contrôler les caractéristiques, si celui-ci ne se focalisait pas uniquement sur l'antenne qui a permis de rayonner le champ en premier lieu. Nous comprenons ainsi pourquoi l'utilisation de la technique de retournement temporel nécessite d'être adaptée pour permettre non seulement la focalisation d'un champ sur un détecteur ponctuel, mais également la génération d'un front d'onde et réaliser ainsi une véritable agression sur un objet sous test.

Nous allons montrer dans un premier temps pourquoi la technique de retournement, telle qu'elle est utilisée habituellement, n'est pas adaptée aux tests d'immunité rayonnée. Puis, nous verrons comment modifier cette technique pour parvenir à proposer un moyen de test alternatif à l'utilisation des chambres réverbérantes et anéchoïques.

2.3.1 Le retournement temporel est-il adapté aux tests d'immunité rayonnée ?

Il est important de rappeler que d'une façon générale, un objet ou un système sous test n'est pas une antenne avec un port d'excitation qui permettrait d'assurer la première phase du retournement temporel : c'est-à-dire de rayonner un front d'onde suivant une direction particulière et une polarisation donnée pour que celui-ci soit échantillonné par une autre antenne avant d'être renversé dans le temps puis de nouveau émis.

Une première possibilité pourrait être de placer une antenne à la place de l'objet sous test et de la faire rayonner sur différentes directions et polarisations de façon à constituer une base de données pendant la première phase du retournement temporel. Ensuite, l'antenne est remplacée par l'objet sous test puis est illuminée par le champ qui aurait dû se focaliser sur l'antenne d'émission.

Cependant, ce scénario n'est pas réaliste dans le cadre d'un environnement comme les chambres réverbérantes. En effet, si le milieu est fortement modifié par l'introduction de l'objet, alors l'inter-corrélation des réponses impulsionnelles, rappelée dans la section précédente, sera nulle. Ceci nous indique que la première phase du retournement temporel doit être effectuée en présence de l'objet dans la chambre lorsque ce dernier présente de fortes pertes ou qu'il est très diffuseur.

Une autre possibilité est de placer une antenne directement sur l'objet sous test. Prenons l'exemple suivant : le protocole expérimental consiste en l'émission d'un signal dans l'enceinte blindée à partir de l'antenne radio d'un véhicule, figure 2.19(a). Le signal est alors enregistré sur une antenne de réception disposée dans la chambre réverbérante. Puis dans une seconde phase, le signal enregistré est renversé dans le temps et réémis par l'antenne de réception, figure 2.19(b). Le signal retourné se focalise sur le pied de l'antenne.

Nous pouvons nous poser la question de l'intérêt de ce type de test d'un point de vue immunité rayonnée, car l'impulsion vient se focaliser sur uniquement le pied de l'antenne. En effet, ce n'est pas l'équipement sous test qui est la source de rayonnement dans la première phase du retournement temporel mais l'antenne radio intégrée. Il n'y a aucun contrôle sur la position de la focalisation sur une zone de l'EST ou sur la direction de propagation de l'onde émise dans la deuxième phase, elle ne peut que venir se focaliser à nouveau sur l'antenne.

Une solution alternative serait d'utiliser une ou plusieurs antennes plaquées sur l'objet. Prenons l'exemple d'une antenne patch posée sur le châssis métallique d'une voiture. La distribution

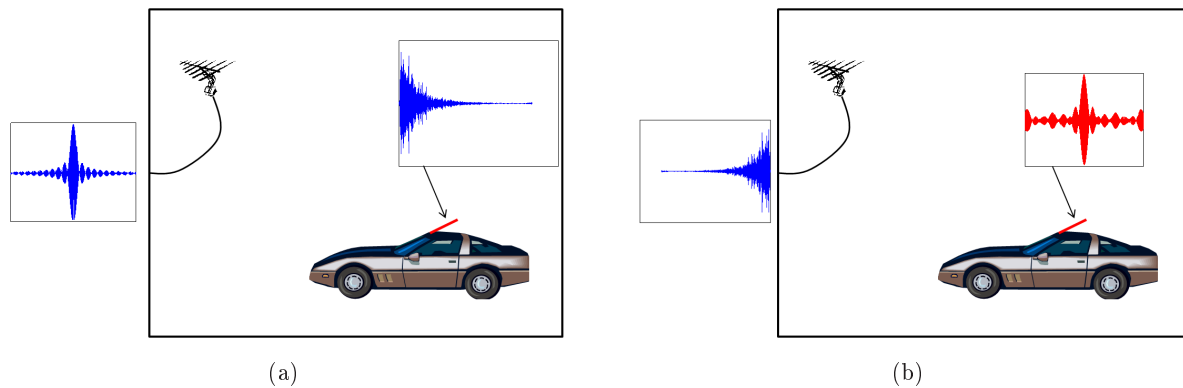


FIGURE 2.19 – (a) Première phase du processus de retournement temporel, envoi d’une impulsion de courte durée. (b) Seconde phase du retournement temporel, focalisation sur le pied de l’antenne du véhicule.

de courants de surface de l’antenne patch en espace libre est représentée sur la figure 2.20(a) et sert de référence.

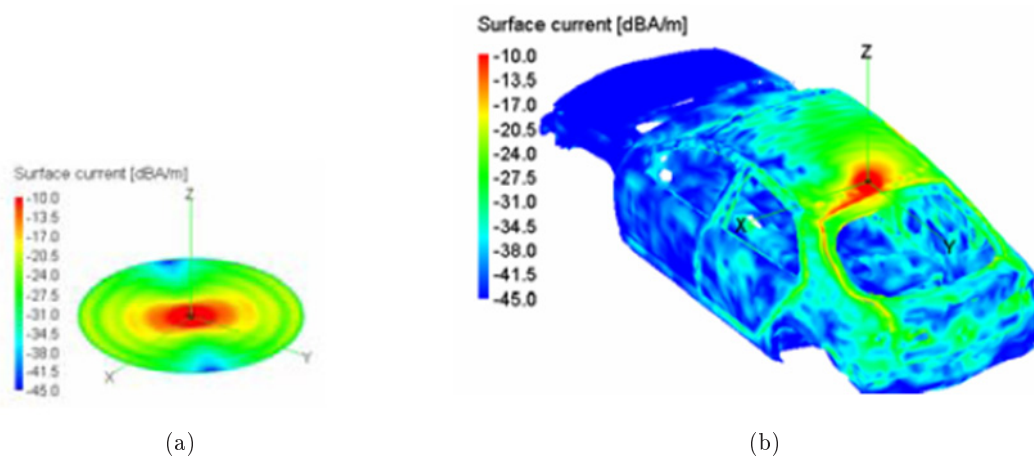


FIGURE 2.20 – (a) Distribution des courants de surface d’une antenne patch en espace libre. (b) Distribution des courants de surface du système antenne patch et châssis de voiture en espace libre. Illustrations issues de [45].

Sur la figure 2.20(b), nous pouvons voir que la présence du châssis va induire des courants de surface que nous ne maîtrisons pas à priori et va modifier ainsi le rayonnement de l’antenne patch. Cela signifie que l’utilisation de ce type de solution pour appliquer la technique de retournement temporel nécessiterait l’étude du rayonnement du système complet, objet sous test avec l’antenne, pour chaque configuration de test que nous souhaitons créer : direction de propagation, polarisation du champ. Par conséquent, ceci n’est pas envisageable car les différentes configurations seraient propres à chaque EST.

2.3.2 Séparation de la phase d’émission et de la phase de réception du retournement temporel : nouveau paradigme

En faisant une analogie avec l’utilisation habituelle du retournement temporel, appliqué entre une antenne et un ensemble de transducteurs, comme nous pouvons le voir sur la figure 2.21, nous comprenons pourquoi il faut développer un système qui va permettre de rayonner le front

d'onde, dans la première phase, à la place de l'objet sous test. Il faut néanmoins que ceci soit fait en présence de l'objet pour que son influence sur le milieu de propagation soit prise en compte.

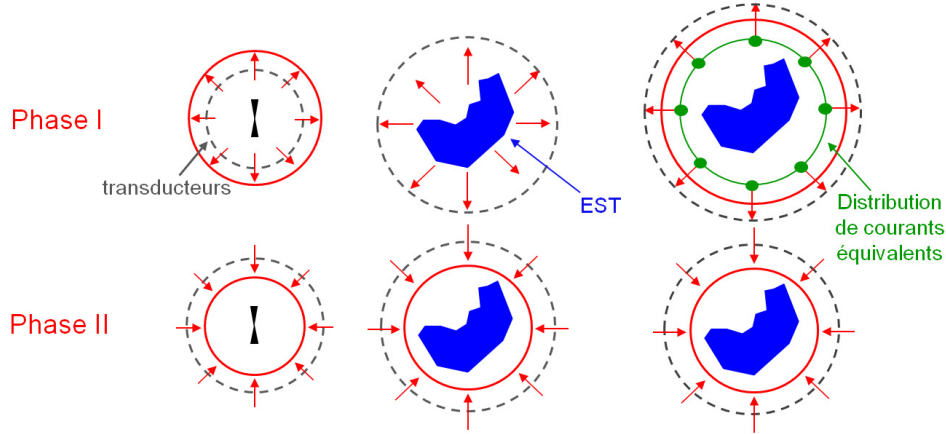


FIGURE 2.21 – Analogie avec le retournement temporel conventionnel.

Pour y parvenir, nous pouvons utiliser le principe d'équivalence rappelé dans [46], exprimé pour un champ électromagnétique harmonique, afin de déporter le rayonnement d'une source localisée sur une surface de distribution équivalente de courants électromagnétiques. Ceci permet de définir un volume de test à l'intérieur de cette surface équivalente dans lequel est placé l'objet sous test.

Le principe de ce théorème repose sur l'expression de la continuité des composantes tangentes du champ électrique et du champ magnétique générés par une distribution de courants surfaciques électriques J_s et magnétiques M_s sur une interface S séparant deux régions de l'espace. Nous pouvons définir R_1 la région à l'extérieur de l'interface et R_2 à l'intérieur avec \mathbf{n} la normale à la surface orientée vers R_1 . Nous avons alors l'équation suivante :

$$\mathbf{n} \wedge [\mathbf{H}^{(1)} - \mathbf{H}^{(2)}] = \mathbf{J}_s \quad \text{et} \quad [\mathbf{E}^{(1)} - \mathbf{E}^{(2)}] \wedge \mathbf{n} = \mathbf{M}_s \quad (2.21)$$

avec les indices (1) et (2) correspondant respectivement aux régions de part et d'autre de S où les composantes tangentes des champs E et H sont évaluées.

L'avantage avec le principe d'équivalence, lorsque nous nous intéressons uniquement au champ dans une région donnée, est qu'il n'est pas nécessaire de connaître les sources réelles dans tout le volume, mais uniquement les distributions de courants équivalents J_s et M_s sur une surface fermée qui englobe celles-ci.

Le principe d'équivalence peut s'exprimer sous plusieurs formes, dont la formulation dite externe, et sa réciproque dite interne. Ce théorème est très souvent employé dans sa formulation externe qui est représentée sur la figure ci-dessous où nous cherchons à maintenir le même champ, créé initialement par un ensemble de sources électromagnétiques, à l'extérieur du volume mais nul à l'intérieur.

L'expression des courants équivalents est la suivante :

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{n} \wedge \mathbf{H} \quad \text{et} \quad \mathbf{M}_s = \mathbf{E} \wedge \mathbf{n} \quad (2.22)$$

avec \mathbf{E} et \mathbf{H} les champs électriques et magnétiques sur la surface fermée S .

De plus, le principe d'équivalence peut être utilisé non seulement pour réaliser un front d'onde sphérique à l'aide d'un ensemble de courants électromagnétiques équivalents, se substituant à celui émis par une source ponctuelle qui aurait été dans le volume de test, mais potentiellement toute forme de fronts d'onde pouvant être rayonnés en espace libre.

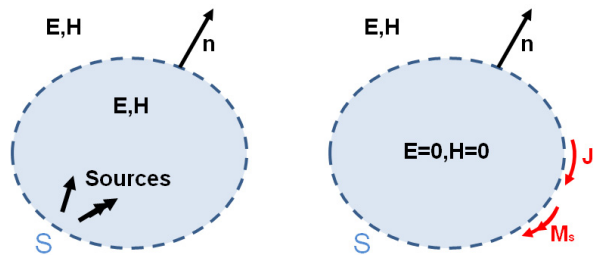


FIGURE 2.22 – Illustration du problème externe du principe d'équivalence avec un champ électromagnétique nul dans le volume décrit par la surface S .

Toutefois, mettre en oeuvre une distribution continue de courant sur une surface de forme quelconque n'est pas réaliste car les sources de rayonnement physiques, comme des antennes dipôles, présentent une extension finie non négligeable. Une possibilité est d'appliquer le théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon. Nous pouvons ainsi diminuer le nombre de sources à utiliser en discrétisant spatialement la surface équivalente. Cet aspect sera développé dans le chapitre suivant. Nous avons alors deux blocs fonctionnels : l'ensemble des sources qui repré-

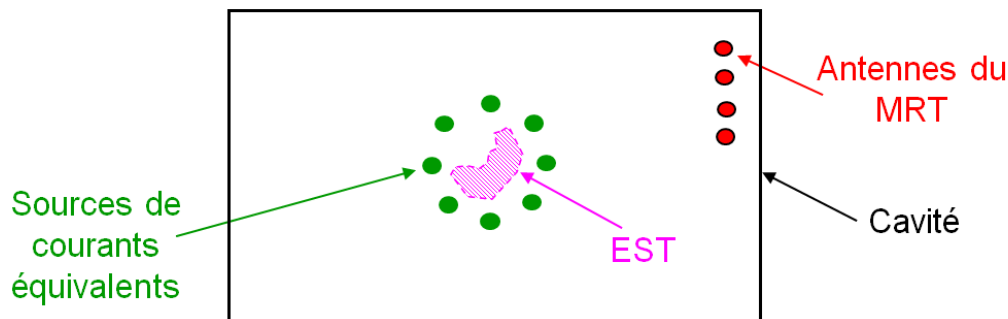


FIGURE 2.23 – Représentation schématique de la Chambre Électromagnétique à Retournement Temporel : TREC.

sente la distribution discrète des courants équivalents sur la surface de test : le réseau de surface équivalente (RSE) et l'ensemble des antennes qui constituent le miroir à retournement temporel (MRT), représentés sur la figure 2.23. Nous nous sommes intéressés à appliquer ce nouveau paradigme du retournement aux chambres réverbérantes afin de profiter de leurs propriétés physiques : faibles pertes, forts niveaux de champs, tout en apportant la possibilité de transmettre des impulsions cohérentes de courte durée et de contrôler la distribution spatio-temporelle de fronts d'onde pour améliorer les performances des tests d'immunité rayonnée. Les possibilités de la chambre électromagnétique à retournement temporel (TREC) seront résumées dans le dernier paragraphe de ce chapitre.

Néanmoins, une difficulté d'ordre pratique apparaît lorsque nous souhaitons faire rayonner les courants équivalents pour générer le front d'onde souhaité. En effet, il est aisé de faire rayonner des champs électriques en injectant des courants électriques dans des antennes comme des dipôles, mais ceci n'est pas aussi simple avec des courants magnétiques. Même s'il existe des solutions comme les boucles de courants, la fréquence de résonance dépasse rarement le GHz et la bande passante est généralement étroite, sans parler du coût de fabrication élevé. C'est pourquoi, nous avons choisi de développer un système qui optimise le contrôle de la distribution spatio-temporelle

du champ électrique uniquement en faisant abstraction de la composante du champ magnétique.

2.3.3 Fenêtre temporelle : condition de propagation en espace libre

Il faut avoir à l'esprit que le retournement temporel est une méthode qui assure une focalisation en espace et en temps pendant une durée limitée. Ainsi, nous savons que cette technique temporelle permet de recréer toutes les étapes de propagations du champ rayonné dans la phase d'échantillonnage, première phase du retournement temporel, et permet d'assurer les mêmes conditions de propagation.

Aussi, dans un premier temps, nous pouvons faire l'hypothèse que dans une chambre réverbérante, avant toute interaction avec les parois de la cavité résonante, un front d'onde va se propager dans les conditions de l'espace libre s'il ne rencontre aucun obstacle sur son chemin pendant une fenêtre temporelle. La durée de celle-ci est $T = d/(2c_0)$, où d est la plus petite distance entre les éléments du RSE et la paroi la plus proche, c_0 étant la vitesse de la lumière dans l'air. Dans un second temps, le front d'onde se réfléchit sur les murs de la chambre et donne naissance à de multiples échos comme nous l'avons expliqué précédemment. Ces deux moments temporels sont enregistrés par le miroir à retournement temporel puis "rejoués" dans l'ordre inverse avec cette fois une première phase incohérente où le champ se réfléchit un grand nombre de fois sur les parois et donne lieu à une distribution de champ aléatoire dans tout le volume, puis, une seconde phase où les conditions de propagation en espace libre sont "restaurées" avec cette fois le front d'onde qui converge vers la position de source initiale de rayonnement.

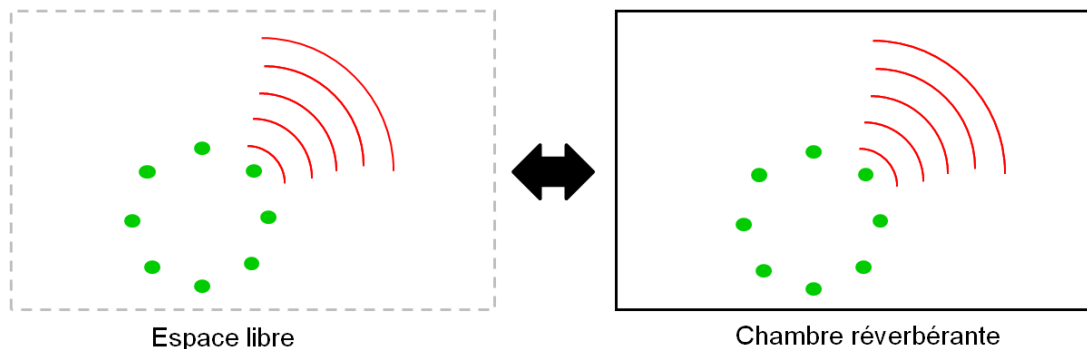


FIGURE 2.24 – Rayonnement du RSE en espace libre et dans une cavité sans interaction avec les parois.

Nous verrons dans les chapitres 4 et 5 que les résultats de simulations numériques, puis expérimentaux, prouvent la véracité de l'hypothèse d'une fenêtre temporelle où les conditions de propagation sans la chambre réverbérante sont les mêmes qu'en espace libre.

2.3.4 Approche fonction de transfert généralisée et synthèse directe du champ électrique

Nous allons maintenant nous intéresser à l'utilisation d'un miroir à retournement temporel constitué de plusieurs antennes pour la génération d'un front d'onde cohérent dans une chambre réverbérante. Nous avons représenté sur la figure 2.25 un milieu réverbérant de forme rectangulaire dans lequel nous avons disposé un ensemble de sources qui correspondent à la discrétisation de la surface de courants électriques équivalents. Nous avons également un nombre fini N_a d'antennes utilisées comme miroir à retournement temporel.

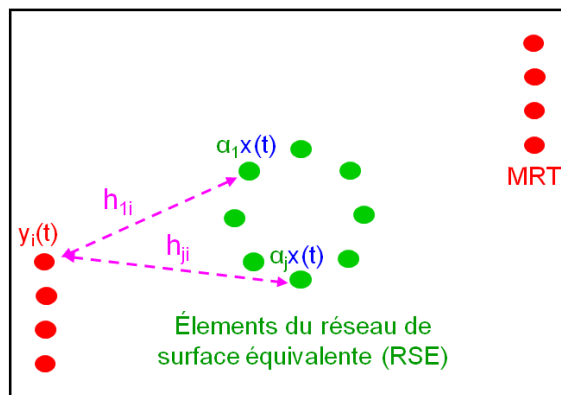


FIGURE 2.25 – Approche fonction de transfert entre les éléments du RSE et les antennes du MRT.

Prenons un signal d'excitation $x(t)$ appliqué de la même façon sur chacun des éléments du réseau de surface équivalente. Chaque antenne du miroir à retournement temporel va recevoir la somme des contributions rayonnées par chaque élément du réseau de surface équivalente.

Nous pouvons définir, une réponse impulsionnelle $h_{ij}^k(t)$ qui caractérise le canal de transmission entre l'antenne numéro i et l'élément du RSE numéro j , suivant la polarisation k . Nous excitons alors les éléments du RSE par un signal $\alpha_j^k x(t)$. En utilisant une approche de type fonction de transfert généralisée, nous pouvons exprimer les signaux $y_i(t)$ reçus sur chaque antenne du miroir à retournement temporel avec l'équation suivante :

$$y_i^k(t) = \sum_{j=1}^M h_{ij}^k(t) \otimes \alpha_j^k x(t) \quad (2.23)$$

avec k la polarisation d'excitation, M le nombre d'éléments rayonnants du RSE, et α_j^k un scalaire qui représente le poids associé à chaque élément du RSE suivant la polarisation k , pour que le RSE rayonne un front d'onde suivant une certaine distribution spatiale. Nous pouvons exprimer cette équation dans le domaine fréquentiel où l'opération de convolution se réduit à un produit :

$$Y_i^k(f) = X(f) \sum_{j=1}^M \alpha_j^k H_{ij}^k(f) \quad (2.24)$$

Il faut toutefois souligner le fait que dans une application industrielle du système, il faudra injecter simultanément la forme temporelle du signal renversé dans le temps, $y_i(-t)$, sur le port de chaque antenne à l'aide d'une transformée de Fourier inverse de $Y_i^*(\omega)$. Rappelons que l'opérateur de conjugaison $*$ dans le domaine fréquentiel permet de retourner le signal dans le domaine temporel.

Dans le cadre de la validation et de l'étude du système proposé, nous resterons sur l'utilisation de cette approche de type fonction de transfert généralisée afin de s'affranchir de la limitation technologique que constitue l'excitation synchrone du système dans le domaine temporel. En effet, il sera nécessaire, le cas échéant, de développer une électronique dédiée pour la synthèse et la synchronisation des signaux à injecter sur les ports des antennes du MRT.

Nous pouvons remarquer dans l'équation (2.24) que les seules quantités qui ne sont pas définies par l'utilisateur sont les fonctions de transfert et qu'elles dépendent uniquement du milieu de propagation. Aussi, si ces dernières sont connues, il est alors possible de s'affranchir de la

phase d'émission du retournement temporel et de synthétiser directement les signaux nécessaires à la création du front d'onde cohérent dans un milieu fortement réverbérant. Ceci est un point fondamental car il présente l'avantage de ne plus avoir besoin de faire rayonner physiquement le RSE et de chercher à constituer une base de donnée des différentes configurations de tests. Cela offre la possibilité de calculer à la volée les signaux de synthèse à injecter sur les ports des antennes en fonction des directions ou de la distribution spatiale souhaitées, en jouant sur les paramètres de l'équation introduite ci-dessus.

Cette approche nécessite tout de même une phase de caractérisation lourde du milieu de propagation, surtout lorsque celle-ci n'est pas automatisée, car il faut déterminer l'ensemble des fonctions de transfert entre les antennes du MRT et l'échantillonnage spatial de la surface du volume de test, i.e., les éléments du RSE.

2.4 Potentiel/ Possibilités de la TREC

2.4.1 Contrôle de la forme temporelle du front d'onde

Avec le changement de paradigme que nous venons d'introduire en utilisant le principe d'équivalence pour dissocier le rayonnement du front d'onde souhaité de l'objet sous test dans la première phase du retournement temporel, nous sommes finalement arrivés à une formulation qui permet la synthèse directe des signaux à injecter sur les ports des antennes du MRT, avec l'équation (2.24), à condition de connaître les fonctions de transfert entre les éléments du RSE et les antennes du MRT. Ceci présente l'avantage de s'affranchir de la première phase du retournement lorsque nous étudions d'autres configurations de test. En effet, les fonctions de transfert sont déterminées dans une seule et unique phase de caractérisation du milieu de propagation, en présence de l'objet. Ce type de procédure est intéressant car elle prend en compte implicitement l'influence, i.e., la charge due à la présence de l'objet sous test dans la cavité résonante.

Un avantage de cette formulation est donc une grande flexibilité qui permet d'étudier différentes formes d'ondes, i.e., différentes configurations de fronts d'onde sans avoir à réitérer le processus complet de retournement temporel. En effet, dans cette équation, les poids α_i^k imposent la polarisation et la distribution spatiale du front d'onde que nous souhaitons obtenir et ils sont dimensionnés par l'utilisateur.

Il y a également la possibilité d'agir sur le spectre du signal d'excitation $X(f)$ qui lui fixe l'évolution temporelle du front d'onde comme par exemple une impulsion gaussienne, un raised-cosine, ou une porte. La seule contrainte à respecter est que la bande spectrale du signal choisi soit inférieure ou égale à celle des fonctions de transferts afin que leur produit dans le domaine spectral soit valide dans notre équation. Nous pouvons voir une illustration de ce principe sur le schéma ci-dessous :

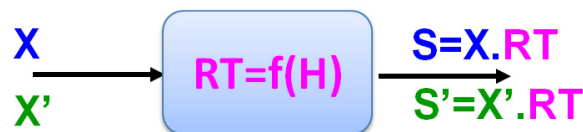


FIGURE 2.26 – Estimation de différentes formes d'onde à partir de la fonction de transfert équivalente du milieu de propagation.

Étant donné que le retournement temporel dépend principalement des différentes fonctions de transfert H_{ij}^k , une seule caractérisation des fonctions de transfert permet de prédire le nouveau signal refocalisé $S'(f)$, puis $s'(t)$ à l'aide d'une transformée de Fourier inverse, réalisée par post-

traitement, sans avoir à renouveler les mesures. Nous pouvons donc prévoir les performances du retournement temporel pour différentes formes de signal d'excitation.

Des résultats de simulations sur l'utilisation de la TREC avec différentes formes d'onde seront présentés dans le chapitre IV.

2.4.2 Contrôle de la distribution spatiale et de la direction de propagation du champ

De la même manière que pour le contrôle de l'évolution temporel du front d'onde, nous avons la capacité d'imposer une distribution spatiale de celui-ci à l'aide de l'équation (2.24), à partir des poids dont nous venons de rappeler la nature.

De plus, grâce à la fenêtre temporelle où la propagation se fait en espace libre, il est possible à l'utilisateur de la TREC de dimensionner la distribution spatiale souhaitée, et donc de déterminer la valeur des poids α_j , à l'aide de techniques de synthèse de diagrammes de rayonnement d'un réseau de sources en espace libre comme des méthodes de synthèse de réseaux conformes [47]. Ce sont ces poids scalaires qui permettent d'imposer, par exemple, un rayonnement uniforme sphérique. Ainsi, pour une répartition spatiale des éléments du RSE sur une surface sphérique, il suffit de fixer tout les α_j égaux à 1 ou alors de créer une direction de propagation privilégiée, comme nous pouvons le voir sur la figure ci-dessous.

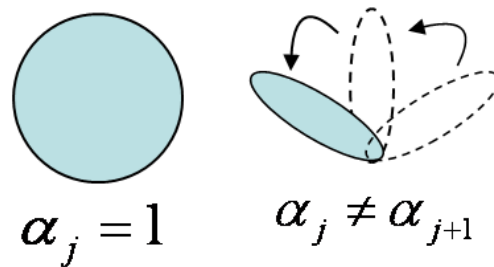


FIGURE 2.27 – Exemple de diagrammes de rayonnement en fonction des poids α_j .

Nous pouvons également, de façon simpliste, utiliser ces poids pour ne faire rayonner qu'une calotte ou un secteur de front d'onde en imposant leurs valeurs à zéro ou à un. Des résultats de mesures seront présentés dans le chapitre V démontrant le fonctionnement de ce principe simple à mettre en oeuvre mais qui entraîne une dégradation des résultats.

Enfin, nous verrons dans le chapitre suivant que nous pouvons également utiliser ces poids pour imposer un rayonnement virtuel du front d'onde vers l'extérieur du volume de test, de façon analogue à ce qu'il se passe lors de la première phase du RT classique, afin de s'affranchir d'une interaction directe avec l'équipement sous test pendant la fenêtre temporelle où la propagation se fait dans les conditions de l'espace libre.

2.4.3 Contrôle de la polarisation

Le contrôle de la polarisation d'un champ électrique est une propriété très intéressante pour les tests d'immunité rayonnée afin de vérifier la sensibilité d'un équipement sous test à la polarisation du champ. Cette propriété du retournement temporel a été démontrée de façon théorique dans [48] et sera rappelée dans le chapitre suivant.

Ainsi, nous avons la possibilité de sélectionner en temps réel la polarisation d'un champ dans un milieu fortement réverbérant. Ceci sera validé à l'aide de résultats expérimentaux qui seront présentés dans le chapitre V, permettant ainsi de proposer la première technique pour générer un champ impulsionnel, polarisé arbitrairement dans un environnement réverbérant.

Bien que cela puisse paraître contre intuitif, la qualité de la polarisation d'un champ électromagnétique de notre système ne dépend pas du taux de réjection de la polarisation croisée de l'antenne source, mais uniquement des propriétés de dépolarisation des chambres réverbérantes.

Nous avons vu précédemment que la technique de retournement permet d'obtenir une fenêtre temporelle dans laquelle les conditions de propagation du champ sont similaires à celles du rayonnement par une source en espace libre avant toute interaction avec les parois réfléchissantes du milieu réverbérant. Nous pouvons donc concevoir qu'un champ rayonné suivant une certaine polarisation dans la première phase du retournement temporel, va se rétro-propager suivant cette même polarisation dans la seconde phase du retournement temporel et ce, même s'il a été dépolarisé à la suite des multiples réflexions sur les parois du milieu. Ce phénomène est similaire à l'évolution temporelle de l'impulsion transmise en premier lieu que nous arrivons à retrouver avec le RT.

A nouveau, l'avantage de la TREC est de permettre le contrôle en temps réel des propriétés du champ sans avoir besoin d'un déplacement mécanique des sources ou d'un réseau d'antennes utilisant des polarisations diverses. Seule la modification des signaux de synthèse du champ, appliqués sur le port des antennes du miroir à retournement temporel, est suffisante pour modifier à souhait la polarisation du champ.

Les résultats expérimentaux montrent que nous pouvons obtenir, lors de la sélection d'une polarisation suivant une des trois composantes cartésiennes du champ électrique dans une chambre réverbérante, des taux de réjection des deux autres polarisations croisées supérieurs à 20 dB. Ainsi, la sélectivité de la polarisation des impulsions générées est comparable à celle que nous pouvons obtenir dans une chambre anéchoïque mais sans l'inconvénient du déplacement mécanique des sources ou de l'EST.

A titre d'exemple, nous pouvons voir sur la figure 2.28 un exemple de transmission d'une impulsion de type Gaussienne suivant une polarisation dominante \mathbf{E}_x , courbe bleue.

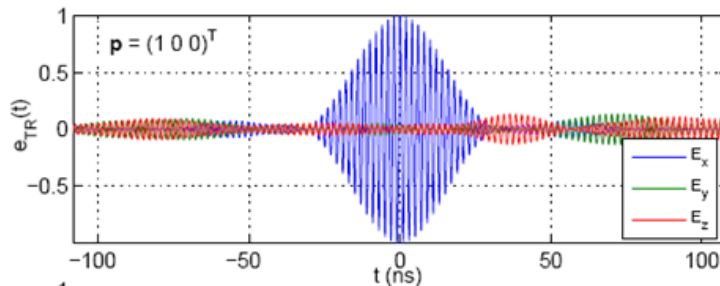


FIGURE 2.28 – Résultat de mesure montrant la focalisation d'une impulsion suivant la polarisation dominante \mathbf{E}_x . Figure issue de [48].

La variable $\mathbf{p} = (100)^T$, indiquée dans la légende de la figure 2.28, est un vecteur poids qui permet de choisir les composantes cartésiennes du champ qui sont excitées. Nous pouvons voir sur cette figure que seule la polarisation du champ suivant \mathbf{x} est excitée lorsque l'impulsion atteint son maximum à l'instant $t = 0$.

Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre un bref historique de la technique du retournement temporel ainsi que différentes applications qui ont permis de l'utiliser dans un contexte réel. Nous avons montré en quoi les milieux multi-trajets sont efficaces pour l'utilisation du retournement temporel afin de transmettre des impulsions cohérentes dans des milieux complexes qui, par

nature, déformaient tout signal par la présence de nombreux échos. Nous avons également vu pourquoi il était nécessaire de proposer un nouveau paradigme à l'utilisation de la technique de retournement temporel en séparant le rayonnement du front d'onde dans la première phase du RT, de l'objet ou l'équipement sur lequel nous souhaitons effectuer des tests d'immunité rayonnée.

Nous sommes ainsi arrivés à un système, baptisé chambre électromagnétique à retournement temporel (TREC), qui permet potentiellement de changer en temps réel les propriétés du front d'onde que nous souhaitons utiliser pour agresser un équipement sous test. Ces propriétés sont les suivantes :

- 1) contrôle de la forme d'onde du front d'onde ;
- 2) contrôle de la direction de propagation et de la distribution spatiale du front d'onde ;
- 3) contrôle de la polarisation du champ généré.

Les avantages majeurs de ce nouveau système s'appuient sur les propriétés physiques des chambres réverbérantes. En effet, grâce à leurs faibles pertes elles permettent d'obtenir un nombre d'échos importants qui participent à la focalisation du retournement temporel. Le principal avantage étant de pouvoir atteindre de forts niveaux de champ à partir de puissances injectées relativement faibles. Mais le résultat le plus remarquable est tout de même le fait d'être en mesure de contrôler les propriétés du champ dans une chambre réverbérante d'une manière totalement déterministe et reproductible, d'une façon similaire à ce que nous pouvons réaliser comme tests d'immunité rayonnée dans une chambre anéchoïque, mais sans aucun déplacement mécanique des sources ou de l'EST.

Nous allons voir dans le chapitre suivant les éléments dimensionnant et la physique de la TREC afin de pouvoir préparer une phase de validation d'étude des performances du concept à l'aide d'un ensemble de simulations numériques, puis de mesures.

Chapitre 3

Dimensionnement et Physique de la TREC

Introduction

Nous avons réalisé dans ce chapitre un effort de synthèse des différents outils et concepts physiques qui permettent de dimensionner la chambre électromagnétique à retournement temporel et d'en analyser les performances concernant la génération de fronts d'onde cohérents et directifs.

Nous avons fait le choix de regrouper, dans cette partie du manuscrit, l'ensemble de la compréhension physique des phénomènes en présence dans notre système, acquise tout au long de la thèse, indépendamment du contexte historique. Néanmoins, il faut préciser qu'une partie de ces connaissances provient à posteriori des résultats de simulations et que ces dernières ont parfois été réalisées sans tenir compte de la totalité des notions abordées ici. Ceci sera rappelé le cas échéant dans le chapitre suivant qui traite de l'étude de faisabilité et de l'évaluation numérique de la TREC.

Nous allons nous intéresser, dans un premier temps, au signal d'excitation de la TREC qui permet de déterminer les fonctions de transfert nécessaires aux signaux de synthèse du champ, qui comme nous allons le voir, dépend des dimensions physiques de notre système. Puis, nous étudierons le comportement des antennes qui constituent le bloc du miroir à retournement temporel afin de déterminer quel type d'antennes employer au regard de la bande passante du signal d'excitation. Nous décrirons ensuite comment mettre en oeuvre le bloc du réseau de surface équivalente (RSE) et nous mettrons en avant la nécessité de générer un front d'onde se propageant uniquement vers l'extérieur du RSE. Ensuite, nous aborderons un ensemble de critères qui permettent d'évaluer les performances du système ; que ce soit dans le domaine temporel en quantifiant la qualité de transmission d'une impulsion brève dans un milieu réverbérant ou, dans le domaine spatial en comparant le front d'onde cohérent obtenu avec celui souhaité. Enfin, nous montrerons que dans le cadre d'une utilisation de la TREC pour la génération d'un champ pulsé, il existe un gain sur l'efficacité de conversion de l'énergie injectée dans le système sur l'amplitude du pic de la puissance instantanée par rapport à une utilisation conventionnelle des chambres réverbérantes.

3.1 Choix de la bande passante du signal d'excitation

La bande passante du signal d'excitation est un paramètre qui va permettre de définir l'extension spatiale du front d'onde, et doit être défini en fonction de ce que nous souhaitons observer dans la chambre.

En effet, si nous sommes intéressés par la qualité de la distribution spatiale du front d'onde, il faut dimensionner son extension spatiale en fonction de la distance du RSE aux parois de la cavité, afin d'éviter de superposer une partie du champ réfléchi au front d'onde et qui sera alors présente dans les fonctions de transfert lors de la phase de caractérisation du milieu.

Ainsi, connaissant les dimensions d'une cavité résonante, nous pouvons fixer cette extension spatiale $\Delta_s \leq l$, avec l la plus petite dimension entre le RSE et les parois de la cavité, de sorte qu'il n'y ait pas d'interférence entre la première réflexion sur les parois et la seconde moitié du front d'onde comme nous pouvons le voir sur la fig. 3.1(a)

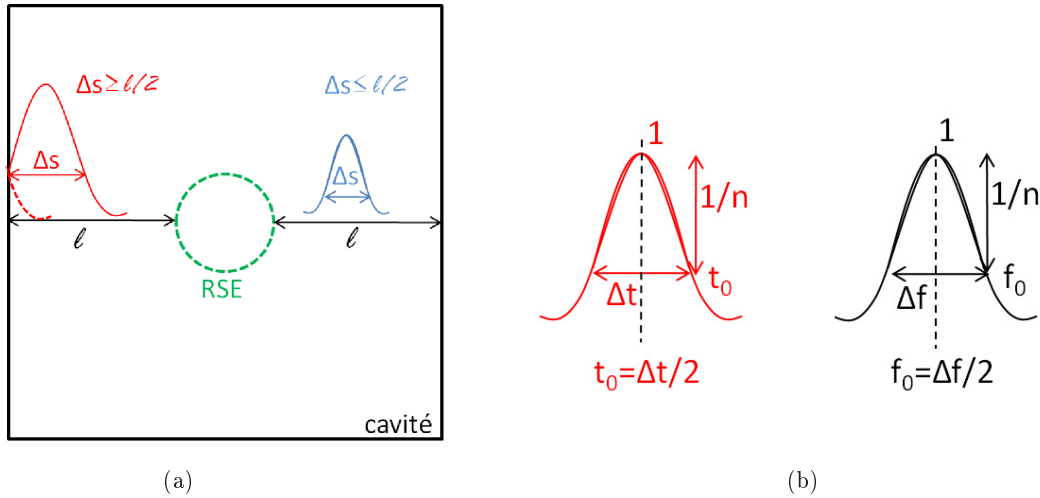


FIGURE 3.1 – (a) Représentation schématique de la propagation d'un front d'onde dans une cavité rectangulaire. (b) Représentation des enveloppes temporelles et fréquentielles du signal d'excitation.

Nous nous intéressons à un signal d'excitation de type impulsion gaussienne dont nous pouvons relier la bande passante Δf à son extension temporelle Δt et par conséquent, à son extension spatiale $\Delta s = c_0 \Delta t$, c_0 étant la célérité dans le vide.

En effet, pour ce type de signal, l'extension temporelle est dominée par son enveloppe, représentée sur la fig. 3.1(b). Choisissons un instant t_0 tel que l'amplitude maximale du signal diminue d'un facteur $1/n$ et correspond à la moitié de Δt . A partir de la décroissance exponentielle du signal, nous pouvons exprimer t_0 tel que $t_0 = \sqrt{\ln(n)/\alpha}$, avec α la largeur de l'impulsion. Nous pouvons également exprimer l'extension temporelle comme : $\Delta t = 2t_0 = \sqrt{4\ln(n)/\alpha}$. En procédant de la même manière, on exprime la bande passante $\Delta f = 2f_0 = \sqrt{4\alpha \ln(n)/\pi}$ ce qui conduit au produit $\Delta t \Delta f = 4 \ln(n)/\pi$. En imposant la condition $\Delta_s \leq l$, il vient :

$$\Delta f \geq \frac{4 \ln(n) c_0}{\pi l} \quad (3.1)$$

Nous comprenons alors pourquoi pour des cavités de dimensions relativement faibles, il faudra utiliser une bande passante relativement importante. A titre d'exemple, si nous avons une longueur minimale entre le RSE et la paroi la plus proche $l = 0.75$ m et un facteur $1/n = 0.708$ qui correspond à une bande passante définie à -3 dB, il faudra utiliser $\Delta f \geq 175$ MHz.

3.2 Les antennes du MRT

3.2.1 Topologie d'antennes à utiliser pour le MRT

Ce sont les antennes du MRT qui vont permettre de générer un front d'onde cohérent dans la cavité réverbérante grâce aux différents signaux injectés sur leurs ports et dont la synthèse a été discutée dans le chapitre précédent.

Nous venons de voir que pour une cavité dont les dimensions sont relativement petites, il est nécessaire d'exciter celle-ci avec un signal dont la bande passante peut atteindre quelques centaines de mégahertz lors de la phase de caractérisation des fonctions de transfert. Aussi, il est légitime de s'interroger sur la nécessité d'utiliser des antennes ultra larges bandes capables d'émettre efficacement sur la gamme de fréquence considérée.

Pour répondre à cette question, il faut mettre en évidence la différence de comportement d'une antenne utilisée en espace libre, et dans une chambre réverbérante. Le coefficient de réflexion d'une antenne est un paramètre souvent utilisé pour caractériser la bande passante d'une antenne fonctionnant en espace libre. Il est intéressant de revenir sur sa définition pour comprendre pourquoi ce dernier permet de traduire l'efficacité d'une antenne à rayonner sur une certaine gamme de fréquences lors d'une utilisation de celle-ci en espace libre, alors que ce n'est plus le cas dans un environnement fortement réverbérant.

Nous avons représenté, sur la figure 3.2(a), l'excitation d'une antenne en espace libre par une onde incidente a_0 . Une partie de cette onde va être transformée en un rayonnement électromagnétique, et une autre partie va revenir vers la source d'excitation donnant lieu à une onde réfléchie b_0 . Le coefficient de réflexion, $|S_{11}| = |b_0/a_0|$ traduit le rapport de l'onde réfléchie sur l'onde incidente. Ces dernières sont calculées à partir des tensions incidentes ou réfléchies sur le port de l'antenne.

Nous pouvons observer, sur la figure 3.2(b), le coefficient de réflexion d'une antenne papillon que nous avons utilisé lors de la validation expérimentale de la TREC. Celui-ci a été mesuré dans une chambre anéchoïque pour minimiser les réflexions du champ sur l'antenne et simuler un rayonnement en espace libre. Nous constatons que l'évolution de $|S_{11}|$ en fonction de la fréquence est décroissante jusqu'à la fréquence de résonance de l'antenne, où le coefficient atteint son minimum, puis croissante après celle-ci. Il est donc possible de définir un seuil [49] sous lequel toutes les valeurs du coefficient de réflexion seront inférieures ou égales à ce seuil. Nous avons représenté ce dernier sur cette même figure par un segment noir qui indique une valeur de -10 dB.

Cette valeur de $|S_{11}|$ signifie qu'à régime, 90% de la puissance fournie directement par un générateur radio-fréquence, P_d , a été rayonnée par l'antenne, en négligeant les pertes sur celle-ci. En effet, le module au carré du coefficient de transmission, $|S_{21}|^2$, correspond au rapport entre la puissance absorbée P_a par la charge de l'antenne, i.e., rayonnée par celle-ci, et la puissance directe tel que :

$$|S_{21}|^2 = \frac{P_a}{P_d} = 1 - |S_{11}|^2 \quad (3.2)$$

Analysons ce qui se passe lors de l'utilisation de cette antenne dans une chambre réverbérante. Nous avons représenté sur la figure 3.3(a) le schéma de l'excitation d'une antenne dans une chambre réverbérante.

Avant toute interaction avec les parois de la chambre, les phénomènes de rayonnement et de propagation se réalisent dans les conditions de l'espace libre. Nous retrouvons à nouveau sur le port de l'antenne une onde incidente a_0 et une onde réfléchie b_0 . Cependant, l'antenne qui se couple à la chambre pour transmettre de la puissance sur les fréquences de résonances de la cavité, va également percevoir une partie du champ qu'elle a émis sur ces mêmes fréquences au cours du temps, en raison des réflexions multiples de ce dernier sur les parois. Nous avons illustré ceci par une série de rayons qui donnent lieu à d'autres ondes réfléchies b_i qui viennent s'ajouter à

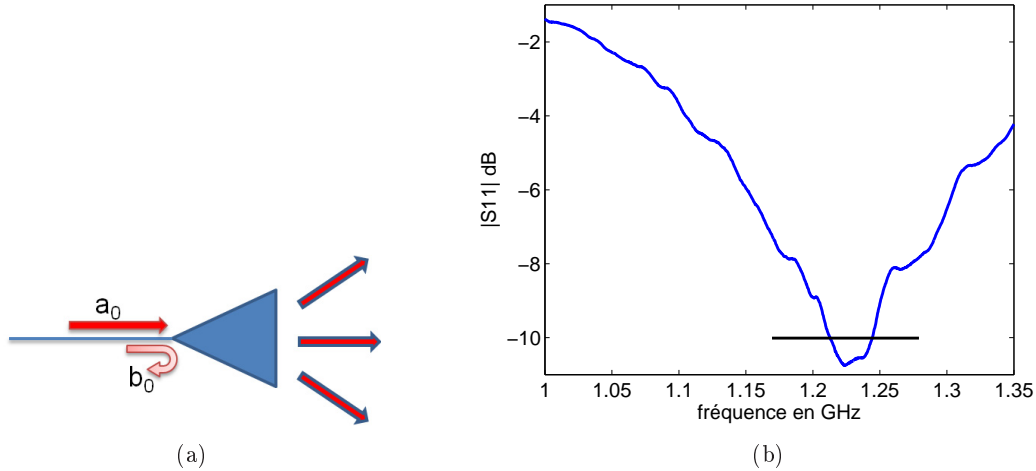


FIGURE 3.2 – (a) Schéma représentant l’excitation d’une antenne en espace libre. (b) Mesure du module du coefficient de réflexion, $|S_{11}|$, d’une antenne papillon.

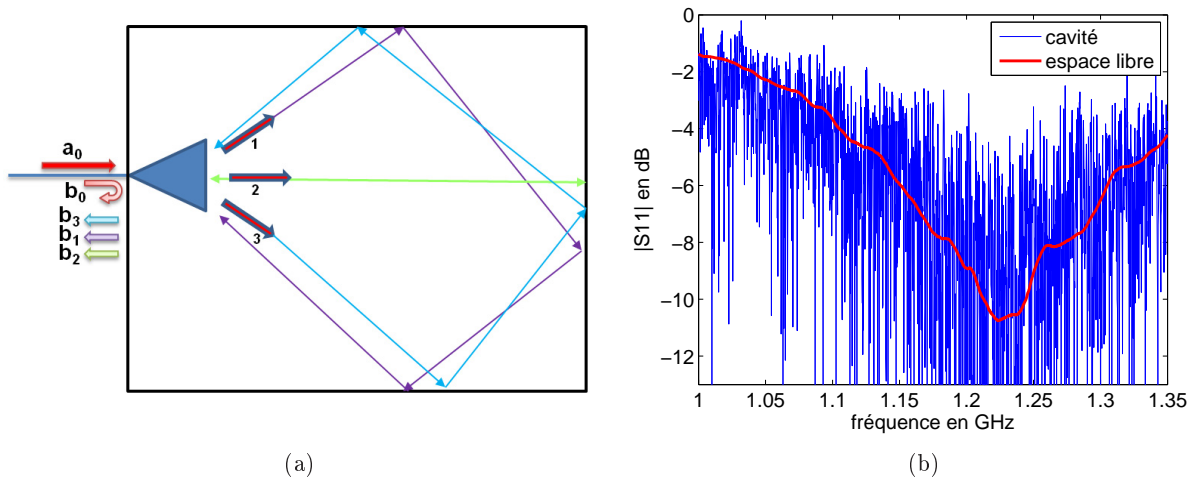


FIGURE 3.3 – (a) Schéma représentant l’excitation d’une antenne dans une chambre réverbérante. (b) Comparaison de la mesure du module du coefficient de réflexion, $|S_{11}|$, d’une antenne papillon en espace libre et dans une chambre réverbérante.

b_0 . Le coefficient de réflexion de l’antenne étant une quantité définie dans le domaine fréquentiel lorsque le régime permanent est établi, c’est-à-dire qu’il représente le bilan net de l’ensemble des ondes incidentes et réfléchies qui ont eu lieu sur le port de l’antenne au cours du temps jusqu’à atteindre le régime. Nous pouvons définir le coefficient de réflexion dans la chambre, $|S_{11}|_{chambre}$, comme suit :

$$|S_{11}|_{chambre} = \frac{b_0 + \sum_{i=1}^N b_i}{a_0} \quad (3.3)$$

Comme nous pouvons l’observer sur la figure 3.3(b), le coefficient de réflexion présente des variations rapides de son niveau, notamment aux fréquences de résonance de la cavité : il n’est donc plus possible de représenter la transmission de la puissance par le coefficient de réflexion comme nous l’avons fait précédemment pour le cas en espace libre. Il faut par conséquent s’intéresser directement au coefficient de transmission pour analyser comment la puissance disponible

sur le port de l'antenne peut être transmise efficacement sur les fréquences de résonance dans la chambre.

Nous avons représenté sur la figure 3.4(a), avec la courbe bleue, le module au carré du coefficient de transmission : $|S_{21}|^2$. Bien entendu, le niveau de ce paramètre variant trop rapidement avec la fréquence, nous ne pouvons pas définir de seuil pour identifier la bande passante de l'antenne. Il est plus cohérent de s'intéresser au niveau de puissance transmis sur un ensemble de sous bandes de la gamme de fréquences étudiée. Il nous suffit alors de contrôler son évolution d'une sous bande à l'autre pour décider quelle différence de niveau relatif nous acceptons entre : le maximum que nous pourrions obtenir à la fréquence de résonance de l'antenne, et ce que nous obtenons sur les fréquences extrêmes afin de pouvoir définir une bande passante de l'antenne dans la chambre.

Pour ce faire, nous effectuons le produit de convolution entre $|S_{21}|^2$ et une porte dont la largeur, $BT_{sb} = [f_1; f_2]$, est égale à bande passante de la sous bande. Il faut préciser qu'il ne s'agit pas ici de réaliser un lissage afin de supprimer les variations rapides de $|S_{21}|^2$ en effectuant une moyenne mobile, mais de comparer le niveau moyen de la sous bande avec le niveau unitaire de la porte que nous venons de définir :

$$|S_{21}(f_0)|_{sb}^2 = \int_{f_0 - BT_{sb}/2}^{f_0 + BT_{sb}/2} |S_{21}(f)|^2 \frac{1}{BT_{sb}} df \quad (3.4)$$

Nous avons choisi une largeur de sous bande 125 fois plus petite que la gamme de fréquences étudiée, soit ici $BT_{sb} = 4$ MHz. Le résultat de cette convolution est représenté par la courbe rouge sur la figure 3.4(a).

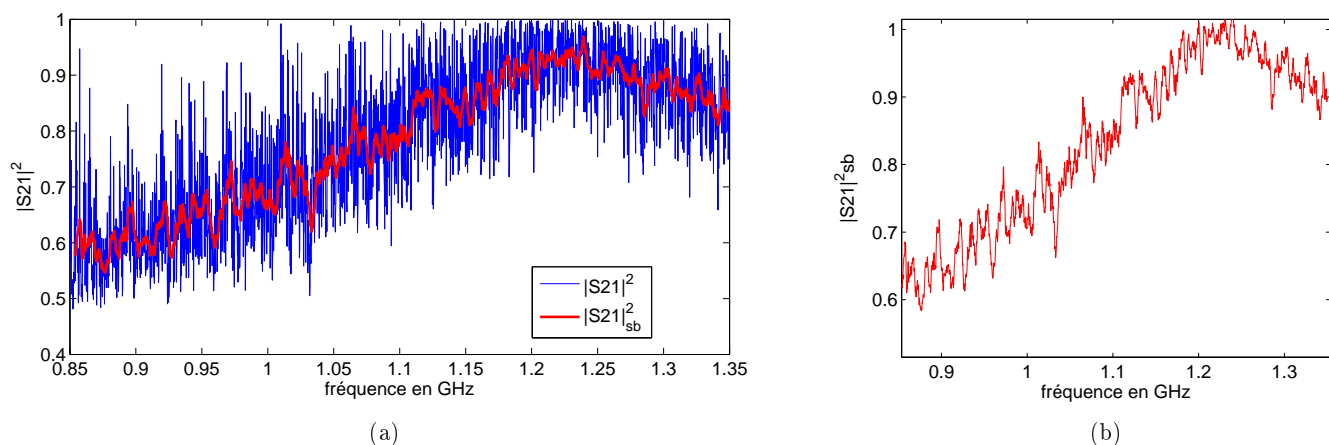


FIGURE 3.4 – (a) Comparaison du niveau du module au carré du coefficient de transmission, $|S_{21}|^2$, dans son ensemble et par sous bande de 4 MHz de largeur. (b) Niveau $|S_{21}|_{sb}^2$ par sous bande de fréquence de largeur 4 MHz normalisé au niveau maximum à la fréquence de résonance de l'antenne.

La figure 3.4(b), représente $|S_{21}|_{sb}^2$ normalisé à sa valeur maximale, c'est-à-dire à son amplitude à la fréquence de résonance de l'antenne $f_r = 1.23$ GHz afin de définir un niveau relatif de diminution de puissance rayonnée qui va déterminer la bande passante de l'antenne en transmission dans la chambre.

Pour établir ce niveau relatif nous allons étudier les spectres des signaux qui composent celui de l'impulsion finale que nous obtenons en un point du volume de la cavité. Nous avons vu dans le chapitre précédent que le spectre de l'impulsion générée dans la TREC, $S(f)$, s'écrit :

$$S(f) = X(f)|H(f)|^2 = X(f)|S_{21}(f)|^2 \quad (3.5)$$

avec $X(f)$ le spectre de l'impulsion de référence que nous cherchons à approcher, et $H(f)$, la fonction de transfert entre le port de l'antenne excitée et un point dans l'enceinte. Pour simplifier notre démarche, nous allons assimiler le coefficient de transmission $S_{21}(f)$ à $H(f)$, bien que ce dernier soit estimé à partir du coefficient de réflexion de l'antenne, indépendamment de la position d'observation du champ dans la cavité, alors que rigoureusement, $H(f)$ varie avec cette position. Nous avons représenté les spectres en question sur la figure 3.5(a) :

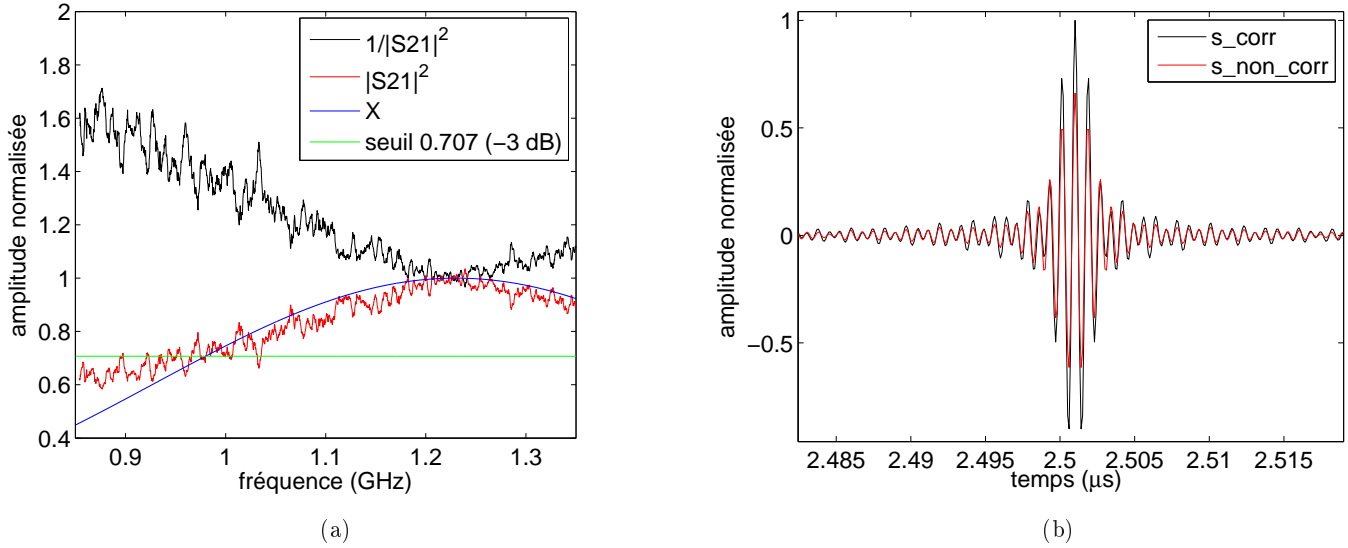


FIGURE 3.5 – (a) Représentation des spectres qui composent le signal après retournement temporel. (b) Comparaison du signal focalisé dans le temps (bande passante limitée à -3 dB), courbe rouge, avec le signal focalisé qui a été préégalisé, représenté en noir.

La courbe bleue correspond au spectre d'une impulsion gaussienne, $X(f)$, dont la bande passante à -3 dB est de 500 MHz. Le spectre est centré sur la fréquence de résonance de l'antenne f_r et il n'est représenté que sur la gamme de fréquences du coefficient de réflexion mesuré dans la cavité. Ceci revient à avoir multiplié $X(f)$ par une porte de largeur $B_T = [850 \text{ MHz} - 1.35 \text{ GHz}]$ et d'amplitude unitaire.

Cette troncature va se traduire dans le domaine temporel par une convolution de l'impulsion avec le sinus cardinal correspondant à cette porte et dont le résultat est visible en noir sur la figure 3.5(b). D'après l'équation (3.5), il faudrait compenser $|S_{21}(f)|^2$, représenté en rouge sur la figure 3.5(a), pour obtenir exactement le spectre de l'impulsion désirée, $X(f)$, en multipliant ce dernier par $1/|S_{21}(f)|^2$, représenté en noir. Nous voyons clairement sur cette figure que le spectre $X(f)$ va dominer le produit des spectres et venir filtrer les composantes fréquentielles qui ont été amplifiées sur la courbe noire. Si nous calculons le rapport de l'énergie contenue dans le spectre de $X(f)$ et la pré-égalisation des composantes spectrales de $X(f)$, il vient :

$$\frac{\varepsilon_{X_{preeg}}}{\varepsilon_X} = \frac{\int_{f_{min}}^{f_{max}} |X(f)|/|S_{21}(f)|^2 df}{\int_{f_{min}}^{f_{max}} |X(f)|^2 df} \quad (3.6)$$

avec f_{min} et f_{max} les fréquences extrêmes de la bande passante B_T .

Nous obtenons alors un facteur de 1.4, soit 40% d'énergie supplémentaire dont une majeure partie est filtrée par le spectre de l'impulsion. Nous avons alors choisi de définir un seuil à -3 dB représenté par la ligne verte sur la figure 3.5(a), puis, nous avons calculé dans le temps le signal

correspondant au produit $X(f)|S_{21}(f)|^2$ sur la gamme de fréquences associée au niveau choisi. Le résultat est représenté en rouge sur la figure 3.5(b). Puis, nous avons calculé le coefficient de corrélation entre le signal obtenu avec et sans correction, i.e., avec et sans pré-égalisation, à l'aide de l'équation suivante :

$$\rho_{corr} = \frac{\langle x(t), s(t) \rangle}{\sqrt{\langle x(t), x(t) \rangle} \sqrt{\langle s(t), s(t) \rangle}} \quad (3.7)$$

Nous obtenons une corrélation de 0.97, soit une erreur de l'ordre de 3%. Nous pouvons en conclure qu'il n'est pas nécessaire, dans le cadre de la génération d'impulsions de type gaussien, de pré-égaliser le signal d'excitation appliqué sur l'antenne et que la définition d'un niveau relatif à -3 dB permet d'obtenir un résultat satisfaisant.

En appliquant cette définition, nous trouvons une bande passante à -3 dB sur le module au carré du coefficient de transmission, de 500 MHz. Nous avons vérifié ici qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser des antennes ultra-large-bande pour arriver à synthétiser des fronts d'onde cohérents, même s'il est nécessaire d'utiliser un signal d'excitation dont la bande passante couvre plusieurs centaines de MHz.

3.2.2 Nombre et positionnement des antennes du MRT

Concernant la question du nombre d'antennes à utiliser pour le MRT et de leur positionnement, nous ne disposons pas, au moment de l'étude numérique de la TREC, de modèle ou de théorie permettant d'optimiser la configuration de celles-ci dans le but d'obtenir une bonne qualité de génération de fronts d'onde. En effet, la plupart des applications de retournement temporel exploitent les propriétés de focalisation sur une source ponctuelle et ne s'intéressent pas à la génération et à la propagation d'un front d'onde. Par conséquent, nous avons fixé un nombre et un positionnement arbitraire d'antennes dans la cavité résonante, de manière à observer de façon expérimentale l'influence de ces paramètres à l'aide d'un ensemble de simulations numériques qui seront présentées dans le chapitre suivant.

Toutefois, nous allons dériver un modèle dans le paragraphe suivant qui permet, sous certaines hypothèses qui seront explicitées, d'estimer le nombre d'antennes à utiliser pour obtenir un gain sur le signal rapport à bruit d'énergie entre la partie cohérente du champ obtenu et le bruit résiduel associé, définis dans l'équation (3.8), par rapport à une configuration n'utilisant qu'une seule antenne.

3.2.2.1 Positionnement des antennes de manière à obtenir des réponses impulsionnelles décorréliées

En ce qui concerne le positionnement des antennes du MRT, nous pouvons montrer l'avantage qu'il y a, en terme de niveau du SNR d'énergie, à chercher une disposition dans la cavité qui permette d'obtenir des fonctions de transfert décorréliées entre leurs ports et un élément du réseau de surface équivalente, situé en un point M . Le raisonnement que nous allons développer est applicable à l'ensemble des éléments du RSE. Nous allons l'expliciter ici pour un seul d'entre eux. Nous avons représenté cette configuration multi-antennes sur la figure 3.6.

Le spectre du signal transmis par une antenne i en un point M de la cavité, ici sur un élément du RSE, s'exprime ainsi :

$$S_i(f) = X^*(f)|H_i(f)|^2 = \rho_i(f)X(f) + N_i(f) \quad (3.8)$$

avec, $X(f)$, le spectre de l'impulsion de référence que nous souhaitons approcher, appliqué sur le port de l'antenne. Le spectre du signal reçu, $S_i(f)$, est constitué d'une partie cohérente proportionnelle à $X(f)$ et d'un bruit résiduel $N_i(f)$ dû à la distorsion de l'impulsion introduite par la

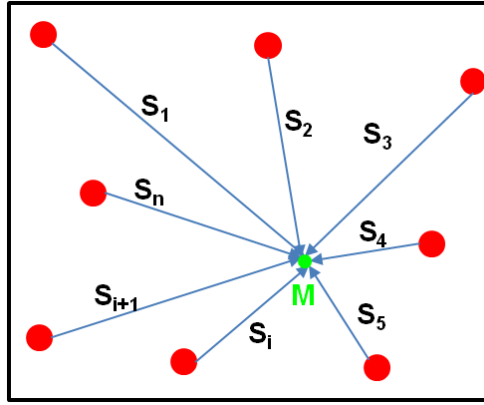


FIGURE 3.6 – Émission d'une impulsion dans la TREC en un point M de la cavité, représenté en vert, à partir des différentes antennes du MRT, représentées en rouge.

fonction de transfert non plate du milieu, $H_i(f)$ [50]. Comme $X(f)$ et $N_i(f)$ sont orthogonaux par construction, nous pouvons écrire la projection du spectre du signal reçu sur le spectre de l'impulsion de référence comme suit :

$$\rho_i = \frac{\langle S_i(f), X(f) \rangle}{\langle X(f), X(f) \rangle} = \frac{\int_0^\infty X(f) |H_i(f)|^2 X(f)^* df}{\int_0^\infty |X(f)|^2 df} \quad (3.9)$$

Nous définissons alors le SNR d'énergie Λ qui traduit le ratio entre l'énergie présente dans la partie cohérente du spectre du signal focalisé, ε_S , et l'énergie présente dans le bruit, ε_N :

$$\Lambda_i = \frac{\varepsilon_{S_i}}{\varepsilon_{N_i}} \quad ; \quad \varepsilon_{S_i} = 2 \int_0^\infty |\rho_i X(f)|^2 df \quad \text{et} \quad \varepsilon_{N_i} = 2 \int_0^\infty |N_i(f)|^2 df \quad (3.10)$$

Nous pouvons définir un SNR moyen, $E[\Lambda]$, qui correspond au rapport des espérances mathématiques des deux variables aléatoires ε_{S_i} et ε_{N_i} :

$$E[\Lambda] = \frac{E[\varepsilon_{S_i}]}{E[\varepsilon_{N_i}]} = \frac{\int_0^\infty |X(f)|^2 E[|\rho_i|^2] df}{\int_0^\infty E[|N_i(f)|^2] df} \quad (3.11)$$

Nous allons maintenant déterminer le SNR moyen total, $E[\Lambda_{tot}]$, que nous obtenons lorsque nous utilisons non plus une seule antenne à la fois, mais un nombre N_a . La TREC étant un système linéaire, le spectre du signal reçu correspond à la somme des signaux des différentes antennes. Nous obtenons alors l'équation suivante :

$$S(f) = \sum_{i=1}^{N_a} S_i(f) = X(f) \sum_{i=1}^{N_a} \rho_i + \sum_{i=1}^{N_a} N_i(f) = S_{tot}(f) + N_{tot}(f) \quad (3.12)$$

De même que précédemment, nous pouvons définir $E[\Lambda_{tot}]$ comme suit :

$$E[\Lambda_{tot}] = \frac{E[\varepsilon_{S_{tot}}]}{E[\varepsilon_{N_{tot}}]} = \frac{E[\int_0^\infty |S_{tot}(f)|^2 df]}{E[\int_0^\infty |N_{tot}(f)|^2 df]} = \frac{\int_0^\infty E[|S_{tot}(f)|^2] df}{\int_0^\infty E[|N_{tot}(f)|^2] df} \quad (3.13)$$

Exprimons l'espérance mathématique de $|S_{tot}(f)|^2$:

$$E[|S_{tot}(f)|^2] = E[|X(f) \sum_{i=1}^{N_a} \rho_i|^2] = |X(f)|^2 E[|\sum_{i=1}^{N_a} \rho_i|^2] \quad (3.14)$$

De plus, le spectre du champ électrique excité en un point de la cavité résonance suivant une polarisation k s'écrit :

$$E_i^k(f) = X(f)H_i^k \quad \text{soit} \quad |E_i^k(f)|^2 = |X(f)|^2 |H_i^k(f)|^2 \quad (3.15)$$

Or il a été démontré expérimentalement dans [15] que, dans le cadre d'un brassage électronique où la bande passante du spectre du signal d'excitation est plus large que la bande passante des modes de résonances excités, les composantes rectangulaires du champ sont uniformes. Ceci se traduit par le fait que $|E_i^k|^2$ est une constante quelque soit la position observée dans la chambre réverbérante. Ceci est vérifié à condition que le spectre de $X(f)$ soit plat sur une bande passante B_T et que la contribution du champ issu de deux fréquences distinctes soit orthogonale.

Nous avons alors :

$$|E_i^k|^2 = \frac{1}{B_T} \int_{f-B_T/2}^{f+B_T/2} |E_i^k(f)|^2 df = \frac{1}{B_T} \int_{f-B_T/2}^{f+B_T/2} |X(f)|^2 |H_i^k(f)|^2 df \quad (3.16)$$

Pour respecter les conditions énoncées ci-dessus, nous pouvons définir le spectre de l'impulsion de référence $X(f)$ comme une porte de largeur B_T et d'amplitude unitaire. L'équation (3.9), à l'aide de (3.16), devient :

$$\rho_i = \frac{1}{B_T} \int_{f-B_T/2}^{f+B_T/2} |H_i^k(f)|^2 df = |E_i^k|^2 \quad (3.17)$$

nous en déduisons que les ρ_i sont identiques quelque soit la position de l'antenne dans la chambre à condition d'être dans un régime surmodé du fonctionnement d'une chambre réverbérante. Nous avons également vérifié expérimentalement la véracité de cette affirmation en calculant, pour une vingtaine d'antennes, les différents ρ_i à l'aide de (3.9). Nous obtenons un écart type normalisé à la valeur moyenne des ρ_i , i.e., un coefficient de variation, de l'ordre de 0.3 qui nous permet de considérer le champ comme uniforme. Par conséquent, l'équation (3.14) devient :

$$E[|S_{tot}(f)|^2] = |X(f)|^2 E[|N_a \rho_i|^2] = N_a^2 |X(f)|^2 E[|\rho_i|^2] \quad (3.18)$$

Exprimons maintenant l'espérance mathématique de $E[|N_{tot}(f)|^2]$:

$$E[|N_{tot}(f)|^2] = \sum_{i=1}^{N_a} E[|N_i(f)|^2] + \sum_{i \neq j}^{N_a} E[N_i(f)N_j(f)^*] \quad (3.19)$$

Or la corrélation statistique des deux variables aléatoires N_i et N_j^* s'écrit :

$$r_{ij} = \frac{E[N_i(f)N_j(f)^*] - E[N_i(f)]E[N_j(f)^*]}{\sqrt{E[|N_i(f)|^2]E[|N_j(f)|^2]}} = \frac{E[N_i(f)N_j(f)^*]}{\sqrt{E[|N_i(f)|^2]E[|N_j(f)|^2]}} \quad (3.20)$$

En effet, $E[N_i] = E[N_j^*] = 0$ car le bruit $N_i(f)$ est un signal à valeur moyenne nulle étant donné qu'aucune composante continue n'est excitée dans la chambre. De plus, en faisant l'hypothèse que la variance du bruit est la même indépendamment de l'antenne utilisée, i.e. $E[|N_i(f)|^2] = E[|N_j(f)|^2]$ est une constante, il vient :

$$r_{ij} = \frac{E[N_i(f)N_j(f)^*]}{E[|N_i(f)|^2]} \quad (3.21)$$

$$E[N_i(f)N_j(f)^*] = r_{ij} E[|N_i(f)|^2] \quad (3.22)$$

En utilisant les équations (3.19) et (3.22), nous obtenons finalement :

$$E[|N_{tot}(f)|^2] = N_a E[|N_i(f)|^2] + N_a(N_a - 1)r_{ij} E[|N_i(f)|^2] \quad (3.23)$$

$$E[|N_{tot}(f)|^2] = N_a(1 + (N_a - 1)r_{ij})E[|N_i(f)|^2] \quad (3.24)$$

Nous pouvons maintenant utiliser les équations (3.19) et (3.24) dans (3.13) :

$$E[\Lambda_{tot}] = \frac{\int_0^\infty N_a^2 |X(f)|^2 E[|\rho_i|^2] df}{\int_0^\infty N_a(1 + (N_a - 1)r_{ij})E[|N_i(f)|^2] df} = \frac{N_a}{1 + (N_a - 1)r_{ij}} \frac{E[\varepsilon_S]}{E[\varepsilon_N]} \quad (3.25)$$

Finalement nous obtenons :

$$E[\Lambda_{tot}] = \frac{N_a}{1 + (N_a - 1)r_{ij}} E[\Lambda] \quad (3.26)$$

Nous constatons dans cette équation que le coefficient de corrélation r_{ij} peut jouer un rôle prépondérant. En effet, si ce coefficient est nul, nous sommes dans la meilleure configuration possible et le gain sur le SNR d'énergie entre le cas multi-antennes et mono-antenne sera de N_a . Si à l'extrême $r_{ij} = 1$, il n'y aura aucun avantage à utiliser plusieurs antennes, nous aurons simplement réparti la puissance injectée sur celles-ci mais nous obtiendrions le même SNR moyen. Si le nombre d'antennes du MRT tend vers l'infini et que nous négligeons leurs pertes, i.e., que nous considérons le coefficient de qualité globale de la chambre inchangé par l'ajout de antennes, alors :

$$\lim_{N_a \rightarrow \infty} \frac{N_a}{1 + (N_a - 1)r_{ij}} E[\Lambda] = \frac{E[\Lambda]}{r_{ij}} \quad (3.27)$$

Nous remarquons que le gain $G = E[\Lambda_{tot}]/E[\Lambda]$ va saturer en $G_{\max} = \frac{1}{r_{ij}}$.

Nous avons représenté sur la figure 3.7(a) G en fonction du nombre d'antennes N_a du MRT utilisées. Chaque courbe bleue représente une mesure de G , calculée à partir des fonctions de transfert mesurées entre les ports des N_a antennes du MRT, et une position différente sur la surface du volume de test décrite par le RSE dans une chambre réverbérante. Le protocole expérimentale de la mesure est décrit dans le chapitre V. La courbe rouge correspond à notre modèle de G introduit dans (3.26) après avoir déterminé $r_{ij} = 0.15$ à partir de toutes les combinaisons des corrélations statistiques du bruit associé à chaque antenne du MRT.

Nous pouvons définir le gain marginal de G en fonction du nombre d'antennes pour estimer localement l'amélioration apportée par l'ajout d'une antenne à un nombre N_a donné :

$$\frac{\partial G}{\partial N_a} = \frac{1 - r_{ij}}{(1 + (N_a - 1)r_{ij})^2} \quad (3.28)$$

Nous avons représenté sur la figure 3.7(b) le gain marginal pour différentes valeurs de r_{ij} . Nous observons que ce gain marginal est une fonction monotone décroissante et qu'il est plus important si le nombre d'antennes utilisées pour constituer le MRT est faible.

Il est alors possible de proposer un dimensionnement du nombre d'antennes du MRT pour obtenir un gain qui représente une fraction de G_{\max} , $G = \frac{\alpha}{r_{ij}}$:

$$N_a = \frac{\alpha(1 - r_{ij})}{r_{ij}(1 - \alpha)} \quad (3.29)$$

Nous pouvons, par exemple, fixer la proportion $\alpha = 0.5$, ce qui correspond à une diminution du Gain maximal sur l'espérance mathématique du SNR d'énergie de 3 dB, mais va permettre de limiter fortement le nombre d'antennes à utiliser. En prenant une valeur de $r_{ij} = 0.15$, qui correspond à la valeur moyenne des réalisations sur la figure 3.7(a), nous trouvons un nombre d'antennes $N_a \approx 6$.

A présent, nous pouvons chercher à étendre ce résultat au gain sur le SNR de pic, Λ_p . Ce dernier représente le rapport entre le pic de la puissance instantanée de l'impulsion créée par le système à l'instant de focalisation et le bruit équivalent au même instant tel qu'il sera défini dans (3.48), p. 72 :

$$\Lambda_p = Q_g \kappa \Lambda \quad ; \quad \kappa = \frac{B_T}{2\pi f_c} \quad (3.30)$$

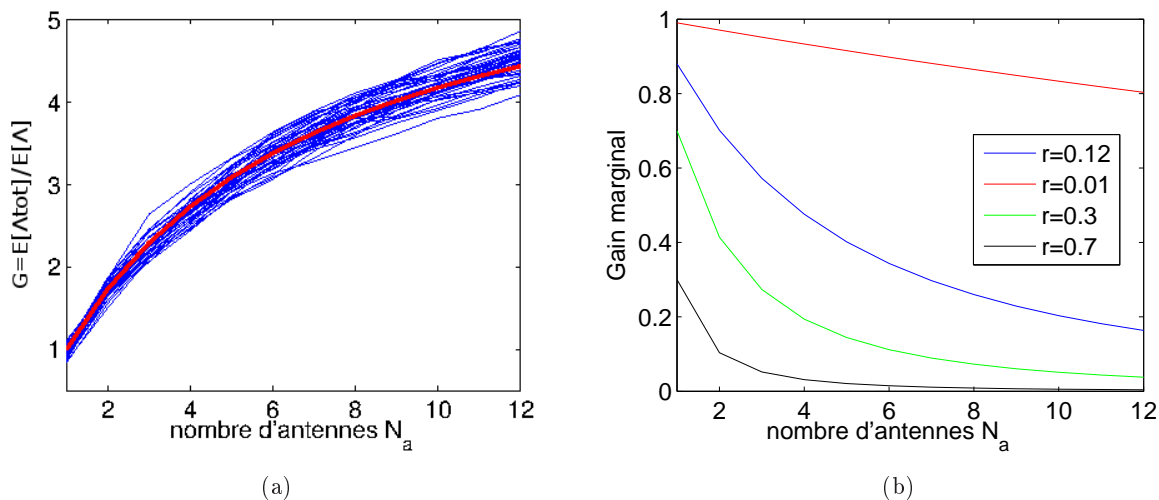


FIGURE 3.7 – (a) Représentation du SNR total d'énergie en fonction du nombre d'antennes N_a pour différentes réalisations de focalisation sur le volume de test et normalisé au SNR d'énergie moyen sur l'ensemble des réalisations. (b) Gain marginal pour différentes valeurs de r_{ij} .

avec κ une constante liée à l'excitation du système et Q_g le coefficient de qualité globale moyen de la chambre sur la bande passante du signal d'excitation et f_c la fréquence centrale de l'impulsion de référence. Nous pouvons dériver directement cette équation à partir de (3.26) :

$$E[\Lambda_{p_tot}] = \frac{N_a}{1 + (N_a - 1)r_{ij}} Q_g \kappa E[\Lambda] \quad (3.31)$$

Il est possible de mesurer le coefficient de qualité globale qui tient compte de toutes les sources de dissipation de l'énergie injectée dans la chambre à partir de la mesure de la constante de temps de celle-ci comme nous l'avons rappelé dans le chapitre 1. Si cette mesure est faite en présence des N_a antennes, nous sommes en mesure de représenter (3.31) pour différents r_{ij} comme sur la figure 3.8(a).

Le coefficient de qualité globale mesuré avec 12 antennes dans la chambre réverbérante de Supélec et utilisé dans cette figure est $Q_g \simeq 8850$, $E[\Lambda] = 0.7$ et la constante $\kappa = 72.3$. Nous avons, dans un premier temps, considéré le coefficient de qualité comme constant, indépendamment du nombre d'antennes présentes dans la chambre, de manière à observer l'influence de r_{ij} lorsque le nombre d'antennes varie. Ceci nous permet de voir qu'il ne suffit pas d'augmenter le nombre d'antennes pour améliorer le SNR de pic, mais il faut également que la corrélation statistique r_{ij} , du bruit généré par les antennes du MRT, soit la plus faible possible.

Précisons toutefois qu'en réalité, dans la pratique le coefficient de qualité globale dépend, en partie, du nombre d'antennes présentes dans la chambre réverbérante et ne peut être considéré comme constant lorsque ce nombre varie. Maintenant, faisons l'hypothèse que le coefficient de qualité globale est dominé principalement par deux types de pertes, celle dans les parois de la chambre Q_p et celle dans les ports des antennes qui dissipent une partie de l'énergie injectée Q_a . Nous pouvons alors estimer le coefficient de qualité global Q_g en fonction du nombre d'antennes d'après la norme [13] :

$$Q_g = \frac{1}{N_a} \frac{Q_a Q_p}{Q_p + \frac{Q_a}{N_a}} \quad (3.32)$$

$$Q_a = \frac{16\pi^2 V}{\lambda^3} \quad (3.33)$$

$$Q_p = \frac{3V}{S} \sqrt{\sigma \mu_0 \pi f} \quad (3.34)$$

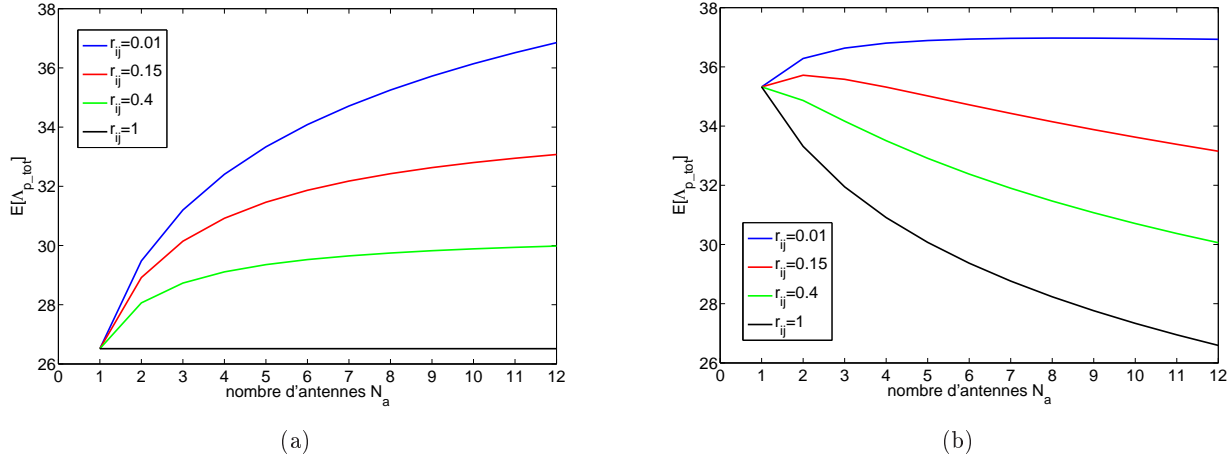


FIGURE 3.8 – (a) Évolution du SNR de pic en fonction du nombre d’antennes, avec un coefficient de qualité globale Q_g constant, pour différentes valeurs de r_{ij} . (b) Évolution du SNR de pic en fonction du nombre d’antennes du MRT, avec un coefficient de qualité globale Q_g qui dépend du nombre d’antennes dans la chambre, pour différentes valeurs de r_{ij} .

avec $V = 14.7m^3$ le volume de la chambre, $S = 36.7m^2$ la surface des parois de l’enceinte, λ la longueur d’onde associée à la fréquence d’excitation $f = 1.1$ GHz, $\sigma = 1.7 \cdot 10^7$ Siemens la conductivité de l’acier et $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m, la constante de perméabilité magnétique du vide. Nous obtenons finalement une nouvelle expression du SNR de pic total moyen, $E[\Lambda_{p_tot}]$:

$$E[\Lambda_{p_tot}] = \frac{Q_a Q_p}{(1 + (N_a - 1)r_{ij})(Q_p + \frac{Q_a}{N_a})} \kappa E[\Lambda] \quad (3.35)$$

Nous avons représenté l’équation (3.35), pour différentes valeurs de r_{ij} , sur la figure 3.8(b) de la page précédente. Les coefficients de qualité $Q_a = 114400$ et $Q_p = 163250$ ont été calculés à partir des paramètres physiques de la chambre réverbérante de Supélec pour une fréquence centrale $f_c = 1.1$ GHz du signal d’excitation. Pour un nombre d’antennes égale à 12, le coefficient de qualité global estimé à partir de (3.32) vaut 9000.

$E[\Lambda_{p_tot}]$ est une fonction continue qui varie avec le nombre d’antennes. Dès lors, il est possible de déterminer le nombre d’antennes optimal à utiliser pour obtenir la valeur maximale de $E[\Lambda_{p_tot}]$. Pour cela, il suffit de calculer la solution de sa dérivée par rapport au nombre d’antennes N_a :

$$\frac{\partial E[\Lambda_{p_tot}]}{\partial N_a} = 0 \quad \text{soit} \quad N_a = \sqrt{\frac{Q_a (1 - r_{ij})}{Q_p r_{ij}}} \quad (3.36)$$

La solution négative n’ayant pas de signification physique, celle-ci n’a pas été retenue. Nous remarquons que pour un rapport Q_a/Q_p constant, ici égal à 0.7, plus la corrélation statistique du bruit r_{ij} sera faible et plus les performances de la TREC pourront être améliorées par l’augmentation du nombre N_a d’antennes du MRT. En effet, pour une corrélation égale à 0.15, l’optimum est atteint pour deux antennes alors que pour une corrélation beaucoup plus faible, $r_{ij} = 0.01$, il est possible de gagner quelques dBs supplémentaires avec un optimum pour 8 antennes. Notons qu’il ne faut pas confondre ce résultat avec le nombre d’antennes $N_a = 6$ qu’il fallait utiliser pour obtenir un gain proche du gain maximal G_{\max} sur le SNR d’énergie Λ qui, lui, ne dépend pas du coefficient de qualité global. Nous pouvons également observer sur les figures 3.8(a) et 3.8(b) que les valeurs du SNR de pic sont différentes pour toutes les valeurs de N_a à l’exception de $N_a = 12$. Ceci s’explique par le fait que nous avons considéré un coefficient de qualité global constant sur

la figure 3.8(a), mesuré en présence des 12 antennes, alors que celui-ci doit augmenter lorsque le nombre d'antennes diminue. En effet, la valeur du coefficient de qualité globale est similaire dans les deux cas de figure, uniquement lorsque $N_a = 12$ où nous trouvons 8850 par la mesure et 9000 avec (3.32).

3.2.2.2 Positionnement à l'aide de la théorie des images

Au regard des premiers résultats de simulation numérique de la TREC en 2D, nous avons constaté que la topologie des antennes du MRT peut avoir une influence sur la qualité de génération du front d'onde cohérent dans notre système, notamment si nous sommes intéressés à créer un front d'onde isotrope dans un plan de la cavité. Nous avons alors pensé à la théorie des images comme un outil pour comprendre la raison des variations de la réponse de la chambre en fonction des positions des antennes, et pour optimiser l'emplacement du MRT dans la cavité résonante. En effet, les différentes réflexions du champ rayonné par ces antennes sont autant d'images virtuelles qui participent à la réponse impulsionnelle du milieu.

Cette théorie repose sur l'hypothèse que des sources électromagnétiques rayonnent en présence d'un plan infini parfaitement conducteur. Au regard des dimensions électriques des parois de la cavité résonante de notre système, nous pouvons considérer cette hypothèse comme valide.

Afin de se représenter plus facilement le principe des images, nous allons l'illustrer par son application dans le domaine de l'optique. Nous pouvons considérer cette analogie comme valide lorsque nous sommes dans le champ lointain du rayonnement d'une source ponctuelle. Si nous considérons une source de rayonnement située au point M , elle donne lieu à une réflexion totale sur un plan parfaitement conducteur, réflexion qui obéit à la loi de Descartes, figure 3.9.

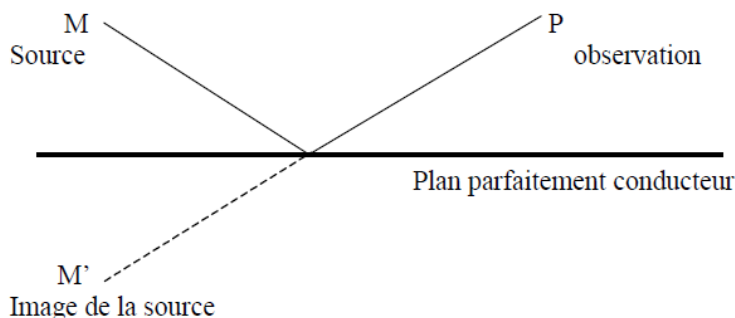


FIGURE 3.9 – Représentation de la source et de son image.

Tout se passe comme si le rayon réfléchi qui parvient au point d'observation P était issu de l'image de la source, positionnée en M' . D'un point de vue électromagnétique, les conditions aux limites sur le plan parfaitement conducteur imposent une propriété supplémentaire. La composante tangentielle du champ électrique se réfléchit en changeant de signe puisque le champ électrique tangentiel total doit être nul sur le conducteur, tandis que la composante normale se réfléchit sans changer de signe, ce qui conduit à un champ électrique total normal et égal au double du champ électrique normal incident.

Nous pouvons appliquer ce principe à une cavité résonante rectangulaire, représentée en gris sur la figure 3.10(a). Une source de rayonnement ponctuelle est représentée en rouge ainsi qu'un certain nombre d'images virtuelles qui correspondent aux différentes réflexions sur les parois et dont la couleur rouge ou bleue indique respectivement un signe positif ou négatif du champ en fonction de nombre de réflexions subies.

La réponse impulsionnelle de ce type de milieu est alors une succession d'échos de l'impulsion initiale de signes différents. De plus, comme la source de rayonnement a une taille électrique finie,

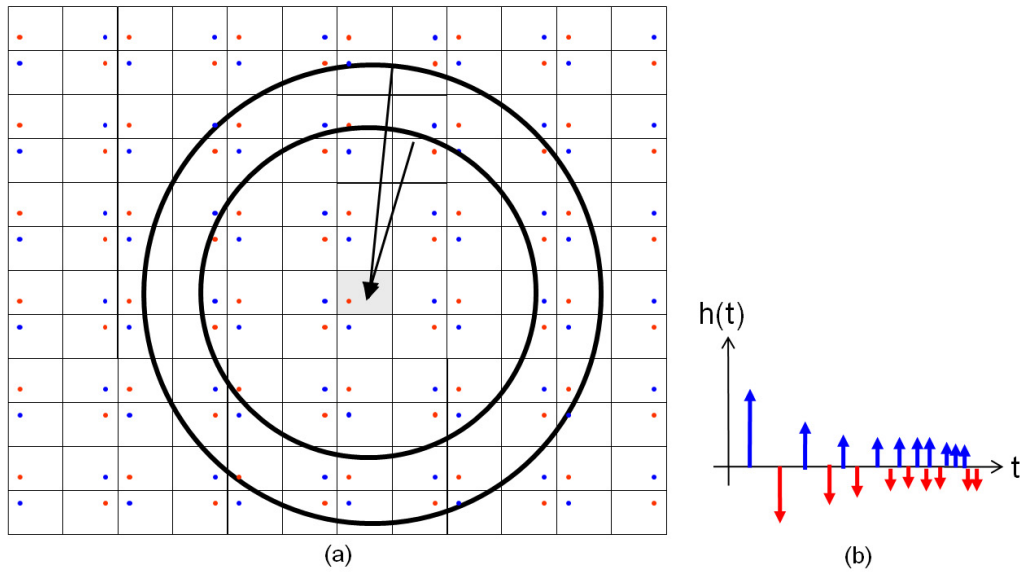


FIGURE 3.10 – (a) Représentation d’une source dans une cavité rectangulaire et de ses images. (b) Réponse impulsionnelle du milieu en un point dans la cavité.

nous nous retrouvons avec une divergence sphérique qui implique que plus les sources virtuelles seront éloignées du point d’observation du champ, plus l’amplitude de l’écho sera faible.

Nous avons représenté cette réponse impulsionnelle sur la figure 3.10(b). Nous constatons que les premiers échos sont peu nombreux mais présentent une amplitude plus importante que le reste de la réponse. En effet, si nous traçons un premier cercle de rayon r_1 assez petit sur la figure 3.10(b), les sources virtuelles contenues dans ce dernier sont peu nombreuses mais d’un niveau relativement important. Si nous représentons un second cercle d’un rayon $r_2 > r_1$, nous allons avoir un nombre plus important de sources virtuelles et donc plus d’échos qui arrivent plus tard dans le temps mais dont l’amplitude est diminuée.

De plus, si le rayon r_2 est très grand par rapport aux dimensions de la cavité, l’onde sphérique issue de la source virtuelle peut être vue comme une onde localement plane au point d’observation du champ. Nous comprenons ainsi pourquoi le champ mesuré à un endroit de la cavité est la résultante d’un grand nombre d’ondes planes représentées par le modèle statistique simplifié suivant [44] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{\infty} \gamma_i e^{-j\mathbf{k}_i \mathbf{r}} \quad (3.37)$$

avec \mathbf{r} la position du point d’observation P du champ, et γ_i le spectre d’ondes planes associé à une direction suivant la position d’une image virtuelle et de P .

En observant la figure 3.10(b), nous concevons pourquoi plus le nombre d’antennes composant le MRT dans la cavité sera important, plus nous aurons de sources virtuelles, donc plus la réponse du milieu sera riche en échos. Effectivement, pour pouvoir appliquer le principe de Huygens et être en mesure de réaliser des tests suivant n’importe quelle direction, il nous faut une surface qui couvre idéalement toutes les directions dans 4π stéradians. A l’aide des images virtuelles, tout se passe comme si nous avions déplacé le point d’observation suivant les directions des images et “récupéré” ainsi l’information du champ.

Afin d’illustrer ceci, nous pouvons représenter schématiquement sur la figure 3.11, le positionnement d’antennes constituant le MRT pour deux configurations géométriques différentes.

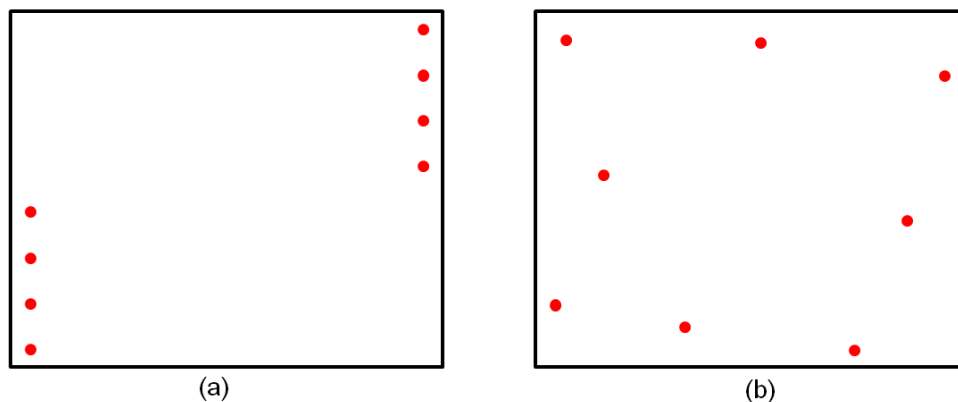


FIGURE 3.11 – Schéma des deux topologies des antennes du MRT simulées. (a) Antennes positionnées linéairement sur les cotés de la cavité. (b) Antennes dispersées suivant les 4 parois de la cavité. Les antennes sont symbolisées par les points rouges.

Nous avons donc appliqué la théorie des images aux deux topologies d'antennes du MRT présentées, en traçant quelques images virtuelles des MRT ainsi que leur trajet vers un point d'observation de couleur verte, symbolisé par des rayons de couleur bleue sur la figure 3.12.

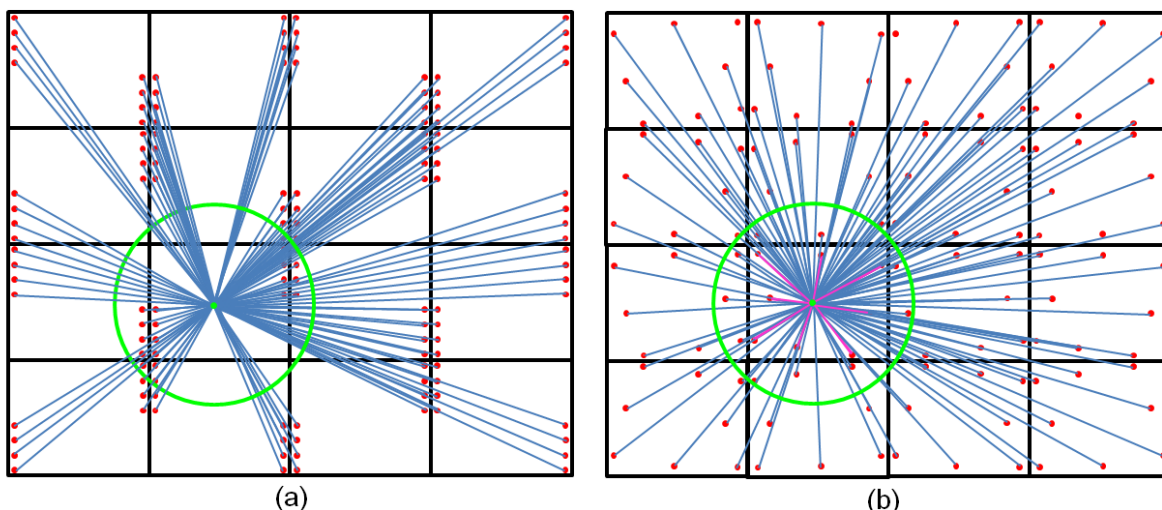


FIGURE 3.12 – Représentation de la cavité rectangulaire et de ses images pour les deux topologies du MRT. Le cercle vert indique la position de la cavité réelle et de son MRT.

Nous verrons dans le chapitre suivant sur les simulations numériques que la configuration (b) présente de meilleurs résultats que la configuration (a). Nous constatons ici que pour la configuration (a), il y a des secteurs angulaires où aucun rayon associé à une source virtuelle n'atteint le point d'observation. Concernant la configuration (b), où les antennes étaient dispersées, nous voyons des rayons sur pratiquement toutes les directions dans le plan de la cavité. Nous pouvons remarquer que les 8 trajets directs des antennes du MRT sont totalement noyés dans l'ensemble des rayons des sources virtuelles, et que par conséquent, ce ne sont pas ces derniers qui permettent d'obtenir de meilleurs résultats, mais le fait d'avoir des images dont les directions de rayonnement ne se recouvrent pas.

Il faut néanmoins souligner que dans une chambre réverbérante réelle, la présence d'un bras-seur statique va rompre la périodicité de la position des images et va également introduire des réflexions supplémentaires qui peuvent améliorer la qualité de génération du front d'onde de notre système.

3.3 Le réseau de surface équivalente : RSE

Le réseau de surface équivalente est le coeur du système TREC et représente la mise en oeuvre du principe d'équivalence décrit dans le chapitre précédent. Il doit être placé entre l'objet sous test (OST) et la direction de propagation du front d'onde de façon à ce que celui-ci le traverse et vienne illuminer l'objet.

Comme nous l'avons énoncé rapidement dans le chapitre précédent, nous avons été contraint de privilégier la composante électrique du champ afin de réaliser le RSE à l'aide de dipôles rayonnants. Nous avons également vu que nous pouvons, par une approche de type fonctions de transfert généralisée, directement synthétiser les signaux nécessaires à la génération du front d'onde cohérent dans la chambre réverbérante sans avoir besoin de faire rayonner physiquement les éléments du RSE. En effet, il suffit de déterminer les fonctions de transfert entre les antennes du miroir à retournement temporel et la surface de test équivalente décrite par le RSE qui définit un volume de test.

Bien que nous puissions utiliser une forme quelconque pour cette surface de test, nous avons choisi d'utiliser un hémisphère de façon à pouvoir générer des directions d'impact sur un objet sous test depuis potentiellement toutes les directions provenant de la partie supérieure de la chambre. Il est évident que pour des raisons pratiques, il n'est pas possible, ni utile, de mesurer les fonctions de transfert de façon continue sur la surface de test. Nous allons alors échantillonner spatialement celle-ci en définissant des positions de mesure avec le critère d'échantillonnage utilisé pour la mesure sphérique en champ proche du rayonnement d'une antenne afin de s'assurer que nous excitons suffisamment de modes pour obtenir une bonne qualité de distribution de champ [51] :

$$\Delta_\theta = \Delta_\phi = \frac{2\pi}{2N + 1} \quad (3.38)$$

avec $N = kr_0$ qui correspond à l'ordre de troncature de la décomposition du champ électromagnétique en une série de fonctions d'ondes sphériques. Nous considérons qu'au delà de cette valeur N , l'amplitude des modes de cette décomposition est fortement atténuée et peut être négligée tout en conservant une bonne approximation du champ. Le rayon r_0 correspond au rayon minimal de la sphère de mesure et $k = 2\pi/\lambda_{min}$ au nombre d'onde associé à la fréquence maximale du signal d'excitation.

Dans le contexte de l'étude numérique de la TREC à deux dimensions, qui sera présentée dans le chapitre suivant, cette surface de test devient un cercle que nous allons échantillonner avec le pas angulaire Δ_θ de l'équation (3.38). Le rayon du cercle r_0 a pour valeur 0.5 m et la fréquence maximale du signal d'excitation est de 850 MHz, ce qui conduit à $\Delta_\theta = 0.33$ radians, soit un total d'environ 19 positions sur l'ensemble du cercle.

Nous avons alors plusieurs possibilités pour mesurer les fonctions de transfert sur ces positions : nous pouvons par exemple utiliser un réseau d'antennes. L'avantage est que nous avons accès simultanément à toutes les fonctions de transfert entre une antenne du MRT et le RSE. Néanmoins, cela peut s'avérer très coûteux en nombre d'antennes à utiliser, et venir charger la cavité résonante en abaissant son coefficient de qualité global. De plus, si ce réseau est fixe, nous risquons d'avoir un phénomène de blindage lors de la propagation du front d'onde généré qui sera partiellement ou entièrement réfléchi par le RSE et ne pourra donc pas atteindre l'équipement sous test.

Une autre solution est de profiter de la linéarité du milieu de propagation pour utiliser une seule antenne que nous déplaçons suivant les positions désirées, aussi proches soient-elles, et indépendamment de la dimension physique de celle-ci. Le problème majeur est que le déplacement du câble d'alimentation de l'antenne va modifier la distribution de champ de la chambre pendant la mesure des fonctions de transfert. La meilleure solution est d'utiliser une sonde de champ électro-optique dont l'influence sur le milieu de propagation sera négligeable.

Précisons toutefois que dans le cadre de la validation numérique du concept de la TREC, nous allons utiliser un ensemble de sondes "idéales" car elles permettent de récupérer l'information sur le champ électrique au cours de la simulation, sans apporter de modification physique du milieu de propagation, car elles ne sont en réalité qu'un point de calcul supplémentaire du maillage de notre structure.

3.3.1 Modèle de référence 2D en espace libre

Afin de pouvoir s'affranchir de la polarisation dans l'étude numérique de la faisabilité de notre système, nous avons imposé la condition aux limites de conducteurs parfaits, i.e., de conductivité infinie, sur les deux parois latérales d'une cavité rectangulaire de manière à imposer une polarisation scalaire du champ électrique, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.13. En effet, les conditions de parois parfaitement conductrices imposent la nullité de la composante tangentielle du champ électrique sur la surface de la paroi et le champ est par conséquent normal en tout point à celle-ci.

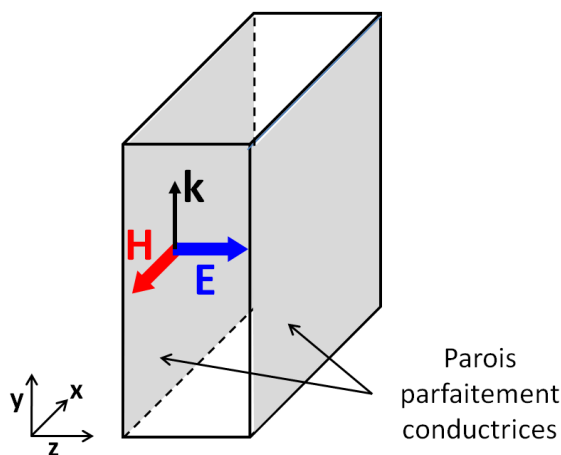


FIGURE 3.13 – Configuration du champ électromagnétique confiné entre deux parois parfaitement conductrices. Le champ électrique \mathbf{E} est normal aux parois suivant la direction \mathbf{z} , le champ magnétique \mathbf{H} est tangentiel à la surface des parois, et la direction de propagation \mathbf{k} est coplanaire aux parois.

Nous avons déjà constaté que la propriété principale du retournement temporel est de convertir la propagation d'une onde divergente en une onde convergente vers sa source de création. Ainsi, si nous voulons pouvoir estimer les performances de la TREC concernant la génération de fronts d'onde cohérents, il faut définir une référence qui corresponde à ce qu'il se passerait si le RSE avait rayonné physiquement en espace libre pour émuler la première phase du RT classique.

Pour ce faire, nous avons mis en oeuvre, sous Matlab, la formule analytique [52] qui traduit le rayonnement d'un ensemble de sources isotropes, exprimée ici dans le domaine fréquentiel :

$$E(\mathbf{d}, \omega) = X(\omega) \sum_{i=1}^N K_0(jk) \|\mathbf{d} - \mathbf{d}_i\| A_i e^{j\phi_i} \quad (3.39)$$

$E(\mathbf{d}, \omega)$ est le champ électrique calculé à la position \mathbf{d} alors que le vecteur \mathbf{d}_i traduit la position de chaque source isotrope. Le paramètre ω est une pulsation donnée, K_0 correspond à la fonction de Bessel modifiée du second type et d'ordre zéro et $k = \omega/c_0$ est le nombre d'onde angulaire. Cette fonction de Bessel présente une amplitude qui suit une variation en $1/\sqrt{\|\mathbf{d} - \mathbf{d}_i\|}$ lorsque nous sommes dans les conditions de champ lointain soit :

$$\|\mathbf{d} - \mathbf{d}_i\| \geq 2(2r_0)^2/\lambda_{min} \quad (3.40)$$

Les quantités $X(\omega)$, A_i , et ϕ_i sont respectivement le spectre, l'amplitude et la phase du signal d'excitation appliqué aux différents éléments du réseau. Nous avons maintenant la possibilité de mailler un domaine rectangulaire, similaire en dimension à celui choisi pour une simulation 2D de la TREC, et y disposer les sources isotropes suivant la même configuration, positions et phases, que le réseau de surface équivalente. Finalement, nous pouvons prévoir l'évolution dans le temps de la distribution spatiale d'un front d'onde généré par le RSE à l'aide de la transformée de Fourier inverse de (3.39).

Nous pouvons voir un exemple de secteur de front d'onde circulaire, généré à partir de notre modèle, sur la figure 3.14. Le RSE est constitué de deux rangées de 64 sources disposées sur un cercle de rayon 0.67λ , avec λ la longueur d'onde associée à la fréquence centrale du signal d'excitation appliqué aux sources. Nous détaillerons dans les paragraphes suivants pourquoi nous avons ajouté une seconde rangée de sources rayonnantes. Nous avons bien un front d'onde divergent

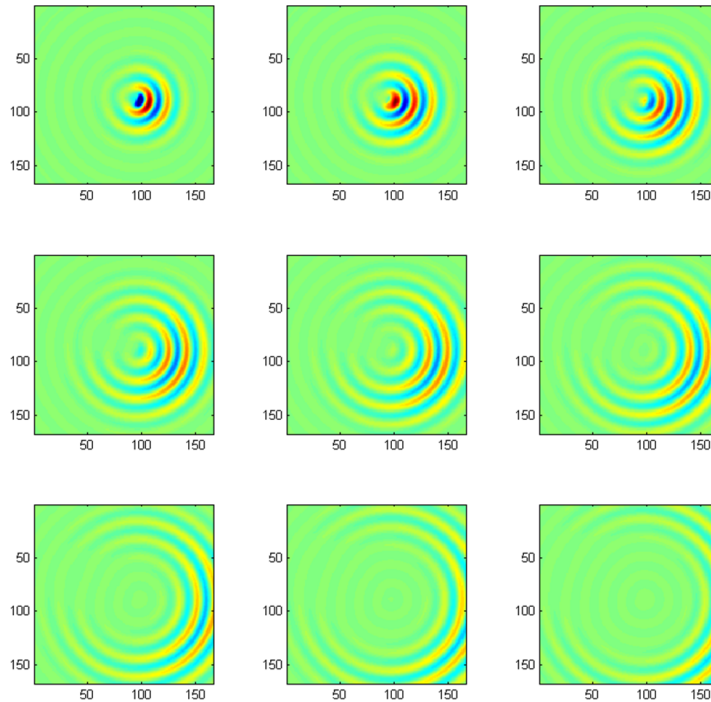


FIGURE 3.14 – Front d'onde directif généré avec le modèle équivalent en faisant rayonner 1/8 des sources du réseau de surface équivalent, soit ici 8 sources sur deux rangées.

isotrope dans un plan, se propageant dans les conditions de l'espace libre avec une diminution de l'amplitude qui varie en $1/\sqrt{d}$, avec d la distance entre le point d'observation du champ et

le centre du RSE. Dans le chapitre suivant, tous les résultats de simulation seront comparés à ce modèle analytique 2D du champ rayonné par le RSE en espace libre.

3.3.2 RSE : génération d'un front d'onde non directif

Rappelons, qu'il n'est pas nécessaire de faire rayonner physiquement, mais virtuellement le RSE lors de la phase de détermination des fonctions de transfert utiles à la synthèse du champ souhaité, i.e., les éléments du RSE peuvent être des sondes de champs et non pas des antennes. Néanmoins, nous pouvons prévoir le comportement du front d'onde qui va être généré en étudiant le modèle 2D du RSE en espace libre et avoir ainsi une référence de ce que nous nous attendons à obtenir.

Ainsi, nous pouvons voir sur la figure 3.15(a) que l'utilisation de sources isotropes, physiques ou virtuelles, comme éléments de base du RSE, va induire un rayonnement à la fois vers l'extérieur et vers l'intérieur de la région de test définie par le RSE.

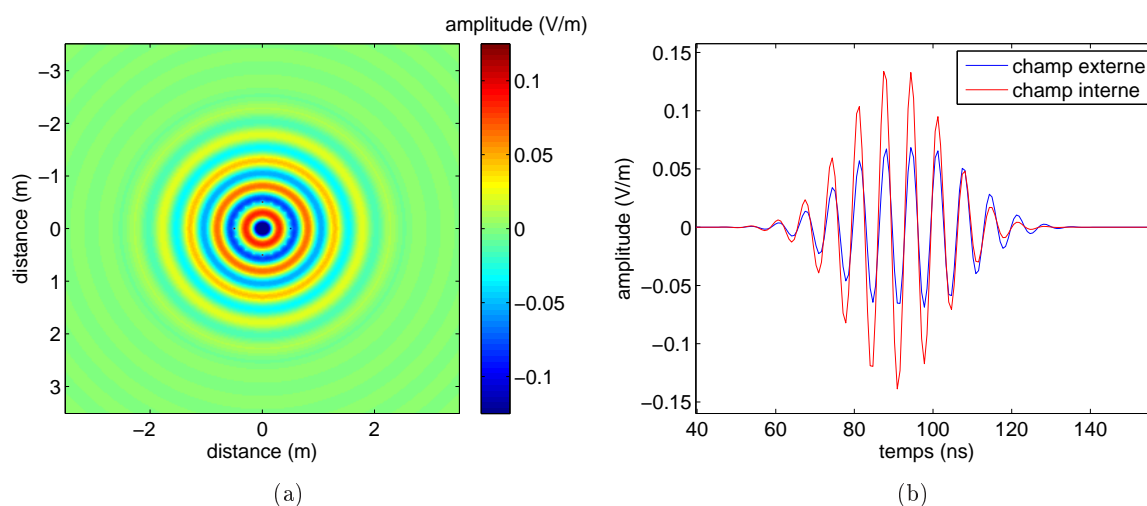


FIGURE 3.15 – (a) Rayonnement du RSE constitué d'une rangée circulaire de rayon $r_0 = 0.5m$, comprenant 20 sources isotropes, à un instant t_0 donné dans un plan $x - y$. (b) Amplitude du champ à l'extérieur du RSE (courbe bleue) à une position $\{x = 0.75 m; y = 0 m\}$ et à l'intérieur du RSE (courbe rouge) à une position $\{x = 0.25 m; y = 0 m\}$.

Dans cette simulation avec le modèle en espace libre 2D, toutes les sources ont été excitées par une même impulsion gaussienne de fréquence centrale $f_c = 600$ MHz de bande passante à -3 dB de 120 MHz. Nous pouvons observer sur ce résultat que le rayonnement des sources vers l'intérieur du RSE va arriver en phase en son centre, de part sa symétrie radiale, et va maximiser le champ à cet endroit s'il n'y a aucun objet dans la région de test.

Une autre conséquence est la distortion de l'évolution temporelle du front d'onde à l'intérieur et à l'extérieur du RSE. En effet, une fois arrivée au centre, l'onde convergente continue de se propager en une onde divergente qui vient s'ajouter à l'onde qui se propageait vers l'extérieur. Sur la figure 3.15(b), situés dans un plan xy , nous pouvons observer l'amplitude du champ dans le temps pour deux positions distinctes dans l'espace : $\{x = 0.75 m; y = 0 m\}$ et $\{x = 0.25 m; y = 0 m\}$, à l'intérieur du RSE pour le champ interne et à l'extérieur de ce dernier pour le champ externe. Nous constatons que le champ à l'intérieur est plus important qu'en dehors du RSE. Ceci s'explique par le fait que pour deux positions, p_1 et p_2 , symétriques par rapport à un élément du RSE, le trajet de l'onde émise par les autres éléments sera plus court en moyenne pour atteindre p_1 à l'intérieur du RSE par rapport à p_2 situé à l'extérieur comme nous pouvons le voir sur la

figure 3.16. Par conséquent, la diminution d'amplitude, due à la divergence du champ, sera plus importante pour les interférences du champ à l'extérieur du RSE.

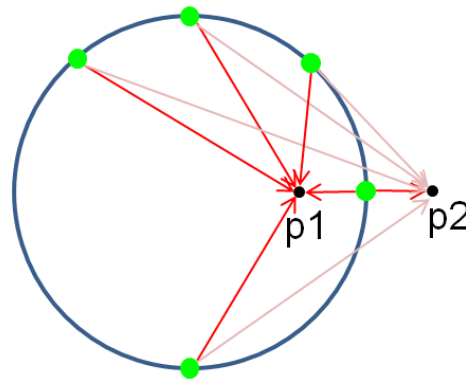


FIGURE 3.16 – Représentation schématique du champ rayonné par le RSE sur deux points symétriques ; $p1$ à l'intérieur, $p2$ à l'extérieur du RSE.

Afin de mettre en évidence la distorsion sur l'évolution temporelle du front d'onde, nous avons comparé le champ rayonné de part et d'autre du RSE avec celui que nous aurions obtenu si le rayonnement avait été réalisé exclusivement vers l'intérieur ou l'extérieur de ce dernier. Nous expliquerons plus loin dans cette partie du chapitre comment nous avons obtenu ce rayonnement directif, dont l'amplitude du champ est représentée en noir sur la figure 3.17(a) :

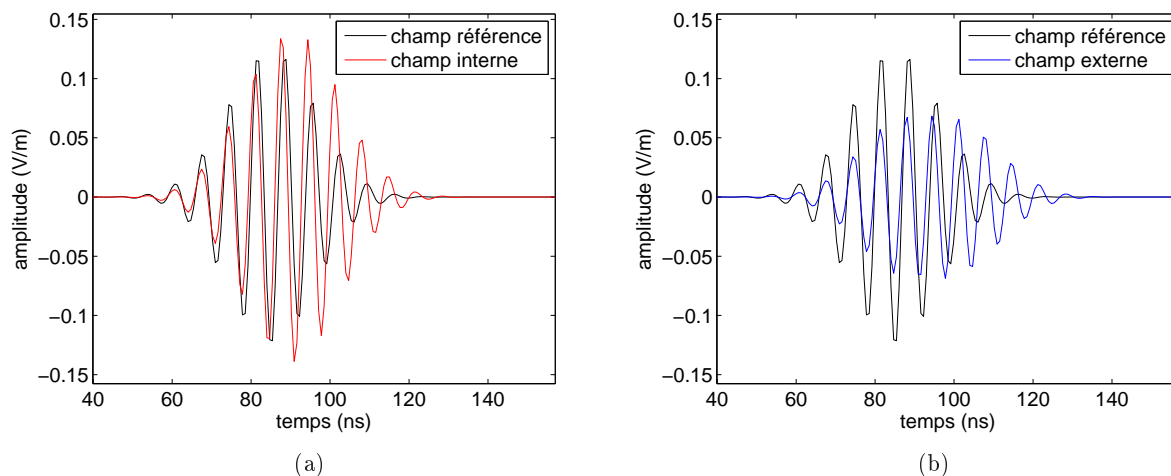


FIGURE 3.17 – (a) Comparaison du champ rayonné sur un point interne au RSE avec celui que nous obtenons si le rayonnement du RSE est directif vers l'intérieur. (b) Comparaison du champ rayonné sur un point externe au RSE avec celui que nous obtenons si le rayonnement du RSE est directif vers l'extérieur.

Ce type de rayonnement isotrope pose un problème encore plus important lorsqu'un objet est présent dans la zone de test : la propagation du champ, contenue dans les fonctions de transfert qui seront mesurées, va être la résultante du front d'onde vers l'extérieur du RSE et de la réflexion et la diffusion de la partie du front d'onde se propageant vers l'intérieur de la surface de test avec l'objet sous test. Cette interaction conduit à une distorsion, non connue a priori et fortement dépendante de la géométrie de l'objet sous test qui vient dégrader la forme du front d'onde que nous souhaitons générer avec la TREC. Il faut donc chercher à créer un rayonnement directif du

RSE de façon à rayonner le maximum de champ vers l'extérieur pour s'affranchir de l'interaction avec l'objet sous test.

3.3.3 RSE : génération d'un front d'onde directif

Nous allons exposer dans ce paragraphe la solution que nous avons choisi pour obtenir un rayonnement directif du RSE vers l'extérieur de la région de test. Le principe est d'ajouter une seconde rangée d'éléments rayonnants sur un cercle de rayon r_1 , et placée à une distance d fixe du premier réseau circulaire dont le rayon est r_2 . Notons que dans une configuration 3D, ces sources sont des dipôles qui rayonnent de façon isotrope uniquement dans leur plan azimutal. Ensuite, nous cherchons à compenser le déphasage qui existe entre chaque couple d'éléments du RSE. Nous souhaitons alors annuler le rayonnement vers l'intérieur du RSE constitué des deux rangées en créant une interférence destructrice sur la direction radiale pour obtenir un rayonnement de l'énergie principale vers l'extérieur du RSE.

Nous avons représenté sur la figure 3.18 le rayonnement d'un couple de sources, séparées d'une distance $d = \lambda_{fc}/4$, avec λ_{fc} la longueur d'onde associée à la fréquence centrale du signal d'excitation de la source $X(f)$. Pour ce faire, nous faisons dans un premier temps l'hypothèse que la différence d'amplitude due à la divergence du champ rayonné par les deux sources est négligeable.

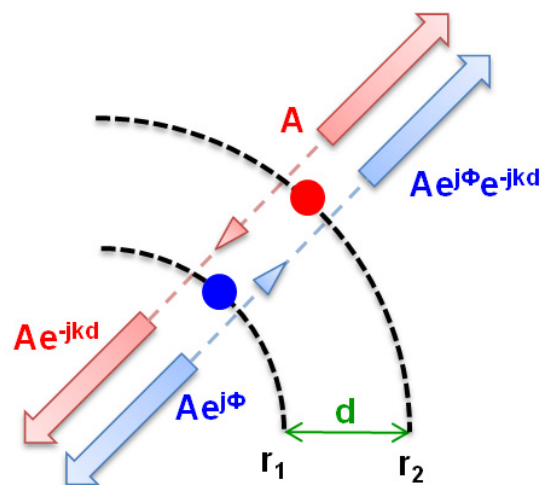


FIGURE 3.18 – Représentation du rayonnement réalisé par un couple de sources du RSE.

Les champs émis vers l'intérieur et l'extérieur du RSE, respectivement E_{int} et E_{ext} , suivant la direction radiale sont les suivant :

$$|E_{int}| = |A(1 + e^{-j(\phi+kd)})| \quad \text{et} \quad |E_{ext}| = |A(1 + e^{j(\phi-kd)})| \quad (3.41)$$

avec A , l'amplitude du champ et $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde, pour $d = \lambda_{fc}/4$ le produit kd vaut : $(\pi f)/(2f_c)$. Nous pouvons imposer ϕ de manière à obtenir $|E_{int}| = 0$:

$$\phi = \pi - kd = \pi(1 - \frac{f}{2f_c}) \quad (3.42)$$

Nous en déduisons l'expression du module du champ à l'extérieur du RSE :

$$|E_{ext}| = |A(1 + e^{j\pi(1-\frac{f}{f_c})})| \quad (3.43)$$

Le module du champ à l'extérieur va donc varier entre 0 et $2A$ en fonction de la fréquence du signal d'excitation en atteignant son maximum à la fréquence centrale f_c . Nous pouvons montrer que pour une bande passante du signal d'excitation inférieure ou égale à $4f_c/3$, le module du champ à l'extérieur va varier entre A et $2A$ en fonction de la fréquence.

Nous avons ensuite utilisé notre simulateur temporel 2D en espace libre pour étudier le rayonnement du RSE décrit dans le paragraphe précédent mais en ajoutant une seconde rangée de sources, et en imposant le même déphasage ϕ sur celles-ci. Le résultat est présenté sur la figure 3.19(a). Nous observons un rayonnement principalement vers l'extérieur du RSE. Afin d'estimer le rapport d'énergie entre le champ rayonné vers l'extérieur et celui rayonné vers l'intérieur du RSE, nous avons représenté sur la figure 3.19(b) l'amplitude du champ, dans un plan $x - y$, sur deux points situés de part et d'autre du RSE aux positions $\{x = 0.75 \text{ m}; y = 0 \text{ m}\}$ et $\{x = 0.25 \text{ m}; y = 0 \text{ m}\}$. Nous trouvons un ratio de 7.8 pour les amplitudes, soit 17.8 dB sur le rapport d'énergie entre le champ à l'extérieur et le champ à l'intérieur du RSE.

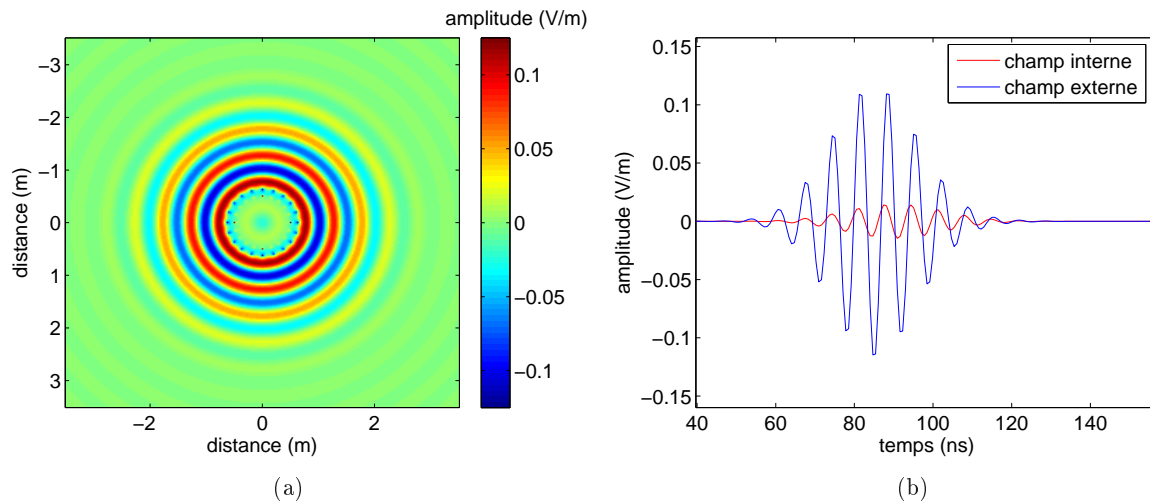


FIGURE 3.19 – (a) Rayonnement du RSE constitué de deux rangées circulaires de rayon $r_1 = 0.5m$ et $r_2 = 0.625m$, constituées de 20 sources isotropes, à un instant t_0 donné. (b) Amplitude du champ à l'extérieur du RSE (courbe bleue) et à l'intérieur du RSE (courbe rouge).

La présence d'une valeur non nulle du champ vers l'intérieur du RSE, aussi faible soit elle, est due au fait que l'hypothèse de départ sur la différence d'amplitude des champs rayonnés par chacune des rangées du RSE en raison de leur disposition spatiale, considérée comme négligeable, n'est pas vérifiée ici. Ainsi, comme nous pouvons l'observer sur la figure 3.20(a), bien que les lobes du champ issu des sources de chaque rangée soient en opposition de phase, leurs amplitudes ne sont pas exactement identiques, ce qui entraîne un résidu lors de l'interférence des champs issus des deux rangées de sources à l'intérieur du RSE.

Néanmoins, nous pouvons constater sur la figure 3.20(b) que ce champ rayonné vers l'intérieur du RSE n'apporte pas une distorsion significative de l'évolution temporelle du champ rayonné à l'extérieur, ce dernier étant à nouveau comparé au cas où un rayonnement directif idéal est réalisé. Le coefficient de corrélation entre les deux configurations est de 0.99.

Remarquons que dans le cadre du simulateur temporel du modèle 2D en espace libre, nous pouvons corriger à la fois, la différence de phase et, la différence d'amplitude des champs émis par les sources de chacune des rangées circulaire du RSE. En effet, nous connaissons exactement l'expression du champ rayonné par chaque source à partir de l'équation (3.39). La fonction de Bessel modifiée $K_0jk||\mathbf{r}||$ définit l'amplitude et la phase du champ à la position \mathbf{r} .

Ainsi, de façon analogue à la configuration où nous compensons la phase, si nous prenons le

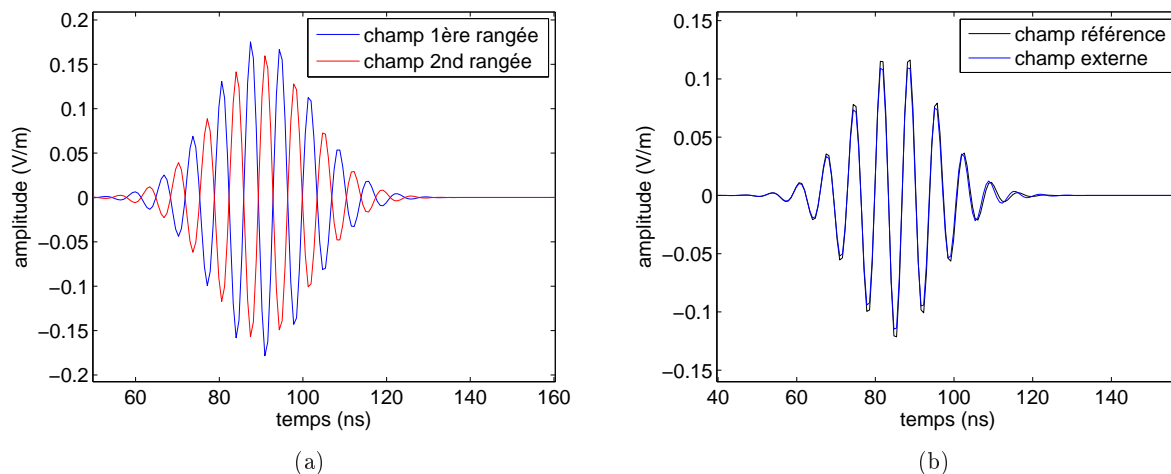


FIGURE 3.20 – (a) Comparaison de l’amplitude du champ généré par chacune des rangées du RSE. (b) Comparaison du champ rayonné sur un point externe au RSE avec celui que nous obtenons si le rayonnement du RSE est directif vers l’extérieur.

champ d’un élément de la rangée de rayon r_1 comme référence, il suffit de multiplier le champ de l’élément associé de la rangée r_2 du RSE par l’expression qui suit pour que l’interférence du champ émis par chaque rangée de sources soit nulle à l’intérieur du RSE :

$$A = \frac{-K_0(jkr_1)}{K_0(jkr_2)} \quad (3.44)$$

et nous obtenons :

$$|E_{int}| = 0 \quad \text{et} \quad |E_{ext}| = |K_0(jk||\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}||) + AK_0(jk||\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}||)| \quad (3.45)$$

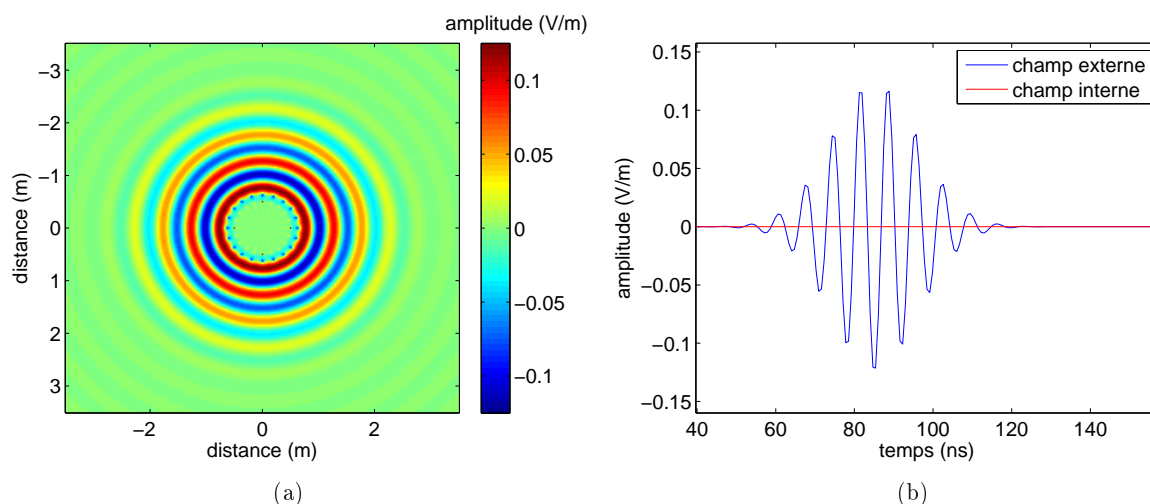


FIGURE 3.21 – (a) Rayonnement du RSE constitué de deux rangées circulaires de rayon $r_1 = 0.5m$ et $r_2 = 0.625m$, constituées de 20 sources isotropes, à un instant t_0 donné. (b) Amplitude du champ à l’extérieur du RSE (courbe bleue) et à l’intérieur du RSE (courbe rouge).

De même que sur les figures 3.19(a) et 3.19(b), nous avons simulé le rayonnement du RSE complet en compensant cette fois l’amplitude et la phase d’une rangée à l’autre. Nous obtenons

bien un champ nul à l'intérieur qui permet de s'affranchir de toute interaction éventuelle avec un objet dans la zone de test lors de la phase de caractérisation des fonctions de transfert du système.

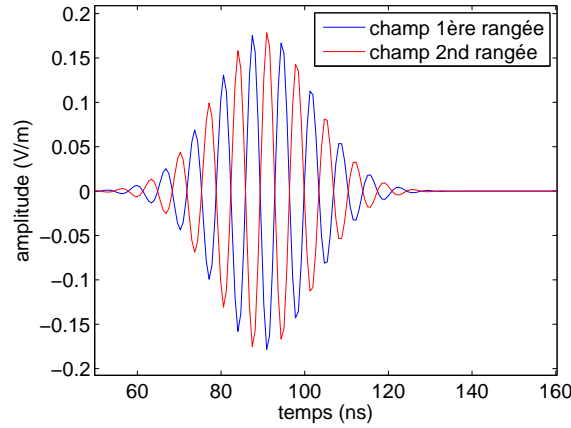


FIGURE 3.22 – Comparaison de l'amplitude du champ généré par chacune des rangées du RSE.

Finalement, nous avons vérifié sur la figure 3.22, que le champ généré par chaque rangée du RSE en un point à l'intérieur de ce dernier, est bien en opposition d'amplitude et de phase, contrairement à ce que nous avons pu observer sur la figure 3.20(a).

3.4 Qualité de focalisation temporelle : rapport signal sur bruit

3.4.1 Cas sans pertes

La notion de qualité de focalisation temporelle sur un détecteur ponctuel a été introduite dans [39] à travers la notion de contraste qui quantifie le rapport signal sur bruit entre le carré de la valeur du pic du signal focalisé, $s(t)$, à l'instant $t = 0$, et le carré de la valeur efficace du bruit, $n(t) = s(t) - \rho x(t)$. Ce bruit correspond à la partie du signal qui reste lorsque nous retranchons de $s(t)$ la partie cohérente de l'impulsion transmise $\rho x(t)$, dont la durée est τ , avec ρ la projection entre $s(t)$ et l'impulsion de référence $x(t)$.

L'expérience consiste à transmettre une impulsion dans une cavité résonante entre deux transducteurs, l'un jouant le rôle de l'émetteur et l'autre du récepteur. Nous appliquons la technique du retournement temporel et nous retransmettons l'impulsion initiale sur l'émetteur. Nous pouvons réitérer l'expérience un grand nombre de fois en modifiant la position des transducteurs dans la cavité. Il a alors été montré que la valeur moyenne du rapport signal sur bruit calculé sur l'ensemble des réalisations dépend des paramètres présents dans l'équation suivante :

$$\gamma = \frac{\langle s(0)^2 \rangle}{\langle n^2(t) \rangle} \cong \frac{4\sqrt{\pi}n_0B_T}{1 + 2\pi n_0/\Delta T} \quad (3.46)$$

Ces paramètres sont : la densité modale moyenne n_0 , considérée comme constante sur la bande passante B_T de l'impulsion à transmettre $x(t)$ et ΔT la durée des signaux enregistrés par le transducteur du miroir à retournement temporel pendant la première phase du retournement temporel. Ce paramètre sera étudié dans le chapitre suivant.

Ce modèle du contraste permet d'estimer la qualité de la focalisation temporelle, mais présente plusieurs limitations :

- premièrement, l'équation (3.46) n'est valable que pour des systèmes sans pertes, la notion de valeur efficace du bruit n'étant valide que pour des signaux à énergie infinie ;
- deuxièmement, la densité modale n_0 peut être estimée à l'aide de la formule de Weyl [14] mais il s'agit d'une approximation. En effet, il n'est pas encore possible de connaître la densité modale effective liée au nombre de modes qui ont été réellement excités dans une cavité. De plus, n_0 représente une densité de mode moyenne considérée comme constante sur la bande passante du signal d'excitation, ce qui est vérifié principalement dans le cas de signaux à bande étroite.

Nous pouvons calculer la densité modale en deux dimensions avec l'équation suivante [15] :

$$n_0(f) = \frac{2\pi abf}{c^2} \quad (3.47)$$

avec a et b les dimensions de la cavité rectangulaire, $f = f_c$ la fréquence centrale du signal d'excitation à laquelle la densité modale est estimée et c la vitesse de propagation des ondes dans l'air.

L'évolution de γ en fonction de la durée ΔT est représentée sur la figure 3.23, calculée avec $a = 8$ m, $b = 6.6$ m, $f_c = 600$ MHz, et $B_T = 500$ MHz. La durée de l'impulsion initiale τ était de 0.25 ns.

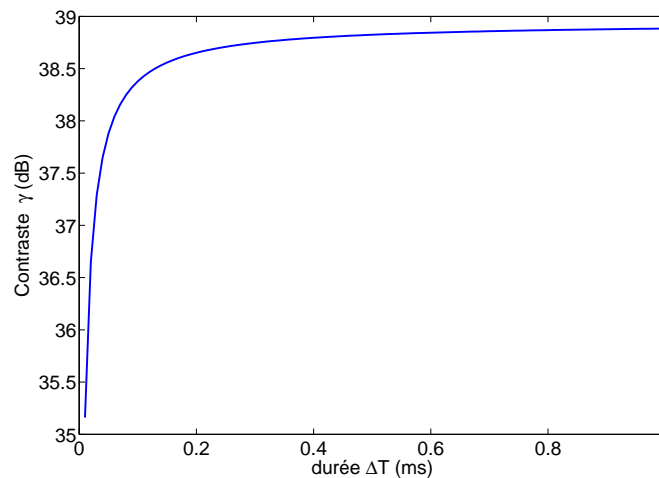


FIGURE 3.23 – Évolution du contraste γ avec la durée ΔT du signal retourné dans le temps.

Nous observons que le choix de la fenêtre temporelle d'enregistrement ΔT modifie le comportement asymptotique du contraste γ en fonction de deux régimes limites : $\Delta T \ll n_0$ et $\Delta T \gg n_0$. Dans le premier cas, le contraste tend vers $\Delta T/\tau$, dans le second il présente une saturation proche de n_0/τ .

Malheureusement, il s'avère que pour des raisons de limites de ressources informatiques, la durée d'une simulation ΔT est de l'ordre de n_0 et ne correspond donc à aucun de ces deux régimes. Néanmoins, ce modèle du contraste a constitué pour nous une première base pour dimensionner nos simulations et estimer la qualité de focalisation temporelle d'une impulsion cohérente dans une cavité résonante.

3.4.2 Cas avec pertes

Il faut toutefois préciser que dans le cadre des simulations de la TREC, ce n'est pas une seule mais de huit à douze antennes qui sont utilisées pour le miroir à retournement temporel. Aussi,

une partie non négligeable de l'énergie injectée dans la cavité résonante va être dissipée dans les charges adaptées des antennes, et va donc fortement modifier le coefficient de qualité global [10]. Un modèle intégrant le mécanisme des pertes dans une analyse statistique des performances du retournement temporel a été récemment développé dans [50], définissant le rapport signal sur bruit Λ_p comme suit :

$$\Lambda_p = \frac{s^2(0)}{n_e^2(0)} = \frac{Q}{\pi f_c} \chi \Lambda = Q \kappa \Lambda \quad (3.48)$$

Dans cette équation, $n_e(t)$, représentant le bruit équivalent, est une enveloppe qui contient la même puissance instantanée moyenne que le bruit réel mais varie de façon plus douce. Q représente le coefficient de qualité moyen du milieu réverbérant défini sur la bande passante $B_T = f_2 - f_1$ du spectre $X(f)$ du signal de référence, et $f_c = (f_1 + f_2)/2$ sa fréquence centrale. Le paramètre χ a pour équation :

$$\chi = x^2(0)/\varepsilon_x \quad (3.49)$$

Il s'agit d'un facteur lié à la forme temporelle de $x(t)$, avec :

$$\varepsilon_x = \int_{f_1}^{f_2} |X(f)|^2 df \quad (3.50)$$

Nous remarquons que χ sera d'autant plus important que la forme temporelle du signal sera proche de celle d'une impulsion, idéalement un Dirac. Le coefficient Λ quantifie le rapport signal sur bruit de l'énergie contenue dans la partie cohérente de l'impulsion transmise, et de l'énergie contenue dans la partie non cohérente assimilée à un bruit. Ce bruit correspond à un résidu de projection du signal reçu sur le signal de référence, i.e, l'impulsion souhaitée. Il a été démontré dans ce même article que Λ peut s'exprimer à partir de la fonction de transfert $H(f)$ qui relie les deux transducteurs en présence dans la cavité :

$$\Lambda = \frac{\left(\int_{f_1}^{f_2} |H(f)|^2 df \right)^2}{B_T \int_{f_1}^{f_2} |H(f)|^4 df - \left(\int_{f_1}^{f_2} |H(f)|^2 df \right)^2} \quad (3.51)$$

De plus, il est possible de déterminer cette fonction de transfert en réalisant une mesure à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel entre le port d'une antenne et une sonde de champ, placées dans le milieu réverbérant. Ainsi, nous pouvons prévoir de façon plus réaliste la statistique des performances du retournement temporel entre deux transducteurs dans le cas d'un système qui présente des pertes.

3.5 Qualité spatiale du front d'onde

Nous avons choisi de travailler avec des fronts d'onde isotropes par soucis de simplicité de mise en oeuvre du RSE et de son modèle de rayonnement en espace libre. Nous pouvons ainsi sélectionner des directions d'arrivée vers le centre du RSE très simplement, en excitant un secteur angulaire à la fois. Il suffit pour cela de mettre à '1' les poids associés aux éléments du secteur angulaire du RSE circulaire que nous souhaitons faire rayonner et à '0' les autres. Ensuite, nous pouvons comparer les fronts d'onde directifs avec le modèle 2D d'émission du champ en espace libre que nous avons à disposition. Pour le front d'onde de référence, généré avec le modèle 2D, si sa distribution spatiale est de type isotrope et que son évolution temporelle est une impulsion, alors le niveau du champ sur l'un de lobes maximum ou minimum de l'impulsion est constant. Cela revient à dire que l'écart-type σ par rapport à la valeur moyenne du champ μ est nul.

Nous pouvons relever les valeurs du champ $u(r_c, \theta, t)$ sur un cercle de rayon r_c dont la longueur correspond à l'un des lobes de l'impulsion observée, comme représenté sur la figure 3.24(a). Dans le cas d'une simulation numérique de la TREC, la génération du front n'est pas parfaite, la distribution du champ va présenter un écart-type, par rapport à la valeur moyenne, non nul, et que nous pouvons observer sur la figure 3.24(b). Nous pouvons calculer μ et σ à l'aide de (3.52) et (3.53).

$$\mu(r_c, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(r_c, \theta, t) d\theta \quad (3.52)$$

$$\sigma^2(r_c, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [u(r_c, \theta, t) - \mu]^2 d\theta \quad (3.53)$$

Nous définissons alors un critère de qualité spatiale du front d'onde Q_{wf} :

$$Q_{wf}(r_c, t) = \left(\frac{\mu(r_c, t)}{\sigma(r_c, t)} \right)^2 \quad (3.54)$$

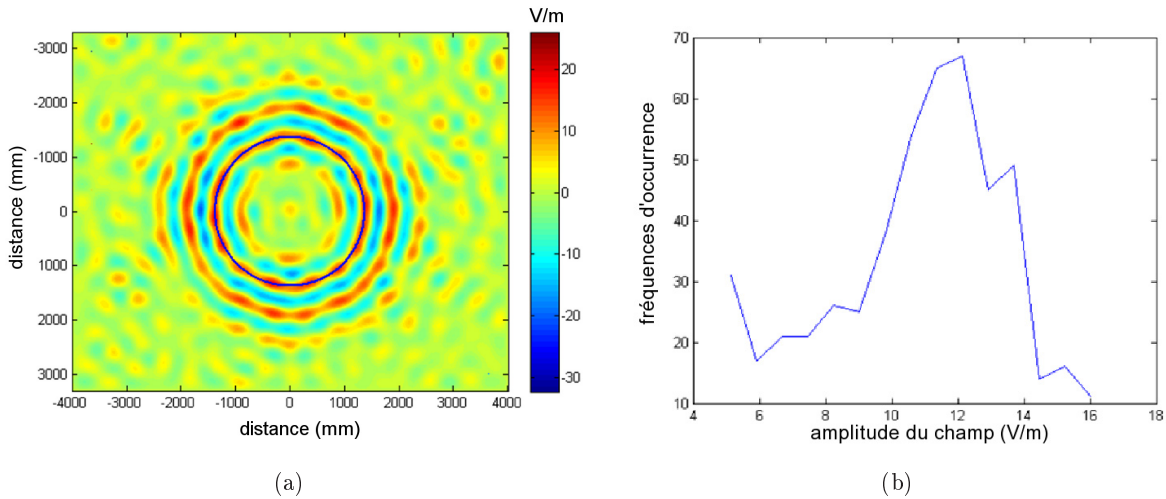


FIGURE 3.24 – (a) Coupe du champ électrique généré par la CERT à un instant donné (b) Distribution du champ électrique relevé sur le cercle bleu de rayon r_c .

Ce critère permet de quantifier la qualité du front d'onde généré. Plus l'écart-type sera faible et plus nous nous rapprocherons de la référence établie par notre modèle 2D. Ainsi, dans le cas idéal du modèle de référence, $Q_{wf}(r_c, t)$ tend vers l'infini. Nous avons donc utilisé $Q_{wf}(r_c, t)$ comme un observable pour tirer des tendances sur le comportement du système en fonction des différents paramètres influents que nous mettrons en avant dans les chapitres suivants comme la configuration du miroir à retournement temporel, le coefficient de qualité ou la bande passante B_T de l'impulsion de référence.

Il faut cependant préciser que contrairement aux simulations numériques pour des fronts d'onde circulaires, cet observable ne peut pas être obtenu facilement dans le cadre de mesures réelles dans une chambre réverbérante. En effet, il est difficile d'obtenir, sans systèmes automatisés, la distribution spatiale du champ dans des plans de coupe car cela représente des milliers de points de mesures pour chaque plan. Il est alors plus judicieux d'utiliser la ou les sondes de champ déjà utilisées pour la caractérisation des fonctions de transfert sur la surface du RSE afin d'observer l'amplitude du champ à l'instant de focalisation du front d'onde sur cette surface. Nous pourrions ainsi comparer le front d'onde obtenu dans la TREC à celui de référence que nous souhaitons réaliser.

D'une façon analogue au SNR d'énergie Λ , nous pouvons définir un SNR spatial Υ , qui quantifie l'énergie présente dans la partie cohérente de la distribution spatiale du front d'onde obtenu sur la surface de test, i.e. le RSE, par rapport à l'énergie présente dans le bruit.

Afin d'obtenir Υ , nous allons étudier l'équation (3.55) qui représente la relation entre le spectre du front d'onde généré dans la TREC $\hat{\mathbf{S}}$ et le front d'onde souhaité $\mathbf{s}(t_0)$ à l'instant de la focalisation spatiale t_0 . $\mathbf{s}(t_0)$ est un vecteur qui contient l'amplitude du champ que nous voulons obtenir sur le RSE à l'instant de la focalisation.

$$\hat{\mathbf{S}}(f) = \mathbf{H}_{obs}^T(f)(\mathbf{H}_{r_1}(f)e^{j\phi(f)} + \mathbf{H}_{r_2}(f))\mathbf{s}(t_0)X(f) = \mathbf{H}_{obs}^T(f)\mathbf{H}_{equ}(f)\mathbf{s}(t_0)X(f) \quad (3.55)$$

avec $\mathbf{H}_{obs}^T(f)$ la transposée de la matrice des fonctions de transfert entre les N_a antennes du miroir à retournement temporel et les M sondes d'une des deux rangées du RSE, i.e., $\mathbf{H}_{obs}(f) = H_{r_1}(f)$ ou $\mathbf{H}_{obs}(f) = H_{r_2}(f)$ et, $\phi(f)$, la phase appliquée sur les éléments de la première rangée du RSE.

Afin de simplifier notre étude, nous avons choisi d'imposer les valeurs du vecteur $\mathbf{s}(t_0)$ à, "0" ou à "1", en fonction de la directivité du front d'onde que nous souhaitons obtenir de manière à définir une distribution spatiale indépendante du temps. Notons que $\mathbf{s}(t_0)$ est une constante définie par l'utilisateur. Toutefois, en procédant ainsi, nous n'avons jamais considéré de vrais fronts d'onde car la distribution de champ que nous faisons rayonner depuis la surface du RSE n'est pas associée au rayonnement physique d'une source. En effet, le fait d'utiliser des '0' et des '1' donne lieu une configuration qui n'est pas équivalente à un front d'onde qui aurait été rayonné par une véritable antenne comme par exemple un cornet. Ceci entraîne plusieurs conséquences qui seront observées dans les résultats de simulations et de mesures :

1. une reconstruction du front dégradé par rapport au front d'onde de référence en espace libre indépendamment des dégradations liées au milieu de propagation comme le nombre de modes limités ;
2. distorsion du front d'onde pendant sa propagation contrairement à un "vrai" front d'onde se propageant déjà en champ lointain ;
3. perte de la symétrie entre le front d'onde rentrant et sortant du volume de test après la focalisation.

De nouveaux résultats obtenus en réalisant des fronts d'onde correspondant aux rayonnements de sources réelles, comme des antennes cornet, démontrant la disparition de ces problèmes, seront publiés prochainement.

Il faut toutefois souligner que nous aurions néanmoins pu utiliser un vecteur $\mathbf{s}(t_0)$ dépendant de la fréquence puisque les signaux à appliquer aux antennes du MRT sont synthétisés par post-traitement, mais cela n'a pas été abordé car l'objectif premier était de démontrer la faisabilité de notre système. Nous avons une grande flexibilité quant à la manière de générer les signaux de synthèse du champ souhaité, ce qui n'aurait pas été le cas s'il avait fallu faire rayonner physiquement le RSE dans la première phase du retournement temporel. Rappelons que les positions des sondes de champ qui constituent le RSE sont situées sur deux rangées espacées d'une distance fixe afin de pouvoir recréer virtuellement la directivité du front d'onde souhaité à partir de sources électriques uniquement.

Avec (3.55), nous pouvons analyser le front d'onde généré sur l'une des deux couches du RSE. Nous noterons que pour obtenir un front d'onde estimé qui approche le mieux possible celui souhaité à l'instant de la focalisation $t_0 = 0$, il faudrait idéalement que la transformée de Fourier inverse TF^{-1} de la matrice carrée (3.56) soit proportionnelle à un Dirac $\delta(t)$:

$$\mathbf{H}_{obs}^T(f)\mathbf{H}_{equ}(f)X(f) \quad (3.56)$$

soit :

$$\Upsilon(t) = TF^{-1}\{\mathbf{H}_{obs}^T(f)\mathbf{H}_{equ}(f)X(f)\} = \alpha\delta(t) \quad (3.57)$$

La matrice $\mathcal{T}(t)$ traduit le niveau de corrélation entre la sonde sur laquelle le front d'onde doit se focaliser spatialement et sa focalisation sur les autres sondes du réseau. Nous pouvons exprimer l'équation (3.55) dans le temps :

$$\hat{\mathbf{s}}(t) = \mathcal{T}(t)\mathbf{s}(t_0) \quad (3.58)$$

Nous souhaitons quantifier la qualité du front d'onde généré dans le temps en comparant la distribution spatiale de ce dernier sur les éléments du RSE, $\hat{\mathbf{s}}(t)$, avec le vecteur $\mathbf{s}(t_0)$. Un moyen possible est de calculer le coefficient de corrélation entre ces deux vecteurs :

$$\rho_{\text{corr}}(t) = \frac{\mathbf{s}(t_0)^T \hat{\mathbf{s}}(t)}{\|\mathbf{s}(t_0)\|^2 \|\hat{\mathbf{s}}(t)\|^2} \quad (3.59)$$

Nous nous attendons à trouver le maximum de $\rho_{\text{corr}}(t)$ à l'instant de la focalisation du front d'onde.

De même que dans l'équation (3.8), p. 53, il est possible d'exprimer le champ obtenu, $\hat{\mathbf{s}}(t)$, sur les différentes positions des sondes du RSE, comme la somme d'une partie cohérente du front d'onde, $\rho_{\text{proj}}\mathbf{s}(t_0)$, ayant la même forme que $\mathbf{s}(t_0)$ et un bruit résiduel \mathbf{n} . Le coefficient ρ_{proj} correspond à la projection du vecteur $\hat{\mathbf{s}}(t)$ sur $\mathbf{s}(t_0)$ telle que :

$$\rho_{\text{proj}}(t) = \frac{\hat{\mathbf{s}}(t)^T \mathbf{s}(t_0)}{\|\mathbf{s}(t_0)\|^2} \quad (3.60)$$

Nous pouvons omettre la variable temporelle t puisque nous observons l'amplitude du champ sur les sondes à un instant donné à chaque fois :

$$\hat{\mathbf{s}} = \rho_{\text{proj}}\mathbf{s} + \mathbf{n} \quad ; \quad \rho_{\text{proj}} = \rho_{\text{corr}} \frac{\|\hat{\mathbf{s}}\|}{\|\mathbf{s}\|} \quad (3.61)$$

Nous pouvons alors définir un SNR spatial, Υ , qui traduit le rapport de l'énergie contenue dans la partie cohérente sur celle contenue dans le bruit :

$$\Upsilon = \frac{\varepsilon_{\text{coh}}}{\varepsilon_n} = \frac{|\rho_{\text{proj}}|^2 \|\mathbf{s}\|^2}{\|\mathbf{n}\|^2} = \frac{|\rho_{\text{corr}}|^2 \|\hat{\mathbf{s}}\|^2}{\|\mathbf{n}\|^2} \quad (3.62)$$

Nous pouvons exprimer la norme au carré de $\hat{\mathbf{s}}$ comme suit :

$$\|\hat{\mathbf{s}}\|^2 = \|\rho_{\text{proj}}\mathbf{s} + \mathbf{n}\|^2 = \varepsilon_{\text{coh}} + \varepsilon_n + 2\rho_{\text{proj}}(\mathbf{s}^T \mathbf{n}) = \varepsilon_{\text{coh}} + \varepsilon_n \quad (3.63)$$

En effet, les vecteurs \mathbf{s}^T et \mathbf{n} sont orthogonaux par construction puisque \mathbf{n} est le résidu de la projection $\hat{\mathbf{s}}$ sur $\rho_{\text{proj}}\mathbf{s}$. En utilisant les équations (3.62) et (3.63) nous déduisons le module de ρ_{corr} au carré :

$$|\rho_{\text{corr}}|^2 = \Upsilon \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_n + \varepsilon_{\text{coh}}} \quad (3.64)$$

Finalement, il vient :

$$\Upsilon(t) = \frac{1}{\frac{1}{|\rho_{\text{corr}}(t)|^2} - 1} \quad (3.65)$$

L'avantage apporté par l'introduction de ce SNR Υ est qu'il présente une dynamique de valeurs beaucoup plus importante que le coefficient de corrélation entre la distribution du champ mesurée $\hat{\mathbf{s}}$ et celle souhaitée \mathbf{s} , ce qui permet de mieux apprécier la qualité du front d'onde lorsque la variation de ρ_{corr} est minime.

3.6 Contrôle de la polarisation de champs pulsés dans une CR

Nous avons vu que la technique du retournement permet de générer et de transmettre des impulsions brèves dans des milieux fortement réverbérants. Nous allons montrer que ce n'est pas le seul avantage de cette technique. En effet, il a été démontré dans [48] que cette technique, appliquée aux chambres réverbérantes, permet de sélectionner la polarisation d'un champ pulsé en modifiant uniquement les signaux d'excitation sur les ports des antennes du MRT.

Contrairement aux moyens de test comme les chambres anéchoïques, ce contrôle de la polarisation se fait sans avoir à déplacer mécaniquement les sources d'excitations où l'utilisation de réseaux d'antennes complexes commutées électroniquement. De plus, le taux de réjection de la polarisation croisée du champ, obtenu en un point de la cavité, peut atteindre des niveaux bien supérieurs à ceux que nous obtenons avec la même antenne que celle du MRT utilisée dans les conditions d'espace libre. En effet, nous avons mesuré un taux de 10 dB dans une chambre anéchoïque alors qu'avec la TREC nous atteignons au moins 20 dB.

Ce dernier point est très important d'un point de vue pratique, car il nous permet de proposer une procédure de sélection de la polarisation du champ pulsé qui ne nécessite pas d'utiliser des antennes coûteuses en raison de leur fort taux de réjection de polarisation croisée, mais au contraire, des antennes "bon marché" tout en obtenant une très bonne sélectivité de la polarisation. La configuration étudiée consiste en une antenne placée dans une chambre réverbérante afin d'exciter une distribution de champ. Le champ vectoriel $\mathbf{E}(f, \mathbf{r})$ en un point \mathbf{r} a pour expression :

$$\mathbf{E}(f, \mathbf{r}) = X(f)\mathbf{\Phi}(f, \mathbf{r}) = X(f)(\Phi_x(f, \mathbf{r}) \Phi_y(f, \mathbf{r}) \Phi_z(f, \mathbf{r}))^T \quad (3.66)$$

avec $X(f)$ l'onde de puissance se propageant sur le port de l'antenne d'excitation et $\mathbf{\Phi}(f, \mathbf{r})$ un vecteur de fonctions de transfert entre le port de l'antenne et la position \mathbf{r} . Les fonctions de transfert scalaires $\Phi_p(f, \mathbf{r})$ sont liées aux polarisations des composantes cartésiennes avec p représentant x , y ou z .

Considérons maintenant un signal d'excitation $X_{RT}(f)$ défini comme suit :

$$X_{RT}(f) = P(f) \sum_{i=1}^3 \Phi_i^*(f, \mathbf{r}) = P(f)\mathbf{\Phi}^H(f, \mathbf{r})\mathbf{p} \quad (3.67)$$

avec $P(f)$ le spectre de l'impulsion qui sera reçue à la position \mathbf{r} et $\mathbf{p} = (p_1 p_2 p_3)^T$ un vecteur de poids associés aux polarisations cartésiennes du champ. En utilisant ce signal dans (3.66), le champ reçu $\mathbf{E}_{RT}(f, \mathbf{r})$ est le suivant :

$$\mathbf{E}_{RT}(f, \mathbf{r}) = P(f)\mathbf{\Phi}(f, \mathbf{r})\mathbf{\Phi}^H(f, \mathbf{r})\mathbf{p} \quad (3.68)$$

Comme nous nous intéressons au champ dans le domaine temporel, et plus particulièrement au pic de l'impulsion à l'instant de focalisation $t = 0$, nous avons :

$$\mathbf{e}_{RT}(0) = \int_{-\infty}^{\infty} P(f)\mathbf{\Phi}(f, \mathbf{r})\mathbf{\Phi}^H(f, \mathbf{r})\mathbf{p}df = \sqrt{\varepsilon}\rho_{\mathbf{pol}}\sqrt{\varepsilon}\mathbf{p} \quad (3.69)$$

avec $\varepsilon = \text{diag}\{\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z\}$ la matrice d'énergie telle que :

$$\varepsilon_i = \int_{-\infty}^{\infty} P(f)|\Phi_i(f, \mathbf{r})|^2 df = 2 \int_{B_T} \text{Re}\{P(f)\}|\Phi_i(f, \mathbf{r})|^2 df \quad (3.70)$$

ainsi que la matrice de polarisation $\rho_{\mathbf{pol}}$, dont les éléments sont définis comme suit :

$$\rho_{polij} = \frac{2 \int_{B_T} \text{Re}\{P(f)\Phi_i(f, \mathbf{r})\Phi_j^*(f, \mathbf{r})\}df}{\sqrt{\varepsilon_i\varepsilon_j}} \quad (3.71)$$

En faisant l'hypothèse que la condition d'ergodicité s'applique dans les chambres réverbérantes, il peut être prouvé que :

$$\lim_{M \rightarrow \infty} \rho_{\mathbf{pol}} = E[\rho_{\mathbf{pol}}] = \mathbf{1} \quad (3.72)$$

avec $\mathbf{1}$ la matrice identité. En rappelant le fait que dans une cavité surmodée, le champ est statistiquement isotrope, il a été montré que :

$$\lim_{M \rightarrow \infty} \varepsilon_i = \varepsilon_0 \forall_i \quad ; \quad \text{soit} \quad \lim_{M \rightarrow \infty} \mathbf{e}_{RT}(0) = \varepsilon_0 \mathbf{p} \quad (3.73)$$

Ce résultat prouve que sans aucun procédé de moyennage statistique, i.e., sans brassage, le champ pulsé obtenu grâce au retournement temporel converge, pour une chambre réverbérante en régime surmodé, en un champ cohérent et polarisé. Ce dernier est directement contrôlé par les poids du vecteur \mathbf{p} et ce, pour une configuration statique des antennes dans la cavité. L'avantage de cette propriété est de permettre la sélection de la polarisation du champ en changeant uniquement les signaux à injecter sur les ports des antennes du MRT sans aucun déplacement mécanique des sources ou de l'équipement sous test.

3.7 Gain sur l'amplitude du pic d'un champ généré par la TREC par rapport à la CR

Nous savons que l'un des avantages principaux des chambres réverbérantes est leur capacité à générer des champs électromagnétiques de fortes intensités à partir de sources fournissant des puissances relativement faibles [7]. Nous allons décrire brièvement la différence sur la puissance instantanée du champ que nous pouvons obtenir entre une excitation harmonique de la chambre, et l'excitation impulsionnelle avec le système TREC, afin de mettre en évidence un gain sur le pic de la puissance instantanée lors de l'utilisation de TREC, introduit dans [53]. En effet, le fait de générer des fronts d'onde qui se focalisent amène à une concentration d'énergie et donc, une densité de puissance encore plus importante que dans une chambre réverbérante classique.

3.7.1 Différence entre une excitation en CR et dans la TREC

L'utilisation standard des chambres réverbérantes pour la réalisation de tests de compatibilité électromagnétique, normalisée dans [13], décrit généralement une excitation de celles-ci à l'aide de signaux harmoniques qui conduisent à une distribution de l'énergie injectée, statistiquement uniforme dans tout le volume de la chambre. Cela signifie que d'un point de vue "agression" d'un objet sous test lors d'un test de CEM, seule une partie de cette énergie va interagir avec l'objet alors qu'il serait plus intéressant de concentrer cette énergie autour de ce dernier.

A contrario, nous avons vu que, grâce à l'utilisation des techniques de retournement temporel, le système TREC permet de concentrer une partie de l'énergie bien plus importante en générant un front d'onde dont l'énergie converge sur l'OST. En effet, si dans une chambre réverbérante, excitée par un signal monochromatique, les modes de résonance de la cavité se somment de façon incohérente, la technique du retournement temporel permet de les sommer de façon synchrone à l'instant de la focalisation spatio-temporelle, i.e., de manière cohérente ce qui va nécessairement augmenter la valeur du pic du champ.

Nous allons rappeler, dans le paragraphe suivant, les principaux résultats dérivés dans [53] qui démontrent le gain concernant le pic de la puissance instantanée du champ dans une chambre réverbérante, apporté par l'utilisation du retournement temporel, avant de proposer une extension à une configuration multi-antennes qui correspond à celle employée dans le système TREC.

3.7.2 Gain dans le cadre d'une excitation avec une seule antenne

Considérons la chambre réverbérante comme une boîte noire linéaire à partir de laquelle le champ vectoriel $\mathbf{E}(f, \mathbf{r})$, à une position donnée \mathbf{r} , est représenté par :

$$\mathbf{E}(f, \mathbf{r}) = X(f)\Phi(f, \mathbf{r}) = X(f)(\Phi_x(f, \mathbf{r}) \Phi_y(f, \mathbf{r}) \Phi_z(f, \mathbf{r}))^T \quad (3.74)$$

Nous allons considérer deux types d'excitation de la chambre :

1. $X(f) = X_{CW}(f)$ est un signal monochromatique de fréquence f_c et présente un pic d'amplitude A .
2. $X(f) = X_{RT}(f) = P(f)\Phi_k^*(f, \mathbf{r})$, avec $P(f)$ le spectre d'une impulsion $p(t)$, présentant une bande passante B_T autour d'une fréquence centrale f_c . Ce dernier correspond à l'excitation qu'il faut appliquer sur une antenne pour obtenir la génération d'une impulsion qui approche $p(t)$ [22] et, comme nous l'avons vu dans la section précédente, la polarisation est dominée par la composante du champ suivant la dimension k [48], avec k représentant x , y ou z .

Nous pouvons alors définir la valeur du pic dans le domaine temporel, à l'instant de focalisation $t = 0$, comme suit :

$$\max_t \|\mathbf{e}_{RT}(0)\| = 2 \int_{B_T} P(f) |\Phi_k(f, \mathbf{r})|^2 df \quad (3.75)$$

en intégrant sur la partie des fréquences positives du spectre. De même, nous pouvons définir le pic dans le temps du champ non polarisé créé par l'excitation harmonique :

$$\max_t \|\mathbf{e}_{CW}(t)\| = A \|\Phi(f, \mathbf{r})\| \quad (3.76)$$

Afin de pouvoir comparer ces deux pics, nous allons normaliser la puissance instantanée associée à chacune de ces excitations, à l'énergie ε qu'il est nécessaire d'appliquer pour obtenir leur génération. Ceci nous amène à définir une efficacité de génération du pic du champ :

$$\eta = \frac{\max_t \|\mathbf{e}(t)\|^2}{\varepsilon} \quad (3.77)$$

Dans le cas d'une excitation monochromatique, nous savons que pour atteindre 95% de l'amplitude du régime permanent, il faut une durée d'excitation égale à 3τ , avec $\tau = Q/(2\pi f_c)$ la constante de temps moyenne de la chambre réverbérante et Q son facteur de qualité estimé à f_c . Nous obtenons alors l'expression de l'énergie injectée en moyenne :

$$\varepsilon_{CW} = \frac{3 A^2 Q}{2 \pi f_c} \quad \text{soit} \quad \eta_{CW} = \frac{2 \pi f_c}{3 Q} \|\Phi(f, \mathbf{r})\|^2 \quad (3.78)$$

En faisant l'hypothèse que nous utilisons une chambre réverbérante idéale [44], la valeur moyenne du module du champ au carré est distribuée de façon uniforme suivant les trois composantes rectangulaires de sorte que :

$$E[|\Phi_p(f_c, \mathbf{r})|^2] = \Phi_{av}^2(f_c, \mathbf{r}) \quad \forall p \in \{x, y, z\} \quad \text{soit} \quad E[\eta_{CW}] = \frac{2\pi f_c}{Q} \Phi_{av}^2(f_c, \mathbf{r}) \quad (3.79)$$

Dans le cas du retournement temporel, nous utilisons cette fois une excitation dont l'énergie est finie :

$$\varepsilon_{RT} = 2 \int_{B_T} |X_{RT}(f)|^2 df = 2 \int_{B_T} |P(f)|^2 |\Phi_p(f, \mathbf{r})|^2 df \quad (3.80)$$

ce qui nous conduit à :

$$\eta_{RT} = 2 \frac{(\int_{B_T} P(f) |\Phi_p(f, \mathbf{r})|^2 df)^2}{\int_{B_T} |P(f)|^2 |\Phi_p(f, \mathbf{r})|^2 df} \quad (3.81)$$

En appliquant l'inégalité de Cauchy-Schwartz à (3.81), nous obtenons :

$$E[\eta_{RT}] \leq 2E[\int_{B_T} |\Phi_p(f, \mathbf{r})|^2 df] = 2 \int_{B_T} \Phi_{av}^2(f, \mathbf{r}) df \quad (3.82)$$

Nous pouvons finalement définir un gain sur la moyenne de l'efficacité de conversion de l'énergie injectée dans la chambre en un pic de puissance instantanée G_{pic} :

$$G_{pic} = \frac{E[\eta_{RT}] \varepsilon_{CW}}{E[\eta_{CW}] \varepsilon_{RT}} \quad (3.83)$$

Comme le terme sous l'intégrale de (3.82) est le même que dans (3.79), si nous faisons l'hypothèse que celui-ci est constant sur la bande B_T de l'impulsion $p(t)$, nous obtenons :

$$G_{pic} \leq \frac{B_T Q}{\pi f_c} \quad (3.84)$$

Ce résultat permet de dimensionner, une fois le coefficient de qualité Q de la chambre déterminé, le spectre de l'impulsion à utiliser de manière à obtenir le gain souhaité sur la valeur du pic par rapport à une utilisation standard de la chambre réverbérante. De plus, l'efficacité de conversion de chacune des excitations, CW ou RT, peut être estimée à l'aide d'une simple mesure de la fonction de transfert entre le port de l'antenne et la position où nous allons obtenir le pic de champ.

Des mesures ont été réalisées dans la chambre de Supélec et comparées au modèle asymptotique rappelé ici. A titre d'exemple, pour une fréquence $f_c = 1$ GHz et une bande passante $B_T = 50$ MHz, nous mesurons un gain $G_{pic} = 116$ alors que le modèle (3.84) prévoit 91 pour $Q = 5700$.

Il peut être intéressant de définir le gain de pic non pas normalisé par rapport à l'énergie injectée G_{pic} , mais par rapport à la puissance de pic G_{PP} injectée qui est un paramètre important pour le dimensionnement des amplificateurs de puissance qui peuvent être utilisés pour obtenir le niveau de champ souhaité. Nous pouvons dériver (3.83) comme suit :

$$G_{PP} = \frac{E[\eta_{RT}] P_{CW}}{E[\eta_{CW}] P_{RT}} = G_{pic} \frac{\varepsilon_{RT} P_{CW}}{P_{RT} \varepsilon_{CW}} \quad (3.85)$$

avec P_{CW} et P_{RT} respectivement les puissances de pic injectées pour l'excitation de type harmonique $x_{CW}(t)$, et celle avec la technique du retournement temporel $x_{RT}(-t)$, dont les signaux sont représentés sur les figures 3.25(a) et 3.25(b).

En considérant que le régime établi est atteint au bout d'une durée égale à 3τ , avec τ la constante de temps de la chambre réverbérante, nous pouvons écrire :

$$\varepsilon_{CW} = P_{CW} 3\tau \quad (3.86)$$

et en observant la décroissance exponentielle de l'amplitude de $x_{RT}(-t)$ dont l'enveloppe a pour expression $Ae^{-t/\tau}$, avec A le pic de $x_{RT}(-t)$, nous avons :

$$\varepsilon_{RT} = \int_0^\infty |Ae^{-t/\tau}|^2 dt = \frac{\tau A^2}{2} \quad \text{et} \quad P_{CW} = A^2 \quad (3.87)$$

en utilisant (3.86) et (3.87) dans (3.85), nous obtenons finalement :

$$G_{PP} = \frac{G_{pic}}{6} \quad (3.88)$$

Ce résultat montre qu'à égalité de puissances de pic injectées, nous avons un gain sur la densité de puissance du champ avec la TREC par rapport à une utilisation conventionnelle des chambres réverbérantes.

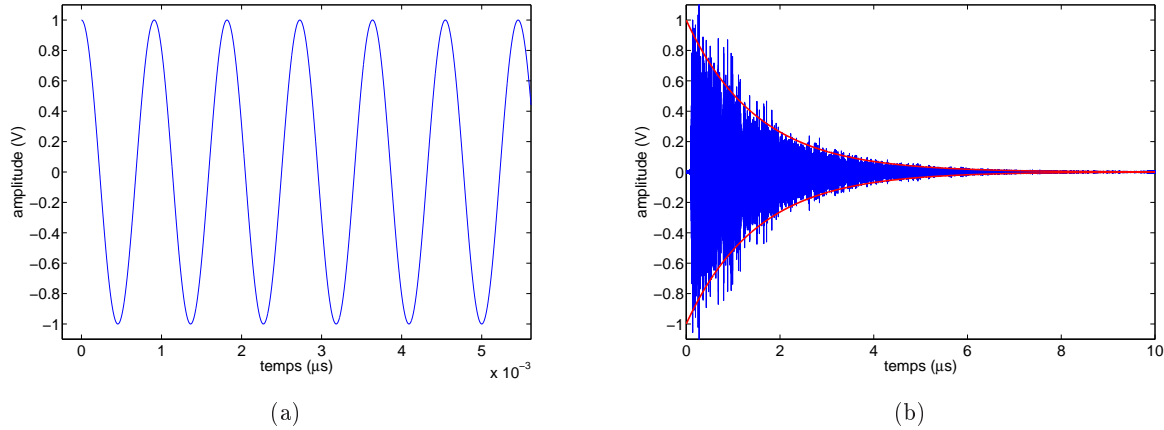


FIGURE 3.25 – (a) Excitation de type harmonique $x_{CW}(t)$. (b) Excitation à l'aide de la technique du retournement temporel $x_{RT}(-t)$.

3.7.3 Extension au cas multi-antennes

La configuration de l'excitation d'une chambre réverbérante avec notre système TREC est constituée de plusieurs antennes. Nous allons par conséquent chercher à estimer l'influence du nombre d'antennes utilisées sur le gain de pic que nous venons d'introduire.

La chambre réverbérante étant un système linéaire, le champ généré en un point de la cavité va être la somme des différents champs émis par chacune des N_a antennes disposées dans l'enceinte, avec un signal $X_i(f)$ appliqué sur le port de celles-ci :

$$E(f, \mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{N_a} X_i(f) \Phi_i(f, \mathbf{r}) \quad (3.89)$$

A nouveau, nous allons considérer deux types d'excitation : l'une de type harmonique et l'autre en utilisant la technique du retournement temporel.

L'expression du pic d'amplitude pour une excitation monochromatique devient :

$$\max_t \|e_{CW_tot}(t)\| = A \left\| \sum_{i=1}^{N_a} \Phi_i(f, \mathbf{r}) \right\| \quad (3.90)$$

Étant donné que pour une excitation monochromatique nous appliquons celle-ci sur toutes les antennes, et que ces dernières sont placées suffisamment éloignées les unes des autres pour donner lieu à des fonctions de transfert décorréelées, nous injectons en moyenne la même énergie par antenne, soit :

$$\varepsilon_{CW_tot} = N_a \varepsilon_{CW} = N_a \frac{3}{2} \frac{A^2 Q}{\pi f_c} \quad (3.91)$$

Nous obtenons alors l'efficacité de conversion suivante :

$$\eta_{CW_tot} = \frac{2}{3N_a} \frac{\pi f_c}{Q} \left\| \sum_{i=1}^{N_a} \Phi_i(f, \mathbf{r}) \right\|^2 \quad (3.92)$$

Calculons l'espérance mathématique de $\left\| \sum_{i=1}^{N_a} \Phi_i(f, \mathbf{r}) \right\|^2$:

$$E \left[\left\| \sum_{i=1}^{N_a} \Phi_i(f, \mathbf{r}) \right\|^2 \right] = E \left[\sum_{i=1}^{N_a} \|\Phi_i(f, \mathbf{r})\|^2 \right] + E \left[\sum_{i \neq j} \Phi_i(f, \mathbf{r}) \Phi_j^*(f, \mathbf{r}) \right] \quad (3.93)$$

Il a été démontré dans [44] que dans une cavité surmodée, les fonctions de transfert $\Phi_j^*(f, \mathbf{r})$ vérifient la condition d'orthogonalité et comme les antennes sont suffisamment éloignées, celle-ci est donc nulle :

$$E[\Phi_i(f, \mathbf{r})\Phi_j^*(f, \mathbf{r})] = C\delta_{ij} = 0 \quad (3.94)$$

avec C une constante de normalisation. L'équation (3.92) devient :

$$E[\eta_{CW_tot}] = \frac{2}{N_a} \frac{\pi f_c}{Q} N_a \Phi_{av}^2(f, \mathbf{r}) = E[\eta_{CW}] \quad (3.95)$$

Nous retrouvons le résultat de l'équation (3.78), p. 78. Ceci nous montre que dans le cadre d'une excitation harmonique de la chambre réverbérante, il n'y a pas d'amélioration sur l'efficacité de conversion moyenne de l'énergie en un pic de puissance instantanée du champ lorsque nous utilisons plusieurs antennes. Nous avons simplement réparti la puissance injectée sur les N_a antennes.

Dans le cas d'une excitation des antennes du MRT avec une impulsion suivant la technique du retournement temporel, l'expression du spectre du champ devient :

$$E(f, \mathbf{r}) = X(f) \sum_{i=1}^{N_a} X_{iRT}(f, \mathbf{r}) \Phi_i(f, \mathbf{r}) = P(f) \sum_{i=1}^{N_a} |\Phi_i(f, \mathbf{r})|^2 \quad (3.96)$$

Nous en déduisons l'expression du pic d'amplitude :

$$\max_t \|\mathbf{e}_{RT_tot}(0)\| = 2 \int_{B_T} P(f) \sum_{i=1}^{N_a} |\Phi_{ik}(f, \mathbf{r})|^2 df \quad (3.97)$$

et l'énergie totale ε_{RT_tot} injectée dans la cavité :

$$\varepsilon_{RT_tot} = \sum_{i=1}^{N_a} \varepsilon_{iRT_tot} = 2 \int_{B_T} |X_{iRT}|^2 df = 2 \int_{B_T} |P(f)|^2 \sum_{i=1}^{N_a} |\Phi_{ik}(f, \mathbf{r})|^2 df \quad (3.98)$$

de sorte que l'efficacité totale est donnée par :

$$\eta_{RT_tot} = 2 \frac{(\int_{B_T} P(f) \sum_{i=1}^{N_a} |\Phi_{ik}(f, \mathbf{r})|^2 df)^2}{\int_{B_T} |P(f)|^2 \sum_{i=1}^{N_a} |\Phi_{ik}(f, \mathbf{r})|^2 df} \quad (3.99)$$

A nouveau, en appliquant l'inégalité de Cauchy-Schwartz à (3.99), nous obtenons en faisant les mêmes hypothèses que dans (3.82), p. 79 :

$$E[\eta_{RT_tot}] \leq 2E[\int_{B_T} \sum_{i=1}^{N_a} |\Phi_{ik}(f, \mathbf{r})|^2 df] = 2N_a \int_{B_T} \Phi_{av}^2(f, \mathbf{r}) df = N_a E[\eta_{RT}] \quad (3.100)$$

Finalement, nous trouvons l'expression du gain de pic dans le cas multi-antennes de la TREC :

$$G_{pic_tot} = \frac{E[\eta_{RT_tot}]}{E[\eta_{CW_tot}]} = N_a \frac{E[\eta_{RT}]}{E[\eta_{CW}]} = N_a G_{pic} \quad (3.101)$$

Il faut toutefois bien souligner que, même si nous observons que le gain G_{pic_tot} croît linéairement avec le nombre d'antennes N_a , le niveau du bruit va également augmenter et le SNR entre la puissance instantanée du pic de champ et le niveau du bruit va diminuer. Ainsi, bien que la valeur du pic continue de croître en valeur absolue, nous focalisons moins d'énergie et nous perdons l'avantage de la TREC si le nombre d'antennes est trop important.

3.7.4 Limitations de la TREC

Au vu des différents modèles que nous avons proposés dans ce chapitre, nous pouvons mettre en avant les limitations physiques de notre système.

1. La propagation de front d'onde cohérent, depuis les parois de la cavité jusqu'au volume de test, impose une forte contrainte sur la bande passante de signal d'excitation $X(f)$ lors de la mesure des fonctions de transfert. Comme nous l'avons vu, la distance entre le RSE et les murs de la chambre réverbérante utilisée va déterminer la bande passante à utiliser pour éviter une distorsion du front d'onde généré, ou encore l'établissement d'une onde stationnaire à la place de sa propagation.
2. Les antennes du MRT doivent être disposées suffisamment éloignées les unes des autres de manière à ce que les fonctions de transfert mesurées par les sondes du RSE soient décorréliées afin d'avoir des réponses riches en échos différents, qui améliorent les performances de la technique du retournement temporel. Ceci implique qu'en fonction de la taille de la chambre réverbérante, le nombre d'antennes constituant le MRT que nous pouvons disposer en respectant cette condition de décorrélation spatiale, peut rapidement être limité.
3. L'équation (3.35), p. 58, nous montre également qu'il n'est pas possible d'augmenter indéfiniment le nombre d'antennes N_a du MRT sous peine de voir la valeur moyenne du SNR de pic s'effondrer jusqu'à s'annuler. (3.35) est rappelée ci dessous :

$$E[\Lambda_{p_tot}] = \frac{Q_a Q_p}{(1 + (N_a - 1)r_{ij})(Q_p + \frac{Q_a}{N_a})} \kappa E[\Lambda]$$

En effet, en considérant la corrélation statistique du bruit $r_{ij} \neq 0$ et Q_a une valeur finie qui est fixée par le volume et la fréquence d'utilisation de la cavité considérée, lorsque le nombre d'antennes tend vers l'infini alors $E[\Lambda_{p_tot}]$ sera nulle.

4. La forme de l'évolution temporelle du front peut constituer une limitation sur les performances de la TREC. Nous avons vu dans (3.48), p. 72, rappelée ci-dessous, que la forme de l'impulsion intervient directement sur la qualité de focalisation temporelle du front d'onde.

$$\Lambda_p = \frac{s^2(0)}{n_e^2(0)} = \frac{Q}{\pi f_c} \chi \Lambda \quad ; \quad \chi = x^2(0)/\varepsilon_x$$

Ainsi, plus la forme de l'évolution temporelle du front d'onde $x(t)$ sera différente d'une impulsion, plus χ sera faible, risquant alors d'écraser le SNR de pic. Ceci impose naturellement une forte contrainte sur la bande passante de $X(f)$, qui doit être la plus large possible mais qui fort heureusement va dans le même sens que la limitation (1.).

Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre l'ensemble des différents blocs fonctionnels du système TREC en proposant différents modèles qui permettent de les dimensionner. Nous avons cherché à mettre en avant les phénomènes physiques inhérents aux chambres réverbérantes et à la technique du retournement temporel afin de justifier les modèles dérivés dans cette partie du manuscrit.

Nous avons justifié l'utilisation d'antennes dont la bande passante est relativement réduite pour la constitution du miroir à retournement temporel. Ceci permet d'envisager la réalisation d'antennes de faibles coûts. Puis, nous avons proposé un modèle permettant d'estimer le nombre d'antennes à utiliser, pour assurer une certaine qualité de focalisation spatio-temporelle d'une impulsion cohérente dans une chambre réverbérante en cherchant à placer les antennes suffisamment éloignées les unes des autres pour obtenir des réalisations de fonctions de transfert décorréllées.

Nous avons également discuté de la possibilité d'utiliser la théorie des images afin d'optimiser l'emplacement des antennes du MRT pour améliorer la qualité de génération de fronts d'onde cohérents dans une CR.

Nous avons expliqué comment réaliser un échantillonnage spatial sur une surface de test afin de mesurer les fonctions de transfert nécessaires à la synthèse du front d'onde cohérent et pulsé que nous souhaitons générer dans la TREC. Nous avons démontré la nécessité de réaliser virtuellement un front d'onde directif vers l'extérieur du réseau de surface équivalente afin d'éviter une interaction forte avec l'objet sous test lors de la phase de caractérisation des fonctions de transfert.

Nous avons mis en évidence des paramètres qui permettent à la fois d'estimer les performances de la TREC et de dimensionner notre système pour atteindre celles-ci. Nous avons défini le SNR d'énergie qui quantifie le rapport entre l'énergie présente dans la partie cohérente de l'impulsion générée par la TREC et celle présente dans le bruit résiduel, et qui peut être calculée à partir de la connaissance des fonctions de transfert entre les antennes du MRT et la surface de test.

Associé à ce paramètre, nous avons introduit le SNR de pic qui quantifie le ratio entre le pic de puissance instantanée de l'impulsion et la valeur du bruit équivalent à l'instant de focalisation. Puis nous avons défini un SNR qui permet d'estimer la qualité spatiale de génération d'un front d'onde sur la surface de test en réalisant le ratio entre l'énergie présente dans la partie cohérente du front d'onde et celle présente dans son bruit résiduel.

Nous avons démontré la propriété de notre système qui consiste à contrôler en temps réel la polarisation du champ cohérent pulsé généré à l'intérieur de l'enceinte blindée et ce, sans aucun déplacement mécanique des sources ou de l'objet sous test. Nous avons également mis en avant le fait qu'il est possible d'obtenir de forts taux de réjection de polarisations croisées, avec notre procédure de test en profitant des propriétés de dépolarisation du champ dans une chambre réverbérante et de la technique du retournement temporel. Ceci est réalisé en utilisant des antennes de faibles coûts ne présentant pas de forts taux de réjection de la polarisation croisée.

Finalement, nous avons vu le gain que nous obtenons concernant l'efficacité de conversion de l'énergie injectée dans une CR, en un pic de puissance instantanée en utilisant le système TREC par rapport à une utilisation standard des chambres excitées par un signal harmonique. Nous avons ainsi montré la possibilité d'utiliser la TREC comme un générateur de champ fort à partir de puissances injectées encore plus faibles que dans le cadre d'une utilisation classique des CR.

Chapitre 4

Étude préliminaire de la TREC

Introduction

Le but de ce chapitre est de démontrer, à l'aide de simulations numériques, la faisabilité de la mise en oeuvre de la chambre électromagnétique à retournement temporel, introduite dans le chapitre 2. L'étude préliminaire que nous présentons vise à analyser brièvement les paramètres qui influent sur les performances de ce nouveau système concernant la génération de fronts d'onde de fortes intensités, cohérents et dont les propriétés sont maîtrisées de façon déterministe dans un milieu réverbérant.

Ces simulations ont permis de débroussailler le terrain, encore vierge, de la focalisation d'un front d'onde dans une chambre réverbérante. Aussi, les paramètres et modèles étudiés dans le chapitre précédent, qui permettent aujourd'hui le dimensionnement et l'analyse de la TREC, n'ont pas systématiquement été employés dans ces simulations. Au contraire, une partie de ces modèles est venue à la suite de cette étude préliminaire. Nous verrons, dans ce chapitre, que l'aspect "historique" est conservé en partie de manière à mieux comprendre la démarche expérimentale suivie. La compréhension issue des résultats qui seront présentés a servi de base en vue de la préparation des mesures expérimentales dans la chambre réverbérante du Département de Recherches en Électromagnétisme, exposées dans le chapitre suivant.

Nous avons choisi de restreindre notre étude dans ce chapitre à une configuration bi-dimensionnelle de la TREC car celle-ci présente plusieurs avantages. En effet, nous savons que les principaux mécanismes qui caractérisent un environnement fortement réverbérant, à savoir, la réflexion d'ondes électromagnétiques sur des parois avec de faibles pertes, ou la diffusion du champ électromagnétique par la présence d'objets métalliques, sont aussi bien valides en 2D qu'en 3D. Ainsi, nous allons pouvoir observer les mêmes phénomènes que pour une chambre réverbérante tout en s'affranchissant de l'étude de la polarisation. Comme nous l'avons exposé dans le chapitre 3, il suffit pour cela d'imposer des conditions aux limites de parois parfaitement conductrices qui entraînent une polarisation scalaire du champ électrique, orthogonale à ces parois. N'ayant pas à disposition une cavité 2D physique où nous pourrions placer des antennes et des sondes pour implémenter la TREC, nous nous sommes orientés vers une première validation numérique de notre système.

De plus, il est moins complexe d'interpréter des résultats de simulations bi-dimensionnels car la génération et la propagation du front d'onde s'effectuent dans un seul et même plan, orthogonal à la polarisation scalaire du champ généré. Dans le cas d'une simulation 3D, il aurait été nécessaire de passer par plusieurs plans de coupe afin de faciliter l'interprétation des résultats. Enfin, un autre avantage réside dans les ressources informatiques nécessaires à la réalisation de ces simulations. Une configuration 2D nécessite un temps de calcul moins important qu'en 3D en raison du maillage de la structure étudiée dont les dimensions électriques sont très larges. Nous avons ainsi pu étudier plus de configurations, ce qui nous a permis de lancer des études paramétriques qui ont amené à la formalisation du chapitre 3.

4.1 Discussion préliminaire

Nous avons vu, dans le chapitre 2, qu'une grande majorité d'applications de la technique de retournement temporel visent à optimiser la transmission et la focalisation d'un champ ou de signaux sur des sources ponctuelles, aussi bien dans le domaine des télécommunications [54], que dans le domaine des traitements de thérapie médicale [55]. Dans ces applications, l'aspect de la propagation du champ avant sa focalisation spatiale et temporelle n'est pas pris en compte et la bande passante de l'impulsion à transmettre est très étroite [22]. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, l'évolution temporelle de la distribution de champ qui se focalise vers un point de l'espace va présenter une distorsion si la bande passante du signal reçu après retournement temporel n'est pas suffisamment large et peut même conduire à l'établissement d'une onde stationnaire au lieu d'avoir une propagation suivant une direction donnée.

Bien que des modèles mathématiques [39] [56] aient été développés pour permettre d'estimer statistiquement les performances du retournement temporel en terme de rapport signal à bruit de la transmission d'un signal sur une source ponctuelle, ces modèles ne permettent pas de savoir comment dimensionner le système TREC dont le but est la génération et la propagation de fronts d'onde cohérents.

En effet, si ces modèles nous donnent des informations sur la qualité de focalisation temporelle d'une impulsion dans un milieu, homogène ou non, ils ne peuvent en aucun cas donner d'informations sur la distribution spatiale du champ en dehors de l'instant de focalisation. Il a été démontré expérimentalement dans [22] que nous pouvons transmettre une impulsion cohérente dans une chambre réverbérante avec une seule antenne, mais des questions restaient ouvertes concernant le nombre d'antennes à utiliser ou leurs positions pour obtenir, cette fois-ci, un front d'onde approchant le mieux possible celui que nous souhaitons générer. Par conséquent, nous nous sommes tournés vers une validation et une étude expérimentale exploratoire du système proposé à l'aide d'un ensemble, non exhaustif mais ciblé, de simulations numériques.

Afin de réaliser l'étude numérique de la TREC, notre choix s'est porté vers un simulateur électromagnétique commercial, CST Microwave Studio (CST MWS), qui repose sur la technique d'intégration finie [57]. L'idée de base de cette approche est d'appliquer les équations de Maxwell sous forme intégrale à un ensemble de grilles en quinconces. Cette méthode se distingue par une grande flexibilité dans la modélisation géométrique et la gestion des conditions aux limites. En outre, cette méthode est bien adaptée pour l'analyse temporelle des champs transitoires dans des applications radio-fréquences. Concernant CST MWS en particulier, il présente une fonction indispensable à la réalisation de la TREC : la possibilité d'injecter une forme arbitraire de signal temporel en définissant une table qui contient l'axe des temps et la valeur du signal à appliquer sur le port d'une antenne à ces différents instants. Ainsi, nous pouvons exciter les antennes du MRT dans une cavité résonante avec les signaux de synthèse du front d'onde, $y_i(-t)$, que nous avons décrits dans le chapitre 2. Ce simulateur offre également la possibilité d'observer l'évolution temporelle de champ en un point, à l'aide de sondes idéales, suivant une des trois polarisations Cartésiennes sans modification du milieu de propagation.

4.2 Validation et étude numérique de la TREC

Dans la suite de ce chapitre, nous allons valider numériquement le concept de la TREC et mettre en évidence l'influence de certains paramètres sur la qualité de génération de fronts d'onde isotropes dans une configuration bi-dimensionnelle du système. Deux aspects distincts, mais indissociables, vont être abordés : la qualité de l'évolution temporelle du front d'onde généré et la qualité de la distribution spatiale qui sera comparée au modèle 2D d'émission du Réseau de Surface Equivalente (RSE) en espace libre, pris comme référence.

4.2.1 Mise en oeuvre du RSE et simulations préliminaires

Nous avons vu, dans le chapitre précédent que le réseau de surface équivalente représente les sources de courants électriques équivalents qui vont rayonner virtuellement le front d'onde indépendamment de l'objet sous test. Il ne faut pas oublier que le but recherché n'est plus de créer la première phase du retournement temporel pour convertir un front d'onde divergent en un front d'onde convergent vers un EST, mais de déterminer les fonctions de transferts entre les éléments du RSE et les antennes du miroir à retournement temporel, comme expliqué dans le paragraphe sur l'approche fonctions de transfert généralisée du chapitre 2.

Dans le cas de l'étude d'objets passifs qui ne présentent pas d'anisotropie électrique ou magnétique, nous pouvons considérer la TREC comme un système réciproque. Nous avons la possibilité de faire rayonner l'ensemble du RSE à partir d'un réseau fixe d'antennes puis de récupérer les signaux correspondants au champ échantillonné par les antennes du MRT. Mais nous pouvons également inverser, par réciprocité, les rôles d'excitation et d'échantillonnage du champ en faisant rayonner une à une les antennes du MRT et en mesurant le champ à l'aide de sondes de champ électrique.

Nous avons donc réalisé une série de simulations numériques afin d'observer l'influence de ces deux types de configurations différentes, le RSE constitué d'antennes fixes qui chargent le milieu et modifient la distribution spatiale du champ lors de sa propagation dans la chambre, et le RSE constitué de sondes idéales, appelé réseau virtuel, qui n'apportent aucune perturbation du milieu de propagation lors de la mesure du champ. Nous pouvons voir, sur les figures 4.1(a) et 4.1(b), la modélisation de ces deux configurations dans le simulateur électromagnétique.

Les résultats que nous présentons ci-dessous ont été choisis pour observer, comme nous l'avons justifié dans le chapitre 3, pourquoi il est nécessaire d'avoir un réseau d'éléments directifs. En effet, nous allons voir comment les performances sont dégradées sans utiliser de procédé qui permette d'obtenir cette directivité vers l'extérieur du RSE, mais que nous utiliserons par la suite.

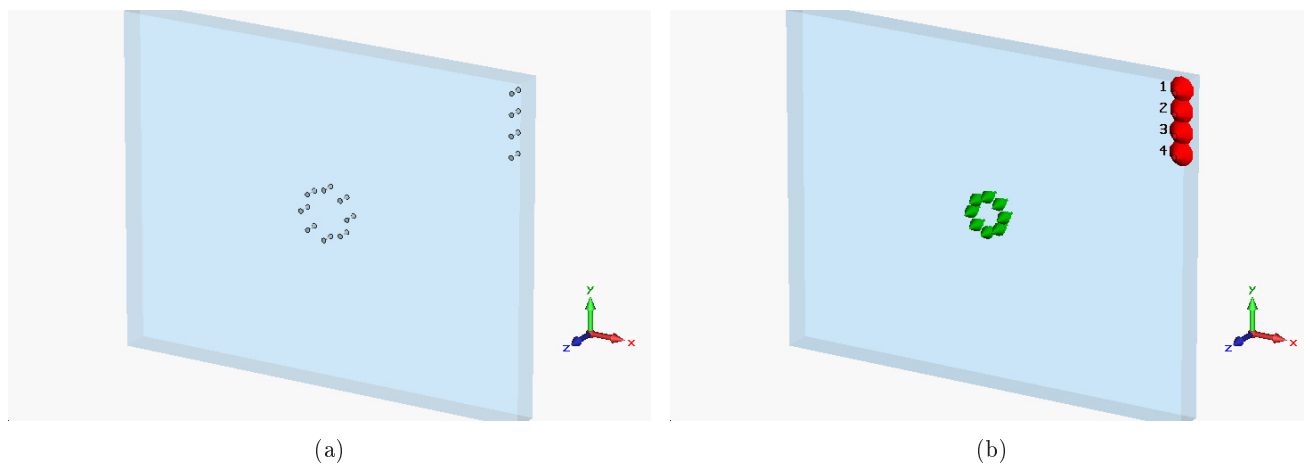


FIGURE 4.1 – (a) Simulation pseudo-2D de la TREC avec un RSE constitué d'antennes biconiques fixes. (b) Simulation pseudo-2D de la TREC avec un RSE constitué de sondes idéales, indiquées par les flèches vertes.

La cavité de la TREC est constituée de parois dont les conditions aux limites sont des conducteurs électriques parfaits et ne présentent donc pas de pertes. Les dimensions de cette cavité sont $3.08 \times 2.44 \times 0.21 m^3$, soit $14.58\lambda \times 11,55\lambda \times \lambda$. La quantité, λ est la longueur d'onde associée à la fréquence centrale, $f_c = 1.25$ GHz du signal d'excitation et de référence $x(t)$, appliqué aux ports des antennes du MRT. Le nombre d'antennes utilisées pour constituer le

MRT dans ces simulations est de 4. Nous avons choisi de les disposer de façon alignée dans la région supérieur droit de la cavité en veillant à ce que la distance par rapport aux parois de la cavité soit de 0.4λ pour éviter de court-circuiter leurs rayonnements. La distance entre deux antennes est de 1.2λ pour assurer des fonctions de transfert décorréliées. Cependant, le choix de cette configuration est arbitraire car nous n'avons pas encore de recul concernant l'influence de la position des antennes lors de ces premières simulations. Les antennes du RSE fixe sont au nombre de 8, représentées sur la figure 4.1(a), et sont disposées sur un cercle de rayon 0.67λ . Le signal $x(t)$ est une impulsion gaussienne, représentée sur la figure 4.2(a), qui présente une bande passante à -3 dB de 200 MHz autour de sa fréquence centrale.

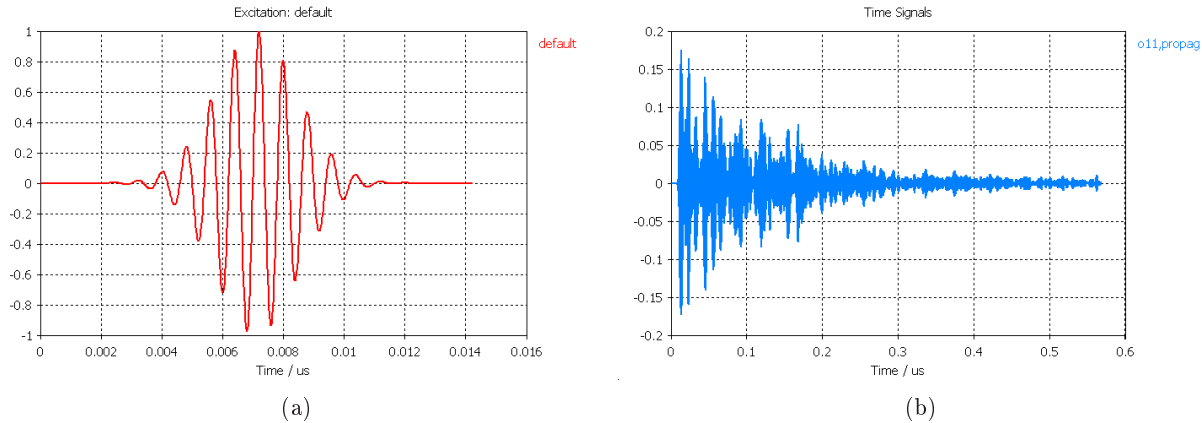


FIGURE 4.2 – (a) Signal de référence $x(t)$ utilisé pour exciter le milieu de propagation. (b) Signal reçu sur l'une des antennes du RSE fixe.

Sur la figure 4.2(b), nous observons $y(t)$, la réponse du milieu au signal d'excitation $x(t)$ sur une des 4 antennes du MRT. Nous remarquons que la durée du signal est beaucoup plus importante que celle de l'impulsion $x(t)$, approximativement d'un facteur 100, en raison des différents échos sur les parois de la cavité. De plus, bien que la cavité ait été modélisée sans pertes dans ses parois, nous pouvons voir l'enveloppe d'une décroissance exponentielle de l'amplitude de $y(t)$ dans le temps. Ceci est dû à la présence des ports des antennes qui présentent une charge adaptée de 50Ω , absorbant une partie de l'énergie injectée à chaque interaction du champ avec ces derniers.

Comme nous avons choisi de faire rayonner simultanément toutes les antennes du RSE fixe pour générer un front d'onde circulaire, il n'est pas nécessaire de déterminer les fonctions de transferts une à une pour synthétiser les signaux suivant l'équation. Il suffit dans ce cas précis de renverser les signaux reçus par le MRT dans le temps.

Comme nous l'avons déjà rappelé, le RSE n'avait pas encore été implémenté sur plusieurs rangées et ne permettait pas de créer une directivité du front rayonné virtuellement vers l'extérieur de celui-ci. C'est pourquoi, nous nous retrouvons nécessairement avec la superposition d'ondes sortantes et d'ondes entrantes rayonnées par les antennes du RSE puisqu'il n'y a pas d'objet ou d'obstacle pour modifier la propagation radiale du front d'onde. Ces ondes sont espacées dans le temps d'une durée $t_p = d/c_0$ avec d , le diamètre du cercle sur lequel sont disposées ces antennes. Cette superposition va entraîner une distorsion de l'évolution temporelle du front d'onde.

Une fois que les signaux $y_i(t)$ issus de chacune des antennes du MRT ont été retournés dans le temps, nous avons excité les antennes du MRT simultanément et comparé le signal focalisé dans le temps, $s(t)$, sur une des antennes du RSE avec l'impulsion d'origine $x(t)$. La superposition de ces deux signaux est représentée sur la figure 4.3(a). Nous constatons que le signal $s(t)$, en bleu, est plus étalé dans le temps que $x(t)$ en rouge. Ceci s'explique par l'interférence du

rayonnement des antennes du RSE. En effet, comme celles-ci rayonnent simultanément de façon isotrope dans le plan perpendiculaire à la polarisation du champ électrique, cela conduit à des interférences constructives et destructives entre les différentes distributions de champ propres à chaque antenne. Ceci a pour conséquence de modifier l'amplitude du champ et aussi, son évolution temporelle.

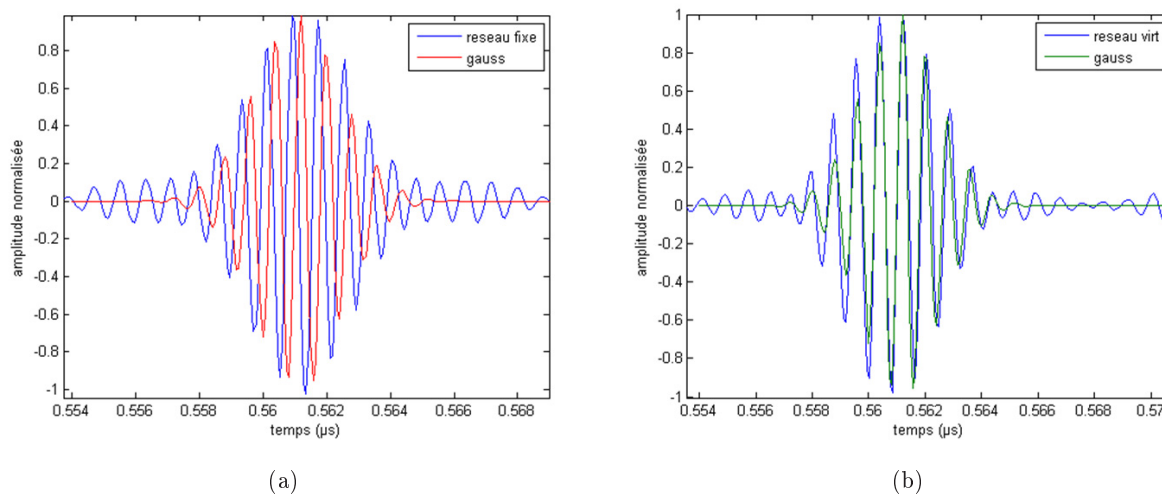


FIGURE 4.3 – (a) Signal reçu, après retournement temporel, sur une antenne du RSE constitué d’antennes biconiques fixes. (b) Signal reçu, après retournement temporel, sur une sonde avec un RSE constitué de sondes idéales. L’amplitude est normalisée au maximum de l’impulsion considérée.

Dans la configuration du réseau virtuel, représenté sur la figure 4.1(b), nous ne faisons plus rayonner physiquement le RSE mais nous utilisons les sondes pour déterminer les fonctions de transfert nécessaires aux signaux de synthèse du front d’onde, $y_i(-t)$, pour chacune des antennes du MRT. Le principe est de faire rayonner chaque antenne du MRT avec le même signal d’excitation $x(t)$ et de collecter simultanément le champ mesuré par les sondes afin d’obtenir les différentes fonctions de transfert entre les sondes et l’antenne du MRT excitée. De la même manière que précédemment, nous avons comparé sur une sonde, positionnée à l’endroit où nous avons observé le champ focalisé dans le cas du RSE fixe, le signal focalisé temporellement $s'(t)$ à l’impulsion d’origine $x(t)$. Le résultat est présenté sur la figure 4.3(b) avec le signal $s'(t)$ représenté par la courbe bleue et $x(t)$ la courbe verte. Nous constatons ici que les signaux $y'_i(-t)$ injectés sur les antennes du MRT sont compressés dans le temps lors de la focalisation sur la sonde et nous retrouvons bien la même durée temporelle que celle de l’impulsion d’origine. Nous observons également une distorsion au niveau de l’amplitude des pics de l’impulsion focalisée par rapport à $x(t)$ qui s’explique par le fait que nous n’avons pas encore utilisé un RSE bi-couches qui génère un front d’onde directif vers l’extérieur de ce dernier.

Nous avons également observé la focalisation spatiale à l’instant du pic du front d’onde pulsé dans les deux configurations que nous venons de décrire sur les figures 4.4(a) et 4.4(b).

Nous pouvons constater de façon qualitative, sur la figure 4.4(a), que la focalisation spatiale du front d’onde généré dans la configuration de test avec un RSE fixe, présente une plus forte variation que pour la configuration avec le RSE virtuel au niveau de la répartition de l’amplitude du champ. Nous observons également par endroit des valeurs nulles de l’amplitude du champ sur les lobes concentriques de l’impulsion, visibles ici avec la couleur rouge. Ceci peut s’expliquer par la présence physique des antennes du RSE fixe qui, bien que passives, vont diffuser et réfléchir une partie du front d’onde convergent rayonné par les antennes du MRT. Notons qu’en fonction

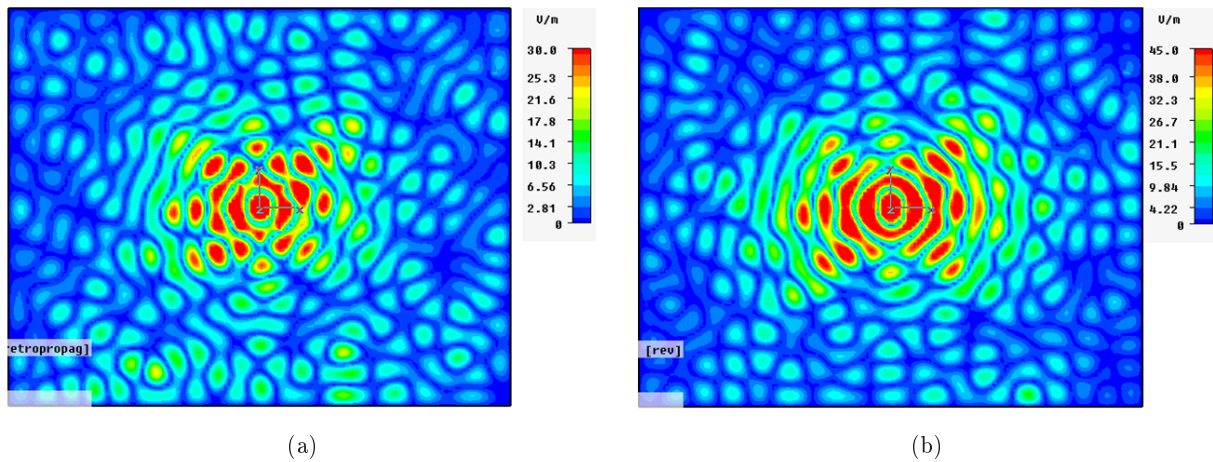


FIGURE 4.4 – (a) Focalisation spatiale avec un RSE fixe. (b) Focalisation spatiale avec un RSE virtuel.

de la fréquence centrale du signal d'excitation $x(t)$ et de l'échantillonnage spatial de la position des antennes du RSE associé, nous risquons d'obtenir un blindage total lors de l'interaction du front d'onde avec le RSE si le nombre d'antennes est trop important.

Concernant la configuration avec le réseau virtuel, figure 4.4(b), nous observons également des variations dans la distribution du champ focalisé mais de façon moins prononcée. Il s'avère ainsi que les 4 antennes utilisées comme MRT dans cette configuration de la TREC n'étaient pas suffisantes pour obtenir une distribution spatiale de qualité satisfaisante. Nous allons voir, par la suite, que le nombre d'antennes du MRT est un paramètre très important dans les performances de la focalisation spatiale d'un front d'onde.

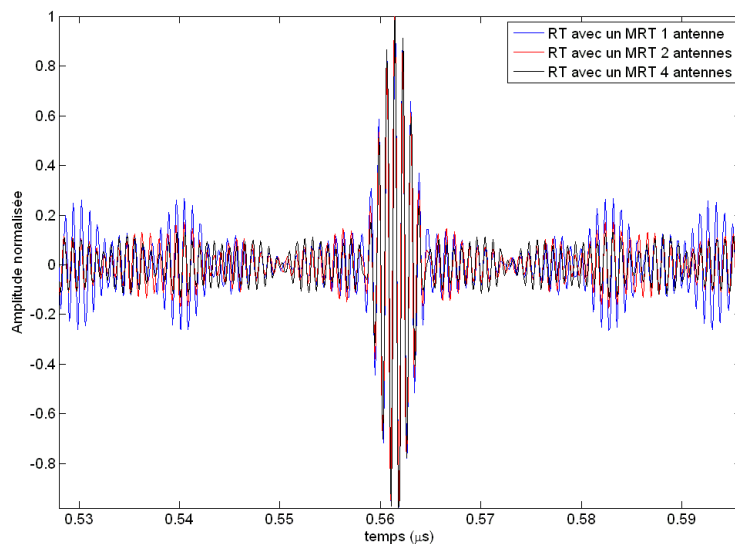


FIGURE 4.5 – Signal reçu sur une sonde virtuelle du RSE en fonction du nombre d'antennes utilisées pour constituer le MRT.

Nous nous sommes alors intéressé à l'impact du nombre d'antennes sur la qualité du signal temporel reçu sur une des sondes idéales du RSE, figure 4.5. Les différents signaux sont normalisés par rapport au maximum du pic de l'impulsion obtenue dans la configuration avec 4 antennes,

prise comme référence. Nous constatons que l'amplitude des lobes secondaires en dehors de l'impulsion cohérente décroît avec le nombre d'antennes. Ceci confirme les résultats énoncés dans [58] qui montrent que dans le contexte de milieux complexes multi-diffuseurs, l'amplitude du pic de la partie cohérente du signal focalisé temporellement croît plus rapidement, en fonction du nombre de transducteurs du MRT, que l'amplitude des lobes secondaires, qui correspond à une somme non cohérente des échos de l'impulsion initiale.

4.2.2 Description de la configuration de test utilisée pour les différentes simulations numériques

Avant d'aborder l'aspect temporel de la focalisation de champs pulsés dans la TREC, nous allons décrire la configuration de test utilisée pour une grande partie des résultats présentés dans la suite de ce chapitre et qui cette fois intègre une RSE bi-couches directif.

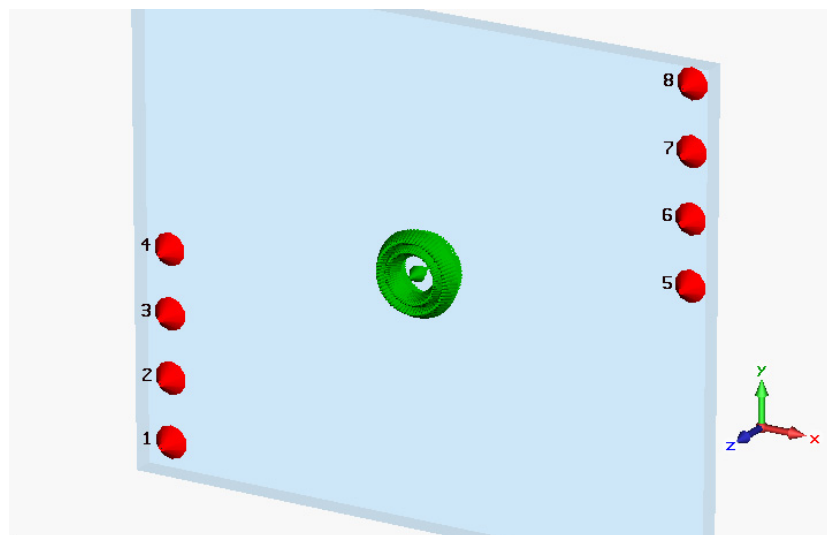


FIGURE 4.6 – Positionnement des antennes du miroir à retournement temporel dans la cavité 2D simulée.

Nous avons choisi d'étudier une cavité dont les dimensions physiques sont plus importantes, $8 \times 6.6 \times 0.3m^3$ ou encore $16\lambda_{fc} \times 13.2\lambda_{fc} \times 0.6\lambda_{fc}$, et ceci pour deux raisons :

1. En augmentant les dimensions de la cavité, à égalité de fréquence centrale d'excitation f_c , nous augmentons la densité modale des modes de résonances [14], [10], ce qui d'après l'équation 3.46, p. 70, permet d'améliorer le rapport signal à bruit du pic de l'impulsion focalisée par rapport à la valeur efficace du bruit du signal. Historiquement, nous nous sommes basés sur cette équation pour dimensionner le signal d'excitation $x(t)$ avant d'avoir à disposition les modèles présentés dans le chapitre 3. Nous pouvons ainsi diminuer la fréquence centrale du signal d'excitation tout en obtenant une densité modale plus importante que dans les simulations préliminaires, présentées précédemment. A titre d'exemple, nous avons une densité modale de $2.3 \text{ modes } MHz^{-1}$, associée à la fréquence centrale de 1.25 GHz de $x(t)$ alors qu'avec les nouvelles dimensions, nous obtenons une densité modale de $5.3 \text{ modes } MHz^{-1}$, associée à une fréquence centrale de 600 MHz. Il faut toutefois préciser que le fait d'augmenter la densité modale ne permet pas d'améliorer indéfiniment la qualité du signal reçu. Ces valeurs de densités modales ont été estimées à partir de l'approximation

de Weyl, dérivée en 2D dans [15] :

$$D_W(f) = \frac{2\pi abf}{c^2} \quad (4.1)$$

avec $f = f_c$ la fréquence centrale du signal d'excitation, a et b les dimensions de la cavité rectangulaire et c la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu. La densité modale est un paramètre important qui estime combien de modes peuvent être présents dans une bande passante autour de la fréquence f , à condition d'être tous excités.

2. Le fait de pouvoir diminuer la fréquence centrale, tout en maintenant la même bande passante du signal d'excitation, va permettre de diminuer la fréquence maximale de ce dernier. De ce fait, le nombre de mailles du simulateur, qui dépend directement de cette fréquence maximale, va pouvoir également être diminué sensiblement et permettre d'accélérer ainsi les simulations. A titre d'exemple avec les nouvelles dimensions de la cavité, pour une bande passante de 500 MHz autour d'une fréquence centrale de 600 MHz du signal d'excitation, le nombre de cellules est de 2.5 millions au lieu de 10.1 millions si la fréquence centrale avait été maintenue à 1.25 GHz.

Nous avons choisi la bande passante du signal d'excitation $B_T = 500 \text{ MHz}$ en accord avec le modèle proposé dans le chapitre précédent afin de pouvoir pleinement observer la propagation du front d'onde depuis les antennes du MRT vers le centre du RSE.

Concernant le RSE, aux vues des résultats de simulations préliminaires, nous avons implémenté un RSE virtuel constitué d'un ensemble de 32 sondes réparties sur 2 rangées afin de pouvoir faire rayonner virtuellement le front d'onde vers l'extérieur de la zone de test lors de la phase de caractérisation des fonctions de transfert. Une illustration de la TREC modélisée est représentée sur la figure 4.6.

Le nombre d'antennes utilisées pour le MRT est de 8, dont 4 disposées linéairement sur le côté haut droit de la cavité et 4 autres dans le coin opposé. Les distances entre les antennes et vis-à-vis des parois de la cavité restent les mêmes que précédemment. La TREC est un système linéaire, de ce fait nous pouvons décomposer le rayonnement simultané des antennes du MRT en une somme du rayonnement propre de chaque antenne, une à une, en présence des autres qui sont passives. L'avantage de procéder ainsi, est de pouvoir modifier la configuration du nombre d'antennes actives simultanément par post-traitement et ainsi de pouvoir étudier l'influence de ce nombre et des positions relatives des antennes sur la qualité de construction du front d'onde généré.

L'idée de base est d'activer alternativement les antennes une à une sans changer leur positions. En procédant ainsi, nous avons pu réduire sensiblement le nombre de simulations à 16. En effet, nous avons besoin de deux phases par antenne du MRT : la première pour obtenir les fonctions de transfert nécessaires à la synthèse des signaux à injecter sur les ports des antennes, et la seconde pour observer le résultat dans la phase de génération du champ. Après, il suffit de recomposer le champ en fonction des différentes combinaisons d'antennes actives par post-traitement. Par exemple, pour deux antennes actives simultanément parmi les 8 du MRT, nous avons 28 combinaisons possibles pour choisir le couple d'antennes qui rayonnent le front d'onde souhaité.

La durée totale d'une simulation étant de 8 heures, il a ainsi suffi de quelques jours au lieu de plusieurs mois qui auraient été nécessaires à la réalisation de l'ensemble des 255 combinaisons possibles pour un nombre d'antennes actives allant de 1 à 8.

4.2.3 Aspect temporel

4.2.3.1 Influence de la durée du signal retourné dans le temps sur le SNR

Nous allons nous intéresser, dans cette partie, à l'influence de la fenêtre temporelle Δ_T , i.e., la durée de la simulation, sur le rapport entre l'intensité du pic et l'intensité du bruit résiduel entourant ce dernier, le SNR. Cet aspect a été étudié dans le domaine acoustique dans une galette de silicium [39] pour les milieux réverbérants et dans [42] concernant des milieux multi-diffuseurs. Il a été montré que plus la durée Δ_T est importante, meilleur sera le SNR. Nous pouvons voir sur la figure 4.7 un exemple d'une partie de la réponse d'une cavité dont la durée Δ_T peut être retournée dans le temps pour réaliser le processus de retournement temporel. La courbe bleue correspond à la réponse impulsionnelle d'une cavité résonante, excitée par une antenne, et qui contient les différentes copies de l'impulsion d'origine (les échos).

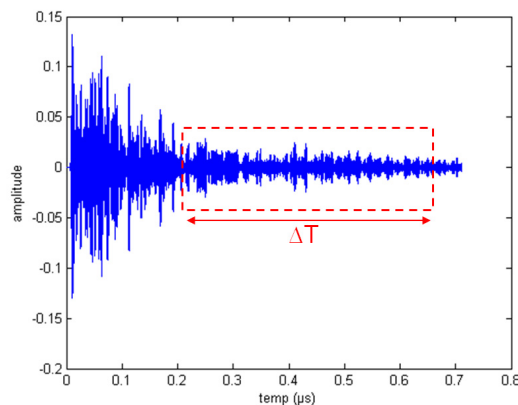


FIGURE 4.7 – Réponse impulsionnelle d'une cavité 2D rectangulaire excitée par une antenne. La fenêtre temporelle Δ_T , choisie pour le retournement temporel, est indiquée par le rectangle rouge.

Nous avons voulu vérifier ce phénomène dans notre configuration de la TREC afin de déterminer, de façon empirique, la durée totale à imposer pour nos simulations, lors de la phase de caractérisation des fonctions de transfert. Cela revient à fixer la durée des signaux de synthèse du champ à injecter dans la seconde phase, la phase de génération du front d'onde. Pour cela, nous avons réalisé deux configurations de TREC : une dont les dimensions de la cavité sont dites grandes et font $37\lambda_{fc} \times 24\lambda_{fc} \times \lambda_{fc}$, et une petite cavité dont les dimensions font $7\lambda_{fc} \times 5\lambda_{fc} \times \lambda_{fc}$, avec λ_{fc} la longueur d'onde associée à la fréquence centrale du signal d'excitation. Il faut néanmoins préciser qu'en toute rigueur, pour avoir une cavité bi-dimensionnelle, il aurait fallu que la troisième dimension soit petite devant la longueur d'onde, au plus égale à $\lambda_{fc}/10$. Cependant, nous avons choisi λ_{fc} de manière à pouvoir placer, dans la cavité rectangulaire, des antennes qui ont une hauteur finie : comme par exemple des dipôles de longueur physique $\lambda_{fc}/2$.

Pour les deux configurations étudiées, une seule antenne a été utilisée pour réaliser le MRT, et nous observons l'impulsion reçue après retournement temporel sur une sonde de champ électrique idéale, orientée suivant la polarisation scalaire du champ soit \mathbf{u}_z .

La variable τ indiquée dans la légende de la figure 4.8(a), correspond à la largeur temporelle de l'impulsion d'excitation $x(t)$ et a pour valeur 10 ns .

Nous constatons de façon qualitative sur la figure 4.8(a) que le SNR s'améliore avec la durée Δ_T . Nous remarquons que pour une durée trop faible par rapport à la largeur temporelle τ de l'impulsion initiale, courbe verte, l'impulsion focalisée ne peut pas être distinguée du niveau de bruit et qu'il y a une différence importante de qualité en fonction de Δ_T . Alors que sur la

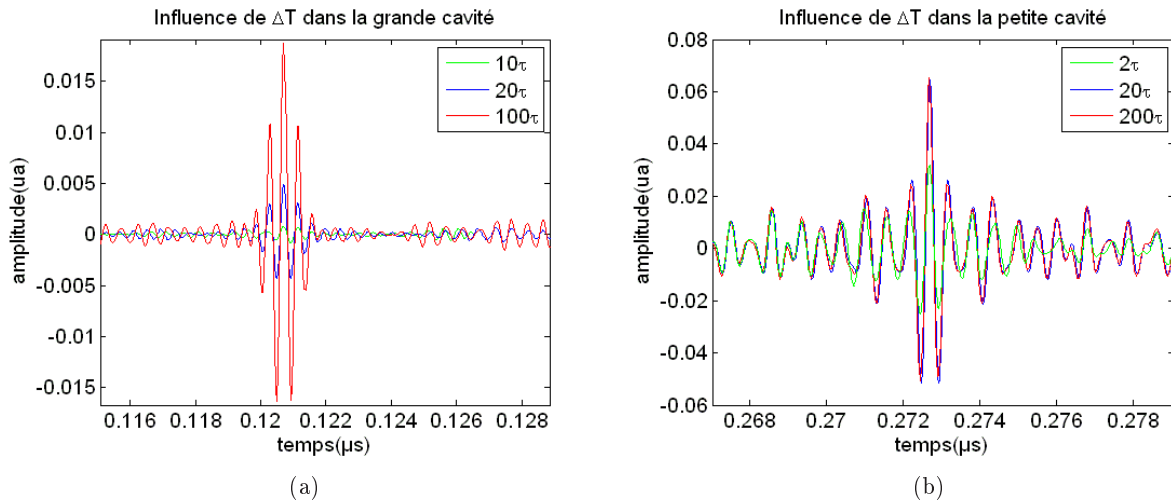


FIGURE 4.8 – (a) Influence de la durée ΔT sur la qualité de focalisation temporelle dans la grande cavité. (b) Influence de la durée ΔT sur la qualité de focalisation temporelle dans la petite cavité.

figure 4.8(b), nous voyons que le SNR sature dès que nous avons une durée 20 fois supérieure à la largeur τ de $x(t)$, superposition des courbes bleues et rouges.

Pour comprendre ce phénomène nous allons nous intéresser à la transmission de l'impulsion de référence, $x(t)$, dans le milieu réverbérant de la cavité résonante. La figure 4.9(a) représente le spectre $X(f)$ d'une impulsion gaussienne $x(t)$, appliquée sur le port d'une antenne dans une cavité résonante. Le champ se propageant dans la cavité est mesuré à l'aide d'une sonde de champ idéale et est échantillonné dans le signal $y(t)$, présentant une allure similaire au signal de la figure 4.7. Nous obtenons alors la fonction de transfert entre le champ mesuré par la sonde et le signal d'excitation appliqué sur le MRT, $H(f) = Y(f)/X(f)$, représentée sur la figure 4.9(b), avec $Y(f)$ la transformée de Fourier de $y(t)$.

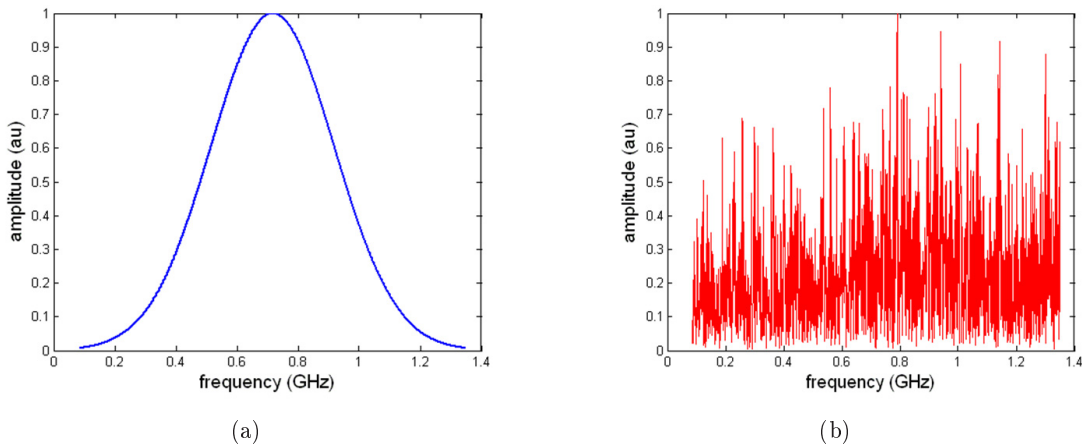


FIGURE 4.9 – (a) Spectre de l'impulsion d'excitation, $X(f)$. (b) Spectre de la réponse impulsionnelle du milieu de propagation $H(f)$.

La fonction de transfert, $H(f)$, est constituée de la somme de l'amplitude du champ électrique aux différentes fréquences des modes de résonance de la cavité qui sont liées à ses dimensions physiques [10]. Le spectre du signal mesuré par la sonde de champ $Y(f)$ correspond, dans le domaine fréquentiel, au produit des spectres $X(f)$ et $H(f)$, représenté en rose sur la figure 4.10.

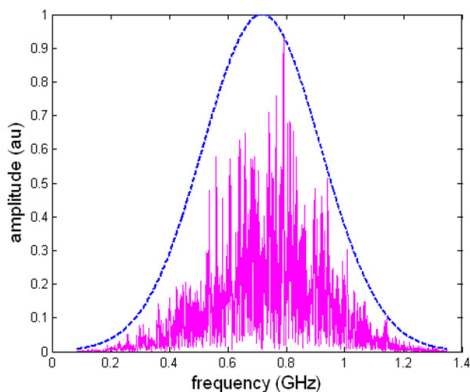


FIGURE 4.10 – Spectre du signal mesuré par la sonde de champ électrique, $Y(f)$. La courbe pointillée bleue représente le spectre $X(f)$ de l'impulsion de référence.

Ce dernier correspond au filtrage des composantes spectrales de l'impulsion d'origine par celui de la réponse du milieu, qui comme nous pouvons le constater n'est pas plate en raison des modes de résonance de la cavité. Le spectre du signal focalisé dans le temps est, par définition, $S(f) = Y(f) * H(f) = X(f) * |H(f)|^2$. Nous comprenons ainsi pourquoi plus la réponse de la chambre sera plate, plus le signal focalisé dans le temps ressemblera à l'impulsion d'origine. En effet, lors de l'opération de retournement temporel, le spectre de l'impulsion souhaité $X(f)$ est filtré par $|H(f)|^2$. Nous allons alors avoir, dans le domaine temporel, des variations de l'amplitude correspondant aux bruits résiduels qui apparaissent autour de l'impulsion cohérente. Celles-ci sont des artefacts dus au fait qu'à travers une bande passante donnée, nous ne pouvons exciter qu'un nombre limité de modes de résonance qui sont à l'origine de la distribution du champ dans la cavité.

Nous pouvons faire une analogie avec le phénomène de Gibbs [59], où des oscillations apparaissent dès que nous tronquons l'expansion en série de Fourier d'un signal carré, et ce, ne serait-ce que d'un seul terme.

Nous nous sommes donc intéressés à avoir un nombre de modes suffisant pour éviter des zéros de transmission suivant certaines fréquences de $|H(f)|^2$ et donc se rapprocher d'une réponse la plus plate possible. Aussi, la résolution fréquentielle $\Delta f = 1/\Delta_T$ du spectre va permettre de résoudre plus ou moins de modes en fonction de sa valeur. Plus la fenêtre temporelle Δ_T sera grande, plus Δf sera petit et nous pouvons alors discriminer un nombre plus important de modes distincts dans la fonction de transfert $H(f)$.

C'est pourquoi, dans la configuration de la grande cavité, où la densité modale est plus importante, il était nécessaire d'atteindre une durée temporelle suffisamment longue pour obtenir un bon contraste entre l'impulsion cohérente et le bruit résiduel. De même, dans le cas de la petite cavité, la densité modale étant plus faible, nous arrivons rapidement à une saturation du SNR en fonction de Δ_T puisque le nombre de modes disponibles est moins important et que ces derniers sont résolus plus rapidement, i.e., avec un Δ_T plus petit.

Nous avons également exploité ces simulations de manière à déterminer de façon empirique la durée de simulation nécessaire pour observer spatialement la propagation du front d'onde, avec un contraste suffisant pour identifier ce dernier par rapport au niveau de bruit. En théorie, il est possible d'utiliser la définition de la durée Δ_T d'enregistrement du champ dans la première phase du retournement temporel, comme cela a été énoncé dans [26], c'est à dire d'arrêter l'échantillonnage du champ lorsque l'énergie injectée dans la cavité à retournement temporel a complètement disparue. Précisons que la cavité à retournement temporel est un milieu ouvert, contrairement à

notre cavité résonante. Nous pouvons néanmoins chercher à utiliser un critère analogue dans nos simulations, dans le cas d'une cavité résonante présentant des pertes, en observant l'absorption totale de l'énergie principalement dissipée dans les ports des antennes utilisées dans l'enceinte blindée afin de décider d'arrêter le calcul numérique. A partir de l'expression du coefficient de qualité, introduite dans le chapitre 1, nous pouvons dériver l'expression de la constante de temps de la cavité τ_c :

$$\tau_c(f) = \frac{Q(f_c)}{2\pi f_c} \quad (4.2)$$

Il faut préciser qu'en règle générale, le facteur de qualité Q est estimé à une seule fréquence correspondant à celle de l'onde monochromatique utilisée pour exciter la chambre réverbérante. Le coefficient $Q(f_c)$ représente alors la valeur moyenne du coefficient de qualité sur une bande passante B_T autour de la fréquence centrale f_c bien qu'en toute rigueur, cette hypothèse ne soit valide que pour des bandes passantes relativement étroites.

Nous pouvons alors estimer le temps de relaxation du champ généré dans l'enceinte comme étant égale à $5\tau_c$. Prenons l'exemple d'un coefficient de qualité moyen, sur une certaine bande passante autour d'une fréquence centrale $f_c = 600$ MHz, de l'ordre de 10000, nous devrions alors assurer une durée d'enregistrement $\Delta_T = 5\tau_{c(600MHz)} = 26 \mu s$ soit 2600 fois la largeur de l'impulsion initiale. Il est important de souligner que d'un point de vue pratique, il est tout à fait possible d'échantillonner le champ avec une sonde de champ et un oscilloscope sur une telle durée grâce aux profondeurs mémoires des ces appareils.

Par une estimation de ce paramètre de façon empirique dans la configuration de nos simulations numériques, nous obtenons un coefficient de qualité moyen de 1570 soit une durée $\Delta_T = 4.16\mu s$. Là encore, nous nous retrouvons avec une longueur temporelle importante, environ 416 fois celle de l'impulsion initiale. Cette durée est une véritable limitation car elle va entraîner un nombre d'heures de calculs considérables et il est impératif de réduire celle-ci au strict minimum. C'est pourquoi à l'instar des résultats montrés sur la figure 4.8(a), nous avons cherché à déterminer de façon empirique la durée minimale à imposer pour obtenir un facteur de contraste, i.e., SNR, suffisant pour distinguer la propagation du front généré, de la présence du bruit spatial dans la chambre. Nous sommes parvenus, au regard des dimensions de la cavité modélisée, de la fréquence centrale $f_c = 600$ MHz et de la bande passante choisie de 500 MHz à un compromis en fixant la durée T à $0.65\mu s$ soit 65τ . Nous obtenons ainsi un SNR de 20 dB en tenant compte des pertes à travers le coefficient de qualité, calculé à partir de l'expression du SNR de pic Λ_p introduite dans le chapitre 3. A titre indicatif, en faisant abstraction des pertes, nous aurions surestimé le SNR de 5 dB en utilisant l'équation du contraste γ , rappelée dans le chapitre précédent.

4.2.3.2 Influence de la largeur de la bande passante sur le SNR temporel

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus par la simulation d'une autre configuration de la TREC, issue de travaux exploratoires, réalisés en 2010 au cours d'un projet de fin d'étude, sur de nouvelles applications de notre système autres que les tests d'immunité rayonnée. Ces nouvelles applications seront brièvement énoncées à la fin de manuscrit de thèse. Nous avons décidé de changer de configuration car la bande passante du signal d'excitation ainsi que le nombre d'antennes du MRT, y sont plus important que dans la configuration présentée précédemment et elle présente une meilleure disposition des antennes dans la cavité. De plus, nous montrons ici que notre système fonctionne en présence d'un objet métallique dans la zone de test, i.e., le RSE. Une représentation du système étudié est fournie sur la figure 4.11.

Les dimensions de la cavité résonante sont les mêmes que celles énoncées précédemment dans la configuration avec 8 antennes. Un objet est placé au centre du réseau de surface équivalente et présente un diamètre circonscrit de $3\lambda_{f_c}$ avec $f_c = 750$ MHz. La forme de cet objet sous test

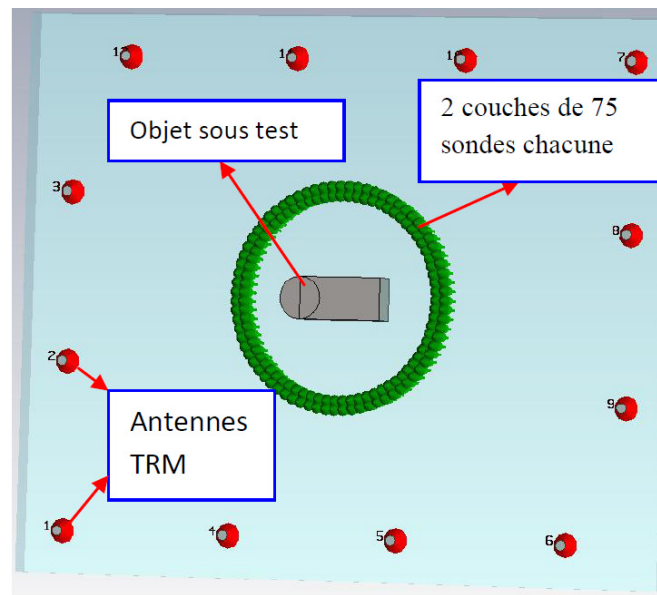


FIGURE 4.11 – Configuration du système TREC simulé.

métallique a été choisie de manière à obtenir une réponse du champ diffusé différente suivant la direction d'impact du front d'onde. Le signal d'excitation utilisé pour déterminer les fonctions de transfert entre les antennes du MRT et les sondes du RSE, $x(t)$, est une impulsion gaussienne dont le spectre va de 0 à 1.5 GHz. Le RSE est constitué de deux rangées de 75 sondes idéales, disposées sur chacune de ces rangées. Le MRT est constitué de 12 antennes réparties suivant les 4 parois de la cavité. Cette distribution spatiale des antennes a été choisie à la lumière des résultats sur la position des antennes du MRT qui a été discutée dans le chapitre précédent.

Nous voulons à présent observer l'influence de la largeur de la bande passante sur le SNR temporel. Nous pouvons observer sur la figure 4.12 le signal focalisé dans le temps sur une même sonde pour 4 valeurs différentes de la bande passante allant de 45 MHz à 1.5 GHz. L'amplitude de ces signaux a été normalisée par rapport à la valeur du pic de refocalisation, lorsque la bande passante est maximale, soit 1.5 GHz. Cette valeur sert de référence lors de la comparaison des signaux. Nous remarquons alors que l'amplitude du pic de la partie cohérente du signal croît avec la largeur de la bande passante, alors que le niveau de la partie non cohérente, le bruit résiduel, augmente beaucoup plus lentement. L'augmentation de la bande passante permet d'augmenter le nombre de mode excités par $x(t)$ et donc de diminuer le bruit résiduel de projection de la distribution du champ sur ces modes.

Nous nous sommes alors intéressés à l'influence de la largeur de la bande passante, B_p , sur le SNR de pic, Λ_p . A cet effet, une fois les fonctions de transfert déterminées, nous avons estimé le SNR de pic entre une antenne du MRT et une des sondes idéales du RSE en faisant varier la largeur de la bande passante autour de la fréquence centrale f_c .

Afin de mieux déterminer la relation entre ces deux paramètres, nous avons calculé Λ_p pour des largeurs de bande passante allant de 5 MHz à 1.5 GHz, représentés sur la figure 4.13. La courbe bleue représente le logarithme décimal de la valeur de la bande passante alors que la courbe en pointillés noirs est une interpolation cubique de type "spline". Nous pouvons noter que la valeur en décibels du SNR de pic augmente de façon logarithmique ce qui nous indique que la valeur naturelle est directement proportionnelle à la largeur de la bande passante comme cela a été démontré dans [50]. Le coefficient de qualité $Q = 2200$ utilisé pour ce résultat a été estimé à partir de la pente de la décroissance de l'énergie injectée par l'impulsion d'excitation de la cavité

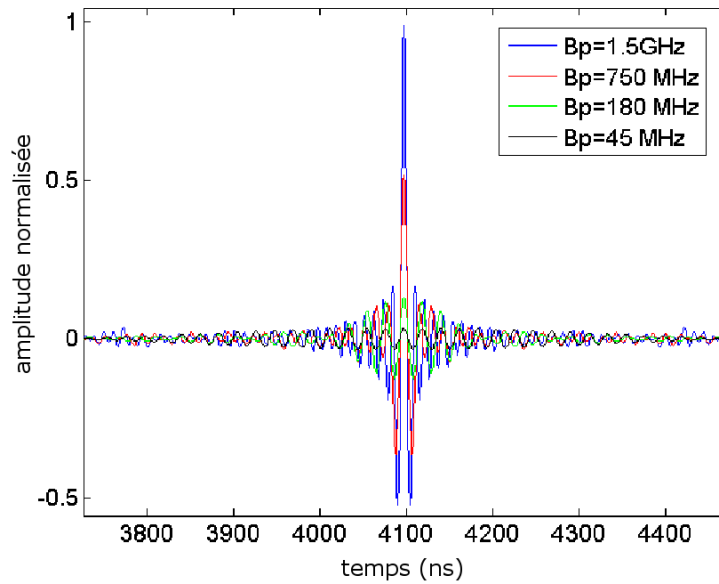


FIGURE 4.12 – Signal reçu sur l'une des sonde du RSE après retournement temporel pour différentes bandes passantes autour de la fréquence centrale $f_c = 750$ MHz.

dans la simulation sous Microwave Studio.

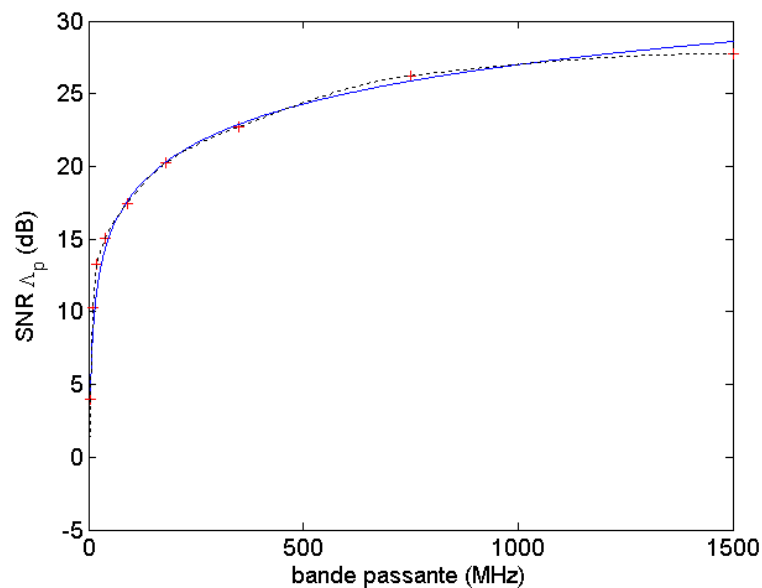


FIGURE 4.13 – Évolution du SNR de pic Λ_p en fonction de la bande passante de l'impulsion transmise. Les valeurs de la simulation sont indiquées par des croix rouges. La courbe continue correspond au logarithme décimal des valeurs de la bande passante.

4.2.3.3 Utilisation de différentes formes d'ondes temporelles dans la TREC

Nous allons aborder, dans ce paragraphe, l'utilisation de différentes formes d'ondes temporelles et justifier pourquoi, dans le contexte des cavités résonantes, il est plus intéressant d'employer des impulsions de courtes durées qui présentent un spectre avec une bande passante importante.

Nous avons annoncé dans le chapitre 2, qu'il est possible de modifier l'évolution temporelle du front d'onde que nous souhaitons générer dans la TREC, une fois que nous avons déterminé les fonctions de transfert entre, par exemple, une sonde et une ou plusieurs antennes du MRT localisées dans la cavité résonante. Rappelons que pour obtenir ces fonctions de transfert, il suffit d'appliquer sur les antennes du MRT d'indice i , un signal d'excitation $x(t)$ ayant un contenu spectral important sur la bande passante souhaitée et de mesurer le champ rayonné avec une sonde de champ électrique d'indice j .

Dans le cas de notre configuration bi-dimensionnelle de la TREC, nous obtenons alors la fonction de transfert $H_{ij}(f) = Y_{ij}(f)/X(f)$. Une fois les $\{H_{ij}\}$ connues, nous pouvons alors idéalement utiliser tout type de signal $x'(t)$ qui va imposer l'évolution temporelle du front d'onde et dont la largeur de spectre est contenu dans la bande passante B_T des fonctions de transfert. Aussi, nous pouvons prévoir le signal qui va se focaliser, après l'utilisation de la technique de retournement temporel, sur une sonde de champ en appliquant la transformée de Fourier inverse de (4.3) :

$$S_j(f) = X'^*(f) \sum_{i=1}^{N_a} |H_{ij}(f)|^2 \quad (4.3)$$

Les fonctions de transferts utilisées ont été obtenues avec les simulations numériques de la TREC 2D, en faisant rayonner les antennes du MRT une à une. Nous observons ici les résultats sur une seule sonde placée dans la cavité modélisée.

Nous allons nous intéresser à la génération d'impulsions de courtes durées, de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, afin de montrer que l'utilisation de la TREC permet d'obtenir ce type d'impulsion dans un milieu fortement réverbérant. Le signal étudié correspond à l'impulsion gaussienne utilisée pour caractériser les fonctions de transfert, $x(t)$ représenté sur la figure 4.14(a), dont le spectre va de 350 MHz à 850 MHz autour d'une fréquence centrale $f_c = 600$ MHz, représenté sur la figure 4.14(b). La bande passante -3 dB du signal est de 118 MHz.

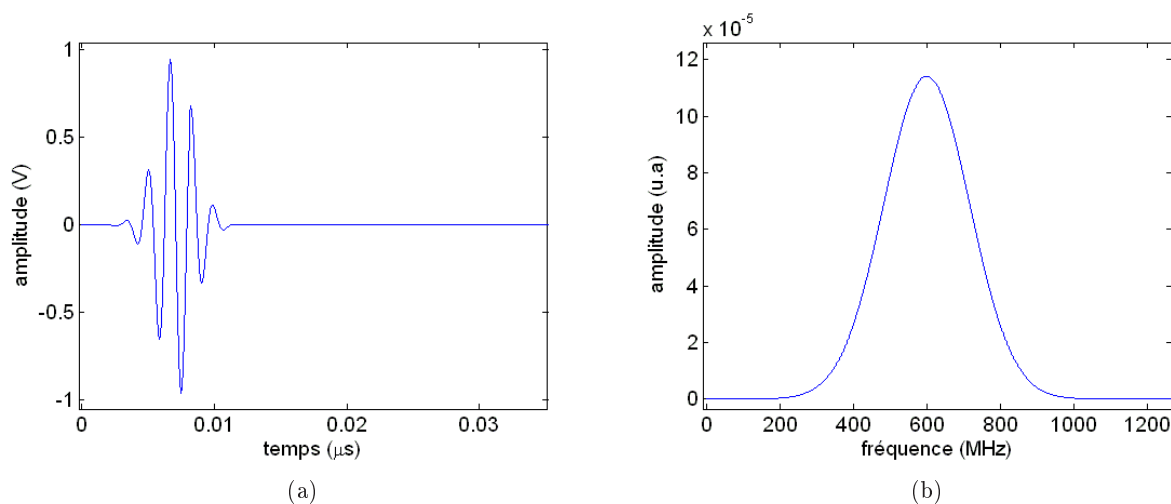


FIGURE 4.14 – (a) Signal d'excitation $x(t)$. (b) Spectre du signal d'excitation, $X(f)$.

Nous avons déjà observé sur la figure 4.7, p. 93, la réponse impulsionnelle du milieu dont

la durée est augmentée par la présence des échos de $x(t)$ et dont l'évolution temporelle est totalement différente de l'impulsion initiale. L'intérêt d'utiliser la technique du retournement temporel est de pouvoir générer une impulsion approchant le plus possible celle de référence, $x(t)$, en profitant des propriétés du milieu de propagation complexe, de manière à obtenir un SNR suffisamment important pour observer l'évolution temporelle du front d'onde souhaité.

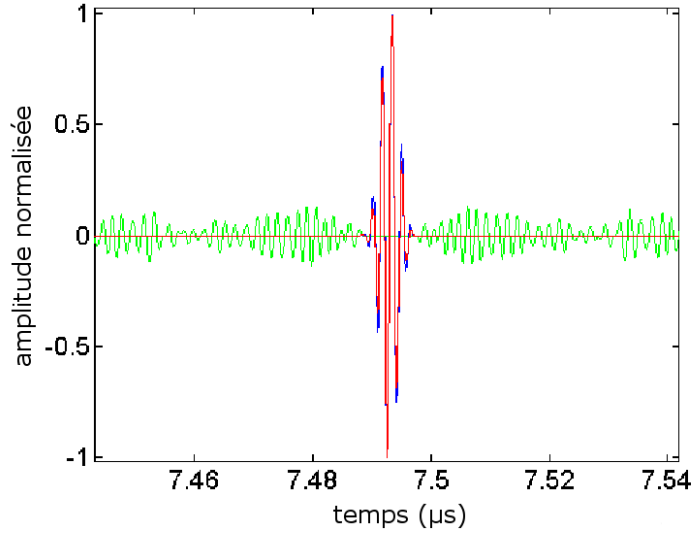


FIGURE 4.15 – Comparaison de l'impulsion créée avec la TREC, $s(t)$, partie cohérente en bleue et partie non cohérente, i.e. bruit en vert, avec l'impulsion de référence $x(t)$ représentée par la courbe rouge.

Nous avons superposé sur la figure 4.15, l'impulsion $s(t)$ générée par notre système, et l'impulsion d'origine souhaitée, $x(t)$, normalisée au coefficient de projection ρ_{proj} de la partie cohérente de $s(t)$ sur $x(t)$ calculée avec (4.4), les signaux considérés étant réels :

$$\rho_{proj} = \frac{\langle x(t), s(t) \rangle}{\langle x(t), x(t) \rangle} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} s(t)x(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt} \quad (4.4)$$

La partie cohérente de $s(t)$ est représentée par la courbe bleue, et le bruit par la courbe verte. Notre référence, $x(t)$, est représentée en rouge. Nous pouvons voir que la partie cohérente du signal généré est semblable à $x(t)$, nous obtenons un coefficient de corrélation 0.997 calculé avec l'équation suivante :

$$\rho_{corr} = \frac{\langle x(t), s(t) \rangle}{\sqrt{\langle x(t), x(t) \rangle} \sqrt{\langle s(t), s(t) \rangle}} \quad (4.5)$$

Nous pouvons également calculer le SNR d'énergie Λ en faisant le rapport de l'énergie contenue dans ces deux spectres, nous obtenons :

$$\Lambda = \frac{\epsilon_{S_c}}{\epsilon_{S_b}} = \Re \left\{ \frac{\int_{f_1}^{f_2} |S_c(f)|^2 df}{\int_{f_1}^{f_2} |S_b(f)|^2 df} \right\} \quad (4.6)$$

avec f_1 et f_2 respectivement les fréquences minimales et maximales des spectres, soit un ratio $\Lambda = 0.7$.

Afin de vérifier que nous obtenons également un SNR de pic satisfaisant, Λ_p , tel que défini dans [50], nous avons calculé celui-ci avec $Q_{moy(600MHz)} = 1570$ et le facteur de forme de l'impulsion gaussienne $\chi = 0.4B_T$, B_T étant la bande passante du spectre $X(f)$. Nous obtenons $\Lambda_p = 20.6$ dB

Il faut toutefois souligner que nous aurions pu obtenir 7 dB supplémentaires si nous avions utilisé un sinus cardinal au lieu d'une impulsion gaussienne pour $x(t)$. En effet, le facteur de forme serait alors égal à $2B_T$ soit 5 fois plus important. Néanmoins ce type d'impulsion n'est pas privilégié pour nos simulations numériques de la TREC. En effet, nous voulons réaliser un front d'onde dont l'extension spatiale est compatible avec les dimensions limitées de la cavité résonante. Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il faut une extension spatiale $\Delta s \leq l_{min}$, avec l_{min} la plus petite distance entre le RSE et les parois de la cavité, de façon à ce qu'il n'y ait pas d'interférence entre la première réflexion sur l'une des parois et la partie du front d'onde qui continue d'être rayonnée virtuellement par le RSE. L'extension spatiale est directement proportionnelle à l'extension temporelle du front d'onde, $\Delta s = c_0 \Delta t$. Ainsi, l'extension temporelle du sinus cardinal, dont le spectre est compatible avec la bande passante des fonctions transfert, est 4 fois plus importante que celle de l'impulsion gaussienne.

Il existe une solution intermédiaire entre l'impulsion gaussienne et le sinus cardinal : il s'agit de la fonction raised-cosine. En effet, cette fonction permet d'obtenir une bande passante plus importante que celle d'une gaussienne tout en ayant une extension temporelle plus faible que celle du sinus cardinal. L'allure du spectre dépend d'un paramètre β , appelé en anglais "roll-off factor", qui mesure le taux de bande passante occupé au delà de la bande passante de Nyquist [41]. Ce facteur est toujours borné entre 0 et 1. Nous avons représenté sur la figure suivante cette fonction, ainsi que son spectre, selon 3 valeurs de β : $\beta = 0$, $\beta = 0.35$ et $\beta = 1$

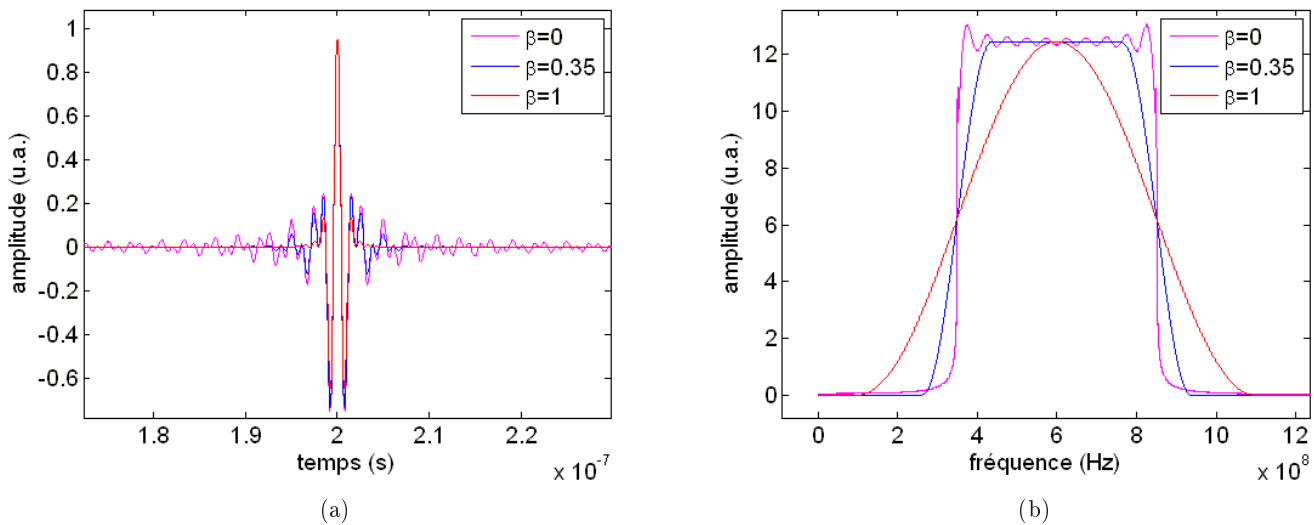


FIGURE 4.16 – (a) Évolution temporelle de l'impulsion de référence, $x(t)$, en fonction des valeurs de β . (b) Formes du spectre de l'impulsion en fonction des valeurs de β .

Nous remarquons sur la figure 4.16(a) que l'amplitude des ondulations et l'extension temporelle de l'impulsion sont inversement proportionnelles à la valeur de β . De plus, nous observons sur la figure 4.16(b) que les valeurs extrêmes de β , 0 et 1, font tendre respectivement le spectre de la fonction raised-cosine vers celui d'une porte et celui d'une impulsion gaussienne. Ainsi, nous voyons que pour obtenir un meilleur SNR de pic, il est plus intéressant de prendre $\beta = 0.35$

donnant ainsi un spectre dont la forme sera plus proche de celui d'une porte tout en ayant une extension temporelle plus faible. Dans ce cas de figure $\Delta t_{|\beta=0.35} = 15.5 \text{ ns}$ soit $\Delta s = 4.65 \text{ m}$. Le calcul de l'extension temporelle est réalisé en imposant la même bande passante sur les spectres des différents signaux étudiés.

Néanmoins, dans la configuration de la TREC que nous avons simulée, la dimension $l_{min} = l_b/2 - 0.3 = 3 \text{ m}$ donc Δs serait supérieure à l_{min} . C'est pourquoi dans les simulations numériques préliminaires, où le nombre d'antennes était limité à 8, nous avons utilisé une impulsion de type gaussienne comme signal d'excitation, dont la bande passante a été calculée avec le modèle du chapitre 3, de manière à obtenir une extension spatiale de 1.5 m.

De plus, de nouveaux résultats de simulations, obtenus récemment durant un stage de master2 recherche, démontrent que nous pouvons utiliser la TREC pour la génération d'ondes localement planes. En effet, il suffit d'utiliser l'équation suivante pour synthétiser les signaux à injecter sur les ports des antennes du MRT :

$$Y_i(f) = X(f) \sum_{j=1}^N e^{jk\mathbf{r}_j \hat{\mathbf{r}}} H_{ij}(f) \quad (4.7)$$

avec \mathbf{r}_j la position de la j^{eme} sonde et $\hat{\mathbf{r}}$ la direction de propagation de l'onde plane. Nous pouvons observer sur la figure 4.17, la distribution de champ, à un instant donné, d'une onde plane se propageant vers l'extérieur du RSE suivant une direction de $\pi/4$, simulée à l'aide du simulateur temporel 2D en espace libre introduit précédemment.

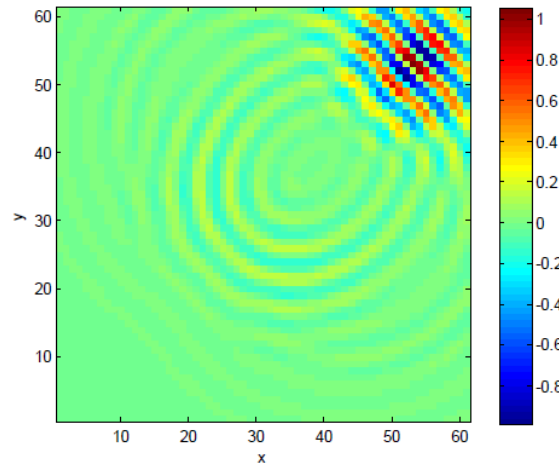


FIGURE 4.17 – Simulation d'une onde localement plane avec le simulateur 2D en espace libre. Le champ est normalisé à sa valeur maximale et les axes représentent les indices des vecteurs de positions x et y du calcul du champ. L'amplitude du front d'onde ne change pas pendant sa propagation.

L'application de la technique du retournement temporel permet d'obtenir la même onde plane que le modèle 2D en espace libre mais dont le sens de la propagation sera dirigé vers le centre du RSE. Le RSE est constitué de deux rangées de 75 sources isotropes, distantes de $\lambda_{fc}/4$ et déphasées de $\pi/2$. Comme le RSE est de forme circulaire, la largeur du support spatial de l'onde plane n'est pas infinie mais limitée par le diamètre du RSE. Rappelons toutefois que nous observons la même limitation avec les chambres anéchoïques, il n'est pas possible de générer une onde plane mais plutôt localement plane au regard de la dimension électrique de l'EST.

Il faut toutefois souligner que ce type de front d'onde ne permet de focaliser de l'énergie que sur une partie de l'objet et n'est, en ce sens, pas aussi avantageux que les formes d'ondes que nous avons vues dans le contexte de notre outil de tests d'immunité rayonnée. En effet, avec des ondes convergentes, le niveau du champ continue d'augmenter jusqu'à la limite de diffraction, tant que le front d'onde se propage vers le centre du volume de test. Nous proposerons, dans la conclusion générale de ce mémoire, une perspective d'applications où il est intéressant d'utiliser des ondes planes.

4.2.4 Aspect spatial : distribution spatiale du front d'onde

Nous allons mettre en évidence dans ce paragraphe l'influence du nombre d'antennes, utilisées pour réaliser le miroir à retournement temporel, sur la qualité de génération d'un front d'onde en étudiant sa distribution spatiale à un instant donné. Nous démontrerons qu'il est également possible de contrôler la direction de propagation d'un front d'onde vers la zone de test à l'aide d'une simple procédure d'allumage et d'extinction de poids associés aux fonctions de transfert qui permettent de synthétiser les signaux de génération du front. Enfin, nous proposerons une interprétation phénoménologique de l'influence de la position des antennes du MRT grâce aux résultats que nous avons obtenu pour des configurations différentes en terme de disposition de ces antennes dans la cavité. Pour rappel, les dimensions de la cavité simulée sont les suivantes : $la = 16\lambda_{fc}$, $lb = 13.2\lambda_{fc}$ and $lc = 0.6\lambda_{fc}$ avec en son centre un cylindre métallique dont le diamètre fait λ_{fc} et la hauteur $\lambda_{fc}/2$, ayant le rôle d'un objet sous test.

Comme nous l'avons exposé précédemment, nous profitons de la linéarité de notre système pour combiner par post-traitement les résultats obtenus pour chaque antenne du MRT, une à une, en présence des sept autres qui sont passives. Ainsi, nous pouvons observer l'influence du nombre d'antennes en sommant les contributions de chaque résultat sans avoir à multiplier le nombre de simulations.

D'un point de vue pratique, nous avons exporté des coupes de champ dans le plan orthogonal à la polarisation du champ électrique, obtenues à différents instants, à l'aide d'un moniteur temporel 2D sous CST Microwave Studio lors de la phase de génération du champ avec les signaux de synthèse $y_i(-t)$. Une fois ces résultats obtenus, nous les avons exploités sous Matlab pour recomposer le champ total en fonction du nombre d'antennes que nous souhaitons activer simultanément en sommant les champs obtenus.

Nous allons considérer, dans la suite de ce manuscrit, que lorsque nous parlons de lobe d'un front d'onde, il s'agit de la distribution spatiale du champ sur l'un des maximums ou minimums de son évolution temporelle par analogie avec les lobes d'une impulsion dans le domaine temporel. Ensuite, nous avons extrait la distribution du champ électrique suivant un cercle positionné sur l'un des lobes du front d'onde, comme exposé dans le paragraphe qui introduit le critère la qualité du front d'onde Q_{wf} , (3.54) p. 73.

4.2.4.1 Aspect qualitatif de l'influence du nombre d'antennes du MRT

Nous avons représenté les distributions de champ se propageant vers l'objet sous test (OST) à un instant temporel donné en faisant varier le nombre d'antennes utilisées pour constituer le MRT de 2 à 8. La position de l'OST est indiquée par un cercle en ligne pointillée. Nous pouvons observer sur la figure 4.18, de façon qualitative, que la qualité du front d'onde isotrope généré s'améliore avec le nombre d'antennes. En effet, nous voyons que sur la partie cohérente du front les contours des lobes deviennent plus uniformes et que le niveau du bruit spatial, c'est-à-dire la partie incohérente du champ, diminue en amplitude. Ceci traduit bien une amélioration du contraste entre la partie cohérente du front d'onde et le bruit comme nous l'avons observé dans le cadre de la focalisation temporelle.

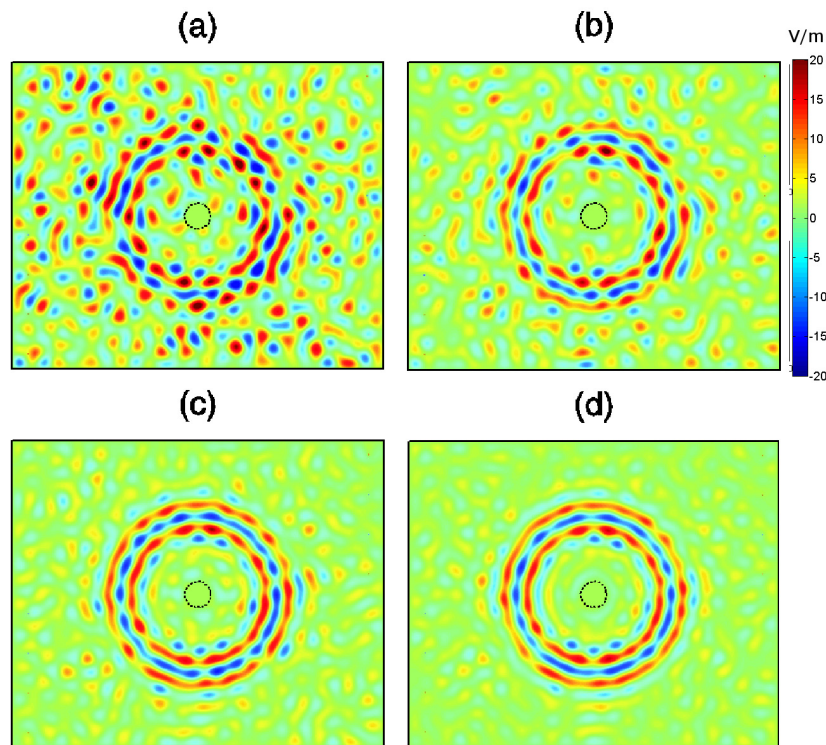


FIGURE 4.18 – Évolution de la distribution spatiale d'un front d'onde isotrope en fonction du nombre d'antennes utilisées simultanément pour constituer le MRT. (a) 2 antennes ; (b) 4 antennes ; (c) 6 antennes ; (d) 8 antennes.

Une autre possibilité pour analyser ce qui se passe dans l'espace, tout en ayant une information sur l'évolution temporelle, est de restreindre notre observation de la distribution du champ sur les sondes du RSE en fonction du temps. Cela revient à dérouler dans un plan cette évolution temporelle du front d'onde généré dans la TREC alors que le réseau de sondes est circulaire. Nous pouvons faire une analogie avec la représentation du globe terrestre sur un plan rectangulaire. Afin d'avoir à disposition un nombre d'antennes composant le MRT plus important, nous allons à nouveau changer de jeu de données en utilisant les résultats de simulation de la TREC comprenant 12 antennes, représentée sur la figure 4.11, p. 97, mais sans la présence de l'objet afin d'observer pleinement la propagation du front d'onde, après sa focalisation spatiale, dans cette partie de l'étude.

Nous avons représenté sur la figure 4.19(a) le RSE circulaire en indiquant l'emplacement des sondes qui ont été utilisées pour réaliser à la synthèse des signaux de génération du front d'onde. La direction de propagation du front d'onde, virtuellement rayonnée par le RSE, est de $\pi/2$ dans le sens anti-horaire, soit vers le haut de la cavité résonante. Cette propagation est représentée par les courbes bleues dont le dégradé traduit l'intensité du champ. Nous remarquons que le front d'onde rayonné virtuellement depuis le RSE diverge, il voit son intensité diminuée et son extension spatiale augmentée. Nous avons alors une première réflexion sur la paroi supérieure de la cavité, représentée par les courbes rouges, puis, le front d'onde qui continue de diverger en se propageant vers la paroi inférieure avec une intensité de plus en plus faible.

Maintenant, la technique du retournement temporel va permettre de rejouer cette séquence à l'envers : nous allons donc nous retrouver avec le front d'onde rose de faible intensité qui se détache de la paroi inférieure et progresse vers le RSE suivant la direction de $3\pi/2$, avec une

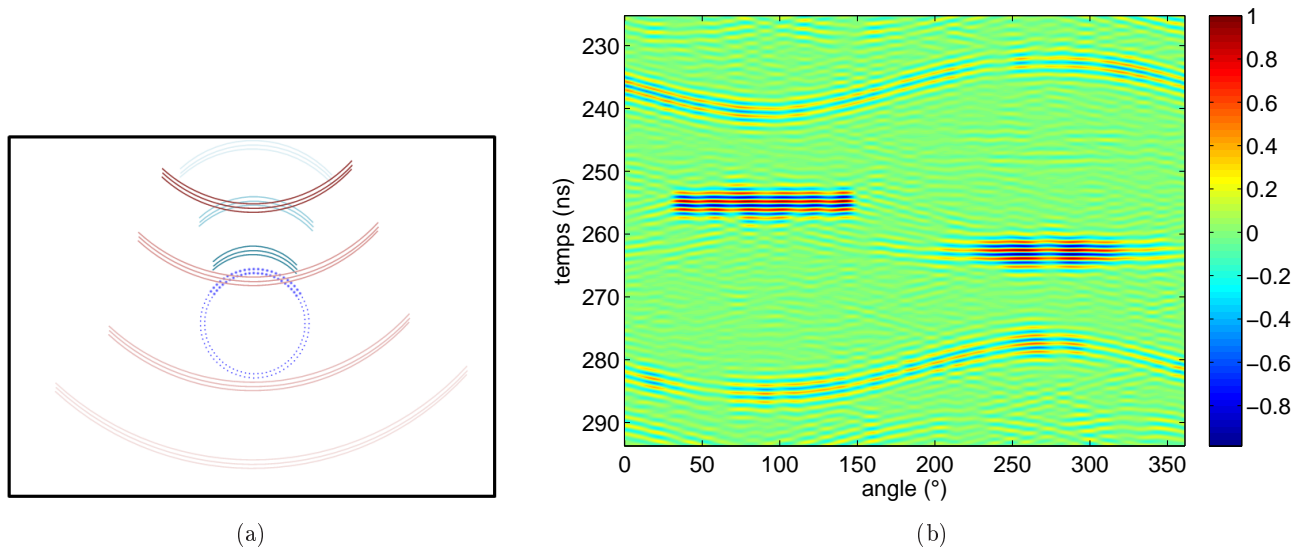


FIGURE 4.19 – (a) Génération d’un front d’onde circulaire avec 1/3 des sondes du RSE et réflexion contre la paroi supérieure de la cavité. (b) Évolution temporelle de l’amplitude du champ sur les 75 sondes de la rangée externe du RSE.

extension spatiale qui peut être vue localement, par les sondes du bas du RSE, comme une onde localement plane puisque son extension spatiale est beaucoup plus large que le diamètre du RSE. Puis, ce front d’onde va atteindre le sommet du RSE après un temps de 8 ns correspondant à la distance à parcourir d’un point à l’autre du diamètre du RSE. Enfin, la dernière réflexion s’opère sur la paroi du haut. Nous obtenons notre front d’onde convergeant qui doit se focaliser en phase sur les sondes choisies du RSE avant de continuer sa propagation et sa focalisation spatiale vers le centre du RSE.

Aussi, l’avantage de la représentation de la figure 4.19(b) est de pouvoir résumer tous ces événements de la propagation du front d’onde en une seule image. En effet, nous voyons une première partie cohérente du champ, dont l’intensité est légèrement plus importante que le bruit spatial, apparaître au temps $t_0 = 232$ ns suivant la direction de $3\pi/2$, détectée en premier par la sonde du RSE la plus basse dans cette direction puis progressivement par les sondes autour de celle-ci. La forme incurvée du front d’onde correspond au retard de détection de l’onde localement plane en raison de la géométrie circulaire du RSE. L’onde continue à se propager à travers le RSE et nous observons une détection symétrique de la précédente à savoir que la sonde du haut du RSE sera cette fois la dernière à détecter cette onde au temps $t_1 = 240$ ns suivant la direction $\pi/2$. La différence de temps $\delta_t = t_1 - t_0 = 8$ ns correspond bien à la valeur attendue compte tenu du diamètre du RSE. Après la dernière réflexion sur la paroi supérieure, nous avons bien un front d’onde convergeant qui vient se focaliser spatialement sur les sondes choisies initialement. Nous observons une amplitude quasi uniforme sur l’ensemble des 25 sondes de la partie supérieure du RSE à l’instant de focalisation du front d’onde pulsé, $t_{foc} = 255$ ns.

Nous pouvons également remarquer la présence d’un second front d’onde d’intensité légèrement inférieure à celui obtenu sur le RSE à un temps $t_{div} = 263$ ns. Ce second front d’onde qui se propage maintenant vers le bas de la cavité s’explique par le fait qu’il n’y a aucun obstacle dans le RSE. En effet, le front d’onde a continué à se propager au travers du RSE tout en se focalisant vers son centre puis s’est mis à nouveau à diverger. Effectivement, les conditions aux limites du champ n’imposant plus une discontinuité qui aurait fait disparaître le front d’onde comme dans le cas du puit acoustique, étudié dans [39]. Notons que ceci n’est pas utile dans notre contexte

puisque de toute façon, nous avons un EST présent dans le volume de test qui va interagir avec le front d'onde. Le front d'onde divergeant va se retrouver en phase au niveau des sondes inférieures du RSE au bout d'une durée de 8 ns à partir de t_{foc} . Notons que comme nous l'avons énoncé dans le chapitre précédent, le fait de ne pas avoir généré un véritable front d'onde se propageant en champ lointain, en raison de la manière dont nous avons choisi les poids des signaux des antennes du MRT, conduit à une perte de la symétrie et une distorsion du front d'onde lorsqu'il continue à se propager après avoir convergé sur le RSE.

Finalement, nous allons voir passer un dernier front d'onde assimilable à une onde localement plane, correspondant à la réflexion du nouveau front d'onde divergeant sur la paroi inférieure de la cavité et ceci au bout d'un temps correspondant à l'aller-retour entre la sonde la plus basse du RSE et la paroi de la cavité soit 14 ns. Nous verrons plus loin dans ce chapitre qu'il existe une possibilité de casser ces ondes localement planes, dont le niveau peut être une gêne durant le transitoire avant d'avoir l'impact final sur l'EST, en évitant d'utiliser des parois planes dans la cavité.

Maintenant que nous avons expliqué comment interpréter ce type de résultat, nous allons nous intéresser à l'influence du nombre d'antennes du MRT sur la qualité de génération du front d'onde dans la TREC.

Nous avons synthétisé sur la figure 4.20 un front d'onde cylindrique directif suivant la direction $\pi/4$. Idéalement, ce front d'onde doit se focaliser temporellement en phase sur les différentes sondes idéales qui ont été utilisées pour déterminer les fonctions de transfert des signaux de synthèses du front d'onde et qui forment une certaine ouverture angulaire autour de la direction de propagation. Nous devons donc nous attendre à observer une constante correspondant à chaque maxima du pic et des lobes secondaires de l'impulsion gaussienne d'excitation $x(t)$ sur cette ouverture angulaire. C'est bien ce que nous pouvons voir sur la première vignette en haut de la colonne de gauche où le nombre d'antennes actives était de 12. Nous observons un paquet rectangulaire constitué de 5 lignes rouges pour les maxima positifs et 4 lignes bleues pour les minima négatifs de l'évolution temporelle de $x(t)$. Nous remarquons que la qualité du front d'onde généré se dégrade au fur et à mesure que le nombre d'antennes actives est restreint et que le niveau du bruit spatial augmente avec cette diminution.

Notons cependant que ce n'est pas le nombre d'antennes en soit qui constitue des degrés de libertés supplémentaires et permet d'avoir une meilleure focalisation spatio-temporelle, mais plutôt le nombre d'échos supplémentaires de l'impulsion initiale, apportés par l'excitation de chaque antenne. Nous avons montré, dans le chapitre 2, que plus la réponse impulsionnelle du milieu sera riche en échos, meilleur sera le SNR de la focalisation temporelle. C'est pourquoi, pour que la contribution de l'utilisation de plusieurs antennes soit efficace, il faut que les fonctions de transfert mesurées entre celles-ci et les sondes du RSE soient suffisamment différentes pour obtenir des informations complémentaires sur le champ.

Un autre aspect est également le nombre de modes effectivement excités par les antennes du MRT. En effet, ce sont les ports des antennes qui permettent de coupler l'énergie injectée dans la cavité à travers les signaux de synthèse du front d'onde. De plus, le nombre de modes réellement excités va dépendre de la position des antennes. Si la distribution modale du champ imposée par les conditions aux limites dans la cavité résonante imposent une amplitude nulle à une position donnée de l'espace, il sera impossible de transmettre de l'énergie si l'antenne est placée sur cette position. En ayant un nombre d'antennes important, disposées suffisamment éloignées les unes des autres, nous augmentons la probabilité de coupler correctement l'énergie injectée aux modes de résonance de la cavité et donc d'exciter un nombre de modes plus important. Le nombre maximal théorique de modes disponibles dans une bande passante donnée, peut être estimé à partir de la formule de Weyl. Ceci nous indique que nous ne pouvons pas augmenter indéfiniment le nombre d'antennes du MRT, il existe une corrélation spatiale du champ dans la chambre réverbérante [44]. En effet cette corrélation, aussi faible soit-elle, est toujours présente

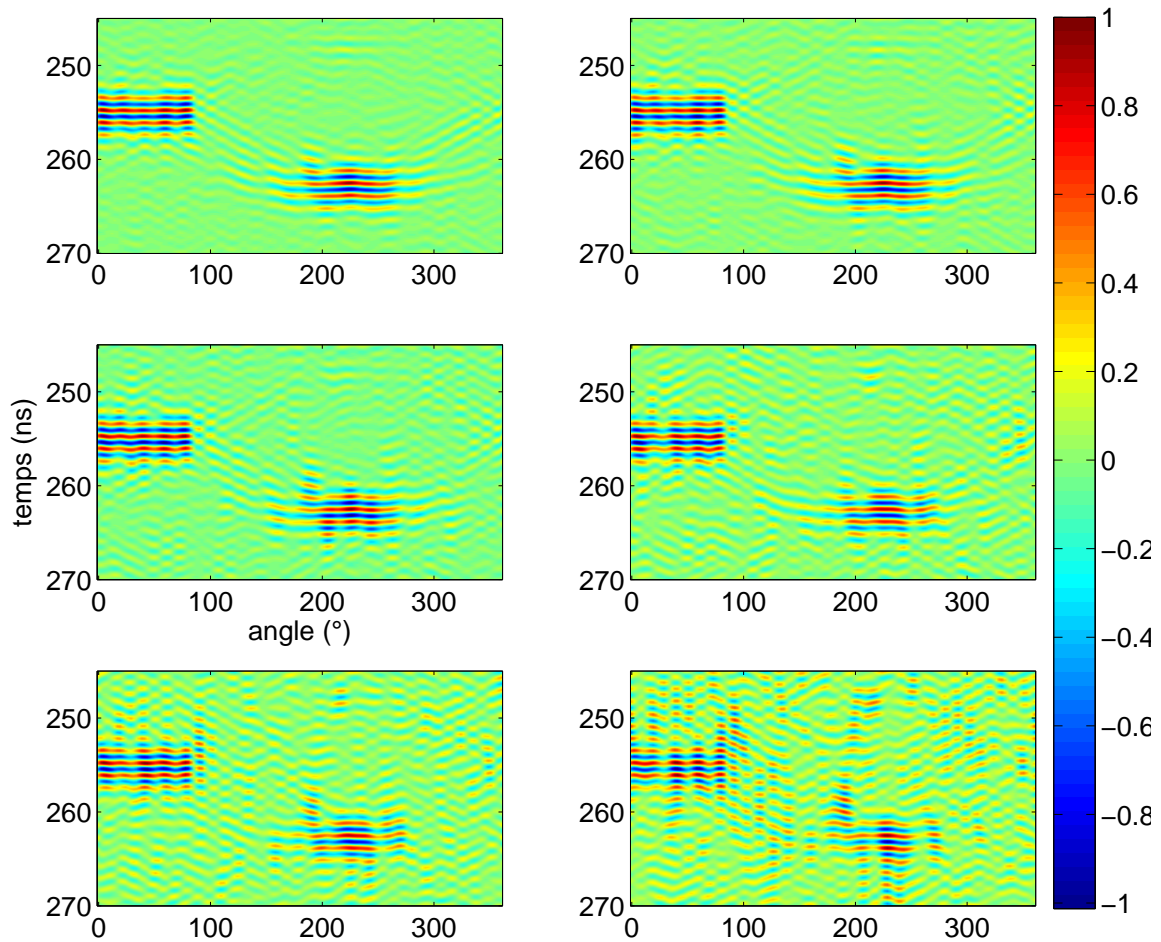


FIGURE 4.20 – Évolution de la qualité de génération du front d’onde en fonction du nombre d’antennes. Le nombre d’antennes actives sur la colonne de gauche vaut respectivement de haut en bas : 12, 8 et 4 ; celle de la colonne de droite : 10, 6 et 2. L’amplitude est normalisée au maximum du champ.

et si celle-ci est grande alors l’apport d’une nouvelle antenne sera négligeable. Nous observerons alors un phénomène de saturation du SNR spatial et temporel.

4.2.4.2 Influence de la largeur de la bande passante sur la qualité spatiale du front d’onde

Nous allons cette fois conserver le nombre maximal de 12 antennes pour le MRT mais nous allons faire varier la largeur de la bande passante pour observer son influence sur la qualité spatiale du front d’onde. Les résultats sont représentés sur la figure 4.21. Nous remarquons que la qualité de focalisation se dégrade avec la diminution de la largeur de la bande passante. Nous retrouvons bien la tendance observée lors de l’étude de l’influence de la bande passante du signal d’excitation sur le SNR de pic, Λ_p . En effet, de fortes variations apparaissent au niveau de la partie cohérente du front d’onde directif et le niveau relatif du bruit spatial augmente avec le

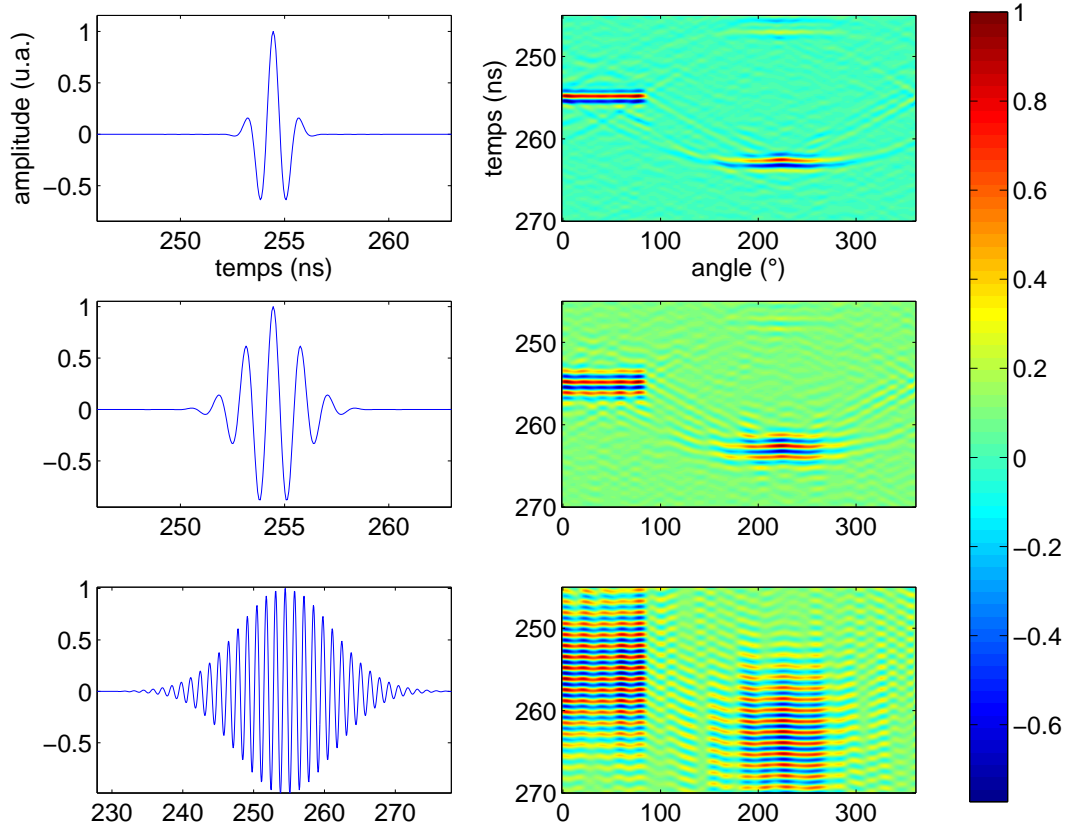


FIGURE 4.21 – Évolution de la qualité de génération du front d’onde en fonction de la largeur de la bande passante du signal d’excitation. Les valeurs de la bande passante sont respectivement du haut vers le bas de la figure : 1.5 GHz, 750 MHz et 150 MHz. La colonne de gauche représente l’évolution temporelle du signal d’excitation $x(t)$ pour ces différentes fréquences. La colonne de droite représente la distribution spatio-temporelle de l’amplitude du champ sur les sondes du RSE, normalisée au maximum du pic de l’impulsion.

rétrécissement de la bande passante.

Afin de vérifier la résolution de la focalisation spatiale sur le RSE, nous nous sommes intéressés à la matrice $\mathbf{H}^T \cdot \mathbf{H}^*$ qui, comme nous l’avons exposé dans le chapitre 3, permet de relier le champ obtenu sur le RSE avec celui de référence qui avait été choisi. Nous avons représenté la transformée de Fourier inverse $TF^{-1}\{\mathbf{H}^T \cdot \mathbf{H}^*\}$ dans la colonne de droite de la figure 4.22, à l’instant du pic de focalisation t_{foc} , pour deux largeurs de bande passante du signal d’excitation différentes : $B_p = 1.5$ GHz et $B_p = 180$ MHz.

La colonne de gauche représente l’évolution temporelle du niveau de champ perçu par les sondes adjacentes numérotées 35, 36, 40 et 45 lorsque la localisation spatiale visée était sur la sonde $n^\circ 35$. Nous avons pris comme référence le niveau de corrélation du signal reçu sur la sonde $n^\circ 35$, normalisé au maximum de l’amplitude du champ. Comme le montrent ces résultats, nous constatons que pour une distance entre une sonde adjacente à la sonde $n^\circ 35$, inférieure à $\lambda_{fc}/4$, la largeur de la bande passante intervient de façon marginale avec une diminution de 3 dB qui

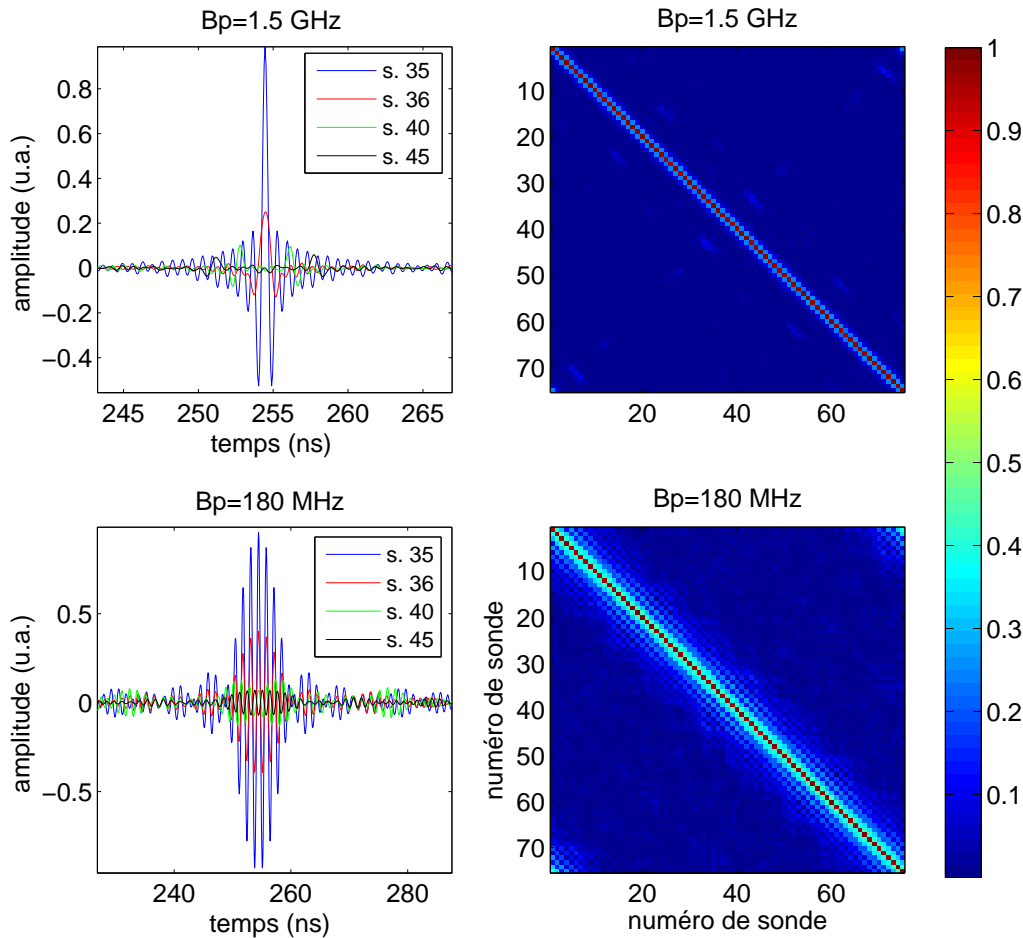


FIGURE 4.22 – Qualité de focalisation du front d’onde pour deux largeurs de bande passante du signal d’excitation : $B_p = 1.5 \text{ GHz}$ et $B_p = 180 \text{ MHz}$.

est liée à la corrélation spatiale du champ dans la chambre [44] :

$$\frac{\sin(kd)}{kd} \quad (4.8)$$

avec $k = 2\pi/\lambda_{fc}$ et d la distance entre la source du champ et le point d’observation dans la cavité. A contrario, nous observons que pour une distance supérieure à $\lambda_{fc}/4$, la bande passante a un fort impact sur la qualité du champ reçu. Il restera néanmoins toujours une tâche en forme de cloche de taille $\lambda_{fc}/2$ correspondant à la limite de diffraction [26].

4.2.4.3 Aspect quantitatif de l’influence du nombre d’antennes sur la qualité du front d’onde.

Dans ce paragraphe, nous changeons à nouveau de configuration en retournant à la cavité comprenant 8 antennes, représentée sur la figure 4.6, p. 91. Historiquement, nous avons étudié cette configuration afin de pouvoir recomposer par post-traitement les distributions du champ dans la cavité, pour différents instants temporels, en fonction du nombre d’antennes du MRT actives simultanément. Le front d’onde généré présente une distribution spatiale isotrope et son

évolution temporelle est définie par le signal d'excitation $x(t)$. Nous avons extrait les valeurs du champ électrique sur un lobe correspondant à l'un des maximum du front d'onde suivant la méthode exposée dans la section III.5 du chapitre précédent, et nous avons représenté la distribution de celles-ci en fonction du nombre d'antennes actives utilisées comme miroir à retournement temporel, figure 4.23. Ces distributions correspondent aux coupes de champ présentées sur la figure 4.18, p. 104. L'amplitude du champ a été normalisée aux nombres d'antennes utilisées afin de recentrer les différentes valeurs moyennes et de faciliter la comparaison des différentes configurations pour le MRT. Nous nous apercevons que l'écart-type diminue rapidement lorsque nous passons de 2 à 4 antennes pour le MRT mais que cette tendance est moins évidente entre les cas à 6 et à 8 antennes. Ceci rejoint la notion de gain marginal introduit dans le chapitre précédent. L'amélioration apportée par l'ajout d'une antenne est plus important lorsque le nombre d'antennes initial est plus faible, en raison de la corrélation spatiale du champ dans la cavité.

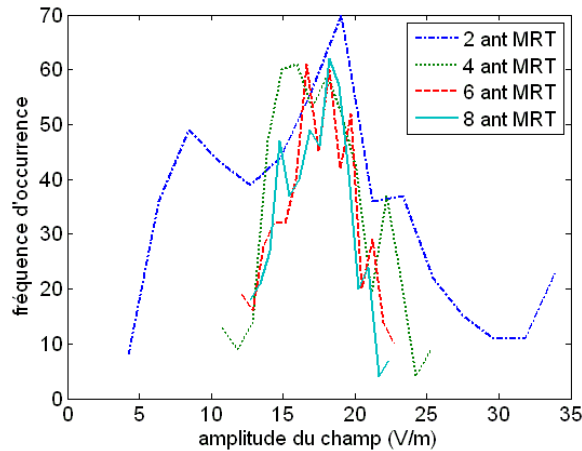


FIGURE 4.23 – Répartitions des valeurs du champ électrique en fonction de leur fréquence d'occurrence pour un nombre d'antennes du MRT allant de 2 à 8.

A présent, nous sommes en mesure d'estimer la dispersion du coefficient de qualité du front d'onde $Q_{wf} = (\mu/\sigma)^2$ avec σ l'écart-type de la distribution du champ sur un lobe et μ sa valeur moyenne, pour chaque configuration d'antennes du MRT actives simultanément (2, 4, 6 ou 8 antennes). En effet, Q_{wf} est calculé pour les différentes combinaisons d'antennes actives simultanément ce qui permet d'observer l'influence de la position relative de celles-ci, pour un nombre N_a fixé, sur la dispersion du coefficient de qualité. Nous avons résumé ces résultats dans le graphique de la figure 4.24(a).

Nous pouvons voir sur cette figure que la valeur moyenne de Q_{wf} suit une loi quadratique en fonction du nombre d'antennes. Afin d'avoir une idée plus précise de la dispersion de Q_{wf} pour un nombre d'antennes actives fixé, nous avons représenté sur la figure 4.24(b) l'histogramme des 70 valeurs du coefficient de qualité, calculées pour chacune des positions possibles de 4 antennes actives simultanément parmi les 8 du MRT. Nous observons une dispersion normalisée par rapport à la valeur moyenne de : $\sigma_{4ant}/\mu_{4ant} = 36\%$. Ceci nous indique que le positionnement relatif des antennes dans la cavité pour un nombre d'antennes actives fixé, a une incidence non négligeable sur la qualité du front d'onde synthétisé et qu'il faut chercher à optimiser leurs placements.

Nous souhaitons maintenant quantifier la qualité du front à l'aide du SNR spatial Υ , introduit dans le chapitre précédent, qui est un paramètre plus facile à apprécier puisqu'il traduit un rapport entre l'énergie dans la partie cohérente et dans le bruit spatial du front d'onde, reçu sur les sondes du RSE. A cet effet, nous avons utilisé une autre configuration dont la disposition des

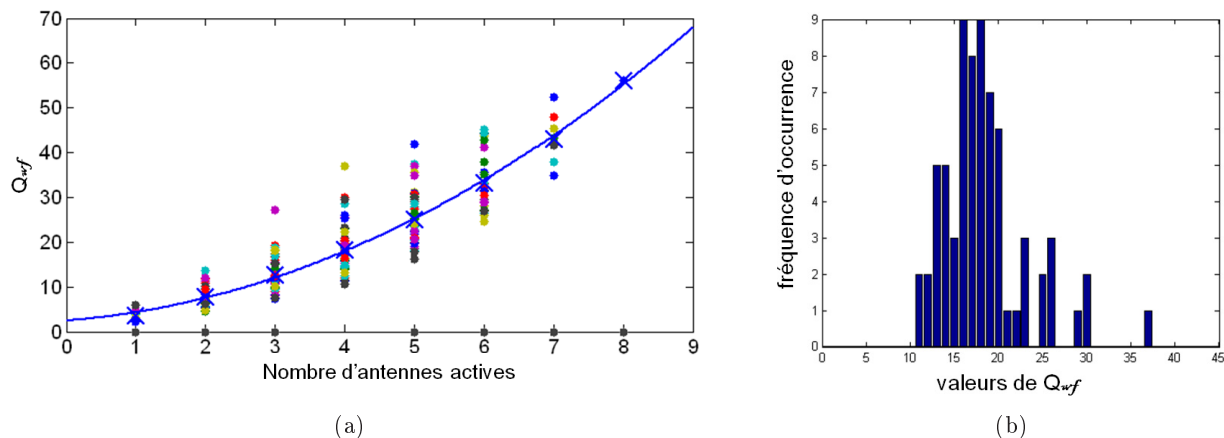


FIGURE 4.24 – (a) Dispersion du coefficient de qualité Q_{wf} pour un nombre d’antennes actives allant de 1 à 8. La courbe quadratique en bleue passe par les valeurs moyennes des SNR, représentées par une croix, pour chaque configuration de MRT. (b) Histogramme de la répartition des valeurs de Q_{wf} en fonction de la positions des 4 antennes du MRT actives.

antennes a été optimisée en s’appuyant sur la théorie des images rappelée dans le chapitre 3. Dans l’exemple qui suit, nous avons à nouveau changé de jeu de données et nous avons simulé, sous CST microwave studio, un RSE constitué de deux rangées de 75 sondes, situées sur des cercles de rayons $r_1 = 1.2\text{ m}$ et $r_2 = 1.3\text{ m}$ et dont la configuration correspond à celle de la fig. 4.11, p. 97, mais sans objet au centre du RSE. Le spectre du signal d’excitation, $X(f)$, est une impulsion gaussienne centrée sur la fréquence $f_c = 600\text{ MHz}$ et présente une bande passante à -3 dB de 500 MHz . Nous avons choisi d’exciter une partie RSE en construisant le vecteur \mathbf{s} , qui correspond à l’amplitude du champ souhaité sur les sondes du RSE à l’instant de la focalisation, comme indiqué en rouge sur la figure 4.25(a). Nous pouvons observer sur cette même figure le vecteur $\hat{\mathbf{s}}(0)$, de couleur bleue, à l’instant de focalisation spatiale sur les sondes du RSE. Ce dernier a été normalisé par rapport à la valeur moyenne de $\hat{\mathbf{s}}(0)$ sur les angles correspondant à l’excitation des sondes du RSE soit de 48 à 307 degrés.

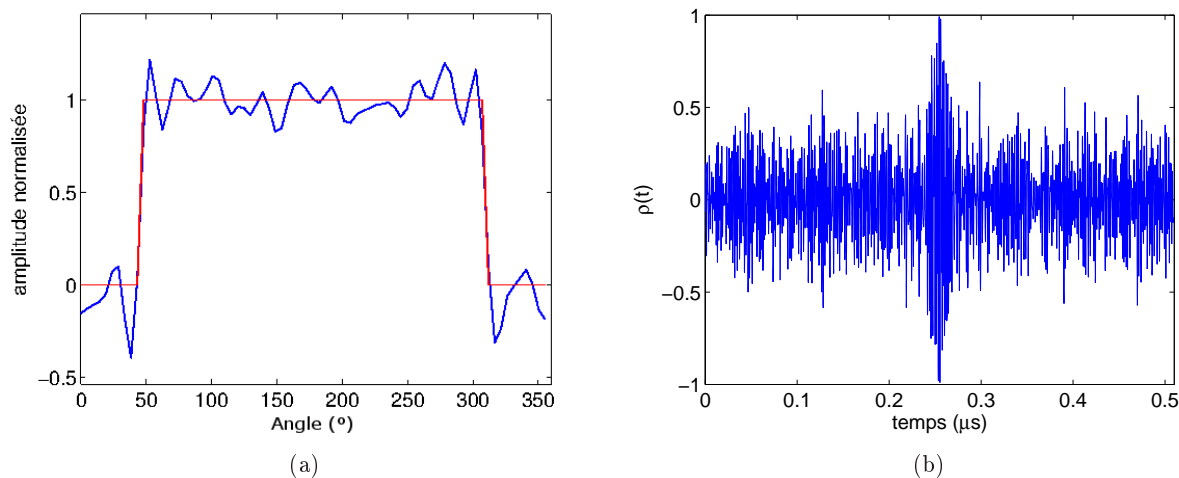


FIGURE 4.25 – (a) Représentation du front d’onde obtenu à l’instant de focalisation comparé au gabarit du front d’onde souhaité. (b) Évolution du coefficient de corrélation dans le temps.

La figure 4.25(b) montre l'évolution dans le temps du coefficient de corrélation $\rho_{corr}(t)$, défini dans la section de la qualité spatiale du front d'onde du chapitre précédent. Comme attendu, nous obtenons le maximum de corrélation $\rho_{corr}(t_0) = 0.991$ à l'instant du pic de focalisation du front d'onde sur les sondes du RSE soit ici $t_0 = 0.254\mu s$ et une valeur efficace de l'ordre de 0.3 en dehors de l'extension temporelle de l'impulsion.

Nous avons représenté sur la figure 4.26(a) l'évolution du SNR spatial Υ dans le temps. Nous observons bien un maximum à l'instant de focalisation t_0 avec $\Upsilon(t_0) = 59.7$, puis d'autres maxima autour du pic de l'impulsion reçue, qui correspondent aux lobes secondaires de l'impulsion d'excitation $x(t)$. Leur SNR spatial Υ est également important : nous trouvons pour les deux lobes externes autour du pic de l'impulsion : $\Upsilon = 22.2$; soit un coefficient de corrélation de l'ordre de 0.978. Afin de mieux se représenter la forme du front d'onde focalisé sur les sondes à

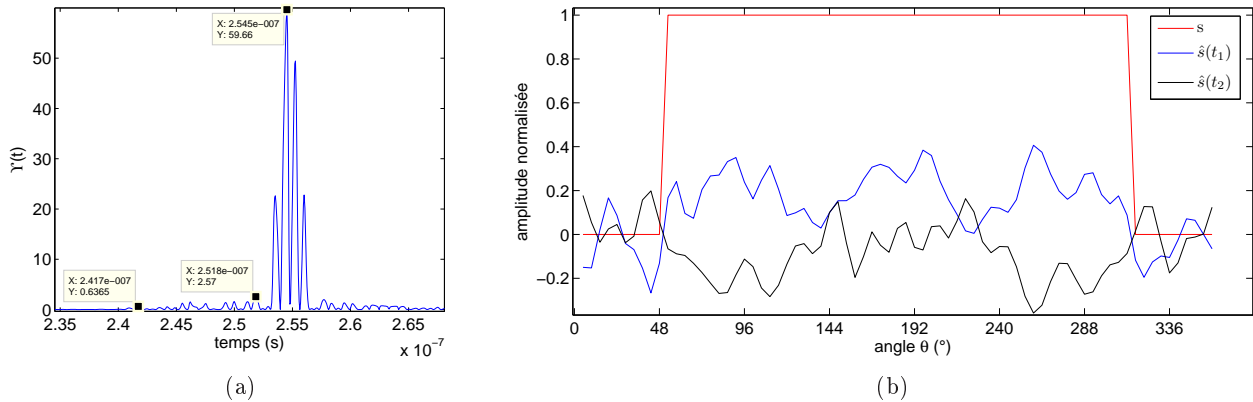


FIGURE 4.26 – a) Évolution du SNR $\Upsilon(t)$ dans le temps. (b) Comparaison du front d'onde obtenu à celui de référence. La courbe rouge représente l'amplitude du champ de référence s . La courbe noire correspond à l'amplitude du champ obtenu à l'instant $t_1 = 0.2417 \mu s$ et la bleue à l'instant $t_2 = 0.2518 \mu s$.

des instants temporels plus éloignés de celui de la focalisation, nous avons représenté l'amplitude du champ obtenu, $\hat{s}(t)$, sur ces dernières sur la figure 4.26(b). Les coefficients de corrélation aux instants t_1 et t_2 sont respectivement : $\rho_{corr}(t_1) = 0.39$ et $\rho_{corr}(t_2) = 0.72$. Nous constatons que même pour un coefficient de corrélation de l'ordre de 0.7, la forme du front d'onde obtenu est bien différente de celle souhaitée contrairement à ce que nous obtenons à l'instant de la focalisation représenté sur la figure 4.25(a). Au regard de ce résultat nous comprenons l'avantage d'analyser la qualité spatiale sous forme de SNR où la dynamique des valeurs est plus importante et ne présente pas d'ambiguïté. En effet le SNR associé au coefficient de corrélation 0.7 est $\Upsilon = 2.57$ qui, en comparaison de la valeur du pic $\Upsilon = 59.7$, peut être considéré comme négligeable.

4.2.4.4 Étude du bruit spatial dans la TREC

Nous voulons montrer dans ce paragraphe quelques propriétés intéressantes du bruit spatial dans notre système. Pour ce faire, nous avons extrait les valeurs de la partie non cohérente de la distribution spatiale d'un front d'onde isotrope généré dans la TREC à différents instants. Ces instants correspondent à une propagation du front d'onde convergeant depuis les parois vers la zone de test, symbolisée par le RSE. Nous avons alors représenté la distribution des valeurs du champ incohérent, figées à ces différents moments, sur la figure 4.27(a).

Nous remarquons que ce bruit spatial présente une propriété de stationnarité "locale" en ce sens que la distribution des valeurs du champ incohérent reste inchangée au cours du temps pour des instants proches de celui de la focalisation. L'instant t_{foc} , indiqué dans la légende de la figure,

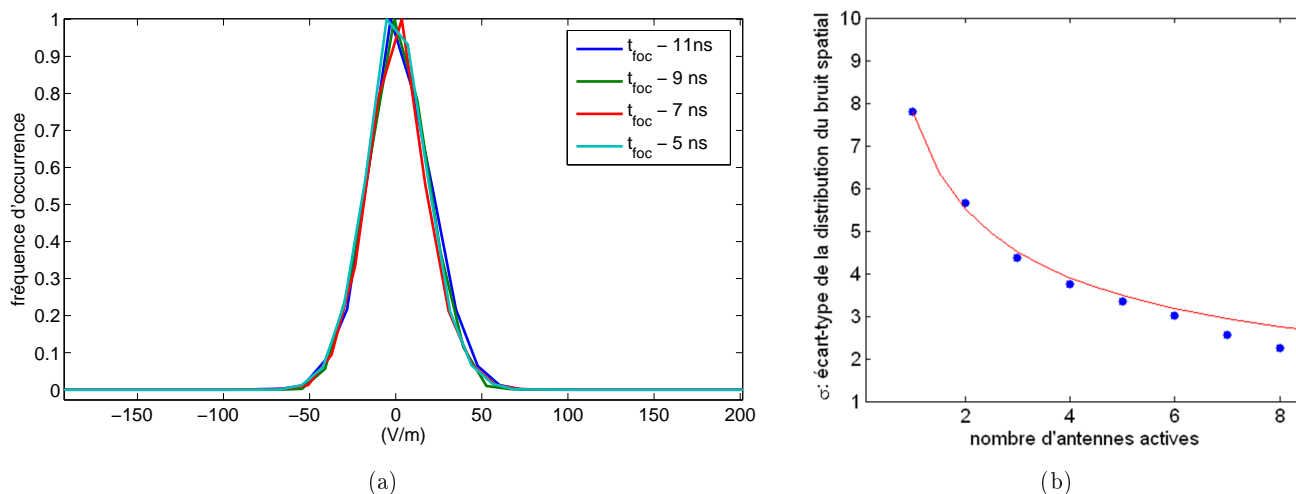


FIGURE 4.27 – (a) Distribution des valeurs de l’amplitude du bruit spatial pour différents instants temporels proches de l’instant de focalisation. (b) Évolution de l’écart-type du bruit spatial en fonction du nombre d’antennes actives pour le MRT.

représente le moment où la distribution converge au centre du RSE avec une taille égale à la limite de diffraction. Cette caractéristique est très intéressante dans notre application puisque nous générons des fronts d’onde convergeants dont l’amplitude de la partie cohérente augmente au fur et à mesure que ces derniers s’approchent de la zone de test. Ainsi le contraste continue d’augmenter jusqu’à atteindre un maximum avant d’impacter et d’interagir avec l’objet sous test.

Nous avons également observé l’évolution de l’écart-type de l’amplitude du bruit spatial en fonction du nombre d’antennes utilisées pour réaliser le MRT. Nous pouvons voir sur la figure 4.27(b) que les valeurs de cet écart-type, représentées par les points bleus, sont très proches de la courbe rouge qui présente une évolution en $1/\sqrt{N}$, avec N le nombre d’antennes du MRT. Comme nous l’avons vu dans le chapitre précédent, le fait d’utiliser, plus d’antennes disposées de façon adéquates, va permettre d’obtenir des fonctions de transfert plus riches en échos et par la même, d’améliorer la distribution spatiale du front d’onde.

4.2.4.5 Génération de fronts d’onde directifs dans la TREC

Nous allons démontrer dans ce paragraphe la faisabilité de la génération de fronts d’onde cohérents et directifs à partir de la synthèse des signaux des antennes du MRT. Les résultats de simulations sont comparés au modèle théorique 2D en espace libre qui émule le front d’onde divergeant rayonné virtuellement par le RSE. Les amplitudes des champs ont été normalisées à leurs maximums afin de pouvoir réaliser une comparaison qualitative de la génération des fronts d’onde. Nous pouvons constater, sur la figure 4.28, que la direction de propagation de ces fronts est bien similaire dans le cas du modèle théorique et de la simulation de la TREC. Nous remarquons également la présence d’un bruit spatial autour du front d’onde cohérent dont le niveau vient noyer les lobes secondaires de l’impulsion gaussienne au delà du sixième lobe.

Il faut toutefois rappeler le fait que la technique du retournement temporel recrée, à rebours, le chemin de propagation du champ issue du RSE. Ainsi, pendant le transitoire avant l’impact final sur l’EST, les dernières réflexions du front d’onde sur les parois de la cavité présentent un niveau non négligeable qui peut risquer de perturber l’équipement en induisant des tensions et des courants importants avant le dernier impact sur l’EST. Nous pouvons observer sur la figure 4.29, un exemple de ces morceaux de fronts d’onde cohérents, avant la réflexion finale sur les parois, pour les deux directions d’impacts précitées.

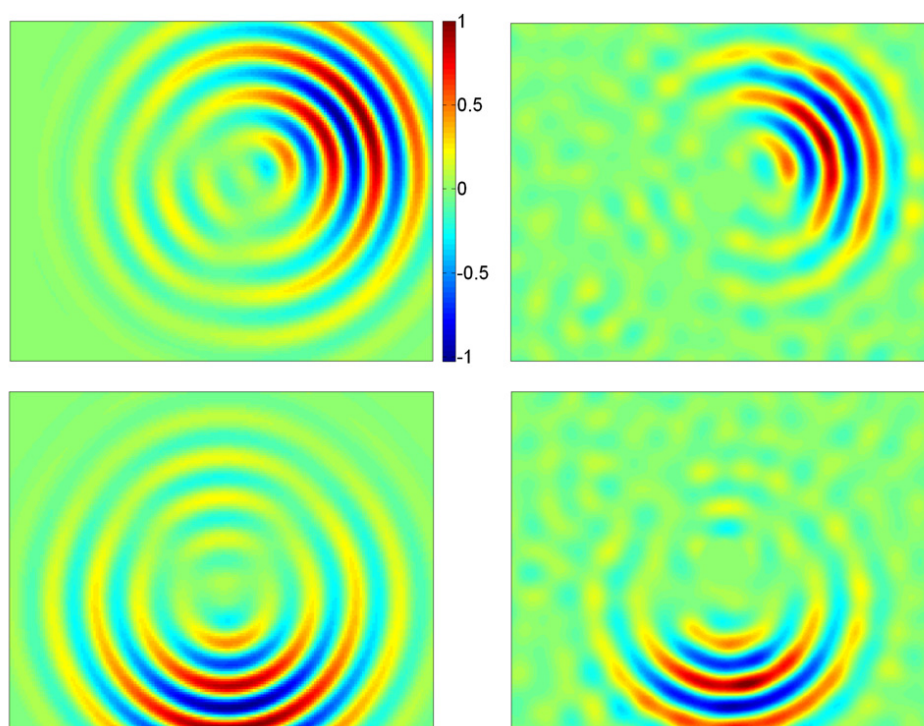


FIGURE 4.28 – Distribution spatiale d'un front d'onde cylindrique pour deux directions de propagation différentes, respectivement 25° et 275° de haut en bas de la figure. La colonne de gauche représente le front d'onde généré par le modèle théorique 2D en espace libre, front divergent. La colonne de droite représente le front d'onde généré par la TREC

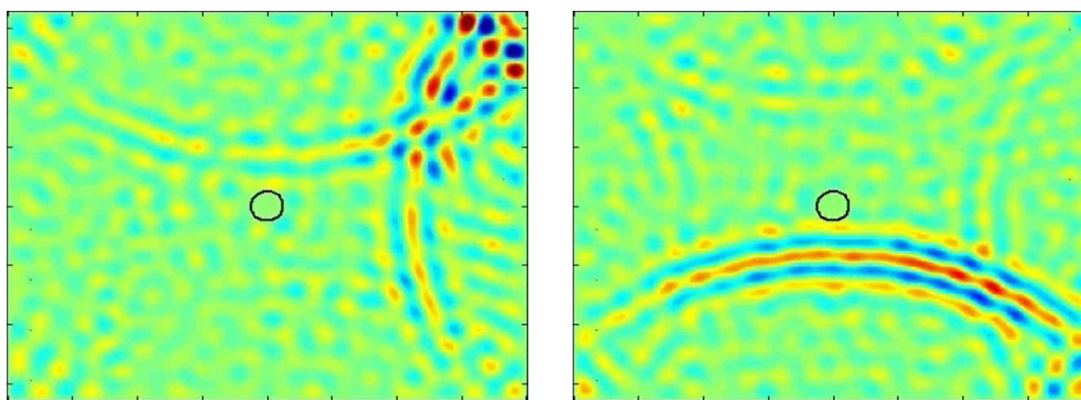


FIGURE 4.29 – Distribution du champ avant la dernière réflexion sur les parois de la cavité. Le front d'onde va impacter suivant la direction 25° sur la vignette gauche et 275° à droite.

Nous observons un niveau de champ 2 fois plus faible par rapport au front d'onde convergent de la figure 4.28. Il faut toutefois préciser que l'intensité du front d'onde convergeant continue d'augmenter au fur et à mesure que ce dernier se rapproche de l'EST et qu'il sera, heureusement, bien plus important que le niveau du champ pendant le transitoire.

Une piste envisagée pour s'affranchir de ce problème est d'utiliser des diffuseurs métalliques sur les parois de la cavité dont la distribution spatiale est similaire à celle des diffuseurs de

Schroeder à résidu quadratique [60], utilisés en acoustique. L'idée est de casser la composante normale à la propagation du front d'onde dès le premier contact avec les parois. Nous avons simulé la diffusion d'une onde plane par ce type diffuseur, représentée sur la figure 4.30.

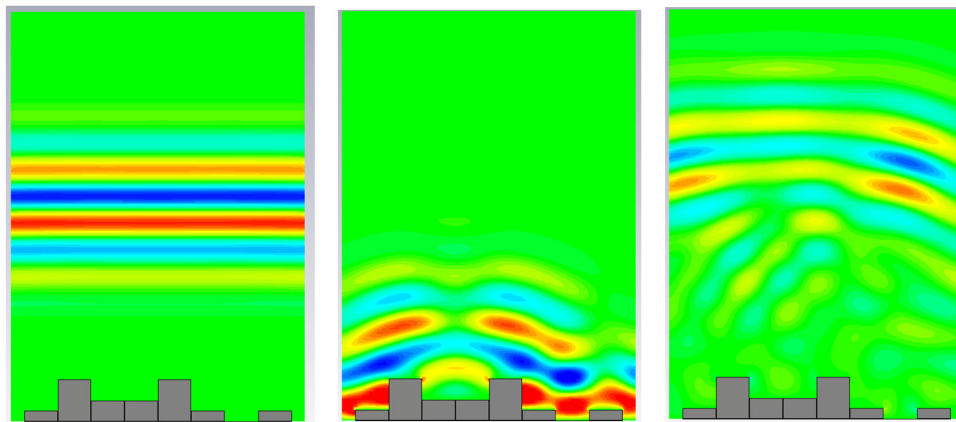


FIGURE 4.30 – Diffusion d'une onde plane par un diffuseur de Schroeder à différents instants temporels.

Nous constatons que dès la première interaction avec le diffuseur, la composante normale de l'onde plane est fortement réduite. Bien entendue, une étude plus poussée est nécessaire pour optimiser la forme et la topologie de ces diffuseurs dans une chambre réverbérante, mais cette solution pourrait permettre de surmonter le problème du niveau du champ durant le transitoire le cas échéant.

Afin de vérifier la qualité de génération de la directivité de ces deux fronts d'onde directifs, nous avons représenté sur la figure 4.31 leur diagramme polaire en extrayant les valeurs du champ sur un arc de cercle couvrant l'un des lobes du front. Les amplitudes sont à nouveau normalisées au maximum du champ afin de permettre une comparaison directe des deux configurations, modèle 2D et simulation de la TREC.

Enfin, pour quantifier cette qualité, nous nous sommes concentrés sur les variations d'amplitude du diagramme de directivité, présentes dans l'ouverture du lobe principal, figure 4.32.

Nous pouvons définir le coefficient de qualité $Q_{wf|3\text{ dB}} = |E_{\text{espace libre}}|_{3\text{ dB}} / |E_{\text{TREC}}|_{3\text{ dB}}$, avec respectivement $|E_{\text{espace libre}}|_{3\text{ dB}}$ et $|E_{\text{TREC}}|_{3\text{ dB}}$ les valeurs de la distribution du champ pour le modèle théorique 2D et la simulation numérique, normalisées à leur valeur maximale sur le lobe principal. Nous pouvons observer ces résultats pour chacune des deux directions avec une valeur moyenne de $Q_{wf|3\text{ dB}}$ respectivement de 0.97 et 0.93 pour les directions 25° et 275° . Finalement, nous obtenons une valeur efficace de l'écart-type par rapport à la valeur moyenne du champ sur le lobe principale, i.e., un coefficient de variation, de l'ordre de 4.6% pour la première direction et 5.7% pour la seconde. Ceci suggère que la TREC peut être utilisée pour la génération de fronts d'onde directifs avec une erreur inférieure à 6%

4.2.4.6 Utilisation d'objets sous test de formes et de positions différentes

Dans ce paragraphe nous avons simulé la TREC avec des objets de formes différentes, afin de montrer l'indépendance de la génération des fronts d'onde cohérents vis à vis de la forme de l'objet sous test et de sa position dans la cavité. La distribution spatiale des fronts d'onde générés est toujours une distribution de type isotrope. Trois types de configuration ont été simulés : un objet métallique de forme cylindrique, placé au centre de la cavité, un objet métallique de forme

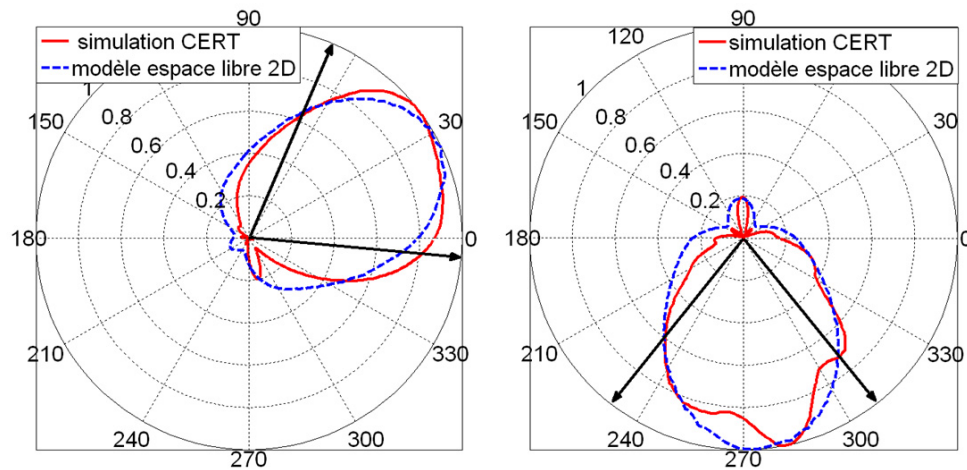


FIGURE 4.31 – Comparaison des diagrammes polaires entre le modèle théorique 2D en espace libre et les simulations numériques de la TREC ; le graphique de gauche représente la direction 25° et celui de droite 275° . Les flèches noires indiquent l'ouverture angulaire du lobe principal à -3 dB. Les amplitudes sont normalisées au maximum du champ et l'échelle est linéaire.

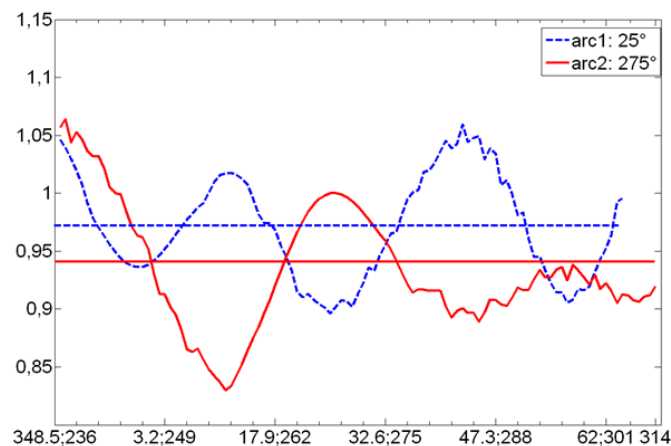


FIGURE 4.32 – Qualité de la directivité sur le lobe principal à -3 dB. Les valeurs des abscisses de chaque direction de propagation sont séparées par des points virgules. Les lignes horizontales représentent la valeur moyenne de $Q_{wf|3}$ dB.

carrée, dont la diffusion du champ par ses 4 sommets est facilement identifiable. Ce dernier est placé à la même position que l'objet précédent, et enfin le même objet carré placé à proximité de la paroi inférieure de la cavité. Le décalage de la position de l'objet a été choisi de façon à mettre en évidence l'indépendance des performances par rapport à la position du RSE dans la cavité, concernant la génération du front d'onde convergent. La seule contrainte étant que le RSE doit se situer entre la direction de propagation du champ et l'objet sous test que nous souhaitons agresser.

Nous avons représenté la focalisation du front d'onde isotrope à un même instant pour les 3 configurations, représentées sur la figure 4.33. Toujours en procédant de la même manière, nous avons extrait les valeurs de l'amplitude du champ cohérent sur un arc de cercle couvrant l'un des maxima des lobes du front d'onde isotrope. Puis, nous avons représenté la distribution de

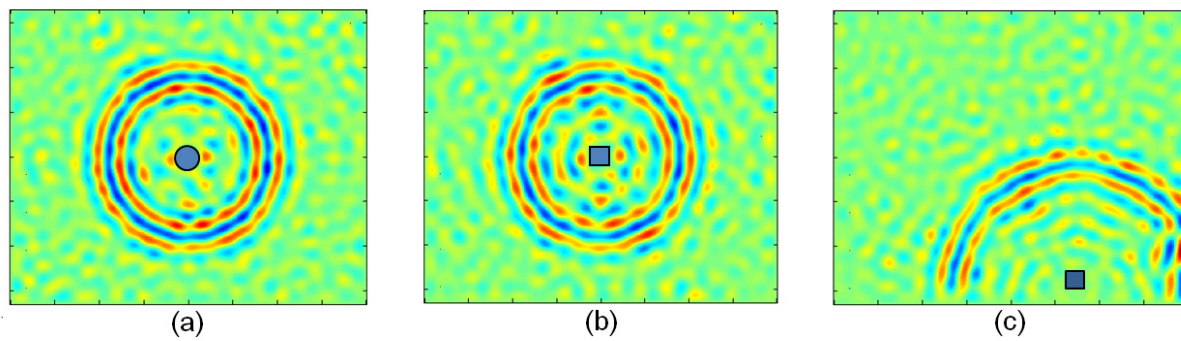


FIGURE 4.33 – Formes et positions des objets sous test.

ces valeurs en fonction d'un angle θ allant de 0 à 360° sur la figure 4.34. Nous remarquons que

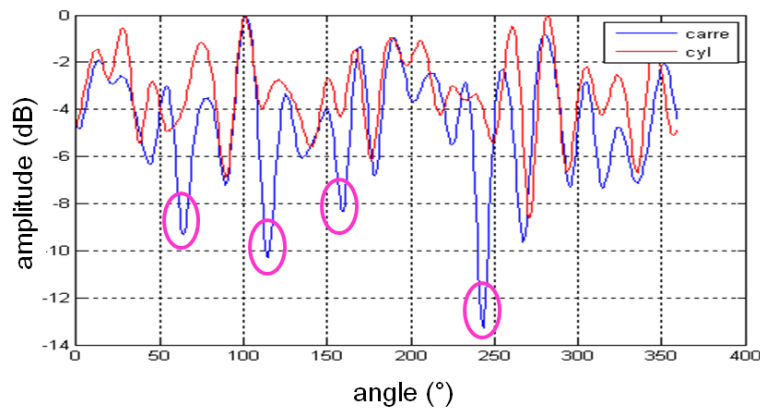


FIGURE 4.34 – Distribution de l'amplitude du champ sur un des lobes du front d'onde en fonction l'angle θ .

la valeur du champ avec l'objet carré est beaucoup plus faible suivant 4 directions privilégiées, indiquées par les ellipses roses sur la figure. Ceci peut s'expliquer par la diffusion du champ par les 4 sommets de l'objet carré lors de l'interaction des différentes réflexions du front d'onde sur les parois de la cavité avec l'objet. Si nous imaginons que nous émettons physiquement depuis le RSE, les antennes du MRT enregistrent alors systématiquement un niveau de champ plus faible suivant ces 4 directions, le champ incident sur l'objet ayant été diffusé sur un grand nombre de directions différentes.

Nous avons aussi calculé la distribution des valeurs du champ pour les 3 configurations de test, (a), (b), et (c), représenté sur la figure 4.35, afin de pouvoir estimer le coefficient de qualité de génération du front d'onde Q_{wf} associé à chaque cas.

Les valeurs du coefficient de qualité sont résumées dans la table suivante :

Configuration	μ (V/m)	σ (V/m)	Q_{wf} (dB)
(a)	83.7	17.2	13.75
(b)	86.2	19	13.1
(c)	77.65	16	13.7

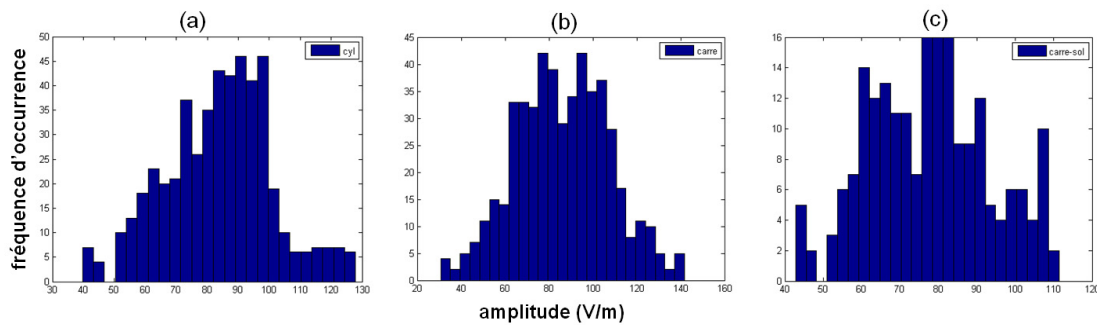


FIGURE 4.35 – Distribution des valeurs du champ sur le maximum d’un lobe du front d’onde isotrope pulsé. (a) Objet cylindrique au centre de la cavité. (b) Objet carré au centre de la cavité. (c) Objet carré près du sol de la cavité.

Au regard de ces résultats, nous pouvons en conclure que la TREC est un système capable de générer efficacement des fronts d’onde dans un milieu fortement réverbérant indépendamment de la forme de l’EST et de la position du volume de test, délimité par le RSE, dans la cavité.

4.2.5 Réflexion sur le positionnement des antennes au regard des résultats de simulations

A la suite de ces différentes études numériques du comportement de notre système, nous avons cherché à comprendre l’influence de la position des antennes du miroir à retournement temporel sur la distribution spatiale du front d’onde cohérent généré dans la TREC. Pour cela nous avons simulé deux configurations différentes : la première reste celle décrite précédemment avec 8 antennes disposées, pour moitié, de part et d’autre des parois latérales de la cavité et la seconde où les antennes sont distribuées de façon uniforme sur les 4 parois.

4.2.5.1 Étude de deux topologies du positionnement des antennes du MRT

Nous avons représenté schématiquement, sur la figure 4.36, le positionnement des antennes du MRT pour les deux configurations géométriques différentes.

Nous avons réalisé un front d’onde isotrope en utilisant toutes les sondes du RSE, et nous observons la distribution spatiale de ce front au même instant pour les deux topologies d’antennes qui nous intéressent sur la figure 4.37.

Nous remarquons que la forme des cercles concentriques du front d’onde isotrope est plus nette dans la configuration où les antennes ont été dispersées tout autour de l’objet. Nous pourrions penser que cela est dû à la contribution directe du rayonnement des antennes mais nous verrons dans le paragraphe suivant que ce n’est pas la raison de cette amélioration. Nous avons également représenté le diagramme polaire de la directivité de ces deux fronts d’onde sur la figure 4.38, afin de pouvoir comparer plus facilement la qualité de génération du front suivant la disposition des antennes.

Dans la configuration des antennes alignées, (a), nous remarquons une diminution du niveau de l’amplitude du champ suivant 4 directions bien marquées, 30° , 110° , 220° et 290° alors que les variations des valeurs du champ pour le cas (b) sont beaucoup plus homogènes sur la quasi totalité des directions d’arrivée du front d’onde. Nous allons expliquer cette différence dans le paragraphe suivant à l’aide de la théorie des images, déjà exposée dans le chapitre 3.

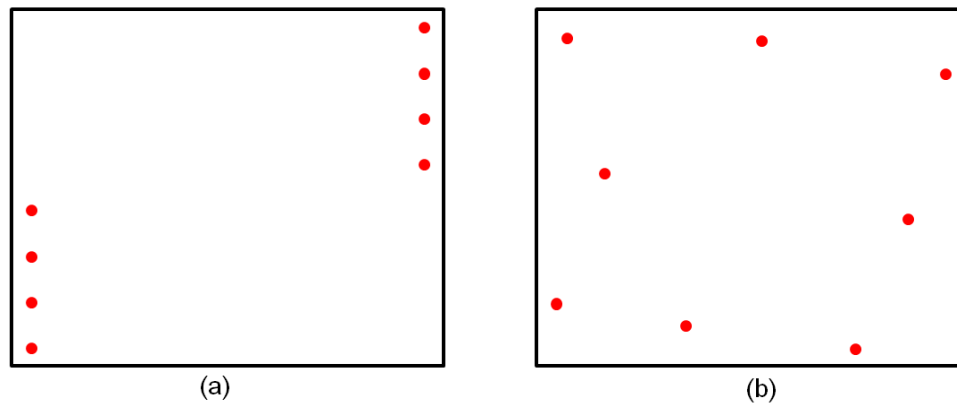


FIGURE 4.36 – Schéma des deux topologies des antennes du MRT simulées. (a) Antennes positionnées linéairement sur les cotés de la cavité. (b) Antennes dispersées linéairement suivant les 4 parois de la cavité.

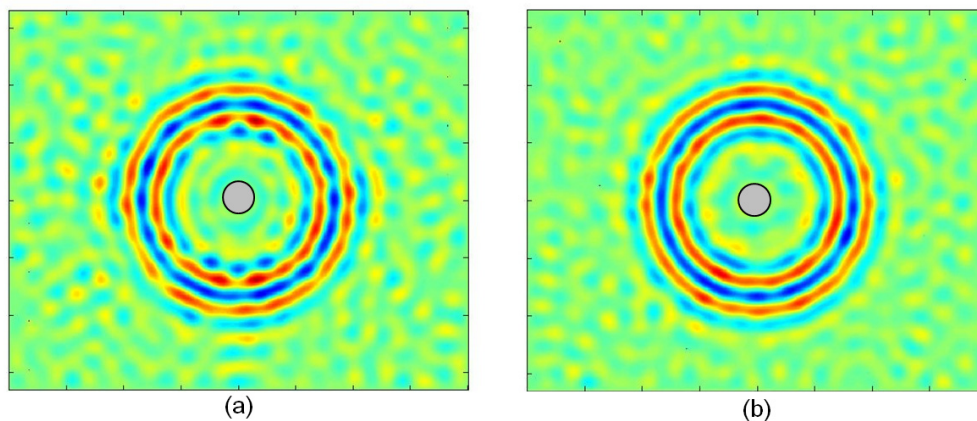


FIGURE 4.37 – Distribution spatiale du champ pour les deux topologies des antennes du MRT simulées. (a) Antennes positionnées linéairement. (b) Antennes dispersées linéairement suivant les 4 parois de la cavité.

4.2.5.2 Interprétation phénoménologique : théorie des images

La théorie des images permet de comprendre intuitivement certains phénomènes physiques que nous avons pu observer à travers l'ensemble des simulations numériques présentées dans ce chapitre. Nous pouvons nous appuyer sur ce raisonnement pour expliquer le phénomène de saturation du SNR avec la durée du signal retournée dans le temps Δt .

La raison de cette saturation est l'atténuation des contributions des images virtuelles des antennes du MRT à cause de la divergence du rayonnement et des pertes présentes dans le milieu. En effet, plus l'ordre des images sera élevé, i.e., plus la position de l'image sera éloignée du point d'observation du champ, et plus l'amplitude du champ rayonné virtuellement par l'image sera faible. De plus, sur des distances importantes, les directions correspondantes à ces contributions sont désormais très proches. Tout apparaît alors comme s'il n'y avait plus qu'un nombre limité de contributions, réunies le long de la même direction.

Nous avons donc appliqué la théorie des images aux deux topologies d'antennes du MRT

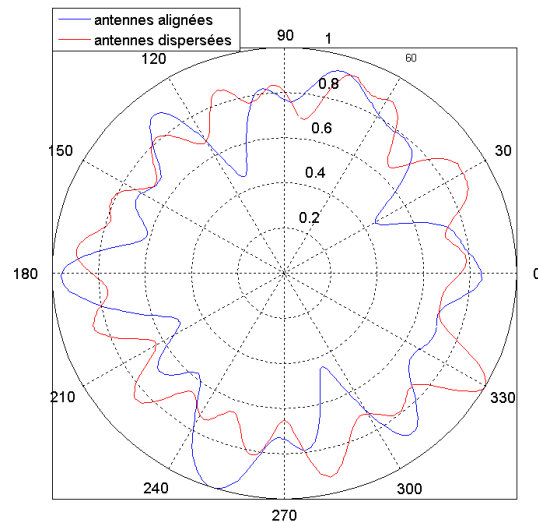


FIGURE 4.38 – Diagramme polaire de la distribution du champ sur un lobe pour les deux topologies des antennes du MRT simulées. Courbe bleue : antennes positionnées linéairement. Courbe rouge : antennes dispersées uniformément suivant les 4 parois de la cavité.

présentées, en traçant quelques images virtuelles des MRT ainsi que leur trajet vers un point d'observation de couleur verte, symbolisé par des rayons de couleur bleue sur la figure 4.39.

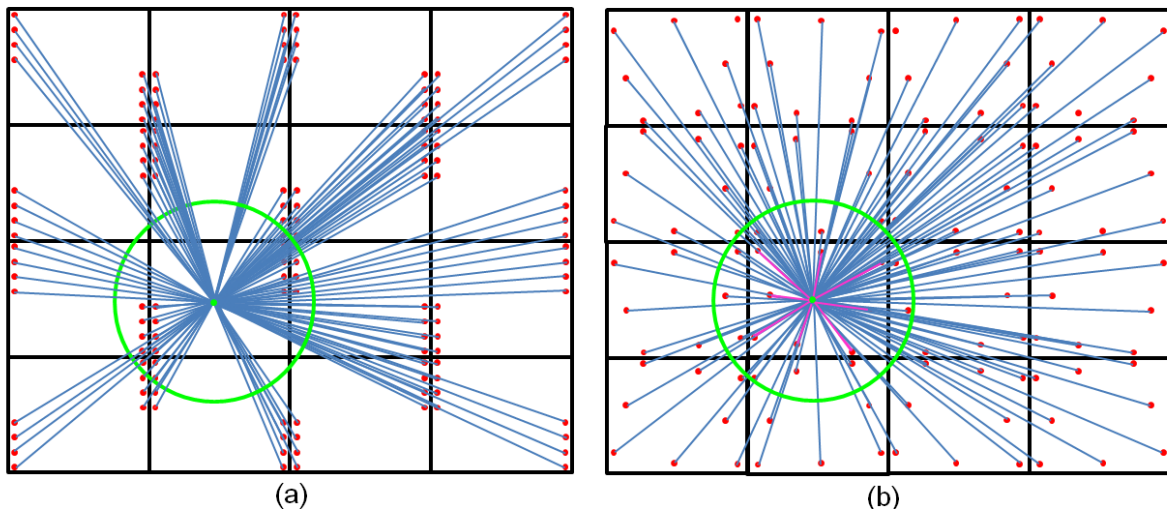


FIGURE 4.39 – Représentation de la cavité rectangulaire et de ses images pour les deux topologies du MRT. Le cercle vert indique la position de la cavité réelle et de son MRT. (a) Antennes du MRT alignées verticalement. (b) Antennes du MRT disposées linéairement suivant les 4 parois de la cavité.

Nous avons déjà constaté sur ces même figure présente dans le chapitre 3, que pour la configuration (a), il y avait des secteurs angulaires où aucun rayon associé à une source virtuelle n'atteint le point d'observation contrairement à la configuration (b) où les rayons couvraient un très grand nombre de directions dans le plan de la cavité. Ceci explique pourquoi nous avons observé, le long de ces même directions, une baisse importante du niveau du champ sur le diagramme polaire de la figure 4.38. Nous pouvons en déduire que la théorie des images est un

outil puissant qui permet d'optimiser le placement des antennes du MRT de façon à couvrir le plus grand nombre possible de directions de propagation vers la zone de test de notre système.

Bien que nous n'ayons pas pu aborder cet aspect dans notre étude numérique de la TREC en raison de notre approche quasi-2D, nous nous attendons à une problématique plus complexe concernant l'influence du positionnement et de l'orientation des antennes du MRT sur les performances de la polarisation du champ. En effet, en s'appuyant sur la théorie des images, nous pouvons concevoir que pour certaines positions des images nous allons nous retrouver avec un couplage plus ou moins important avec la polarisation initiale du champ rayonnée par les antennes du MRT.

Enfin, nous verrons dans le chapitre suivant, lors de l'étude du SNR spatial Υ pour deux polarisations orthogonales du champ, p 128, que les performances obtenues sont moins bonnes lorsqu'il y a un couplage direct avec la polarisation des antennes du MRT.

Conclusion

Nous avons démontré dans ce chapitre la faisabilité de la réalisation d'une chambre électromagnétique à retournement temporel à l'aide d'une série de simulations numériques. Nous avons mis en évidence l'influence de paramètres de dimensionnement importants de notre système comme le nombre d'antennes du miroir à retournement temporel, la bande passante du signal d'excitation de la cavité, i.e., l'impulsion qui définit l'évolution temporelle du front d'onde, ainsi que la densité modale et la durée des signaux de synthèse sur la qualité de génération du front d'onde dans un milieu fortement réverbérant.

Nous avons également montré la possibilité de générer des fronts d'onde suivant des directions de propagation contrôlées et ce, sans aucun déplacement mécanique des antennes ou de l'objet sous test dans la chambre. Nous avons vu que la génération de la distribution spatio-temporelle du champ est indépendante de la forme de l'objet sous test. Ceci permet d'envisager la TREC comme un moyen de test fiable quant à la génération de fronts d'onde cohérents, directifs, et de fortes intensités, afin de vérifier l'immunité rayonnée d'équipements ou de systèmes électroniques.

Enfin nous avons proposé une interprétation phénoménologique du comportement du champ dans notre système à l'aide de la théorie des images, qui s'avère être un instrument particulièrement efficace pour décider, en première approximation, de l'emplacement des antennes du MRT dans la cavité résonante.

Chapitre 5

Validation et analyse expérimentales des performances de la TREC

Introduction

Le chapitre précédent a permis de démontrer la faisabilité de la TREC à l'aide d'un ensemble de simulations numériques, certes non exhaustives mais ciblées, en s'appuyant sur une modélisation en deux dimensions du système proposé limitant de fait son étude au cadre de la génération d'un champ scalaire. Ces simulations ont mis en avant le potentiel de la TREC concernant la génération de fronts d'onde cohérents dans un milieu fortement réverbérant ainsi que le contrôle de sa direction de propagation et de sa dépendance temporelle.

Dans ce chapitre, une validation expérimentale est exposée afin de prouver l'efficacité de la TREC dans une configuration réelle enrichissant ses propriétés par le contrôle de la polarisation du champ généré dans la chambre.

Dans une première partie, une description complète de la configuration expérimentale du système sera présentée en justifiant les choix qui ont conduit à son dimensionnement actuel. Puis la seconde partie traitera une série de différentes configurations de test permettant de pousser de façon plus approfondie l'analyse des performances de la TREC.

Il faut toutefois préciser que bien que la technique du retournement temporel soit une méthode temporelle, les mesures ont été effectuées dans le domaine fréquentiel sous forme de fonctions de transfert, mesurées à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel, puis exploitées dans le domaine temporel à l'aide de la transformée de Fourier inverse. L'avantage principal de cette approche est que nous pouvons calculer le champ électrique se propageant vers un EST à l'intérieur de la TREC pour différentes directions ou polarisations de fronts d'onde testées sans avoir à refaire les mesures. Cet aspect sera explicité dans la deuxième partie de ce chapitre.

5.1 Dispositif expérimental

Cette partie décrit la mise en oeuvre des divers éléments qui composent le système TREC ainsi que leurs fonctions respectives.

5.1.1 Configuration expérimentale du système TREC

La TREC est composée de plusieurs blocs indispensables à l'utilisation du principe d'équivalence et des techniques de retournement temporel introduits précédemment comme nous pouvons le voir sur la figure 5.1.

L'élément de base de ce système n'est autre qu'une cavité métallique de forme arbitraire, ici une chambre réverbérante rectangulaire dont les dimensions physiques sont $3.08 \times 1.84 \times 2.44 \text{ m}^3$,

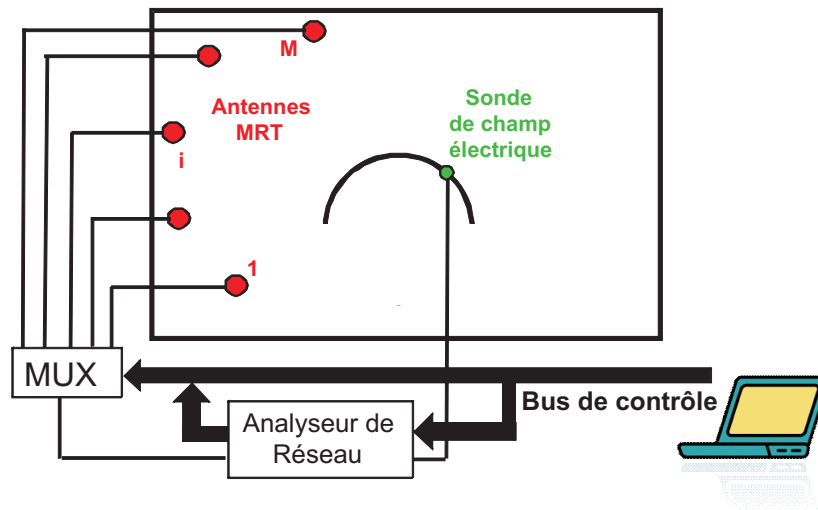


FIGURE 5.1 – Représentation schématique du dispositif expérimental constituant la TREC.

et dans laquelle nous venons disposer une collection de transducteurs : les antennes du miroir à retournement temporel (MRT). Celles-ci constituent un élément essentiel du système puisqu'elles permettent d'injecter dans le milieu réverbérant la forme d'onde qui va donner lieu à un front d'onde cohérent dont nous pouvons contrôler les propriétés. Ce dernier va converger vers une position particulière ou vers un objet à l'intérieur d'un volume de test en fonction du signal appliqué sur le port des antennes.

Les câbles des antennes ont été plaqués sur les parois de la chambre de manière à éviter tout déplacement, qui pourraient modifier les fonctions de transfert lors des mesures. En effet, le blindage externe de ces derniers peut être assimilé à un conducteur parfait qui modifie les conditions aux limites pour le champ électromagnétique dans la CR en imposant la nullité des composantes tangentielles du champ électrique sur sa surface. Il paraît donc judicieux de positionner ces câbles au plus près des murs qui imposent déjà cette condition.

La TREC comprend également une sonde de champ électro-optique fabriquée par la société EN-PROBE, modèle EFS-105 [61]. Celle-ci permet de mesurer une composante de champ vectoriel, module et phase, du champ électrique. Cette sonde est placée sur divers supports mécaniques en polystyrène permettant d'aligner la sonde suivant les polarisations du champ électrique que nous souhaitons mesurer.

Nous utilisons un analyseur de réseau vectoriel pour déterminer les fonctions de transfert entre les ports des différentes antennes du MRT et celui de la sonde de champ pour chaque position sur le support de polystyrène. Celles-ci sont essentielles à la synthèse des signaux $y_i(t)$ à appliquer sur les antennes du MRT, avec i l'indice d'une antenne, pour générer le front d'onde dans la TREC [62].

Enfin, pour automatiser la mesure de ces fonctions de transfert, nous avons utilisé un commutateur permettant de diriger le signal d'excitation généré par l'analyseur de réseau vectoriel (ARV) vers chacune des antennes du miroir.

5.1.2 Choix des antennes et de leur positionnement

Nous avons vu dans le chapitre 2 que le retournement temporel est d'autant plus efficace que le spectre du signal d'excitation du milieu réverbérant est large, c'est-à-dire que la bande passante du signal $X(\omega)$, injecté sur les antennes, permet d'exciter suffisamment de modes de résonance pour obtenir une bonne approximation du champ que nous souhaitons recréer. En effet,

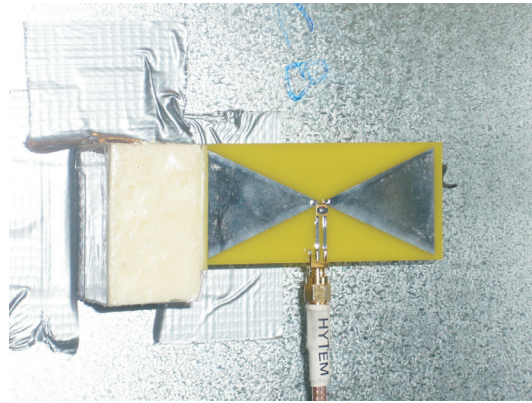


FIGURE 5.2 – Photographie de l'une des antennes du MRT utilisées pour réaliser la TREC.

le rapport signal à bruit est linéairement proportionnel à la bande passante de $X(\omega)$ [50]. Il faut souligner le fait que ces antennes sont utilisées pour déterminer des fonctions de transfert à l'aide d'un ARV en générant un signal dont le niveau de puissance est de 0 dBm. Par conséquent, nous pouvons nous tourner vers une technologie de type circuit imprimé présentant l'avantage d'avoir un coût relativement faible et des délais de fabrication raisonnables. Concernant le type d'antenne retenue pour réaliser le MRT, notre choix s'est porté sur des antennes "bow-tie" réalisées sur circuits imprimés, comme celle montrée sur la figure 5.2. Pour l'alimentation de l'antenne, nous avons utilisé un balun adapté sur 50Ω pouvant supporter une puissance injectée de 24 dBm. De plus, la conception des antennes a pu être validée et optimisée par des simulations sous CST Microwaves Studio. Ces antennes sont fixées parallèlement aux parois de la CR, positionnées à proximité de celles-ci, en respectant une distance de $\lambda_{f_{max}}/8 = 6 \text{ cm}$ associée à la fréquence maximale du spectre de $X(\omega)$ afin d'éviter de court-circuiter leur rayonnement.

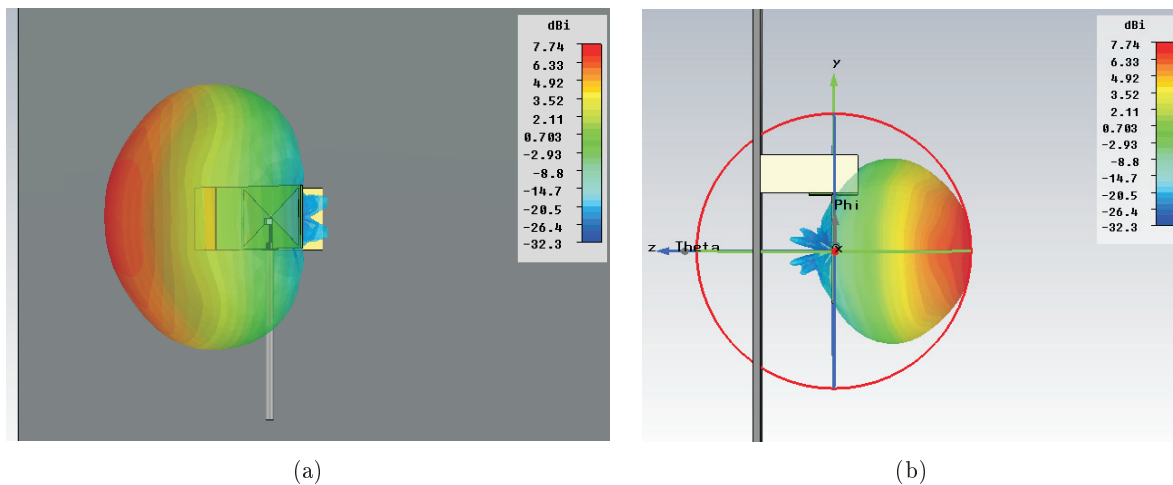


FIGURE 5.3 – (a) Rayonnement en champ lointain de l'antenne du MRT dans le plan θ . (b) Rayonnement en champ lointain de l'antenne du MRT dans le plan ϕ .

Nous pouvons voir sur les figures 5.3(a) et 5.3(b), la simulation du rayonnement en champ lointain d'une des antennes du MRT pour les plans principaux θ et ϕ . Afin de caractériser plus précisément la directivité des antennes, nous avons représenté le diagramme polaire pour 3 fréquences distinctes : la fréquence centrale de $X(\omega)$ et deux fréquences extrêmes (f_{min} et f_{max}) qui définissent sa bande passante. Nous pouvons voir sur les figures 5.4(b) et 5.5(b) que nous

avons un angle principal à -3dB de l'ordre de 70° , ce qui permet déjà de couvrir un nombre conséquent de directions de propagation. Il faut savoir que comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, les images virtuelles de ces sources vont permettre de générer un ensemble de directions encore plus important et donc permettre d'améliorer les performances de la TREC.

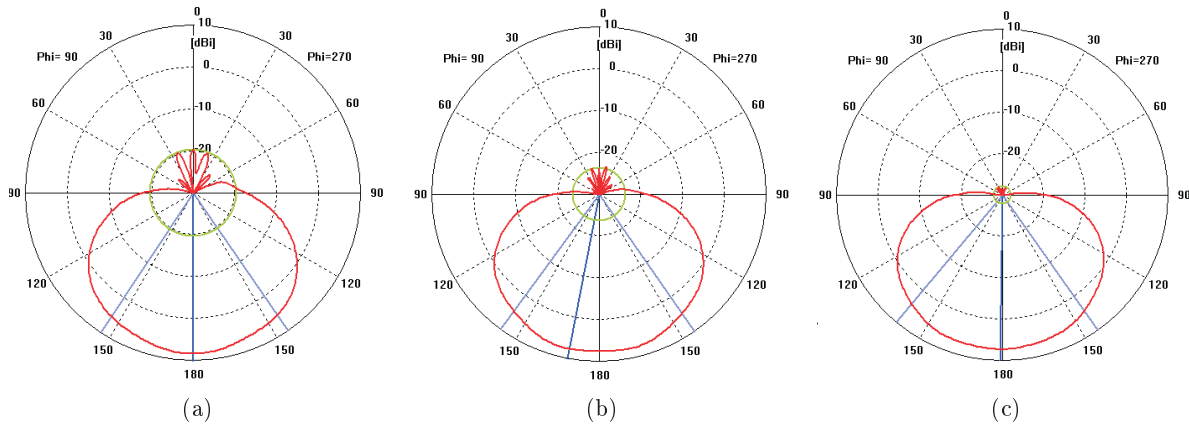


FIGURE 5.4 – (a) Diagramme polaire dans le plan θ à la fréquence minimale $f_{min} = 800$ MHz. (b) Diagramme polaire dans le plan θ à la fréquence centrale $f_c = 1$ GHz. (c) Diagramme polaire dans le plan θ à la fréquence maximale $f_{max} = 1.35$ GHz

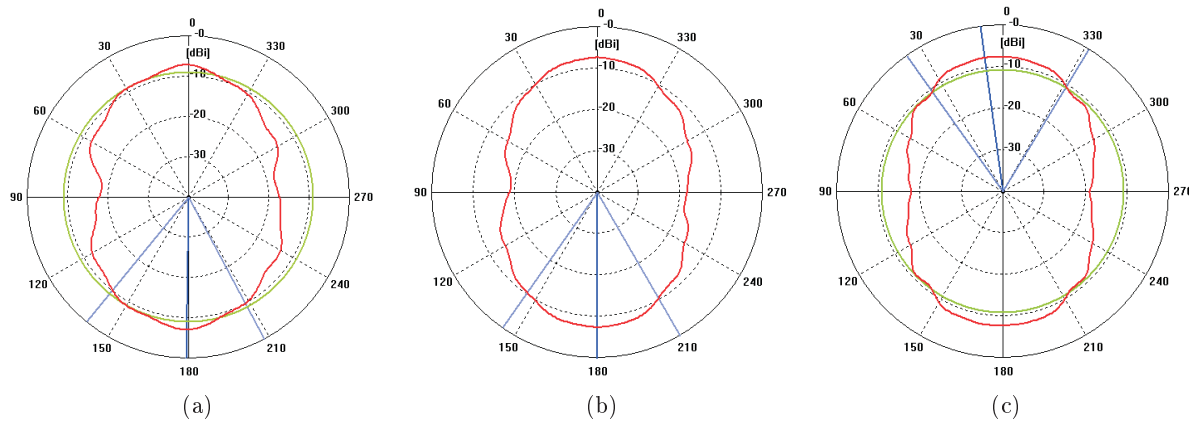


FIGURE 5.5 – (a) Diagramme polaire dans le plan ϕ à la fréquence minimale $f_{min} = 800$ MHz. (b) Diagramme polaire dans le plan ϕ à la fréquence centrale $f_c = 1$ GHz. (c) Diagramme polaire dans le plan ϕ à la fréquence maximale $f_{max} = 1.35$ GHz

Nous observons sur la figure 5.6 le paramètre S de transmission $|S_{21}|$ entre le port d'une antenne du MRT et celui de la sonde de champ à une position donnée dans la chambre. Nous pouvons fixer, un seuil de -3 dB par rapport à la valeur maximale de $|S_{21}|$ à la fréquence centrale du signal de référence. Nous obtenons une bonne estimation de la bande de fréquences sur laquelle la transmission de l'énergie se fait de façon quasi-uniforme, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de diminution importante du niveau de champ transmis sur les fréquences extrêmes de la bande considérée, comme expliqué dans le chapitre 3, p. 53.

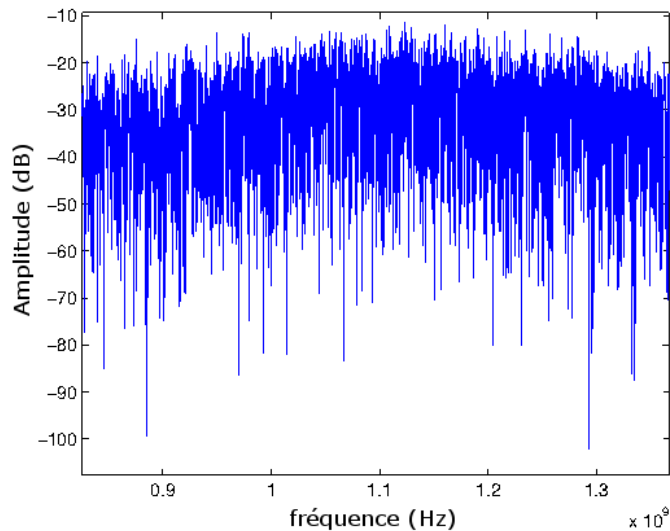


FIGURE 5.6 – Mesure d’une fonction de transfert entre une antenne du MRT et une sonde de champ électrique dans un point du volume de la chambre.

5.1.3 Positionnement des antennes

Les antennes du MRT ont été disposées comme indiqué sur le schéma de la figure 5.7. Nous avons vu précédemment que la théorie des images permet d’expliquer pourquoi un nombre limité d’antennes est suffisant pour pouvoir appliquer la technique du retournement temporel. Aussi, plus nous avons d’images virtuelles de nos sources de rayonnement, meilleures seront les performances de cette technique car nous avons alors accès à plus d’informations sur le front d’onde que nous souhaitons recréer. C’est pourquoi, les antennes du miroir doivent être positionnées de façon à obtenir un nombre d’images virtuelles couvrant le plus grand volume possible de directions de propagation du champ comme nous pouvons le voir sur la figure 5.8.

Il faut toutefois préciser que la prévision de la position des ces sources virtuelles n’est valide que dans le cadre d’une chambre réverbérante dépourvue de brasseur. En effet, la présence de ce dernier, même statique, va introduire des directions de propagation du front d’onde différentes et donc, ajouter d’autres images virtuelles dont la position ne sera plus régulière.

Néanmoins, ce phénomène ne nous porte pas préjudice puisque nous disposons, le cas échéant, de plus d’échos de l’impulsion initiale. L’utilisation de la théorie des images permet d’avoir une assez bonne approximation de l’emplacement des antennes au regard des performances de la technique de retournement temporel.

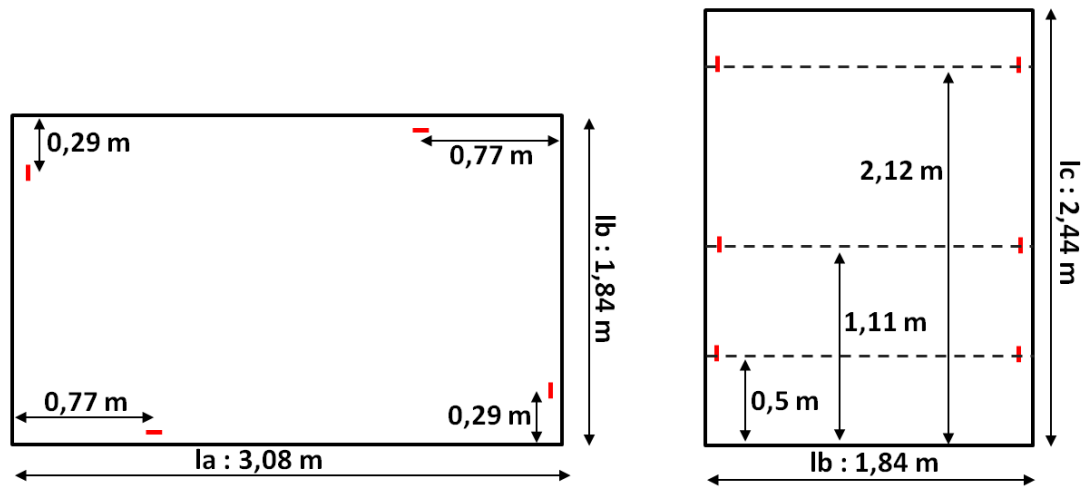


FIGURE 5.7 – Positions des antennes dans la chambre réverbérante du Département de Recherche en Électromagnétisme.

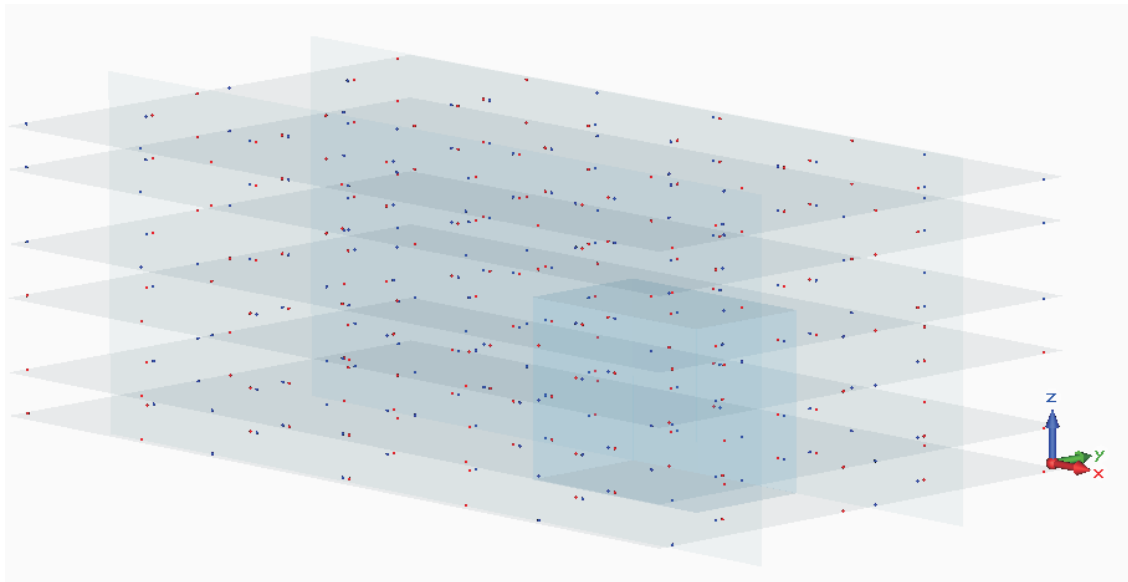


FIGURE 5.8 – Position des images virtuelles des antennes du MRT. Les points rouges symbolisent un signe positif du champ et les bleus un signe négatif.

5.1.4 Sonde de champ électro-optique

Comme il a été présenté dans le chapitre 2, la création des signaux d'excitation $y_i(t)$, à injecter sur les ports des antennes, nécessite la connaissance du champ suivant les composantes tangentielles du champ électrique sur une surface que nous allons nommer Γ . Celle-ci va définir un volume de test dans lequel nous pourrions placer un équipement. A partir de la mesure des composantes cartésiennes du champ, nous pouvons obtenir les fonctions de transfert entre les ports des antennes du MRT et la surface de test.

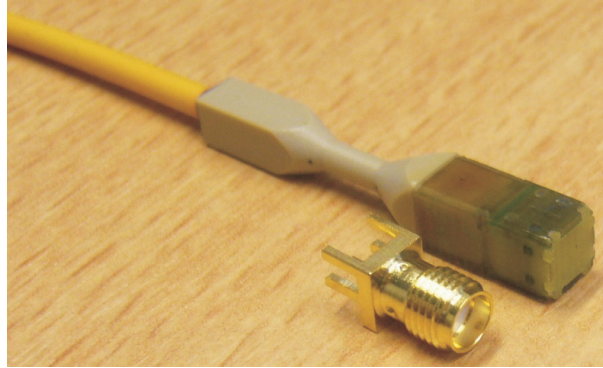


FIGURE 5.9 – Photographie de la sonde de champ électro-optique utilisée dans les mesures.

Nous avons également vu dans ce même chapitre qu'il fallait utiliser des "sondes idéales" afin d'éviter une modification trop importante du milieu de propagation, ici les fréquences et les poids associés aux modes de résonances de la chambre, lors du déplacement de la sonde de champ sur la surface de test.

La sonde que nous avons choisi, représentée figure 5.9, est composée de deux plaques distantes de 5 mm et de très faibles dimensions, $5 \times 5\text{ mm}^2$. Cette faible distance impose une sensibilité à la polarisation du champ électrique qui sera perpendiculaire aux deux armatures. La différence de potentiel entre celles-ci est proportionnelle au champ électrique dans lequel baigne la sonde et vient moduler le courant d'une diode laser de type "vertical cavity surface emitting laser (VCSEL)". Un signal optique est alors transmis vers une photodiode et un amplificateur de transimpédance qui convertit ce signal optique en signal électrique présentant directement l'information du module et de la phase d'une composante spatiale du champs électrique. De plus, cette sonde présente la particularité d'avoir un corps fait de matériaux diélectriques à faibles pertes et un câble en fibre optique, faisant de cette sonde l'élément qui s'approche le mieux d'un dipôle hertzien.

Afin de vérifier les caractéristiques de la sonde, notamment son taux de réjection de la polarisation croisée et la linéarité de sa phase, nous avons réalisé l'expérience suivante. Nous avons branché un connecteur 7-16 DIN sur l'un des ports de l'analyseur de réseau vectoriel, comme illustré par la figure 5.10, pour générer un mode TEM d'une ligne coaxiale entre l'âme et le blindage du connecteur. Nous avons alors utilisé la sonde de champ pour mesurer les niveaux du champ en alignant la sonde parallèlement au mode TEM, puis en la tournant de 90° pour mesurer une polarisation orthogonale, représentée sur la figure 5.11(a). Nous pouvons observer sur la figure 5.11(b), une évolution linéaire de la phase sur la gamme de fréquences considérée. En effet, en "déroulant" cette phase à l'aide d'une fonction de type "unwrap" pour éviter les sauts de phase, nous obtenons bien une droite linéaire.

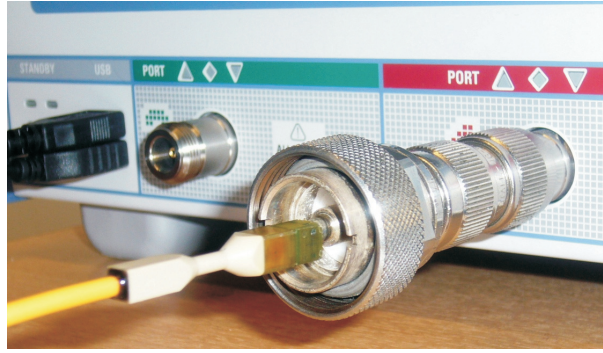


FIGURE 5.10 – Photographie de la sonde de champ électro-optique et du connecteur 7-16 DIN.

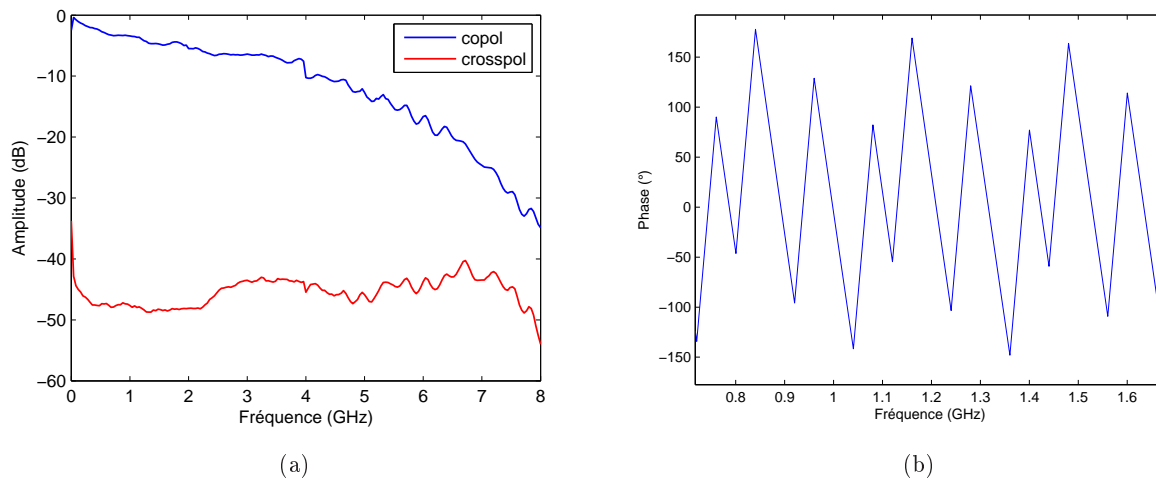


FIGURE 5.11 – (a) Mesure du niveau du champ pour une polarisation coplanaire et orthogonale au mode TEM du connecteur 7-16 DIN. (b) Évolution de la phase de la sonde avec la fréquence.

5.1.5 Supports de polystyrène

Pour pouvoir assurer la reproductibilité de nos mesures, il a fallu développer plusieurs supports mécaniques pour pouvoir y placer la sonde de champ électro-optique. Aussi, afin d'être capable de générer des directions d'impacts sur un EST provenant d'un grand nombre de directions différentes, nous avons choisi une demi-sphère comme surface de test canonique pour synthétiser les signaux $y_i(t)$ des antennes du MRT.

Toutefois, il était indispensable d'échantillonner le champ sur cette surface afin de limiter le nombre de points de mesure. Nous avons respecté le critère d'échantillonnage utilisé pour la mesure de champ proche sphérique dans [51]. Ainsi, les pas d'échantillonnages spatiaux dans le repère sphérique $\Delta_\theta = \Delta_\phi$, valent λ/D , avec λ la longueur d'onde associée à la fréquence maximale du signal $X(f)$ et D le diamètre de la sphère où nous déterminons le champ.

Il a été démontré dans le chapitre 3 qu'il est nécessaire d'assurer virtuellement la directivité du front d'onde vers l'extérieur de la surface de test lors de la phase de caractérisation des fonctions de transfert afin de s'affranchir de la première interaction avec l'EST. Pour ce faire, nous avons vu qu'il faut au moins deux éléments rayonnants, espacés d'une distance fixe, et excités avec un déphasage constant. Nous avons mis en oeuvre ceci sous forme de deux rangées circulaires de sondes idéales lors de la validation numérique 2D de la TREC. Nous pouvons étendre cette idée à la troisième dimension en utilisant deux demi-sphères de rayons différents sur lesquelles

nous allons mesurer les composantes tangentielles du champ électrique et appliquer le déphasage adéquat lors de la synthèse des signaux du MRT.

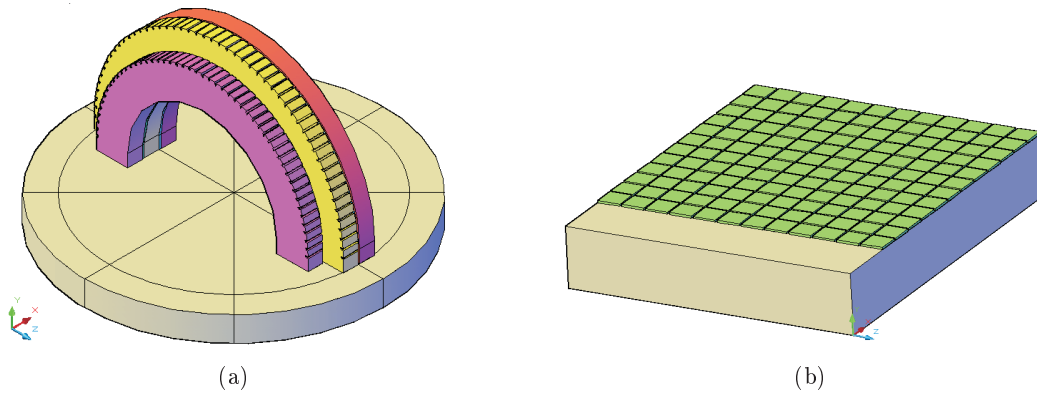


FIGURE 5.12 – (a) Représentation de l'arche de polystyrène utilisée pour décrire Γ . (b) Représentation du moniteur planaire \mathfrak{P} .

Nous avons alors réalisé une arche en polystyrène, de permittivité relative égale à 2.4, comprenant deux rayons distincts, permettant de placer la sonde électro-optique dans des encoches orientées de manière à mesurer les composantes de champ souhaitées. Nous pouvons voir sur la figure 5.12(a) que cette arche est positionnée sur un cadran angulaire qui permet de repérer sa position suivant l'angle Φ dans le repère sphérique. Ainsi, en effectuant une rotation de l'arche autour d'un axe vertical normal au centre du cadran angulaire, nous allons décrire deux demi-sphères Γ de rayons externe $r_1 = 50\text{cm}$ et interne $r_2 = 42,5\text{cm}$. Cette surface Γ doit être positionnée entre la direction de propagation du front d'onde et la région de l'espace où l'EST va être placé car le front d'onde généré va traverser Γ pour impacter sur l'EST. La position de l'arche dans la chambre est donnée sur la figure 5.13(a).

Nous sommes également intéressés à observer la distribution spatio-temporelle du front d'onde généré dans un plan coupant Γ permettant de vérifier sa direction et son sens de propagation. Pour ce faire, nous avons besoin de connaître les 3 composantes cartésiennes du champ électrique sur une surface planaire \mathfrak{P} afin de calculer ses composantes E_r , E_θ et E_Φ dans le repère sphérique. La position de \mathfrak{P} dans la chambre est donnée sur la figure 5.14.

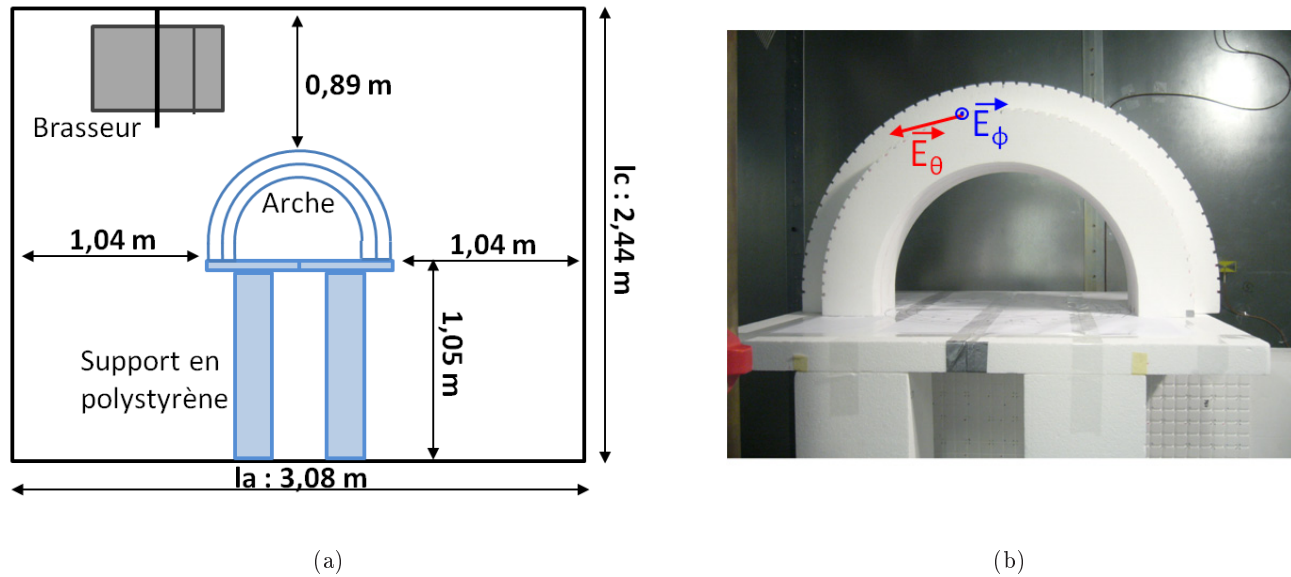


FIGURE 5.13 – (a) Position de l’arche de polystyrène dans la chambre réverbérante. (b) Photographie de l’arche de polystyrène dans la chambre réverbérante.

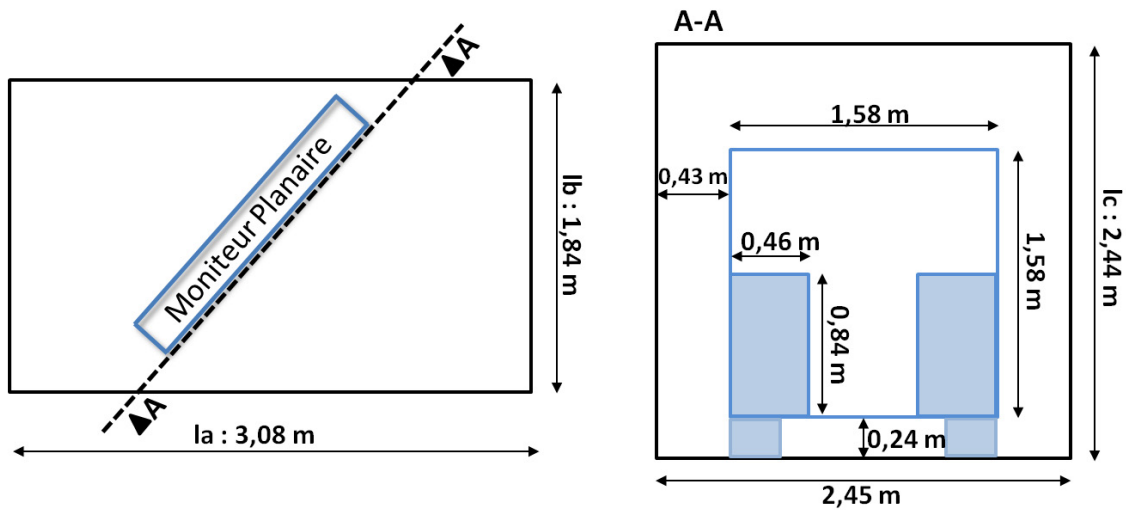


FIGURE 5.14 – Position du moniteur planaire \mathfrak{P} dans la chambre réverbérante. Le schéma de droite correspond à une coupe de la chambre suivant le plan A-A. Le champ est mesuré sur le plan du moniteur planaire \mathfrak{P} , à l’exception des parties en bleue.

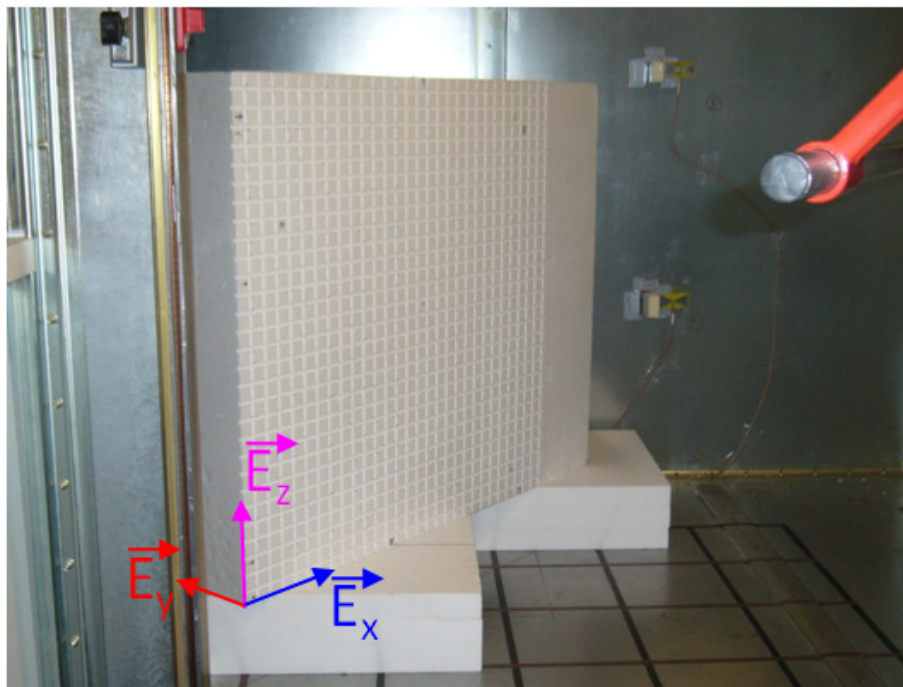


FIGURE 5.15 – Photographie du moniteur planaire dans la chambre réverbérante.

5.2 Configurations de test et analyses des résultats

Nous allons étudier dans cette partie du chapitre différents scénarios de test réalisés expérimentalement, qui permettent d'étudier les performances de la TREC concernant la qualité de la distribution spatio-temporelle de fronts d'onde cohérents et de la sélectivité de leurs polarisations.

5.2.1 Étude du cas de référence : la TREC sans objet sous test

Nous allons étudier dans cette section une configuration de la TREC que nous considérons comme une référence pour les différents cas d'études du système qui seront exposés à la fin de ce chapitre. Il s'agit en effet de la mise en oeuvre directe de la configuration expérimentale que nous venons de décrire, sans la présence d'un quelconque objet sous test.

Le but est d'analyser de façon expérimentale les performances de la TREC de manière à vérifier la robustesse de notre système lors de l'introduction d'un objet sous test métallique ainsi que la tolérance au déplacement de ce dernier. Nous allons commencer par une étude paramétrique des variables du système qui agissent sur la qualité de focalisation temporelle du champ avant de traiter la qualité de génération et de focalisation spatiale de front d'onde cohérents dans l'enceinte blindée.

5.2.1.1 Qualité temporelle du front d'onde : SNR d'énergie Λ

Nous avons introduit dans le chapitre 3 la notion de rapport signal à bruit, Λ , qui quantifie la quantité d'énergie contenue dans la partie cohérente sur celle de la partie non cohérente d'un signal créé à l'aide de la technique du retournement temporel. Nous observons ici l'influence de différents paramètres de la TREC sur ce critère de qualité de focalisation temporelle d'une impulsion brève dans un milieu réverbérant. Afin d'exploiter pleinement le contenu spectral du signal d'excitation, nous utilisons dans l'étude qui suit une impulsion de type sinus cardinal dont le spectre est une porte de largeur égale à la bande passante considérée.

Nous avons étudié l'influence de la bande passante du signal d'excitation $X(f)$ sur Λ en faisant varier celle-ci de 200 KHz à 500 MHz avec un pas de 5 MHz. Nous avons représenté sur les figures 5.16(a) et 5.16(b) les fréquences d'occurrence relatives des valeurs du SNR d'énergie Λ pour deux polarisations orthogonales suivant 1260 positions différentes sur la surface de test hémisphérique. Le pas angulaire entre les positions a été choisi de manière à obtenir des champs décorréllés spatialement, nous permettant de considérer les différentes réalisations de focalisations temporelles comme indépendantes [63].

En effet, la distance entre les positions est de $\lambda_{min} = c/f_{max} = 0.22$ m. Nous constatons que pour une bande passante suffisamment élevée, la valeur moyenne du SNR $E[\Lambda]$ est indépendante de la bande passante. Ces résultats expérimentaux rejoignent le modèle décrit dans [64] qui montre cette indépendance. Ainsi, dans cet article il est démontré que le nombre équivalent de degrés de liberté intervenant dans la transmission de signaux entre deux transducteurs à l'aide de la technique du retournement temporel, est caractérisé par le rapport B_T/B_M , avec B_T la bande passante du signal à transmettre et $B_M = f_c/Q$, la bande passante moyenne des modes excités, considérée comme constante sur B_T à condition que le bande passante relative $B_T/f_c \leq 10\%$. Dès lors, si $B_T/B_M \geq 200$, $E[\Lambda]$ ne dépend que de la quantité $M_M = mB_M$ qui représente le nombre moyen de modes en présence dans B_T ayant une bande passante à -3dB B_M . La quantité $m(f) = M/B_T$ est la densité modale de la cavité et M le nombre de modes estimé avec la formule de Weyl.

$$E[\Lambda] = \frac{M_M}{M_M + 1/\pi} \quad (5.1)$$

Le modèle nous donne une valeur moyenne du SNR d'énergie de 0.77. Nous retrouvons ce résultat, pour les deux polarisations, lorsque la bande passante est égale à 105 MHz puis une valeur plus

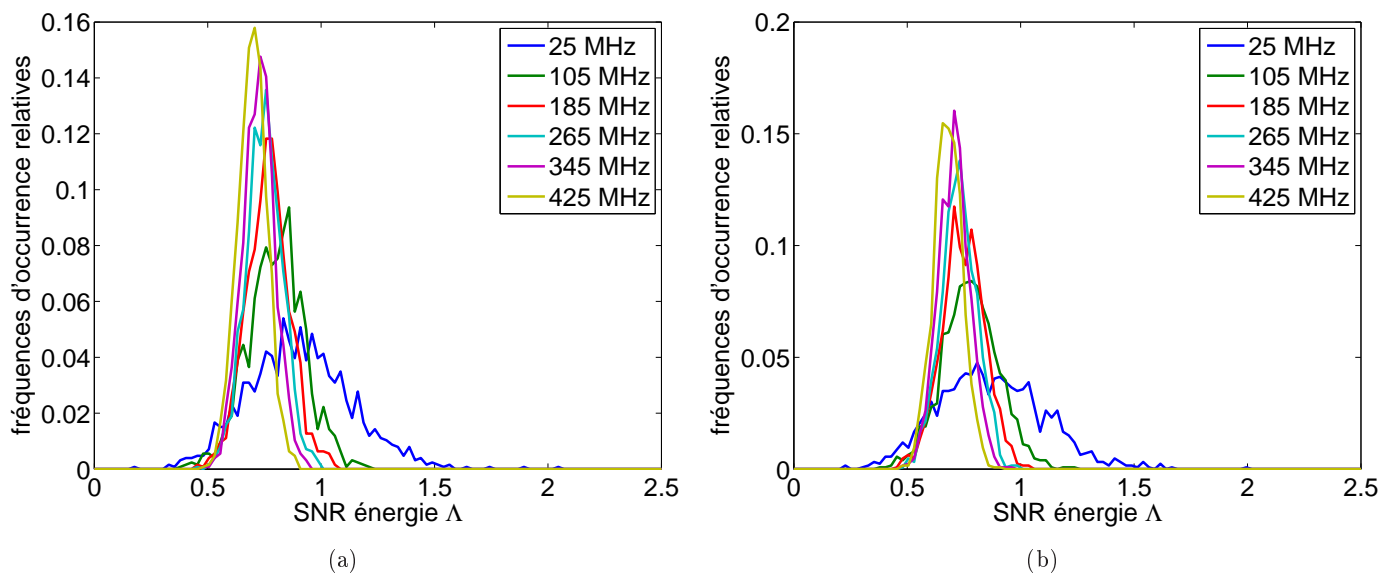


FIGURE 5.16 – (a) Influence de la bande passante sur le SNR d'énergie Λ : polarisation E_ϕ ; (b) Influence de la bande passante sur le SNR d'énergie Λ : polarisation E_θ .

faible de l'ordre de 0.7 pour les valeurs supérieures. Cette différence peut s'expliquer par le fait que l'hypothèse d'une bande passante relative inférieure à 10% n'est plus vérifiée dès que $B_T \geq 110$ MHz car $f_c = 1.1$ GHz. Concernant le cas où $B_T = 25$ MHz, le rapport $B_T/BM = 113$, estimé à partir des dimensions physiques de la chambre, n'est pas suffisant pour vérifier les hypothèses du modèle et nous nous retrouvons avec une valeur moyenne du SNR d'énergie plus importante, de l'ordre de 0.85 pour les deux polarisations. Afin de vérifier l'influence de la bande

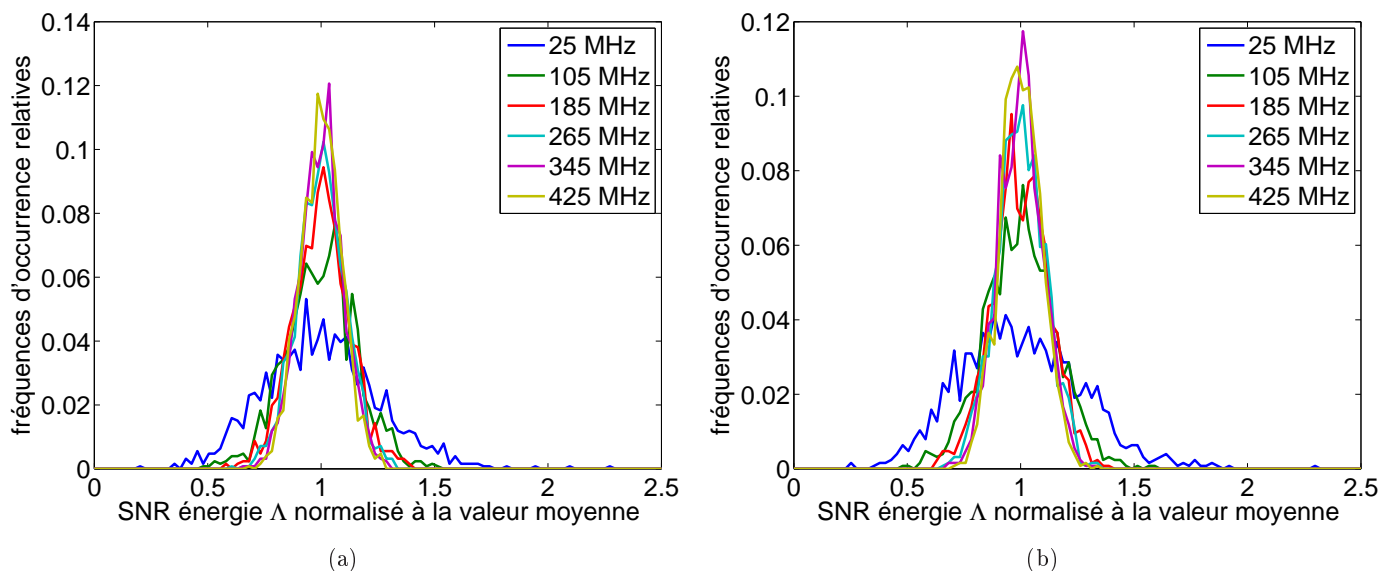


FIGURE 5.17 – (a) Influence de la bande passante sur le SNR d'énergie Λ normalisé à sa valeur moyenne : polar E_ϕ ; (b) Influence de la bande passante sur le SNR d'énergie Λ normalisé à sa valeur moyenne : polar E_θ .

passante sur la distribution du SNR d'énergie, nous avons représenté les dispersions normalisées, (écart-type σ sur valeur moyenne μ), sur les figures 5.17(a) et 5.17(b), pour différentes valeurs

de bandes passantes B_T .

Nous constatons que pour les deux polarisations E_θ et E_Φ étudiées, la dispersion normalisée diminue avec la bande passante jusqu'à $B_T = 185$ MHz puis reste similaire pour les valeurs supérieures. Ces résultats nous montrent que le SNR d'énergie Λ est une quantité indépendante de la bande passante du signal d'excitation $X(f)$ de la TREC, dès lors que le nombre équivalent de degrés de liberté B_T/BM est suffisamment élevé.

Nous allons aborder, dans le paragraphe suivant, l'influence du nombre d'antennes utilisées pour constituer le miroir à retournement temporel sur le SNR d'énergie Λ . Nous avons représenté, sur les figures 5.18(a) et 5.18(b), l'évolution de Λ en fonction de ce paramètre pour deux polarisations orthogonales E_θ et E_ϕ .

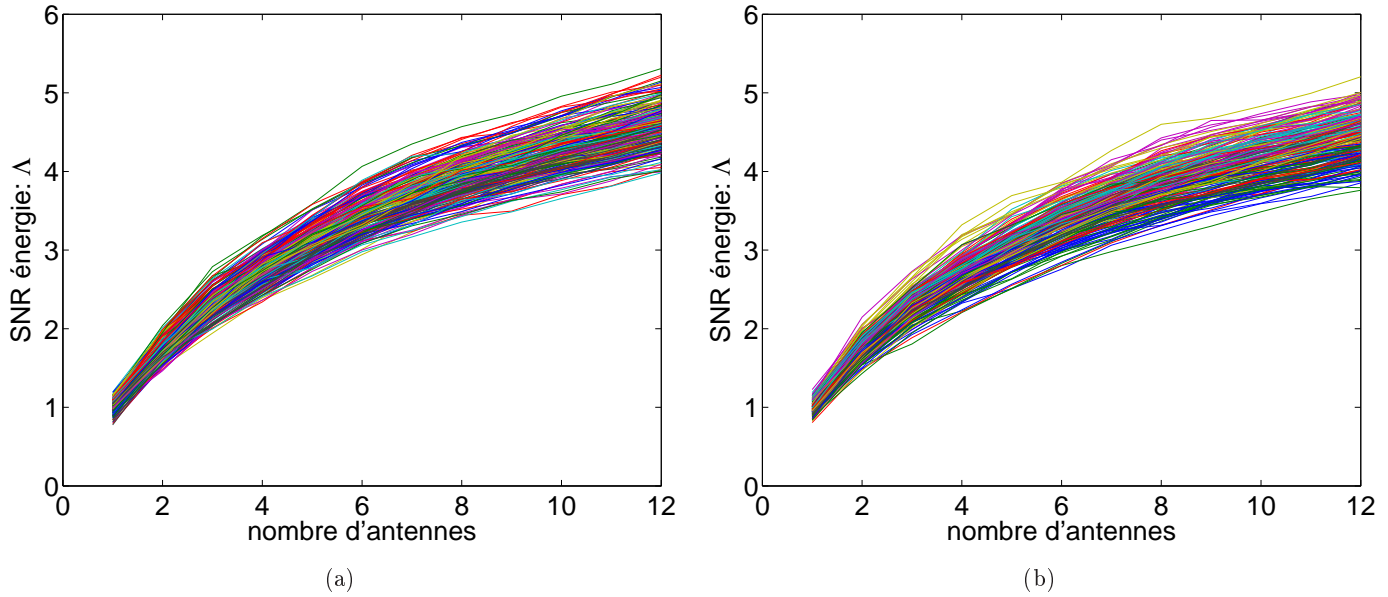


FIGURE 5.18 – (a) Influence du nombre d'antennes sur le SNR d'énergie Λ : polarisation E_ϕ ; (b) Influence du nombre d'antennes sur la distribution du bruit temporel sur le SNR d'énergie Λ : polarisation E_θ .

Ce faisceau de courbes correspond aux 210 positions de sondes sur la surface de test hémisphérique pour chacune des deux polarisations considérées. Afin de pouvoir comparer ces résultats avec le modèle théorique développé dans le chapitre 3, nous avons calculé la valeur moyenne de la variation du SNR d'énergie sur l'ensemble de ces positions, représentée par la courbe rouge sur les figures 5.19(a) et 5.19(b).

Nous avons normalisé ce résultat à la valeur moyenne de Λ sur les 210 positions de la sonde de champ, dans la configuration où une seule antenne est utilisée, et nous avons représenté le modèle avec la courbe bleue pointillée dont l'équation est :

$$\frac{E[\Lambda_{tot}]}{E[\Lambda]} = \frac{N_a}{1 + (N_a - 1)r_{ij}} \quad (5.2)$$

avec N_a le nombre d'antennes utilisées pour le MRT et r_{ij} la corrélation statistique des deux variables aléatoires N_i et N_j qui représentent respectivement les spectres du bruit résiduel du signal focalisé avec la technique de retournement temporel depuis, une antenne i et une autre j , positionnées dans la TREC.

Cette corrélation est calculée à partir de toutes les combinaisons de deux antennes utilisées parmi les N_a antennes disponibles pour le MRT puis moyennée sur l'ensemble des 210 positions de

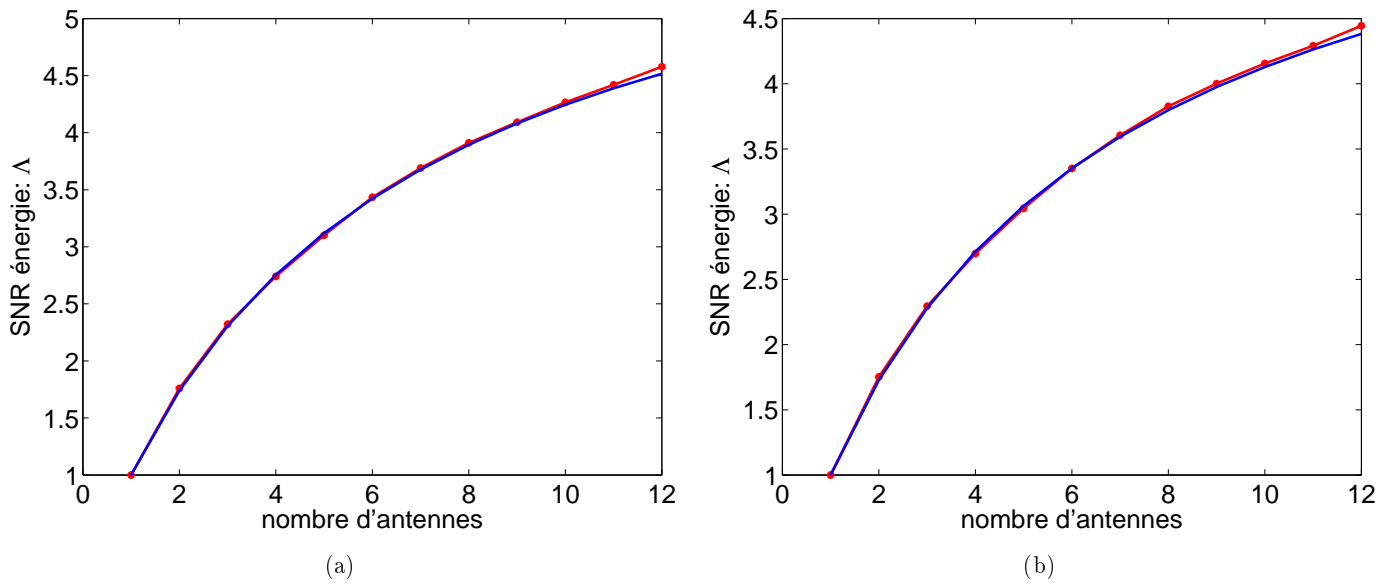


FIGURE 5.19 – (a) Comparaison de l'évolution du SNR d'énergie moyen en fonction du nombre d'antennes avec le modèle asymptotique théorique : polar E_Φ ; (b) Comparaison de l'évolution du SNR d'énergie moyen en fonction du nombre d'antennes avec le modèle asymptotique théorique : polar E_θ .

la sonde de champ. Nous obtenons finalement : $r_{ij} = 0.158$ pour la polarisation E_θ et $r_{ij} = 0.1506$ pour la polarisation E_Φ .

Nous avons montré dans le chapitre 3, que le SNR d'énergie total $E[\Lambda_{tot}]$ sature en $E[\Lambda]/r_{ij}$ lorsque le nombre d'antennes N_a tend vers l'infini. Ainsi, nous pouvons nous attendre à avoir un gain maximum de 8.2 dB pour la polarisation E_Φ et de 8 dB pour E_θ . Nous pouvons voir sur les courbes de la figure 5.19 que, par exemple, pour un nombre d'antennes limitées à 7, nous obtenons respectivement un gain de 5.8 dB pour E_Φ et 5.44 dB pour E_θ , soit une diminution de moins de 3 dB par rapport à la saturation du SNR d'énergie.

Nous allons maintenant nous intéresser à une grandeur plus significative pour les tests d'immunité d'émission rayonnée, le SNR de pic Λ_p introduit dans le chapitre 3. Ce SNR quantifie la puissance instantanée de pic par rapport à la puissance moyenne équivalente du bruit du signal focalisé en un point à un instant $t = 0$. Nous avons vu que Λ_p s'exprime :

$$\Lambda_p = \frac{Q}{\pi f_c} 2B_T \Lambda \quad (5.3)$$

Nous estimons le coefficient de qualité moyen Q , sur la bande passante B_T du signal d'excitation, à partir de la décroissance temporelle de la réponse impulsionnelle de la chambre mesurée par la sonde de champ électrique en un point. Pour obtenir cette réponse, il suffit d'appliquer une transformée de Fourier inverse sur les fonctions de transfert entre une des antennes du MRT et le champ mesuré par la sonde. Nous obtenons la constante de temps τ qui permet d'estimer Q comme suit :

$$Q = 2\pi f_c \tau \quad (5.4)$$

Dans notre configuration de la TREC sans objet avec 12 antennes constituant le MRT, nous estimons Q comme étant égal à 10000, associé à une fréquence centrale $f_c = 1.1$ GHz du signal d'excitation. Nous observons sur les figures 5.20(a) et 5.20(b) l'évolution du SNR de pic avec la bande passante B_T du signal d'excitation. La courbe noire représente le modèle rappelé dans (5.3) et les courbes en pointillés vertes et rouges correspondent aux valeurs maximales de l'incertitude

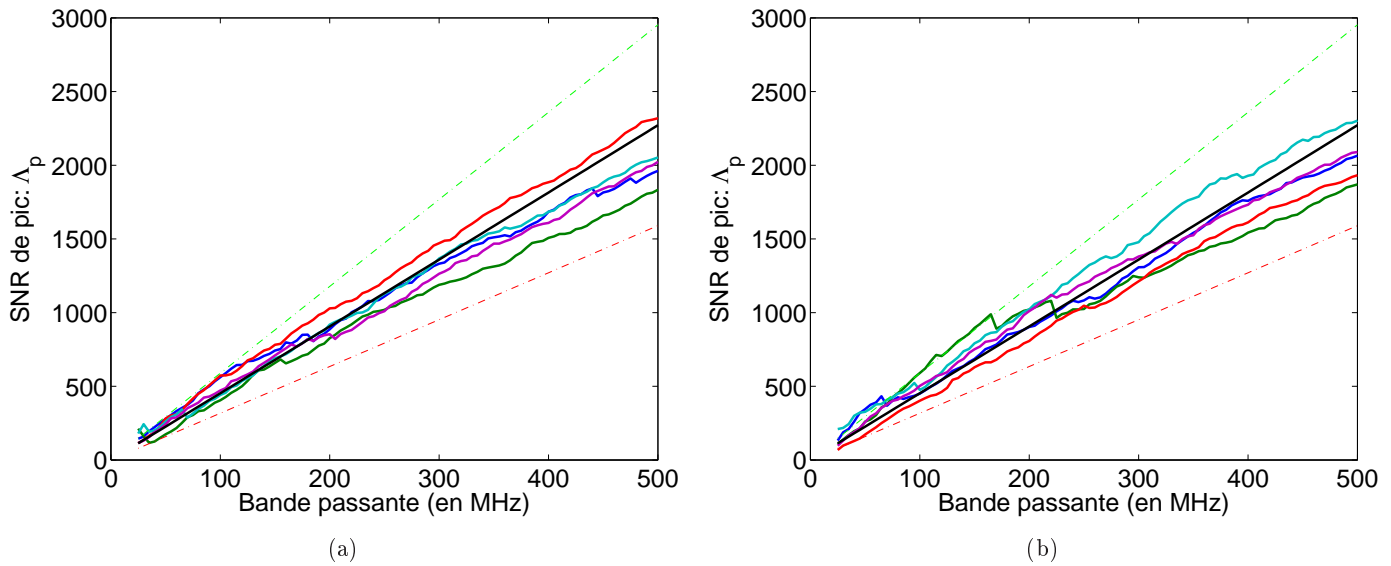


FIGURE 5.20 – Influence de la bande passante sur le SNR de pic Λ_p (valeurs linéaires) : polarisation E_Φ ; (b) Influence de la bande passante sur le SNR de pic Λ_p (valeurs linéaires) : polarisation E_θ .

sur la valeur du coefficient de qualité, soit ici $\pm 30\%$. Les 5 courbes représentées correspondent à différentes positions de la sonde de champ sur la surface de test, choisies de façon arbitraire, mais suffisamment éloignées pour obtenir des fonctions de transfert décorréelées entre elles, i.e., des réalisations indépendantes de la transmission d'une impulsion.

Nous observons une augmentation linéaire de Λ_p avec la bande passante B_T comme attendu dans (5.3). Afin de mieux se représenter la dynamique du SNR de pic, nous avons représenté ces mêmes résultats en décibels sur les figures 5.21(a) et 5.21(b). Nous observons que pour une bande passante très large de 500 MHz, le SNR de pic atteint près de 33 dB, indépendamment de la polarisation considérée. De plus, il a été démontré dans [50], que pour un nombre équivalent de degrés de liberté $N_s = B_T/B_M \geq 200$, le SNR de pic a pour expression :

$$\Lambda_p = \frac{N_s}{2\pi} = \frac{B_T}{2\pi B_M} \quad (5.5)$$

Avec $B_M = 100$ KHz la bande passante moyenne d'un mode de résonance et $B_T = 500$ MHz, nous nous attendons à trouver $\Lambda_p = 795 = 29$ dB. Les résultats expérimentaux sont du même ordre de grandeur que le modèle.

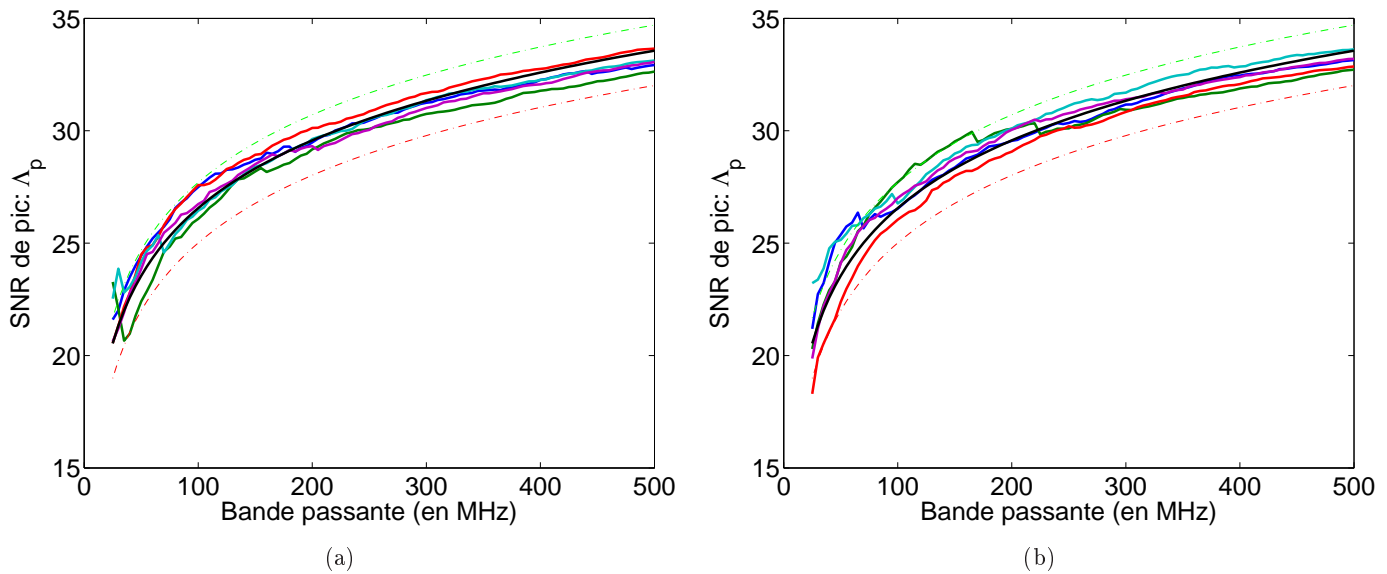


FIGURE 5.21 – Influence de la bande passante sur le SNR de pic Λ_p (valeurs en décibels) : polarisation E_Φ ; (b) Influence de la bande passante sur le SNR de pic Λ_p (valeurs en décibels) : polarisation E_θ .

5.2.1.2 Propriétés du bruit du signal temporel généré dans la TREC

A l’instar des propriétés du bruit du signal temporel que nous avons observé dans le chapitre 4, nous avons voulu vérifier celles-ci de façon expérimentale. Pour ce faire, nous avons calculé le bruit résiduel $n(t)$ du signal temporel $s(t)$ focalisé sur une position de la demi-sphère de test à partir de l’équation suivante, introduite dans le chapitre 3 :

$$n(t) = s(t) - \rho x(t) \quad (5.6)$$

avec ρ la projection de $s(t)$ sur $x(t)$. Nous nous sommes alors intéressés à l’influence du nombre d’antennes du MRT sur la distribution de l’amplitude du bruit à différents instants. Il faut toutefois bien préciser qu’il ne s’agit pas ici d’une moyenne sur les différentes réalisations mais d’une seule réalisation, la variable ici étant le nombre d’antennes du MRT. Les distributions sont présentées sur les figures 5.22(a) et 5.22(b).

Les fréquences d’occurrence ont été normalisées au nombre de réalisations pour obtenir une mesure de la fréquence d’occurrence relative au lieu d’une mesure absolue. Nous constatons que la dispersion des valeurs augmente avec le nombre d’antennes. Afin de mieux observer ce phénomène, nous avons représenté la variation de l’écart-type de l’amplitude du bruit en fonction du nombre d’antennes du MRT sur la figure 5.23. Cette variation est normalisée à la valeur de l’écart-type lorsqu’une seule antenne est utilisée.

Nous pouvons noter le fait que les résultats sont très semblables, indépendamment de la polarisation considérée et que l’écart-type augmente avec le nombre d’antennes. Bien que nous n’ayons pas de modèle pour prédire ces résultats, ce comportement peut s’expliquer par le fait que, plus nous utilisons d’antennes, plus la somme aléatoire et non cohérente des amplitudes du bruit associé à chaque antenne donne lieu à des valeurs comprises entre 0 et $\sqrt{N_a}$. Ces valeurs sont de plus en plus éloignées de la valeur moyenne nulle lorsque le nombre d’antennes augmente.

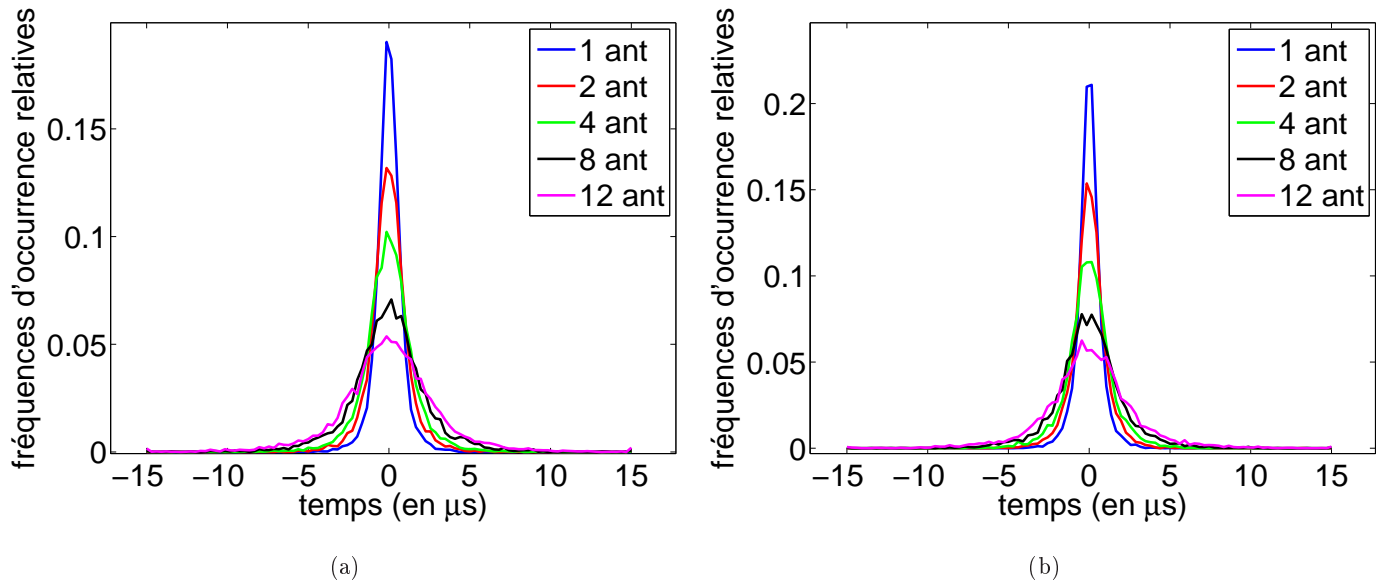


FIGURE 5.22 – (a) Influence du nombre d’antennes sur la distribution du bruit temporel sur une sonde de la surface de test : polarisation E_ϕ ; (b) Influence du nombre d’antennes sur la distribution du bruit temporel sur une sonde de la surface de test : polarisation E_θ .

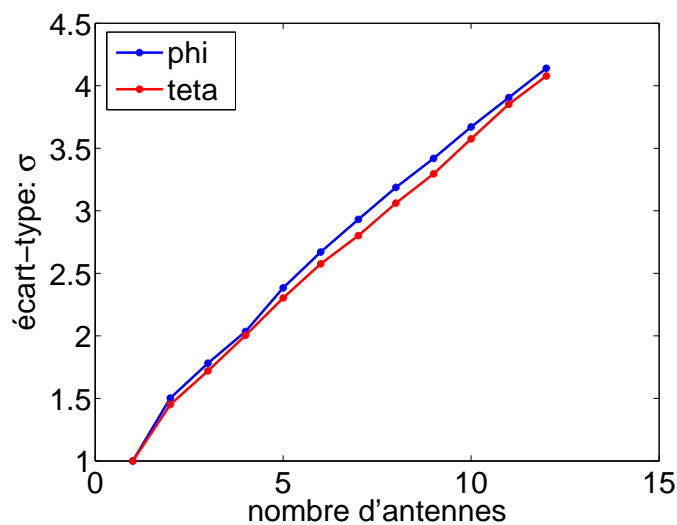


FIGURE 5.23 – Influence du nombre d’antennes sur l’écart-type de la distribution du bruit temporel sur une sonde de la surface de test

5.2.1.3 Focalisation du champ sur la surface du volume de test

Nous nous intéressons ici à la distribution du champ sur la surface du volume de test en fonction de la direction d'impact du front d'onde cohérent. Nous avons fait rayonner un patch de 3×3 dipôles discrets, orientés suivant chacune des polarisations tangentielles E_θ et E_Φ , en faisant varier, pour chaque configuration de test la position du centre du patch suivant les angles : $\pi/13 \leq \theta \leq (\pi/2 - \pi/13)$ et $0 \leq \Phi \leq (2\pi - \pi/30)$. Ensuite, nous avons calculé la valeur moyenne de l'amplitude du patch pour chaque position angulaire, représentée sur les figures 5.24(a) et 5.24(b).

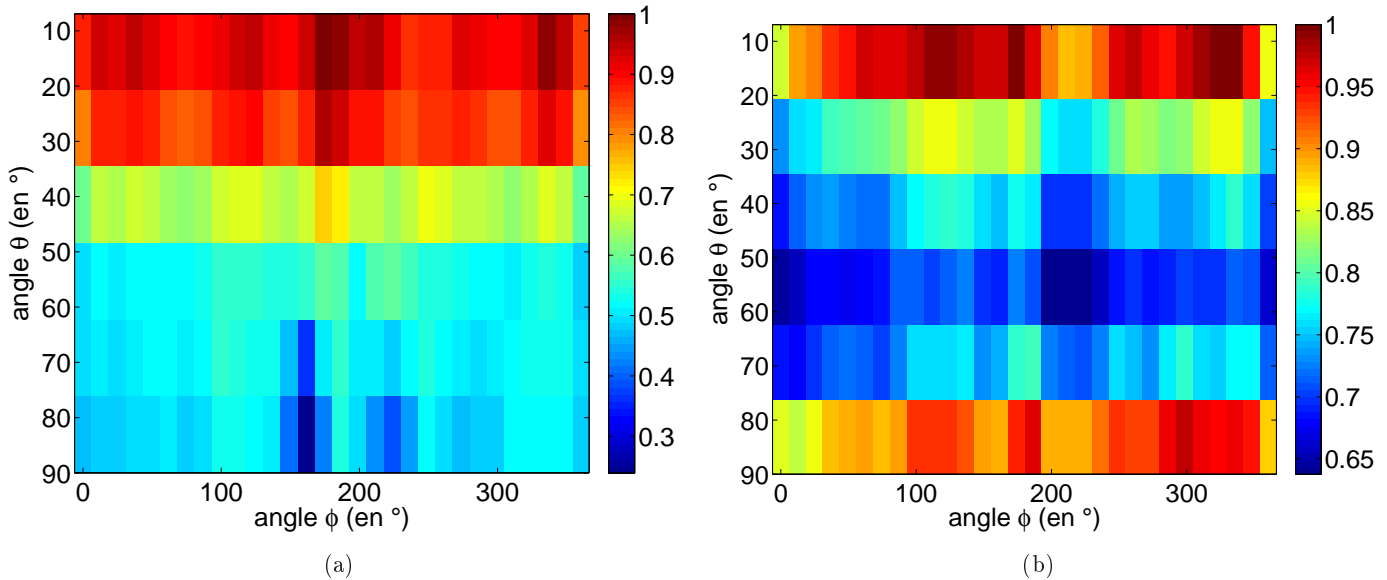


FIGURE 5.24 – (a) Focalisation du champ en fonction de la direction d'arrivée du front d'onde : polarisation E_θ ; (b) Focalisation du champ en fonction de la direction d'arrivée du front d'onde : polarisation E_Φ .

Nous observons sur ces figures une amplitude du champ plus importante au niveau du pôle de la demi-sphère qui constitue la surface du volume de test et qui décroît plus rapidement pour la polarisation E_θ par rapport à E_Φ , au fur et à mesure que nous nous rapprochons de l'équateur. Normalement, nous devrions observer le même type de distribution du champ suivant les polarisations E_θ et E_Φ mais cette différence, que nous constatons ici, est due à l'orientation de la sonde de champ sur la surface de test par rapport à celle des antennes du MRT. Effectivement, celle-ci est très marquée pour la polarisation E_θ où initialement l'orientation de la sonde est orthogonale aux antennes du MRT pour $\theta = 90^\circ$ au niveau de l'équateur puis alignée parallèlement pour $\theta = 0^\circ$ au niveau du pôle. Ainsi, nous transmettons plus de champ au niveau du pôle de la surface de test. Ce comportement est dû à la divergence du champ lors de sa propagation en espace libre, et sera discuté dans le premier paragraphe de la p. 149.

Pour la polarisation E_Φ , nous remarquons néanmoins que le niveau de champ sur l'équateur est comparable à celui qui est obtenu sur le pôle. Ce résultat se justifie par le fait qu'au niveau de l'équateur, la polarisation du champ E_Φ se trouve alignée avec les antennes du MRT et donne lieu à un couplage direct. Ceci entraîne une distribution du champ qui varie fortement suivant certaines plages angulaires de l'angle Φ , notamment autour de : $\Phi = 130^\circ$, $\Phi = 180^\circ$ et $\Phi = 300^\circ$. Les directions des antennes du MRT dans le plan de horizontal de l'équateur du volume de test sont : $\Phi = 48.4^\circ$, $\Phi = 157^\circ$, $\Phi = 228.4^\circ$ et $\Phi = 337^\circ$. En calculant la plage angulaire couverte par les images du premier ordre des antennes du MRT, on trouve 4 ensembles : de 20.4° à 52° , 140.66° à 158.6° , 200.4° à 232° et de 320.66° à 338.6° . Nous constatons que, sur ces plages, le

champ est légèrement plus faible mais surtout qu'il présente la même valeur.

Rappelons que le but de la TREC est de pouvoir synthétiser des fronts d'onde cohérents similaires à ceux que nous pouvons générer en espace libre mais en profitant des propriétés physiques des milieux fortement réverbérants. Nous avons voulu ainsi vérifier, à l'aide d'un modèle numérique, la distribution du champ rayonné par le patch de dipôles élémentaires.

Pour obtenir ce modèle, nous avons fait appel aux travaux de thèse [65], qui consistent à réécrire l'expansion modale du champ rayonné par une structure rayonnante en termes de dipôles infinitésimaux. Nous avons appliqué cette méthode en 4 étapes afin d'obtenir un modèle de référence de la génération du front d'onde et, par conséquent, de sa focalisation sur la demi-sphère du volume de test :

1. La position des dipôles infinitésimaux dans les coordonnées cartésiennes est calculée à partir des positions suivant le repère sphérique de la sonde de champ, utilisée pour la mesure des fonctions de transfert sur la surface de test. Par exemple, nous pouvons modéliser un front d'onde issu d'un patch constitué de plusieurs dipôles alignés suivant une des deux polarisations E_θ et E_ϕ ;
2. Nous calculons le rayonnement de la nouvelle structure de dipôles infinitésimaux, à une fréquence donnée, en champ lointain, en se plaçant sur une sphère de rayon de l'ordre de 40 fois la longueur d'onde associée à la fréquence du courant d'excitation des dipôles ;
3. Nous décomposons alors la distribution du champ obtenu en modes d'harmoniques sphériques puis nous calculons à nouveau le champ sur une sphère de rayon proche de celui du volume de test pour avoir une référence de la focalisation du champ se propageant dans les conditions de l'espace libre ;
4. Nous réitérons ce processus sur un ensemble de fréquences comprises dans la bande passante du signal d'excitation appliqué sur les antennes du MRT de la TREC, afin de pouvoir estimer la distribution du champ sur la sphère à l'instant de la focalisation, à l'aide d'une transformée de Fourier inverse des distributions calculées à l'étape 3.

Le pas fréquentiel, choisi en respectant le critère d'échantillonnage spatial de Shannon, est de 18 MHz sur une bande passante $B_T = 500$ MHz autour de la fréquence centrale $f_c = 1.1$ GHz.

Nous pouvons observer sur les figures 5.25 et 5.26 les résultats qui vont constituer notre référence pour les différents cas d'étude de la qualité spatiale de la TREC. Nous constatons la même décroissance du niveau du champ lorsque la direction de l'angle θ va du pôle vers l'équateur, avec une diminution de 50% entre les deux extrêmes pour la polarisation E_θ qui varie plus rapidement que E_ϕ , comme nous avons pu le voir avec la TREC, et de 40% pour E_ϕ .

Nous en déduisons que le phénomène observé est dû à la distribution spatiale des dipôles élémentaires qui change avec leurs positions sur la surface sphérique.

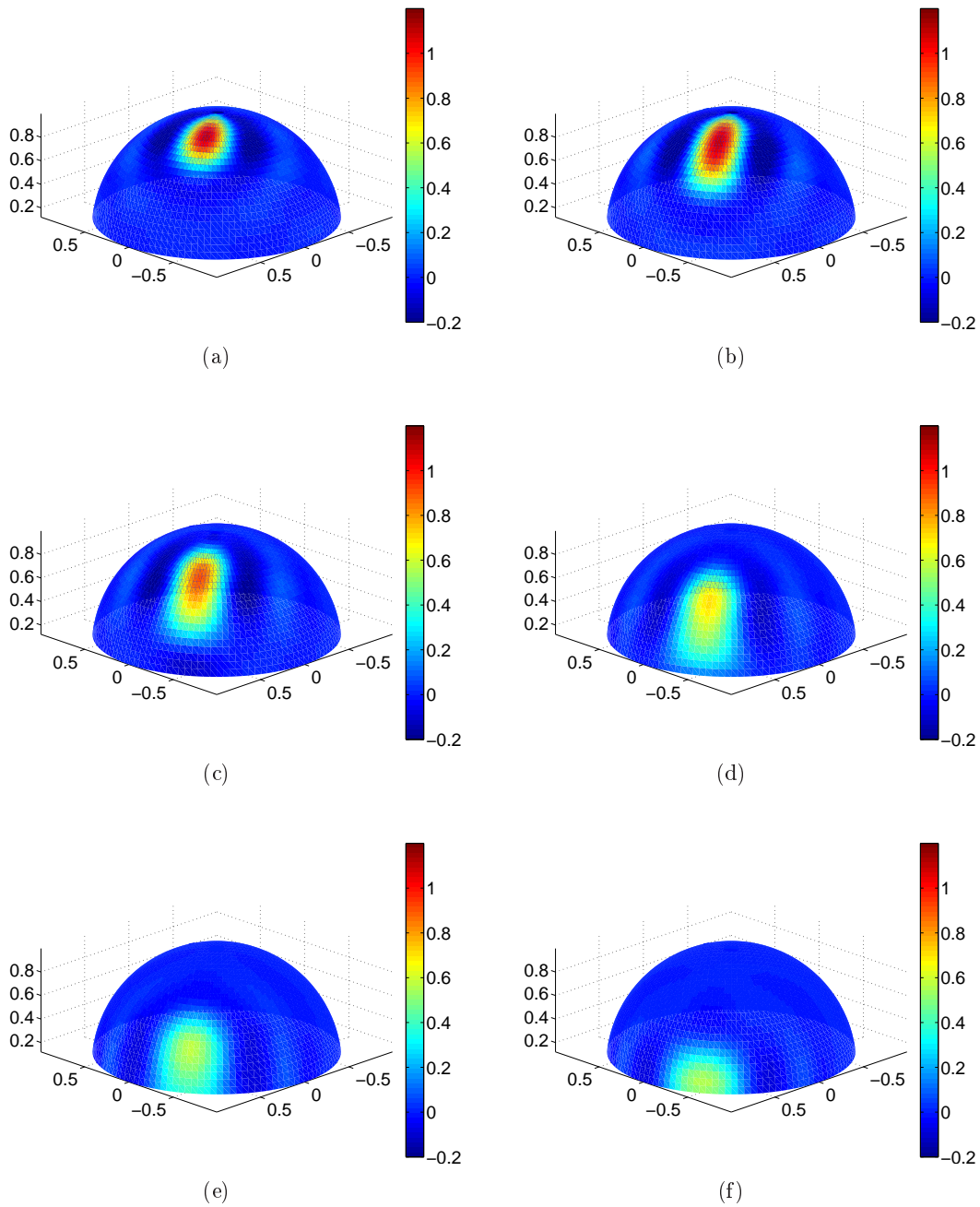


FIGURE 5.25 – Référence du modèle de rayonnement du patch de dipôles élémentaires, suivant la polarisation E_θ , au niveau d'une demi-sphère de rayon équivalent à celui du volume de test. La position angulaire suivant ϕ est de 120° et la position suivant θ varie de 10 à 83.1° .

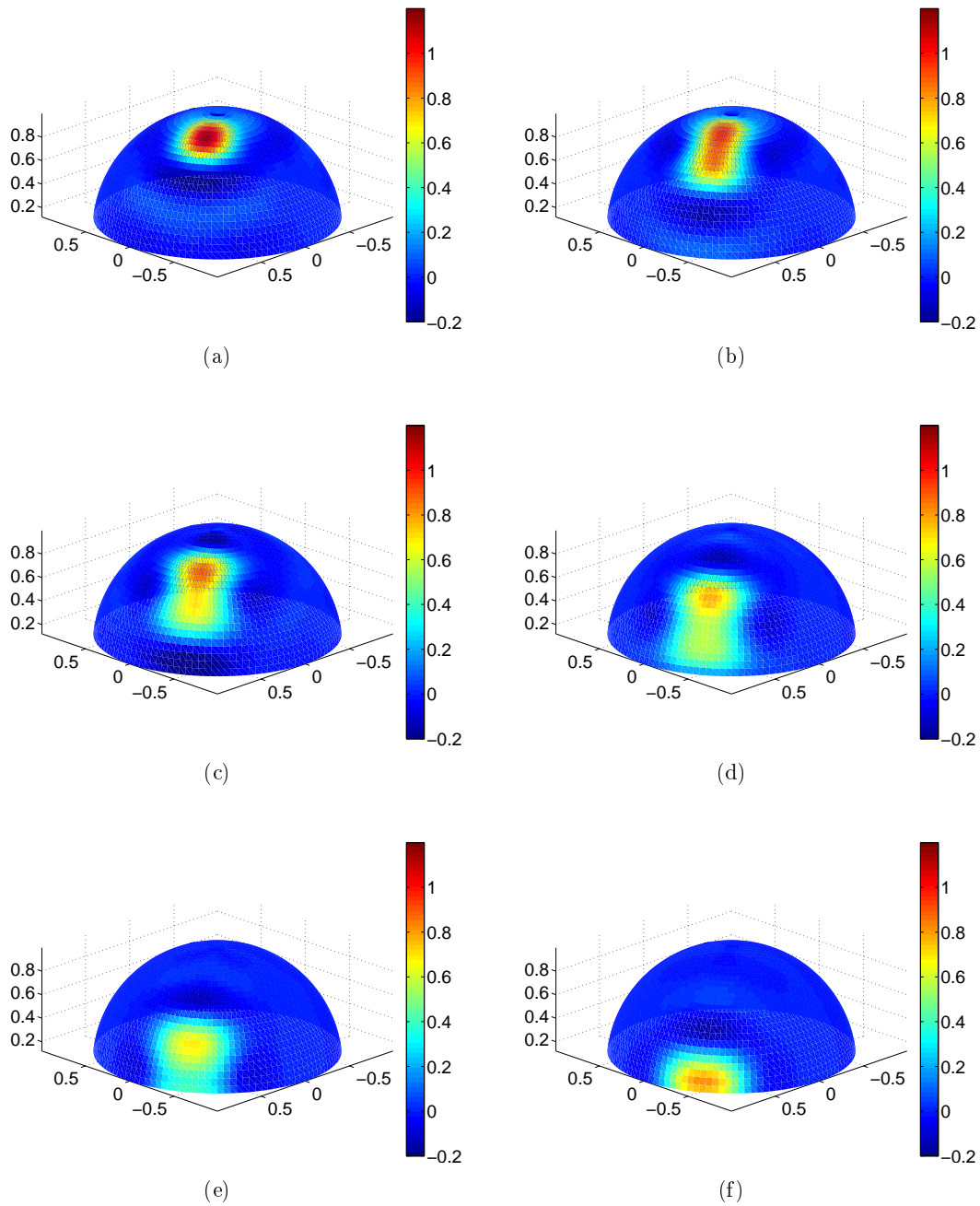


FIGURE 5.26 – Référence du modèle de rayonnement du patch de dipôles élémentaires, suivant la polarisation E_{Φ} , au niveau d'une demi-sphère de rayon équivalent à celui du volume de test. La position angulaire suivant ϕ est de 120° et la position suivant θ varie de 10 à 83.1° .

5.2.1.4 Qualité spatiale du front d'onde : SNR Υ

Afin de quantifier la qualité de la génération d'un front d'onde cohérent dans la TREC, nous avons introduit la notion de SNR spatial Υ dans le chapitre 3. Sur le principe analogue au SNR d'énergie Λ [50], cet observable Υ , permet de quantifier la quantité d'énergie présente dans la partie cohérente du front d'onde par rapport à l'énergie présente dans le bruit spatial résiduel. Ce bruit est induit par la réponse de la chambre réverbérante.

Pour calculer Υ , il est nécessaire d'utiliser un modèle du front d'onde attendu sur la surface de test, \mathbf{s} , avec lequel nous allons calculer le coefficient de corrélation ρ_{corr} , entre le champ obtenu dans la TREC, $\hat{\mathbf{s}}$, et \mathbf{s} .

En effet,

$$\Upsilon = \frac{1}{\frac{1}{|\rho_{corr}|^2} - 1} \quad (5.7)$$

Nous pouvons observer sur les figures 5.27(a) et 5.28(a), le module de la distribution de champ à l'instant de focalisation calculé par le modèle d'expansion en harmoniques sphériques pour les polarisations respectives E_Φ et E_θ . La structure rayonnante modélisée ici est un patch de 3×3 dipôles orientés suivant l'une des deux polarisations tangentielle à la surface de test. Ce dernier est positionné suivant l'angle $\Phi = 120^\circ$ et $\theta = 55^\circ$ afin d'éviter de rayonner suivant une incidence normale à l'une des parois de la chambre. De même, nous avons représenté sur les figures 5.27(b) et 5.28(b), le module de la distribution du champ obtenue dans la TREC à l'instant de la focalisation temporelle.

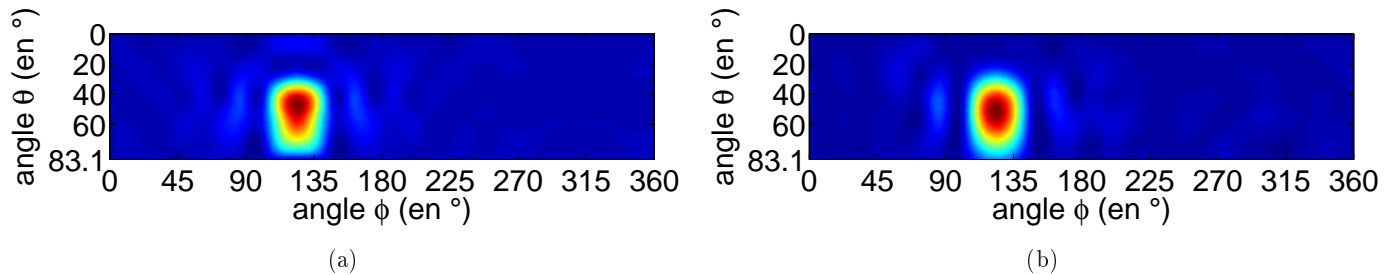


FIGURE 5.27 – (a) Distribution du champ donnée par le modèle du rayonnement du patch en espace libre : polarisation E_θ ; (b) Distribution du champ dans la TREC : polarisation E_θ .

Le SNR spatial Υ correspondant à cette configuration de test suivant la polarisation E_θ est de 17. Cela correspond également à un coefficient de corrélation du front d'onde obtenu $\hat{\mathbf{s}}$ par rapport au modèle \mathbf{s} de 0.972.

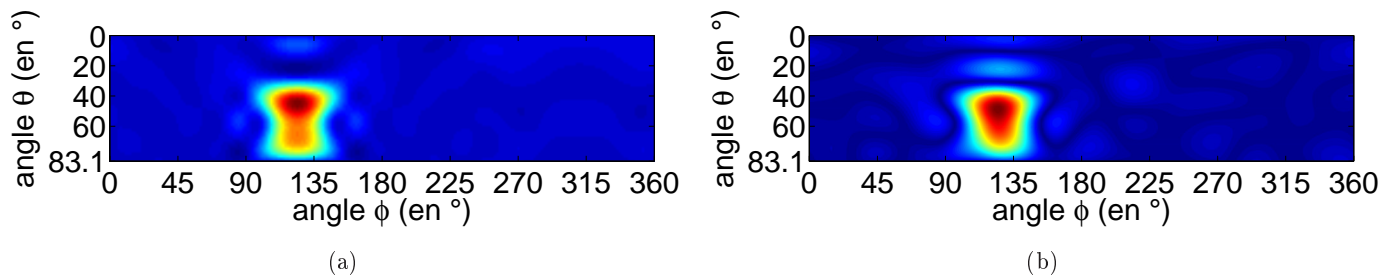


FIGURE 5.28 – (a) Distribution du champ donnée par le modèle du rayonnement du patch en espace libre : polarisation E_Φ ; (b) Distribution du champ dans la TREC : polarisation E_Φ .

Le SNR spatial Υ correspondant à cette configuration de test suivant la polarisation E_θ est

de 9. Cela correspond également à un coefficient de corrélation du front d'onde obtenu $\hat{\mathbf{s}}$ par rapport au modèle \mathbf{s} de 0.95.

Il faut néanmoins préciser que pour des raisons de convergence du calcul numérique, le modèle utilisé impose de limiter le rayon de la sphère d'observation du champ à 1.1 fois celui de la sphère minimale de la structure rayonnante. Ceci nous amène dans notre cas à se positionner à 5 cm au dessus du volume de test. Comme nous travaillons avec des champs divergents qui ne sont pas des fronts d'onde se propageant en champ lointain, ce décalage est suffisant pour obtenir une distribution de champ différente de celle rayonnée par les dipôles infinitésimaux de la sphère d'origine et dégrader ainsi le coefficient de corrélation avec le signal obtenus dans la TREC.

C'est pourquoi, nous pouvons nous attendre à obtenir de meilleurs résultats au niveau du SNR spatial Υ si nous développons un modèle du rayonnement du front d'onde en espace libre affranchi de la limitation évoquée ci-dessus ou encore en réalisant un front d'onde correspondant au rayonnement réel d'une source physique comme une antenne cornet.

Néanmoins, ce premier modèle permet déjà d'obtenir des résultats tout à fait satisfaisants et de pouvoir observer les distributions de champs que nous obtenons lorsque nous excitons la TREC d'une façon aussi basique, i.e, nous excitons un patch d'une certaine dimension tout en imposant le reste des courants d'excitation à zéros. Ce type d'excitation va se comporter comme le rayonnement d'une ouverture. Celle-ci introduit une troncature spatiale et va donc entraîner l'apparition de lobes secondaires non désirés dans la génération du front d'onde en raison de la variation trop brutale entre les poids d'excitation des éléments rayonnants.

Nous allons aborder dans ce paragraphe la dispersion du SNR spatial avec le nombre d'antennes du MRT et leurs positions. Comme pour l'étude menée lors des simulations numériques, nous calculons le SNR pour chaque combinaison de N antennes parmi 8. Bien que nous ayons à disposition des mesures allant jusqu'à 12 antennes, nous avons vu précédemment que le fait de limiter leur nombre ne porte pas de préjudice trop important sur le SNR d'énergie et le SNR de pic et se justifie ici par le gain de temps associé au nombre total de combinaisons.

En effet, avec 8 antennes nous avons 255 combinaisons par polarisation à étudier au lieu de 4095 si nous avons utilisé la totalité des 12 antennes à dispositions. Ainsi nous avons donc calculé Υ pour ces différentes combinaisons et représenté leur dispersion pour un nombre N_a d'antennes actives simultanément sur les figures 5.29(a) et 5.29(b).

Nous observons sur ces résultats, que la qualité de génération du front d'onde augmente avec le nombre d'antennes du MRT. Afin d'étudier la dispersion normalisée des valeurs de Υ , pour un nombre d'antennes fixées, nous avons calculé leur valeur moyenne μ_Υ et l'écart-type associé σ_Υ . Il faut toutefois souligner le fait que le nombre d'échantillons de ces distributions du SNR correspond au nombre de combinaisons de N antennes parmi 8.

Ainsi, lorsque le nombre de combinaisons est faible, l'incertitude sur l'écart-type est importante. L'idée ici est d'utiliser la dispersion normalisée, $\sigma_\Upsilon/\mu_\Upsilon$, comme un observable pour déterminer une tendance de l'influence du nombre d'antennes sur Υ , plutôt qu'un moyen précis de quantifier cette dispersion.

Nous constatons que la dispersion normalisée diminue de 10% à 4% avec le nombre d'antennes, et que le SNR spatial est plus important pour la polarisation E_θ que pour E_Φ . Il faut toutefois rappeler que bien que Υ soit presque deux fois plus important pour la polarisation E_θ , le coefficient de corrélation avec le modèle associé ne diffère que de deux points de plus par rapport à E_Φ , respectivement 97% et 95%.

Nous allons maintenant étudier l'influence de la direction d'impact du front d'onde sur le SNR spatial. Nous avons fait rayonner un patch de 3×3 dipôles, pour chacune des polarisations tangentielles, en faisant varier, pour chaque configuration de test, la position du centre du patch suivant les angles $\pi/13 \leq \theta \leq (\pi/2 - \pi/13)$ et $0 \leq \Phi \leq (2\pi - \pi/30)$. La valeur $\theta = 0$ n'a pas été calculée car les polarisations du champ ne sont pas définies sur le pôle de la demi-sphère.

Nous avons alors calculé Υ pour les 180 configurations angulaires en comparant la distribution

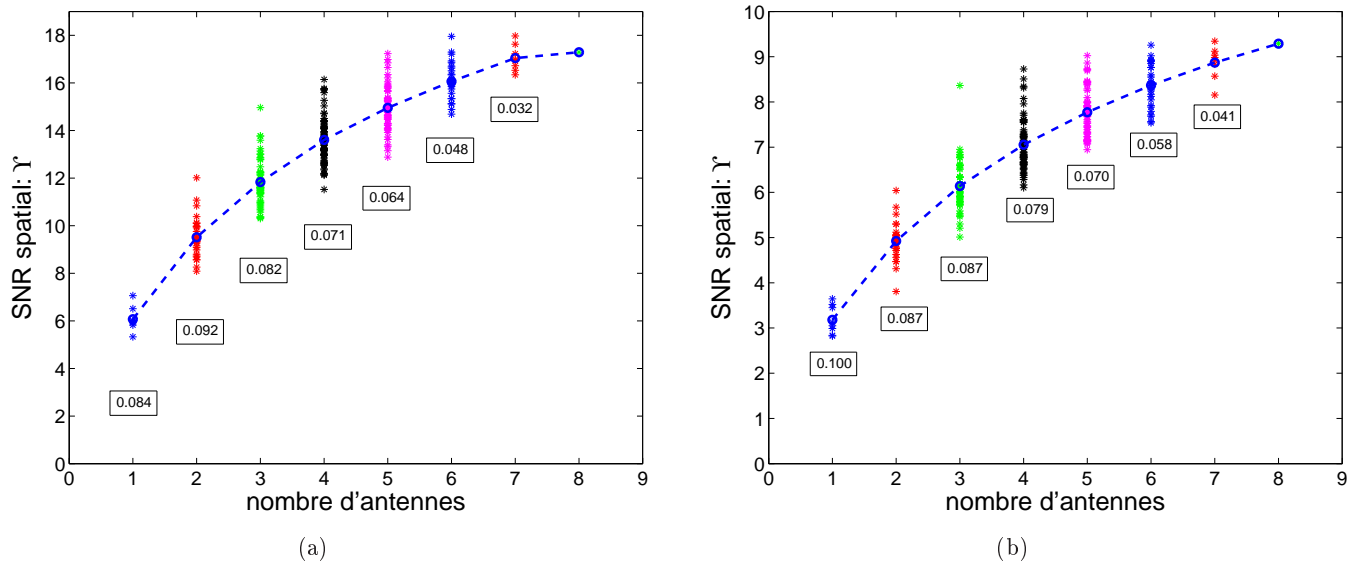


FIGURE 5.29 – (a) Dispersion du SNR spatial Υ en fonction du nombre d’antennes et de leurs configurations : polarisation E_θ ; (b) Dispersion du SNR spatial Υ en fonction du nombre d’antennes et de leurs configurations : polarisation E_ϕ . Les valeurs numériques indiquées correspondent à la dispersion normalisée du SNR pour chaque configuration.

de champ obtenue sur la demi-sphère avec celle du modèle 3D abordé précédemment. Le résultat est représenté sur les figures 5.30(a) et 5.30(b).

Nous constatons pour la polarisation E_θ que le SNR est plus faible pour les directions où $\theta = 13.8^\circ$ et 27.7° . Ceci est dû à l’absence d’antennes sur le plafond et le sol de la chambre, ce qui de fait, empêche d’avoir des images virtuelles permettant de couvrir ces directions. Nous pouvons néanmoins remarquer qu’au delà de 28° , la distribution de Υ est assez homogène et est comprise entre 15 et 22. Nous observons également sur la direction $\{\theta = 83.1^\circ, \Phi = 150^\circ\}$ une valeur très faible du SNR, $\Upsilon = 3$ qui est probablement due à une erreur de mesure sur près de 5000 réalisées manuellement. En effet, celle-ci n’est plus présente pour les autres configurations de test de la TREC (cf. section suivante).

Pour la polarisation E_Φ , nous ne retrouvons pas ce phénomène car les antennes sont alignées suivant E_Φ ce qui permet d’avoir une mesure du champ dès les premières images virtuelles par les murs de la chambre. Néanmoins, ce couplage direct fait apparaître un niveau de SNR beaucoup plus important mais hétérogène sur les directions proches de l’équateur.

Cette différence s’explique par le fait que les antennes du MRT ont été orientées parallèlement aux parois de la cavité, autorisant de fait un couplage direct du champ suivant la polarisation E_Φ . Nous avons représenté sur la figure 5.31 ce qu’il se passe à l’aide d’une cavité rectangulaire bien que dans notre cas, la position des images virtuelles des antennes soit plus complexe en raison de la présence d’un brasseur mécanique statique dans la chambre.

Nous observons que dans le cas du couplage direct, l’amplitude du champ généré par l’antenne et ses images directes $\{2, 3, 4\}$ va dominer celle des images plus éloignées $\{5, 6, 7, 8\}$ en raison de la divergence sphérique du champ en $1/r$ et va donc fortement varier avec la position relative des antennes du MRT par rapport à la sonde de champ sur la surface de test.

A contrario, s’il n’y a pas de couplage direct, seules les images issues de réflexions multiples vont intervenir dans le processus du retournement temporel et elles auront une amplitude du même ordre de grandeur, comme nous pouvons le constater sur la courbe bleue qui représente la divergence du champ en fonction de la distance des positions des images. Nous allons alors obtenir

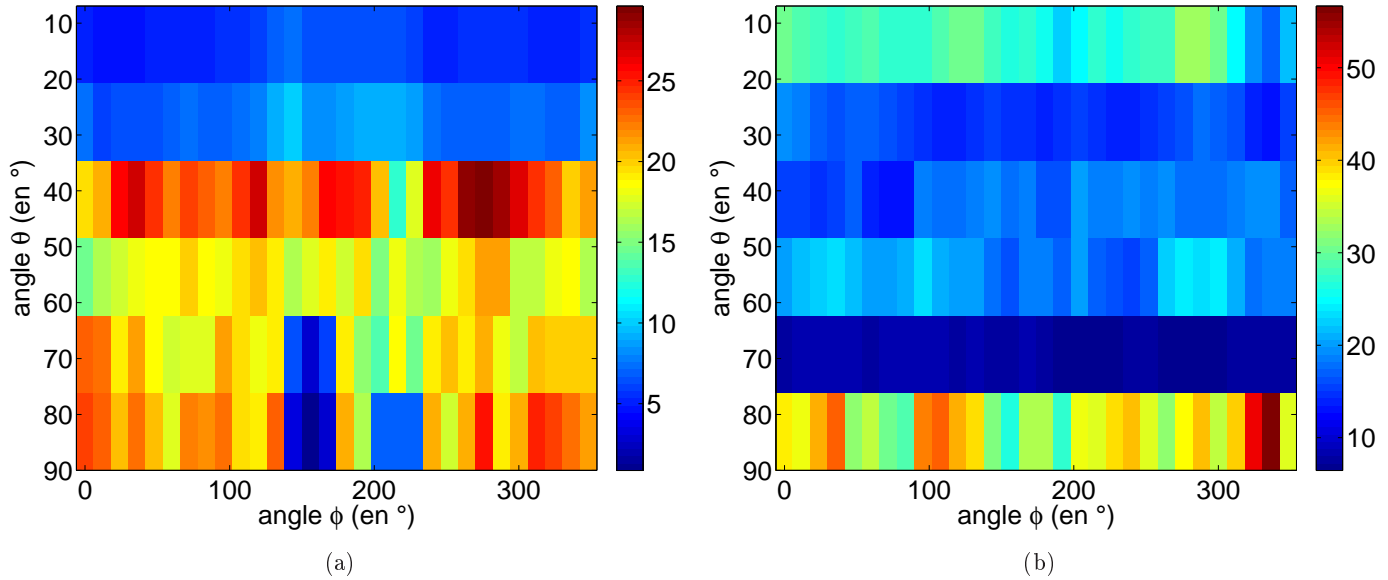


FIGURE 5.30 – (a) Influence de la direction d’arrivée du front d’onde sur le SNR Υ : polarisation E_θ ; (b) Influence de la direction d’arrivée du front d’onde sur le SNR Υ : polarisation E_ϕ .

une répartition plus uniforme du SNR spatial, moins dépendante de la position des antennes du MRT mais qui sera plus faible. Ainsi, il est impératif d’éviter le couplage direct d’une polarisation avec les antennes au prix d’un SNR moins important mais homogène.

Nous allons étudier, dans le paragraphe suivant, l’influence de la bande passante B_T du signal d’excitation de la TREC sur le SNR spatial Υ . Pour ce faire, nous avons choisi, pour chacune des polarisations tangentielles à la surface de test, deux directions d’impact issues des zones où nous avons observé une distribution différente du SNR spatial en fonction de l’angle d’arrivée du front d’onde, puis nous avons fait varier la B_T de 200 KHz à 500 MHz avec un pas de 5 MHz. Ainsi, pour la polarisation E_θ , nous avons sélectionné les directions :

1. : $\{\theta = 55.3^\circ, \Phi = 132^\circ\}$ où $\Upsilon = 15$.
2. : $\{\theta = 13.8^\circ, \Phi = 132^\circ\}$ où $\Upsilon = 5.8$.

Pour la polarisation E_ϕ , nous avons choisi les directions :

1. : $\{\theta = 55.3^\circ, \Phi = 132^\circ\}$ où $\Upsilon = 9$.
2. : $\{\theta = 83.1^\circ, \Phi = 132^\circ\}$ où $\Upsilon = 23$.

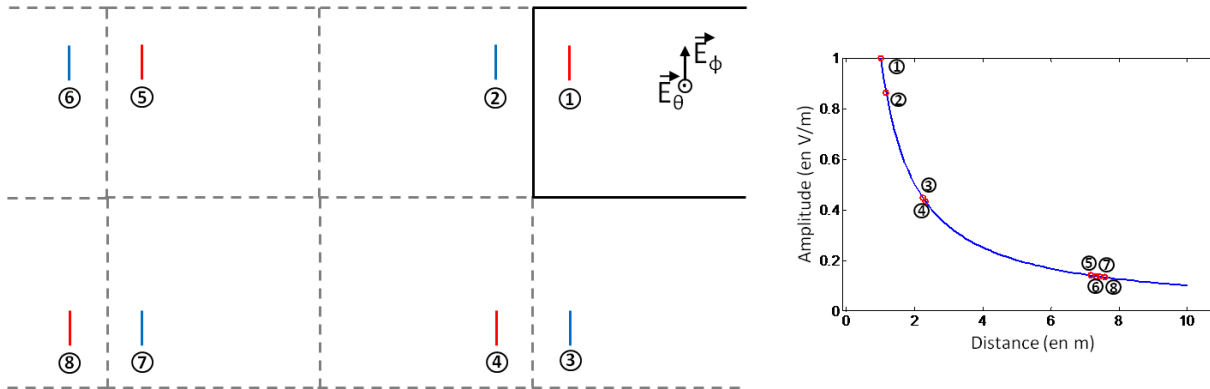


FIGURE 5.31 – Position des images virtuelles de premier ordre d’une antenne alignée suivant la polarisation excitée E_ϕ . La courbe de droite représente l’amplitude du champ à la position de l’antenne en fonction de la position des sources virtuelles.

Nous avons représenté sur les figures 5.32(a) et 5.32(b), l’évolution de Υ en fonction de B_T par les courbes bleues pour la direction “1.” et rouges pour la direction “2.”.

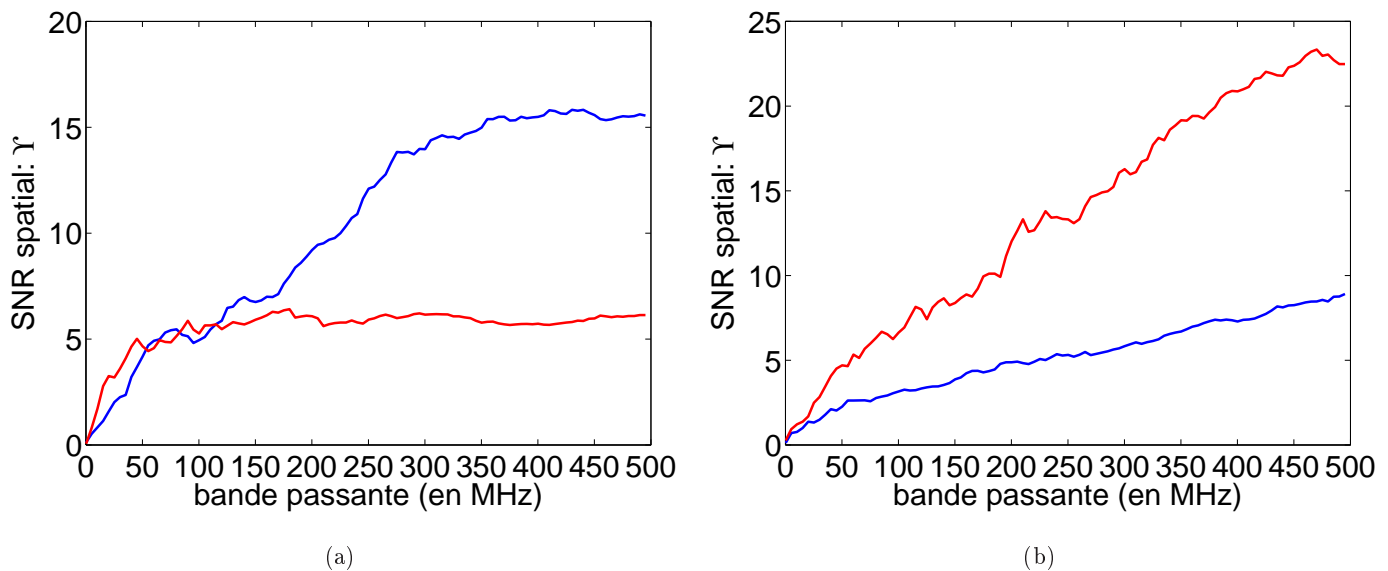


FIGURE 5.32 – (a) Influence de la bande passante sur le SNR Υ : polarisation E_θ ; (b) Influence de la bande passante sur le SNR Υ : polarisation E_ϕ .

De même que le SNR de pic s’améliore avec la bande passante, nous voyons que la qualité spatiale du front d’onde cohérent augmente avec B_T . Néanmoins au regard de ces résultats il n’est pas possible d’affirmer qu’il existe une relation linéaire entre Υ et B_T car nous observons une saturation de Υ pour la polarisation E_θ qui n’est pas présente pour E_ϕ . Nous pouvons toutefois noter que nous retrouvons cette différence dans les autres configurations de test de la TREC abordées à la fin de ce chapitre.

5.2.1.5 Contrôle de la polarisation du front d'onde

Nous allons vérifier le contrôle de la polarisation du front d'onde en déterminant le taux de réjection de polarisation croisée entre les deux polarisations E_θ et E_Φ , tangentiels à la surface du volume de test. Nous avons excité un front d'onde en utilisant les positions sur la moitié de l'arche de mesure puis nous avons tourné celle-ci sur 360° . Nous observons le champ co-polarisé à l'excitation et focalisé dans la TREC sur les figures 5.33(a) et 5.33(b).

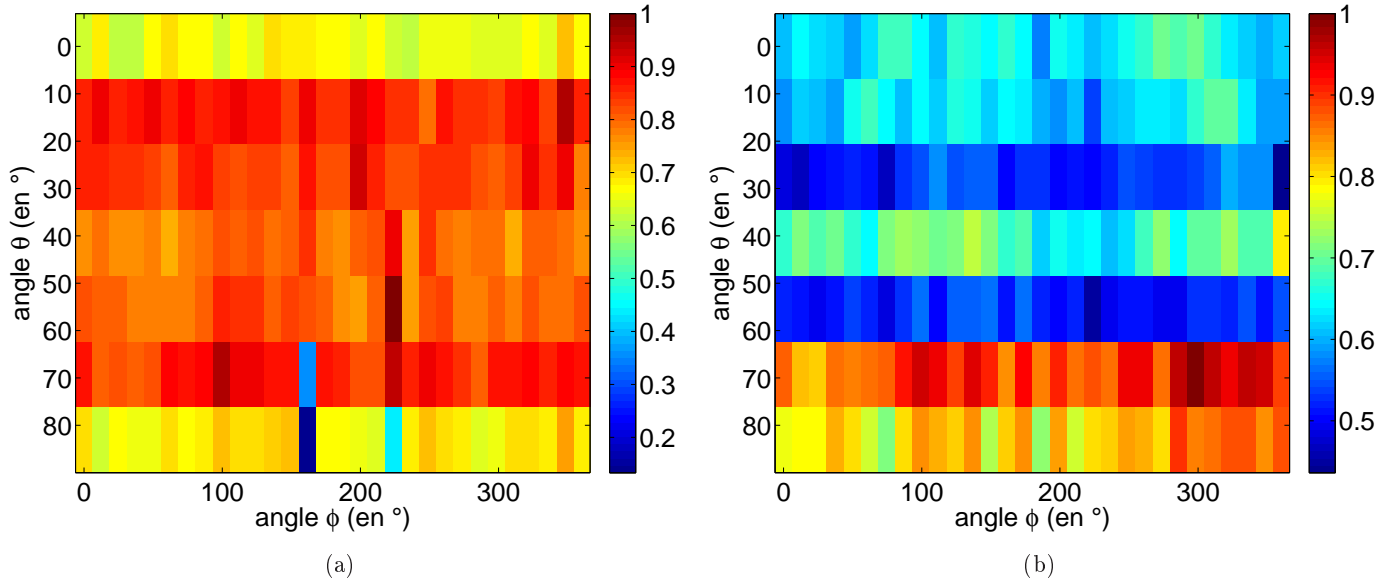


FIGURE 5.33 – (a) Distribution du champ sur la surface de test pour les différentes positions de l'arche : co-polarisation par rapport à la polarisation d'émission : E_θ ; (b) Distribution du champ sur les sondes de la surface de test pour les différentes positions de l'arche : co-polarisation par rapport à la polarisation d'émission : E_Φ .

Nous constatons que nous obtenons la même distribution du champ, sur la surface du volume de test, indépendamment de la position angulaire suivant Φ et ce, pour les deux polarisations étudiées. Ce résultat est remarquable car il démontre que, bien que la chambre réverbérante ne soit pas symétrique en raison de la présence d'un brasseur statique dans la partie gauche de la cavité, la génération du front d'onde est symétrique et indépendante de la direction d'arrivée suivant Φ .

Afin d'observer plus aisément ce résultat, nous avons représenté sur la figure 5.34 le diagramme polaire de la distribution du champ électrique, pour la polarisation E_θ , suivant deux directions diamétralement opposées $\Phi = 0^\circ$ et $\Phi = 180^\circ$.

Nous avons également représenté, sur les figures 5.35(a) et 5.35(b), la distribution du champ pour les polarisations croisées, i.e, nous excitons suivant l'une des deux polarisations tangentiels puis nous observons la valeur obtenue sur la seconde.

Nous obtenons une distribution du champ plus disparate en fonction de la direction d'impacte mais une valeur plus faible comprise entre ± 0.5 .

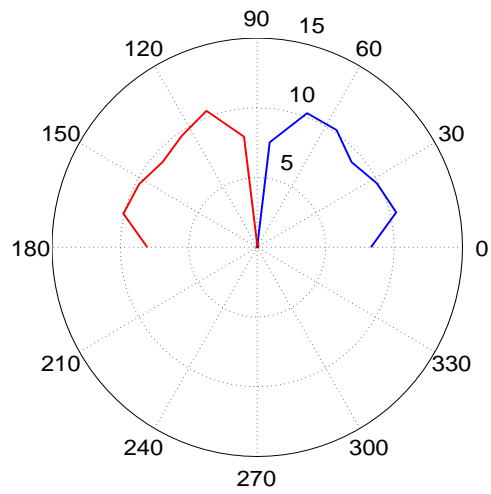


FIGURE 5.34 – Diagramme polaire de la distribution du champ focalisé dans la TREC sur deux positions opposées de l’arche de mesure, $\Phi = 0^\circ$ et $\Phi = 180^\circ$. Polarisation E_θ .

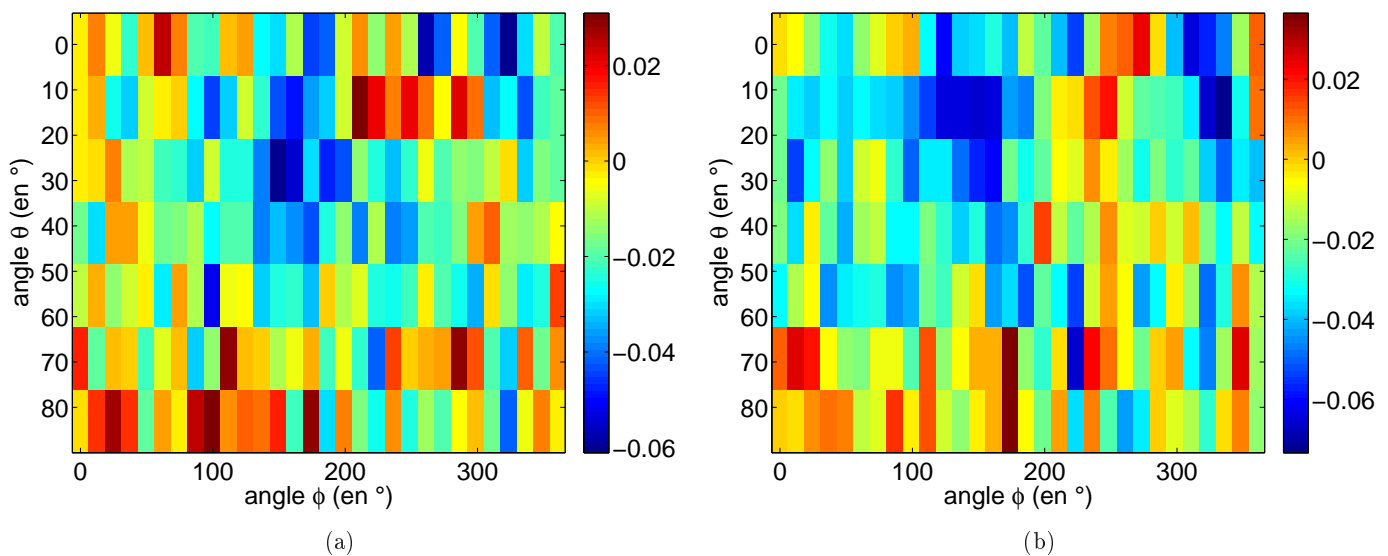


FIGURE 5.35 – (a) Distribution du champ sur les sondes de la surface de test pour les différentes positions de l’arche : cross-polarisation par rapport à la polarisation d’émission : E_θ ; (b) Distribution du champ sur les sondes de la surface de test pour les différentes positions de l’arche : cross-polarisation par rapport à la polarisation d’émission : E_ϕ .

Afin de quantifier la dispersion du taux de réjection de la polarisation croisée, nous avons calculé la valeur moyenne ainsi que l'écart-type du niveau du champ sur l'ensemble des 30 positions angulaires suivant Φ et ce ? pour chaque position angulaire suivant θ . Nous avons procédé ainsi pour les focalisations du champ en co et cross-polarisations sur la surface du volume de test Γ , dont les valeurs sont normalisées à la valeur moyenne de la co-polarisation suivant E_θ et résumées dans le tableau 5.1.

TABLE 5.1 – Distribution du niveau du champ suivant différentes directions d'incidences θ .

		θ_1	θ_2	θ_3	θ_4	θ_5	θ_6	θ_7	θ_{moy}
Cop θ	μ	0,84	1,09	1,03	1,01	1,08	1,11	0,84	1,00
	σ	0,14	0,13	0,06	0,04	0,04	0,04	0,03	0,07
	σ/μ	0,17	0,12	0,06	0,04	0,04	0,03	0,04	0,07
Cop Φ	μ	0,74	0,82	0,47	0,62	0,48	0,57	0,58	0,61
	σ	0,04	0,04	0,02	0,04	0,03	0,03	0,03	0,03
	σ/μ	0,06	0,05	0,05	0,06	0,07	0,06	0,05	0,06
Crossp θ	σ	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03	0,02
	σ/μ	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03	0,02
Crossp Φ	σ	0,02	0,02	0,02	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
	σ/μ	0,02	0,02	0,03	0,02	0,03	0,04	0,04	0,03

Nous observons que, dans l'ensemble, la dispersion normalisée σ/μ est plus importante lors de la focalisation co-polarisée mais reste toutefois inférieure à 10% alors que pour la focalisation en polarisation croisée, nous sommes inférieur à 3% en prenant comme valeur moyenne celle du champ co-polarisé.

Nous nous intéressons, dans le paragraphe suivant, à l'influence du nombre d'antennes du MRT sur le taux de réjection de la polarisation croisée. Les résultats sont représentés sur les figures 5.36(a) et 5.36(b).

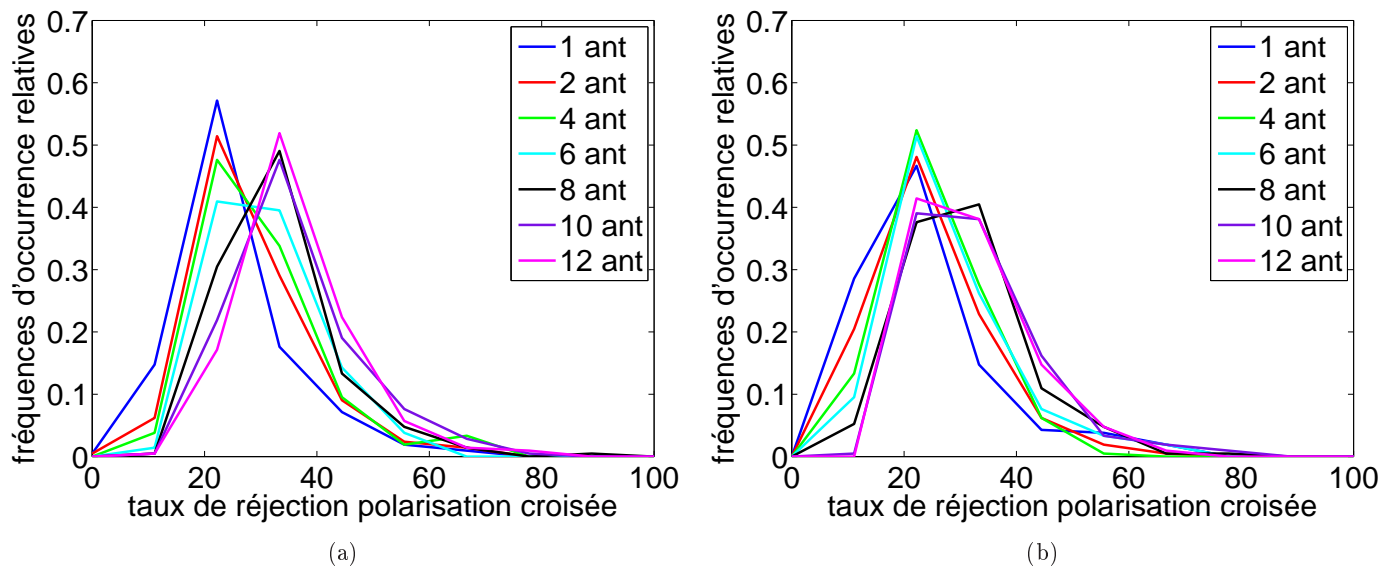


FIGURE 5.36 – (a) Influence du nombre d'antennes sur le taux de réjection de polarisation croisée (en décibels) : polarisation E_θ ; (b) Influence du nombre d'antennes sur le taux de réjection de polarisation croisée (en décibels) : polarisation E_ϕ .

Nous observons deux valeurs moyennes qui se dégagent : pour la polarisation E_θ , si le nombre d'antennes du MRT est inférieur à 6, nous trouvons une valeur moyenne du taux de rejection de 22 dB et 33 dB si nous utilisons au moins 8 antennes. Pour la polarisation E_Φ , nous obtenons également 22 dB si le nombre d'antennes est inférieur à 6 mais 28 dB s'il est supérieur à ce nombre.

Afin d'estimer la probabilité d'obtenir un certain taux de réjection de polarisation croisée, nous avons calculé les fonctions de distributions cumulatives des polarisations E_θ et E_Φ en fixant le nombre d'antennes du MRT à 12 et en calculant ce taux pour chacune des 210 positions sur Γ . Le résultat est illustré par la figure 5.37.

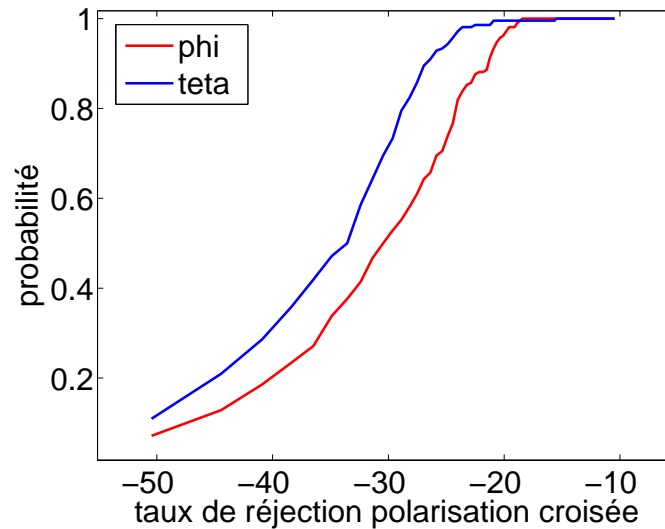


FIGURE 5.37 – Fonctions de distributions cumulatives des polarisations E_θ et E_Φ (en dB)

La valeur au 90^e centil est respectivement : -27 dB pour la polarisation E_θ et -21.5 dB pour la polarisation E_Φ . De même, la valeur au 50^e centil est respectivement : -33.6 dB pour la polarisation E_θ et -30.5 dB pour la polarisation E_Φ .

Ce résultat est remarquable, car il montre que malgré l'utilisation d'antennes imprimées de faibles coûts dont le taux de réjection de polarisation croisée en espace libre est d'une dizaine de décibels, nous arrivons paradoxalement à obtenir des niveaux très intéressants de l'ordre d'une trentaine de décibels avec la TREC grâce aux propriétés de dé-polarisation des chambres réverbérantes [48].

Nous pouvons toutefois souligner le fait que nous obtenons un résultat différent suivant la polarisation qui a été principalement rayonnée alors que normalement nous devrions obtenir le même taux de réjection de polarisations croisées indépendamment de celle choisie pour un même couple de polarisations orthogonales. A nouveau, ceci est dû à l'orientation de la sonde, suivant sa position sur la surface du volume de test, par rapport à celle des antennes du MRT. Nous constatons ainsi sur tous les résultats de mesures un taux de réjection plus important lorsque la polarisation rayonnée est E_θ en raison de la transmission du champ plus importante sur les directions proches du pôle.

Enfin, nous nous sommes intéressés à l'influence de la bande passantes B_T sur le taux de réjection de la polarisation croisée. Nous avons fixé le nombre d'antennes à 12 puis nous avons fait varier BT de 200 KHz à 500 MHz avec un pas de 5 MHz. Les résultats présentés sur les figures 5.38(a) et 5.38(b) correspondent à une seule réalisation de focalisation sur une position de l'arche de mesure suivant $\Phi = 60^\circ$ et non pas à une valeur moyenne sur l'ensemble des positions mais la même tendance a été vérifiée sur d'autres positions.

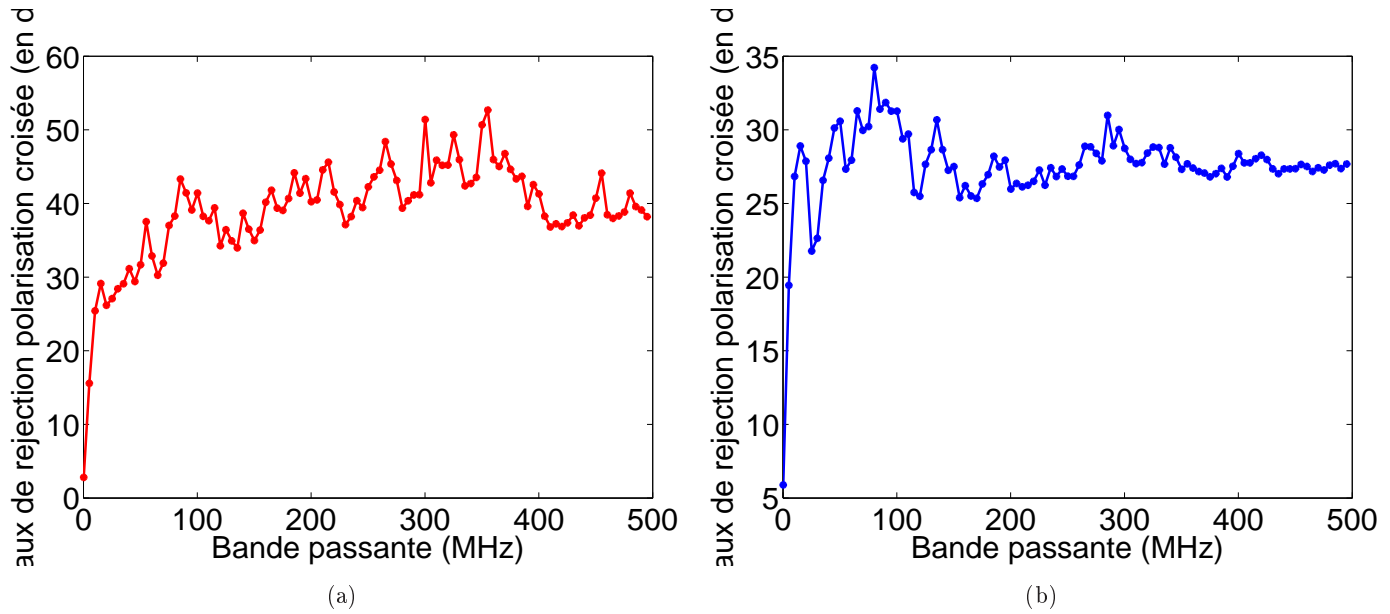


FIGURE 5.38 – (a) Influence de la bande passante sur le taux de rejet de polarisation croisée : polarisation $E\theta$; (b) Influence de la bande passante sur le taux de rejet de polarisation croisée : polarisation $E\phi$.

Nous constatons que rapidement, dès 50 MHz, le taux de rejet sature vers la valeur médiane, correspondant au 50^e centile. Nous observons le même phénomène dans les différents tests de tolérance au déplacement d'un objet sous test de la TREC.

5.2.1.6 Contrôle de l'évolution temporelle du front d'onde

Afin de vérifier la propagation du front d'onde dans la TREC, nous avons mesuré les fonctions de transfert suivant les 3 polarisations cartésiennes du champ électrique sur le moniteur planaire \mathfrak{P} décrit au début de ce chapitre. Nous avons alors utilisé les relations de l'équation (5.8) pour calculer et exprimer le champ dans le système de coordonnées sphériques :

$$\begin{pmatrix} S_r \\ S_\theta \\ S_\Phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\theta)\cos(\Phi) & \sin(\theta)\sin(\Phi) & \cos(\theta) \\ \cos(\theta)\cos(\Phi) & \cos(\theta)\sin(\Phi) & -\sin(\theta) \\ -\sin(\Phi) & \cos(\Phi) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

avec θ et Φ la position angulaire de la sonde de champ sur le moniteur planaire, et dont la valeur est nulle au centre de ce dernier. Les quantités S_r , S_θ et S_Φ correspondent au champ électrique focalisé dans la TREC sur le moniteur planaire suivant les polarisations E_r , E_θ et E_Φ . Les quantités S_x , S_y et S_z correspondent au champ électrique focalisé dans la TREC sur le moniteur planaire suivant les polarisations cartésiennes E_x , E_y et E_z lorsque le front d'onde a été excité suivant l'une des deux polarisations tangentielles à la surface du volume de test Γ , E_θ ou E_Φ . Pour ce faire, nous avons fait rayonner virtuellement les dipôles élémentaires sur une position de l'arche de mesure alignée avec le moniteur planaire de manière à obtenir les signaux de synthèse du champ électrique suivant l'une des deux polarisations qui nous intéressent.

Nous avons représenté, sur les figures 5.39 et 5.40, la distribution spatiale d'un front d'onde cohérent se focalisant vers le centre du volume test. La position de l'hémisphère Γ est symbolisée par un arc de cercle de couleur blanche et le champ est observé à l'instant de focalisation sur celle-ci. La co-polarisation à la polarisation dominante du front d'onde généré dans la TREC ainsi que les deux polarisations croisées dans le repère sphérique sont représentées sur ces figures.

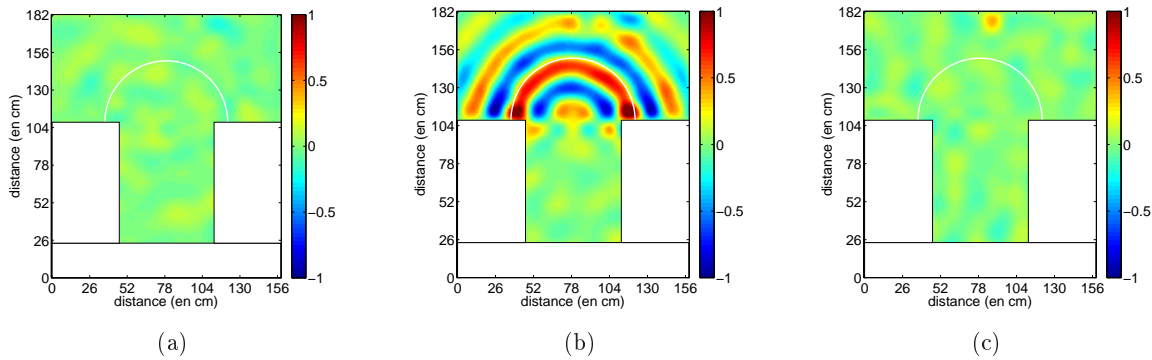


FIGURE 5.39 – Distribution spatiale du champ sur \mathfrak{B} à l’instant de focalisation : la polarisation excitée est E_Φ . (a) Distribution suivant la polarisation E_r ; (b) Distribution suivant la polarisation E_Φ ; (c) Distribution suivant la polarisation E_θ .

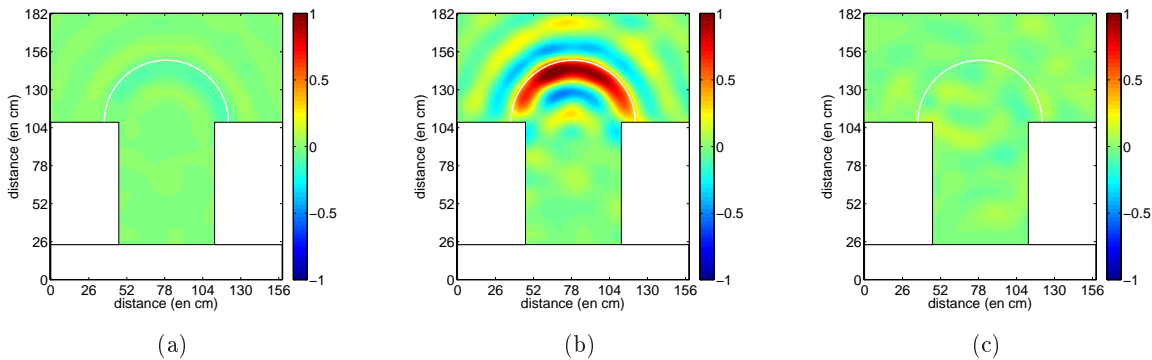


FIGURE 5.40 – Distribution spatiale du champ sur \mathfrak{B} à l’instant de focalisation : la polarisation excitée est E_θ . (a) Distribution suivant la polarisation E_r ; (b) Distribution suivant la polarisation E_θ ; (c) Distribution suivant la polarisation E_Φ .

Nous observons bien une amplitude beaucoup plus faible sur les polarisations croisées qui démontre à nouveau que nous pouvons contrôler la polarisation du champ dans la TREC. Nous remarquons également que le résultat est meilleur pour la polarisation E_θ que pour E_Φ . Ce résultat rejoint ce que nous avons constaté précédemment sur le SNR spatial Υ et le taux de réjection de la polarisation croisée, conséquence du couplage direct des antennes du MRT avec E_Φ sur les directions proches de l'équateur.

Aussi, afin de vérifier les conditions de propagation en espace libre et la focalisation du front d'onde jusqu'au centre du volume de test, nous avons représenté sur les figures 5.41 et 5.42 la distribution spatiale du champ sur le moniteur planaire à différents instants. Le pas temporel entre ces différentes coupes est de 1.33 ns , soit une distance de 40 cm entre deux positions du front. Le pas d'échantillonnage spatial sur le moniteur est de $0.41\lambda_{min}$, avec λ_{min} la longueur d'onde associée à la fréquence maximale $f_{max} = 1.35 \text{ GHz}$ du signal d'excitation des antennes $X(f)$.

Nous observons ici un transitoire dans lequel le champ est incohérent et correspond aux multiples réflexions sur les parois. Puis, après une dernière réflexion, le champ cohérent synthétisé se forme et se propage vers le centre du volume de test avant de diverger à nouveau et de se propager vers le bas de la chambre.

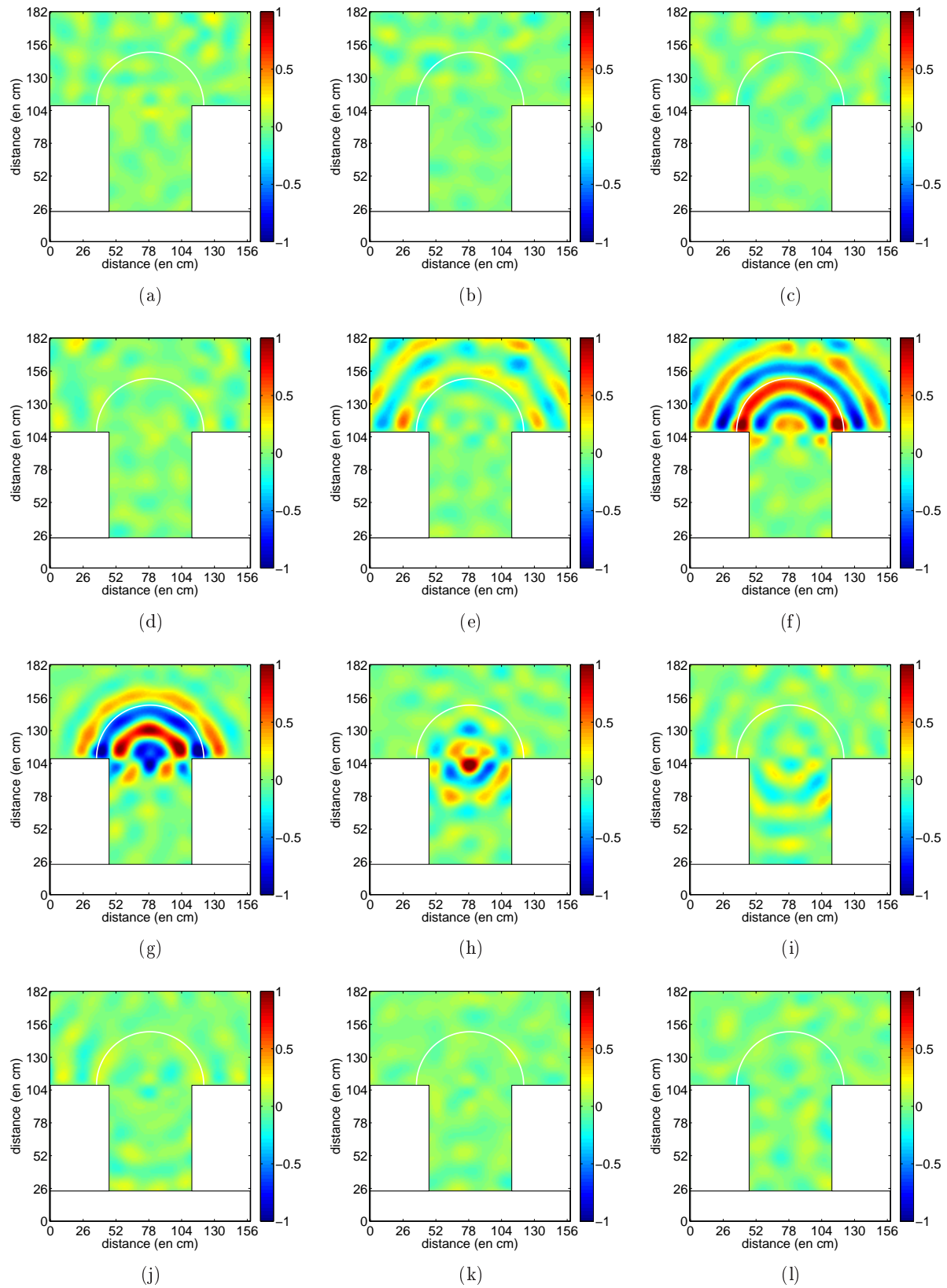


FIGURE 5.41 – Distribution spatiale du champ sur Υ à différents instants autour de celui de la focalisation : la polarisation excitée est E_{Φ} .

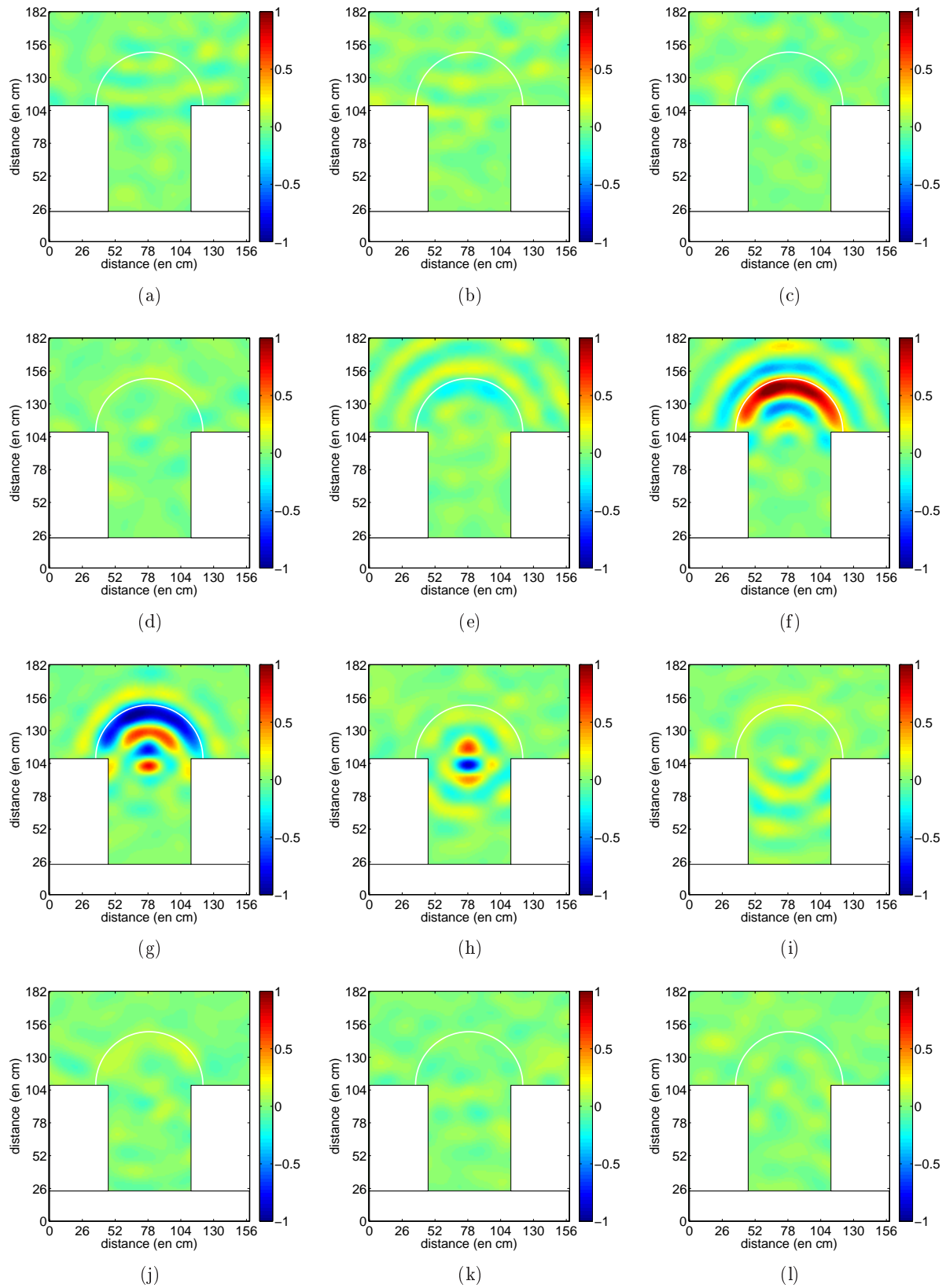


FIGURE 5.42 – Distribution spatiale du champ sur Υ à différents instants autour de celui de la focalisation : la polarisation excitée est E_θ .

5.2.2 Étude de la robustesse du système

L'intérêt de proposer un moyen de test d'agression électromagnétique efficace et précis, est particulièrement intéressant dans le cadre de test de susceptibilité sur des objets métalliques génériques, c'est-à-dire que la forme du boîtier du blindage reste quasi identique alors que son électronique interne change. Nous allons par conséquent étudier la tolérance de notre système à l'introduction d'un objet sous test et à son positionnement dans le volume de test.

Nous ne sommes plus dans un scénario statique où la caractérisation du milieu pour obtenir les signaux de synthèse du champ se fait en présence de l'objet. Ceci permet une plus grande flexibilité pour les tests sur les objets génériques mais au détriment d'une dégradation sur les performances de la TREC que nous allons analyser dans cette partie du chapitre.

Nous avons utilisé un boîtier de blindage de faibles dimensions, $17\text{ cm} \times 30\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ ou encore $0.62\lambda_{f_c} \times 1.1\lambda_{f_c} \times 0.22\lambda_{f_c}$, avec λ_{f_c} la longueur d'onde associée à la fréquence centrale de $X(f)$. Nous avons effectué une mesure des fonctions de transfert sur la surface Γ du volume de test en présence de l'objet puis nous l'avons réitéré pour chaque déplacement de ce dernier sur une distance allant de 0 à λ_{f_c} avec un pas de $\lambda_{f_c}/4$ afin d'analyser l'influence de cette modification sur les performances de la TREC.

Nous allons présenter les principaux résultats en se limitant aux observables suivant : le SNR d'énergie Λ , le SNR de pic Λ_p , le SNR spatial Υ , et taux de réjection de la polarisation croisée. Un tableau comparatif des différentes configurations de test de la TREC sera décrit à la fin de ce chapitre.

5.2.2.1 Introduction de pertes

Nous avons introduit un bloc d'absorbants, visible sur la figure 5.43, utilisé communément dans les chambres anéchoïques, afin d'émuler la charge de la chambre réverbérante par un objet non métallique et de pourvoir observer, par la même occasion, l'influence de la dégradation du coefficient de qualité du milieu réverbérant sur les performances de la TREC.

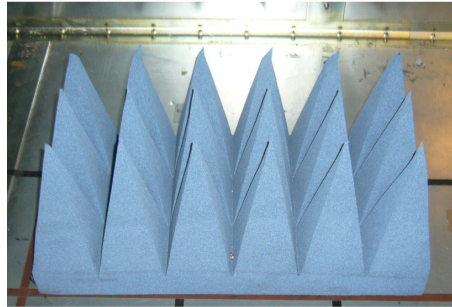


FIGURE 5.43 – Photographie du bloc d'absorbants utilisé pour charger la chambre réverbérante.

Le coefficient de qualité de la chambre diminue fortement et passe de $Q = 10000$ pour le cas où la TREC est vide mais en présence des 12 antennes du MRT et des supports de polystyrène, à $Q = 3300$ en présence de ce bloc d'absorbants. A nouveau, l'estimation du coefficient de qualité est faite à partir de la décroissance de la réponse impulsionnelle de la chambre et présente une forte incertitude.

Nous allons comparer les performances de la TREC en présence d'un absorbant avec la configuration où celle-ci est vide, décrite au début de ce chapitre. Nous avons représenté respectivement sur les figures 5.44(a) et 5.44(b) la distribution du SNR d'énergie Λ pour 1260 points de mesure sur la surface du volume de test Γ et l'évolution du SNR de pic Λ_p en fonction de la bande passante B_T du signal d'excitation de la TREC $X(f)$ lors de la phase de caractérisation

des fonctions de transfert. Sont étudiées les deux polarisations tangentielles à Γ pour les deux coefficients de qualité différents.

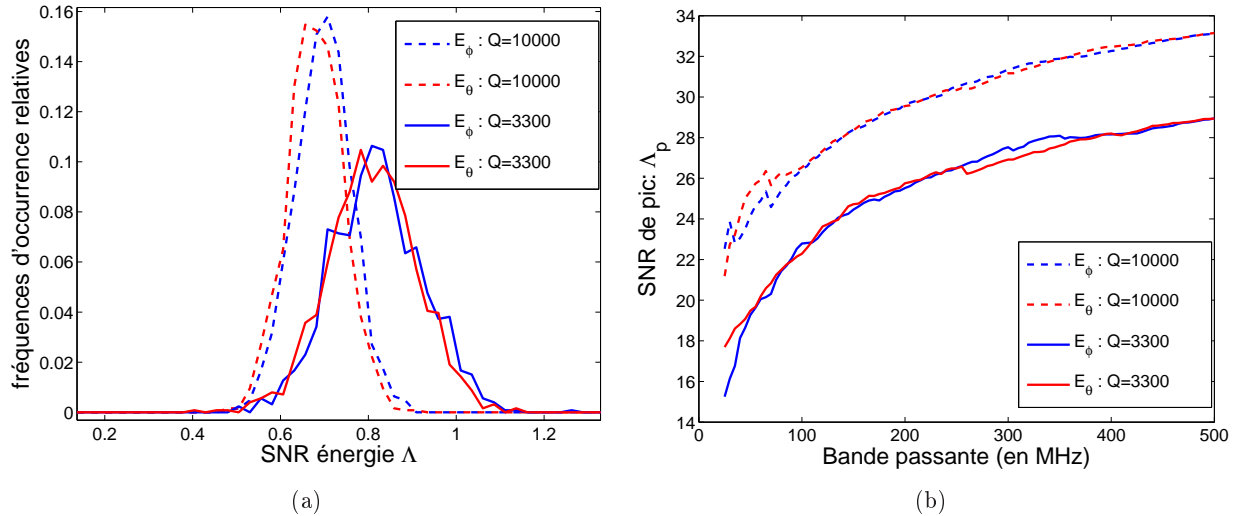


FIGURE 5.44 – (a) Influence du coefficient de qualité sur le SNR Λ ; (b) Influence du coefficient de qualité sur le SNR de pic Λ_p .

Nous observons que la valeur moyenne de Λ augmente avec la diminution du coefficient de qualité de la chambre. Ce résultat converge avec celui de [50] où nous observons le même phénomène. En effet, nous avons vu précédemment, que la valeur moyenne de Λ (5.1), p. 134, est caractérisée par le rapport B_T/B_M avec B_M la bande passante moyenne des modes de résonance sur la bande passante considérée et qui est inversement proportionnelle à Q . Ainsi, lorsque Q diminue, $E[\Lambda]$ augmente en tendant vers 1. De même, d'après (5.5), p. 138, la valeur maximale de Λ_p est directement proportionnelle à Q et va donc diminuer en présence de l'absorbant dans la TREC. Nous observons une diminution de 4 dB entre les deux configurations de la TREC.

Nous avons également étudié l'influence de la charge de la chambre sur la dispersion du SNR spatial Υ en fonction du nombre d'antennes du MRT utilisées simultanément et de leurs combinaisons. Le résultat est représenté pour la polarisation E_θ sur les figures 5.45(a) et 5.45(b).

Nous remarquons que la valeur du Υ est presque 1,5 fois plus faible en présence des fortes pertes induites par le bloc d'absorbants. De plus, nous constatons également une dispersion jusqu'à trois fois plus importante des valeurs du SNR spatial autour de la valeur moyenne, représentée par la courbe bleue.

Le même résultat est représenté pour la polarisation E_Φ sur les figures 5.46(a) et 5.46(b). Nous observons un impact beaucoup moins important du coefficient de qualité sur la valeur du SNR spatial et sa dispersion lorsque le nombre d'antennes du MRT est au moins égal à 4. Nous retrouvons néanmoins une forte dispersion si ce nombre est inférieur ou égal à 3.

Puis, nous nous sommes intéressés à l'influence de la bande passante B_T sur Υ dans le cas où la chambre est chargée par rapport à la configuration de la TREC vide, représentée sur le graphique 5.47.

Les courbes présentent la même évolution dans le cas avec et sans absorbant. Nous pouvons noter que nous observons à nouveau une modification importante du SNR spatial pour la polarisation E_θ qui est beaucoup moins marquée pour la polarisation E_Φ . Il semblerait que la dégradation apportée par le couplage direct des antennes du MRT sur la polarisation E_Φ minimise celle de la diminution du coefficient de qualité Q . Une étude plus poussée sera nécessaire pour comprendre et essayer de prévoir ce phénomène en réalisant d'autres campagnes de mesures avec des coefficients de qualité différents.

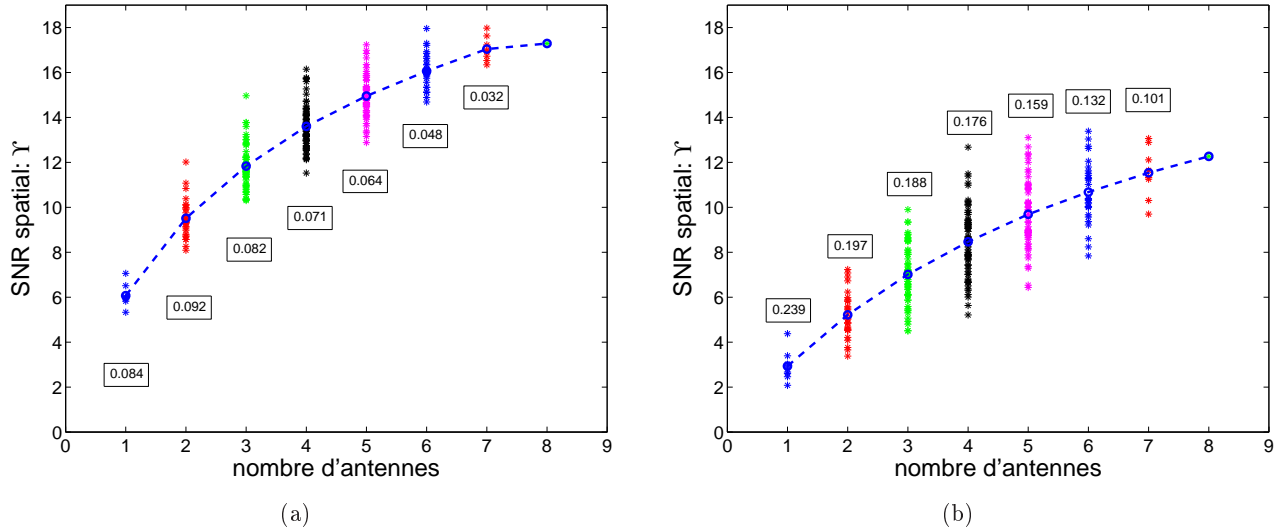


FIGURE 5.45 – (a) Influence du nombre d'antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC sans absorbants : polarisation E_θ ; (b) Influence du nombre d'antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC avec le bloc d'absorbants : polarisation E_θ .

Afin de vérifier le contrôle de la polarisation du champ dans la TREC, nous avons représenté respectivement, sur les figures 5.48(a) et 5.48(b), les fonctions de distribution cumulatives du taux de réjection de la polarisation croisée pour les deux polarisations tangentielles ainsi que l'évolution de ce taux avec la bande passante B_T . Pour ce faire, nous avons excité virtuellement une série de dipôles élémentaires sur la moitié de l'arche de mesure, elle-même positionnée suivant l'angle $\Phi = 60^\circ$, puis nous avons mesuré les champs obtenus suivant la co- et la cross-polarisation sur cette position. Nous avons ensuite modifié la bande passante du signal d'excitation. A nouveau, nous remarquons sur les CDF que la dégradation est plus marquée sur la polarisation E_θ que E_Φ avec une diminution du taux de réjection de 3.6 dB au 90^e centile pour la polarisation E_θ et de 1.7 dB pour la polarisation E_Φ . De même, pour le 50^e centile nous avons une variation de 4 dB pour la polarisation E_θ et de 1.4 dB pour la polarisation E_Φ . Les valeurs des centile 90 et 50 sont données dans la table 5.4, p. 172.

Concernant la figure 5.48(b), nous observons une diminution importante de la valeur moyenne du taux de réjection de la polarisation croisée, de l'ordre de 9 dB, pour E_θ et beaucoup plus faible, de l'ordre de 2 dB pour E_Φ lors de la présence du bloc d'absorbants.

D'une manière générale, nous pouvons affirmer que la présence de fortes pertes dégrade les performances de la TREC tout en conservant des niveaux tout à fait acceptables. En effet, une diminution du coefficient de qualité de la chambre de 2/3 nous permet tout de même d'obtenir un SNR de pic Λ_p de presque 29 dB. Le SNR spatial Υ a pour valeurs respectives 12.4 et 9 pour les polarisations E_θ et E_Φ , soit un degré de ressemblance de plus de 95% avec le modèle de propagation du front d'onde en espace libre.

Enfin, le taux de réjection de polarisation croisée est au moins égal à -20 dB au 90^e centile alors que les antennes du MRT utilisées n'ont pas de telles performances en espace libre.

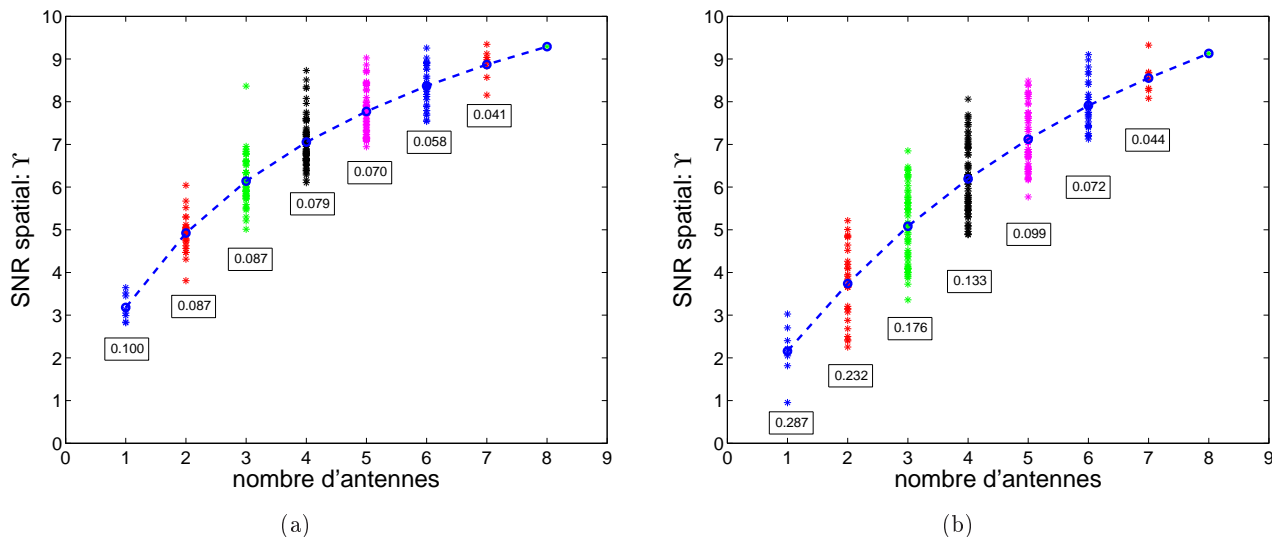


FIGURE 5.46 – (a) Influence du nombre d’antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC sans absorbants : polarisation E_Φ ; (b) Influence du nombre d’antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC avec le bloc d’absorbants : polarisation E_Φ .

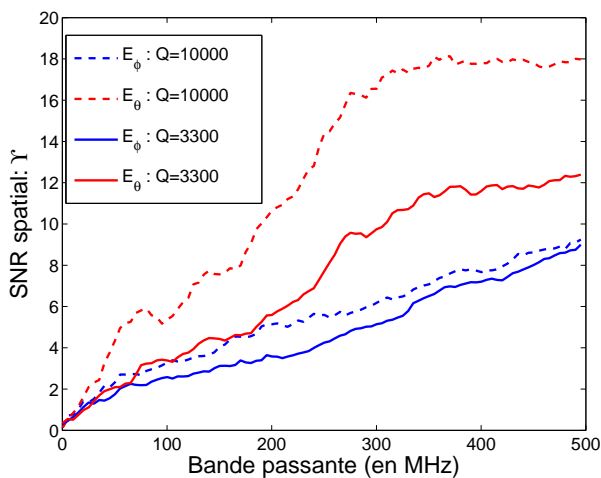


FIGURE 5.47 – Influence de la bande passante B_T sur le SNR spatiale Υ dans la configuration de la TREC avec et sans pertes.

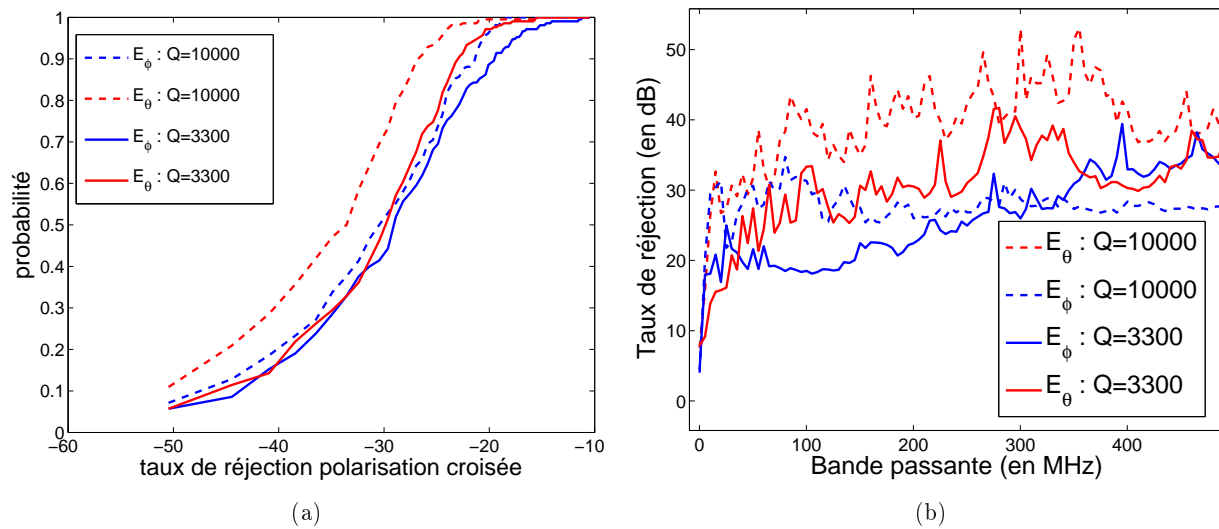
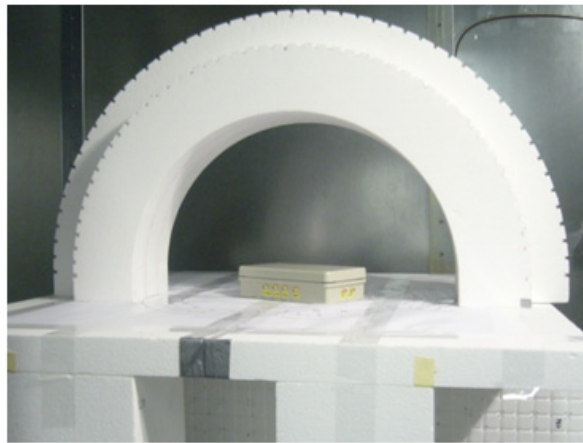


FIGURE 5.48 – (a) Fonctions de distributions cumulatives des polarisations E_θ et E_ϕ pour une configuration de la TREC avec et sans pertes. (b) Influence de la bande passante B_T sur le taux de réjection de la polarisation croisée pour une configuration de la TREC avec et sans pertes.

5.2.2.2 Introduction d'un objet sous test

L'intérêt de cette configuration est de vérifier s'il est possible d'utiliser directement la TREC lorsque la phase de caractérisation du milieu a déjà été réalisée, i.e les mesures des fonctions de transfert entre les antennes du MRT et la surface du volume de test pour pouvoir synthétiser les signaux des antennes, à condition d'utiliser des objets métalliques de dimensions relativement faibles qui ne chargent quasiment pas la chambre réverbérante comme le boîtier métallique sur la figure 5.49. Nous allons présenter la même série de résultats que pour la configuration où un bloc d'absorbants a été introduit, notre référence ici est toujours la TREC vide.



(a)

FIGURE 5.49 – Photographie de l'objet sous test, placé au centre du volume de test.

Nous avons représenté respectivement sur les figures 5.50(a) et 5.50(b) la distribution du SNR d'énergie Λ et l'évolution du SNR de pic Λ_p en fonction de la bande passante B_T pour les deux polarisations tangentielle à la surface Γ .

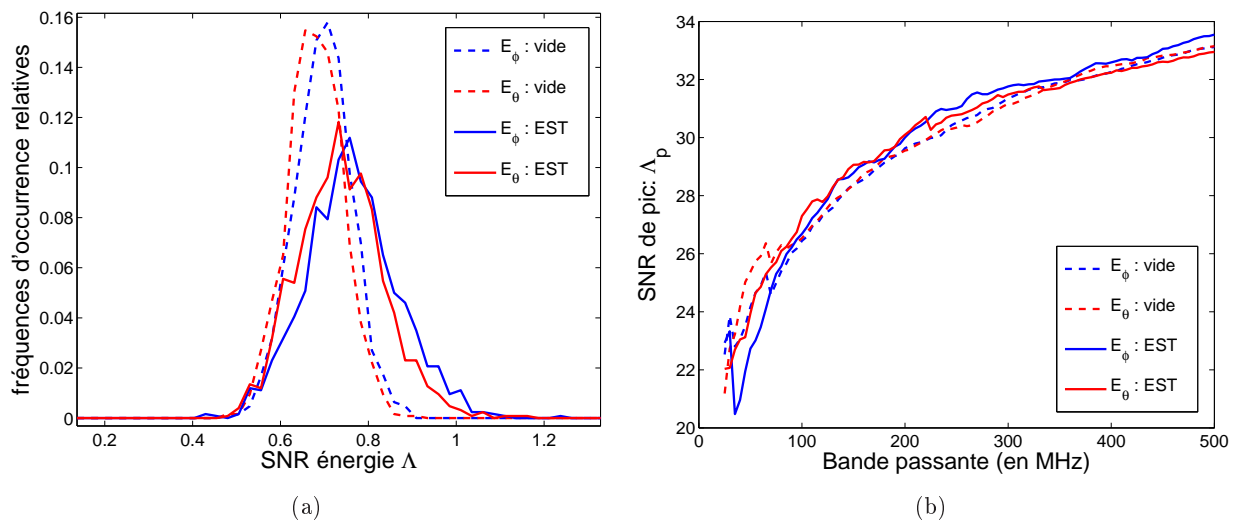


FIGURE 5.50 – (a) Influence de l'introduction de l'EST sur le SNR Λ ; (b) Influence de l'introduction de l'EST sur le SNR de pic Λ_p .

Nous observons une légère augmentation de la valeur moyenne du SNR d'énergie Λ qui varie de 0.71 à 0.75 pour la polarisation E_θ et de 0.66 à 0.73 pour E_ϕ . En effet, l'objet métallique

participe à la diffusion du champ mais ne charge pratiquement pas la chambre, donc le coefficient de qualité reste inchangé par rapport au cas où la TREC est vide. Il en va de même pour le SNR de pic Λ_p qui, comme nous pouvons le constater, ne varie pratiquement pas lors de l'introduction de l'objet.

Concernant la dispersion du SNR spatial Υ , nous avons représenté son évolution en fonction du nombre d'antennes du MRT sur les figures 5.51(a) et 5.51(b) pour la polarisation E_θ et 5.52(a), 5.52(b) pour la polarisation E_Φ . Pour E_θ , nous remarquons un résultat similaire au

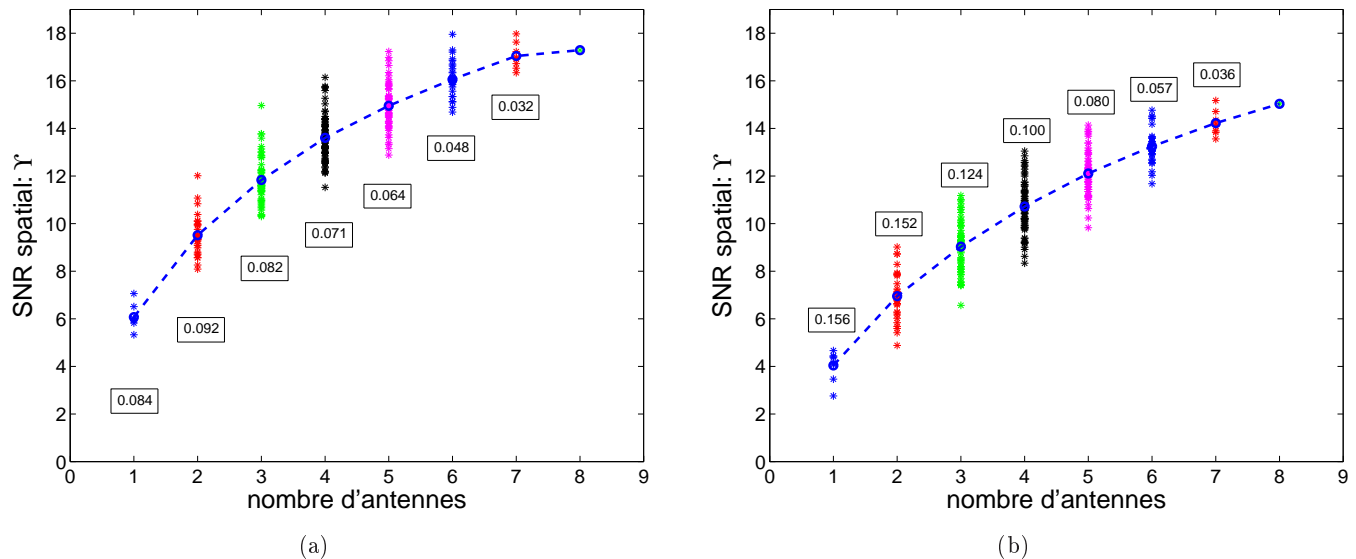


FIGURE 5.51 – (a) Influence du nombre d'antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC vide : polarisation E_θ ; (b) Influence du nombre d'antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC avec l'EST : polarisation E_θ .

cas de la TREC vide avec une valeur légèrement moins élevée. Ainsi, les dispersions normalisées des valeurs de Υ , pour un nombre d'antennes fixées, sont du même ordre de grandeur.

Pour E_Φ , bien que le niveau absolu du SNR spatial soit sensiblement le même que dans la chambre non chargée, nous observons une dispersion deux fois plus importante, probablement due à l'orientation coplanaire de l'EST avec E_Φ .

Nous avons également représenté sur la figure 5.53, l'évolution de Υ avec la bande passante B_T pour les deux polarisations considérées. Comme nous l'avons observé dans le paragraphe précédent, la différence entre ces deux configurations de la TREC est plus marquée pour la polarisation E_θ que E_Φ . Il faut toutefois remarquer que cette dégradation du SNR spatial est moins importante que dans le cas des pertes.

Finalement, nous avons étudié le taux de réjection de la polarisation croisée dans les mêmes conditions que celles décrites précédemment. Nous pouvons observer sur les figures 5.54(a) et 5.54(b), les fonctions de distribution cumulatives du taux de réjection de la polarisation croisée pour les deux polarisations tangentielles ainsi que l'évolution de ce taux avec la bande passante B_T .

Nous remarquons cette fois que la dégradation sur les CDF est plus marquée sur la polarisation E_θ que E_Φ , contrairement au cas avec les pertes, avec une diminution du taux de réjection au 90^e centile de 3.9 dB pour la polarisation E_θ et de 4.9 dB pour la polarisation E_Φ . De même, pour le 50^e centile nous avons une variation de : 3.6 dB pour la polarisation E_θ et de 6 dB pour la polarisation E_Φ . Les valeurs des centile 90 et 50 sont données dans la table 5.4, p. 172.

Concernant la figure 5.54(b), nous observons une diminution de la valeur moyenne du taux de

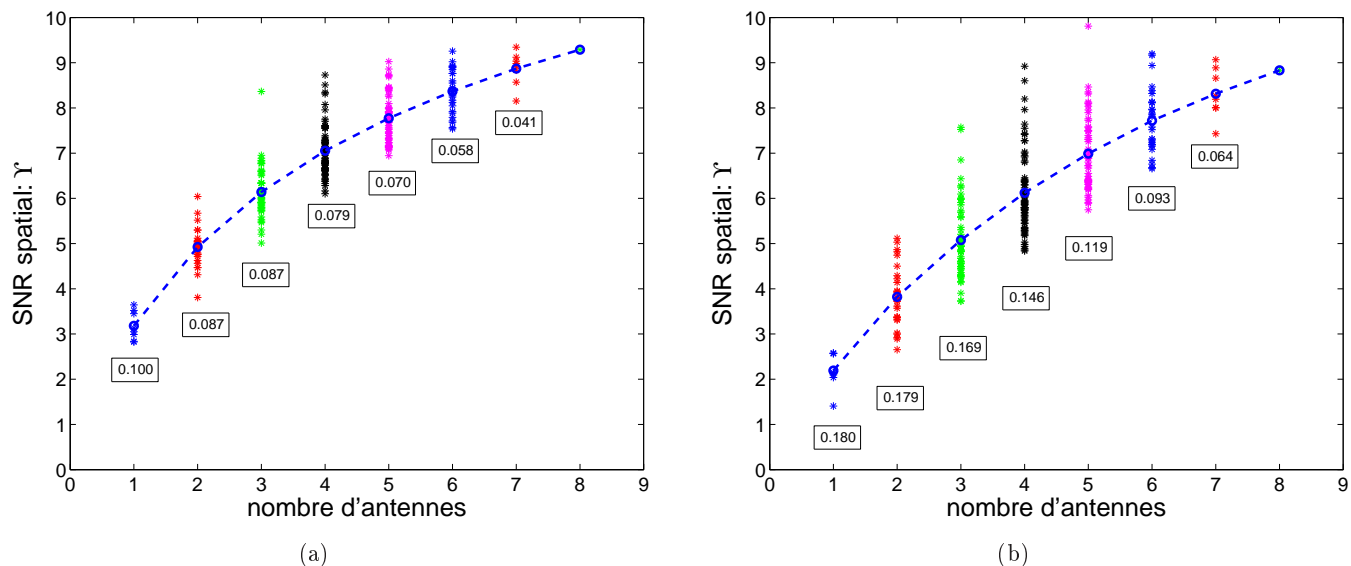


FIGURE 5.52 – (a) Influence du nombre d’antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC vide : polarisation E_Φ ; (b) Influence du nombre d’antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC avec l’EST : polarisation E_Φ .

réjection de la polarisation croisée importante, de 7.4 dB, pour E_θ et du même ordre de grandeur, 7 dB pour E_Φ , lors de l’introduction de l’objet métallique.

Nous voyons par ces résultats qu’il est tout à fait envisageable de recycler une caractérisation des fonctions de transfert dans la TREC sans objets puis d’introduire ces derniers, sans avoir besoin de réitérer la phase de caractérisation. Ceci n’est valable que pour le cas d’objet faiblement diffuseur et ne présentant pratiquement pas de pertes.

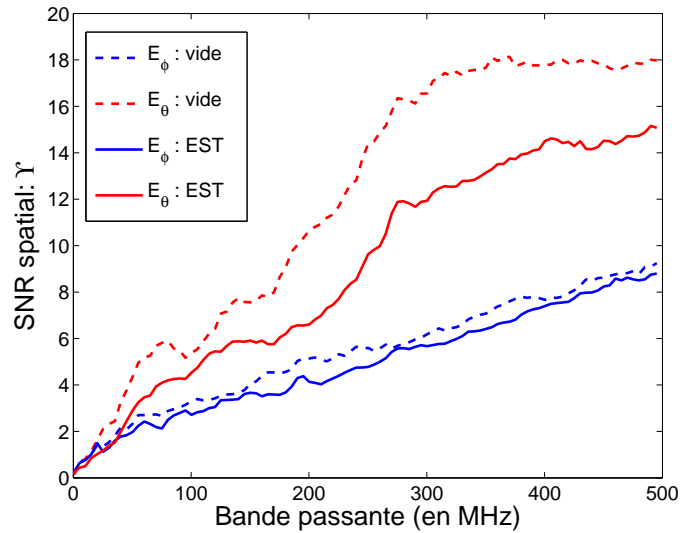


FIGURE 5.53 – Influence de la bande passante B_T sur le SNR spatial Υ dans la configuration de la TREC avec et sans EST.

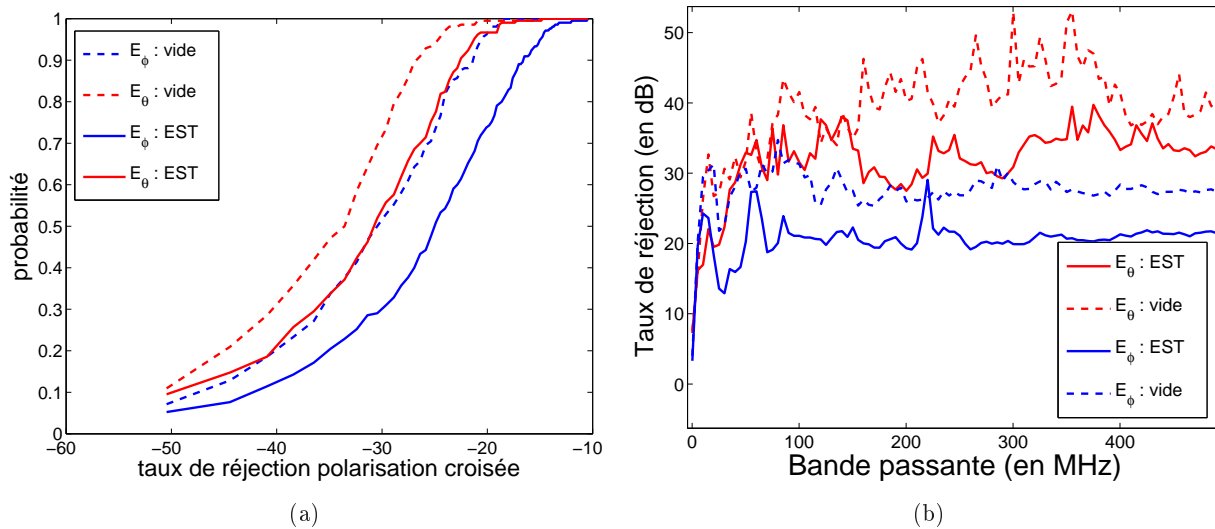


FIGURE 5.54 – (a) Fonctions de distributions cumulatives des polarisations E_θ et E_ϕ pour une configuration de la TREC avec et sans EST ; (b) Influence de la bande passante B_T sur le taux de réjection de la polarisation croisée pour une configuration de la TREC avec et sans EST.

5.2.2.3 Tolérance du système au déplacement de l'objet sous test

Nous souhaitons observer la dégradation des performances de la TREC lorsque la position de l'objet sous test n'est pas statique entre la phase de caractérisation du milieu de propagation et la phase de génération du champ avec les signaux de synthèse. Nous allons prendre cette fois comme référence la caractérisation de la TREC en présence de l'objet sous test, i.e., en configuration statique. Ensuite nous allons déplacer ce dernier sur une distance allant de 0 à λ_{fc} avec un pas de $\lambda_{fc}/4$ pendant la phase de test de l'objet. Nous pouvons observer les différentes positions de l'EST sur la figure 5.55.

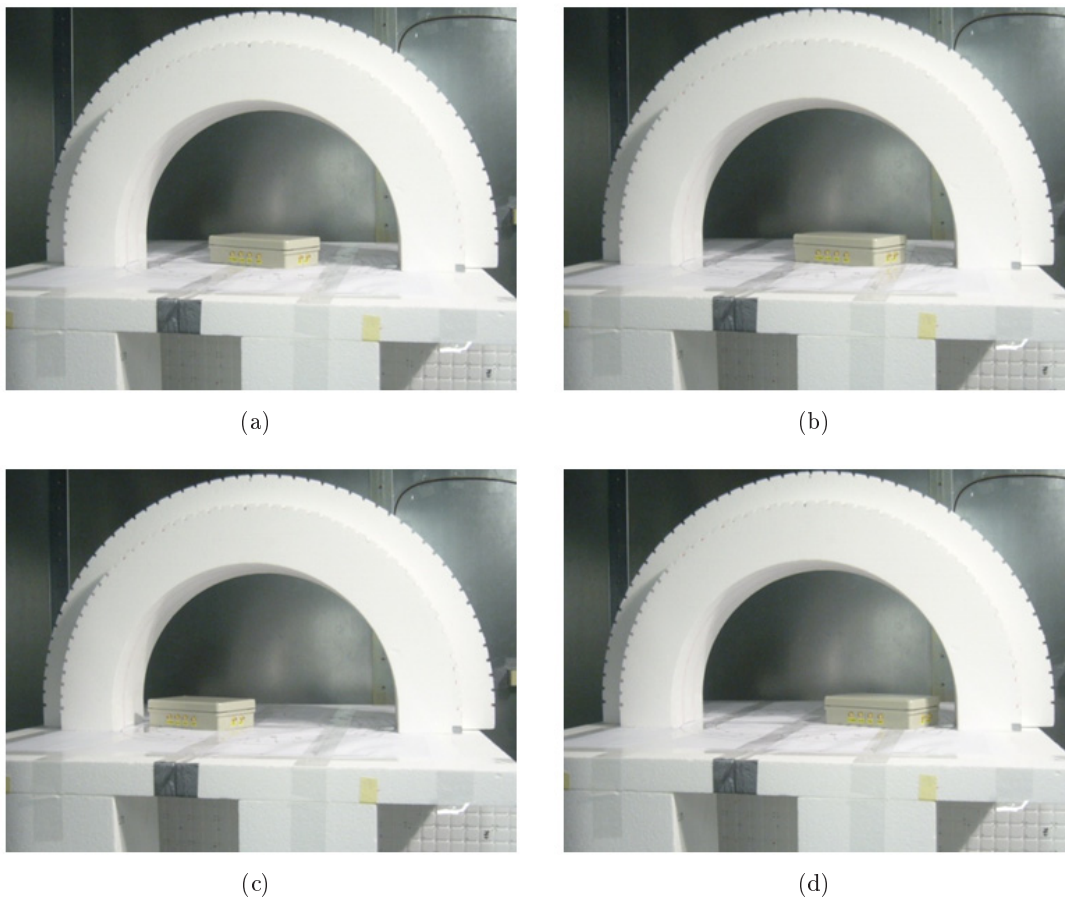


FIGURE 5.55 – Emplacement de l'EST dans le volume de test de la TREC. (a) L'EST est au centre du volume de test ; (b) L'EST est déplacé horizontalement suivant \mathbf{Ox} d'une distance de $\lambda_{fc}/4$; (c) L'EST est déplacé horizontalement suivant \mathbf{Ox} d'une distance de $-\lambda_{fc}/2$; (d) L'EST est déplacé horizontalement suivant \mathbf{Ox} d'une distance de $\lambda_{fc}/2$.

Les fonctions de transfert correspondant à chaque configuration sont alors combinées de manière à obtenir les 4 distances de 0 à λ_{fc} .

En effet, un premier jeu de données est utilisé pour obtenir les signaux de synthèse du champ en présence de l'objet à l'une des 4 positions de la figure 5.55 alors que le second jeu de données correspond aux fonctions de transfert lorsque l'EST a été déplacé à la position voulue. Nous pouvons ainsi observer la tolérance de la TREC au déplacement de l'EST et analyser son influence sur les performances de notre moyen de test.

Nous avons représenté, respectivement sur les figures 5.56(a) et 5.56(b), la distribution du SNR d'énergie Λ et l'évolution du SNR de pic Λ_p en fonction de la bande passante B_T pour

la polarisation E_θ . Les résultats pour la polarisation E_Φ sont résumés dans la table 5.4. Le cas

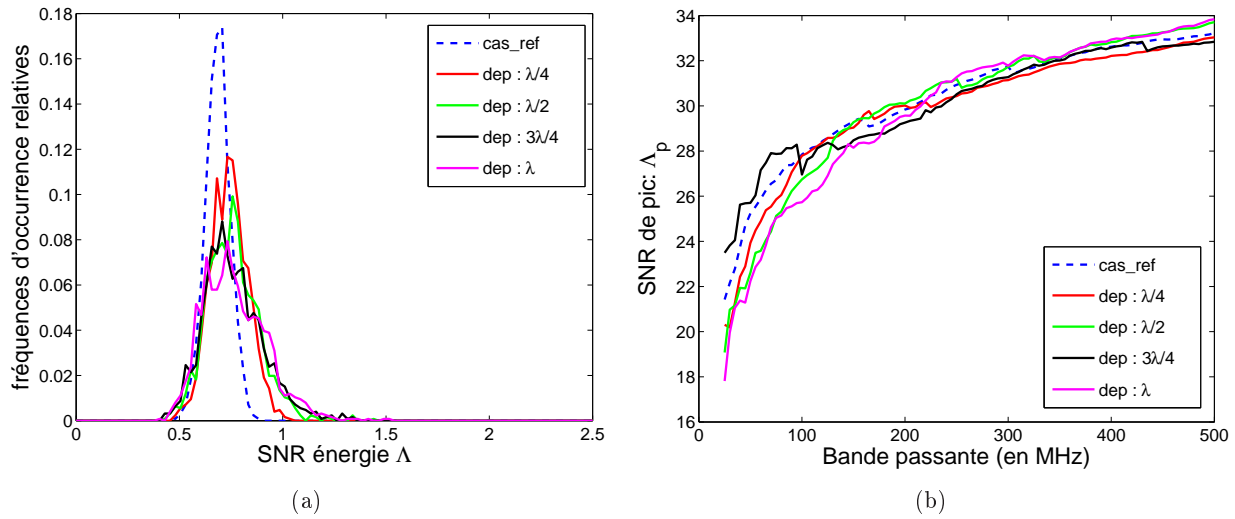


FIGURE 5.56 – (a) Influence du déplacement de l'EST sur le SNR Λ ; (b) Influence du déplacement de l'EST sur le SNR de pic Λ_p .

de référence considéré dans notre étude correspond à la configuration statique où la TREC est caractérisée en présence de l'EST au centre du volume de test et la bande passante considérée est de 425 MHz. Nous constatons que nous retrouvons la même valeur moyenne pour le cas de référence que celle de la chambre vide.

En effet, la valeur de Q ne change pas avec le déplacement de l'EST. Notons que ce déplacement a une faible influence sur la valeur moyenne du SNR d'énergie car son niveau passe de 0.68 à 0.75 mais nous remarquons que l'écart-type des valeurs de Λ augmente avec la distance du déplacement.

Nous observons également que le SNR de pic Λ_p n'est pas modifié par le déplacement de l'EST dès que la bande passante B_T dépasse 100 MHz.

Nous avons résumé, dans les tables 5.2 et 5.3, la dispersion du SNR spatial Υ pour les deux polarisations E_θ et E_Φ en fonction du nombre d'antennes du MRT pour chaque configuration de la TREC étudiée dans cette section du chapitre. La bande passante utilisée est $B_T = 500$ MHz.

Nous constatons sur ces tableaux que pour les deux polarisations, la dispersion double lorsque l'objet est déplacé mais que celle-ci reste du même ordre de grandeur lorsque la distance de déplacement considérée augmente. Ainsi, pour un nombre d'antennes supérieur à 4, nous avons une dispersion inférieure à 10%.

Il faut souligner le fait que Υ est meilleur dans le cas d'une configuration statique avec l'objet au centre que dans le cas de la chambre vide. Ceci est probablement dû au fait que l'objet métallique va contribuer à diffuser le champ pendant la phase de caractérisation des fonction de transfert et va donc contribuer à avoir plus d'échos. Cette hypothèse nécessite de faire plus de tests avec des objets de formes différentes avant d'être confirmée ou infirmée.

Nous remarquons également qu'en valeur absolue, la valeur de Υ se dégrade au fur et à mesure que la distance augmente jusqu'à diminuer 2.5 fois pour la polarisation E_θ et 4 fois pour E_Φ lorsque nous nous éloignons d'une distance λ_{fc} .

Nous avons également étudié l'influence de la bande passante sur la valeur du SNR spatial, représentée sur la figure 5.57(a). Nous observons une diminution conséquente lors du déplacement de l'EST d'une distance égale à $\lambda_{fc}/4$ puis une diminution beaucoup plus lente de Υ au delà de $\lambda_{fc}/4$ et ce, pour les deux polarisations E_θ et E_Φ . Rappelons tout de même que le calcul de Υ à

TABLE 5.2 – Dispersion du SNR Υ en fonction de N_a : polarisation E_θ .

Configuration		1 ant	2 ant	3 ant	4 ant	5 ant	6 ant	7 ant	8 ant
EST au centre	μ	7,94	12,47	15,47	17,48	18,91	19,93	20,67	21,35
	σ	1,15	1,13	1,07	0,96	0,85	0,70	0,54	
	σ/μ	0,15	0,09	0,07	0,06	0,05	0,04	0,03	
Depl : $\lambda/4$	μ	4,46	7,39	9,53	11,26	12,66	13,83	14,80	15,62
	σ	0,84	1,37	1,45	1,35	1,20	1,05	0,83	
	σ/μ	0,19	0,19	0,15	0,12	0,10	0,08	0,06	
Depl : $\lambda/2$	μ	2,74	4,71	6,30	7,60	8,70	9,60	10,38	11,06
	σ	0,62	0,77	0,77	0,72	0,67	0,59	0,45	
	σ/μ	0,23	0,16	0,12	0,10	0,08	0,06	0,04	
Depl : $3\lambda/4$	μ	2,25	3,95	5,25	6,25	7,13	7,89	8,57	9,16
	σ	0,56	0,74	0,88	0,86	0,79	0,64	0,50	
	σ/μ	0,25	0,19	0,17	0,14	0,11	0,08	0,06	
Depl : λ	μ	2,14	3,57	4,70	5,69	6,55	7,30	8,00	8,57
	σ	0,65	0,72	0,77	0,77	0,68	0,52	0,34	
	σ/μ	0,30	0,20	0,16	0,14	0,10	0,07	0,04	

TABLE 5.3 – Dispersion du SNR Υ en fonction de N_a : polarisation E_Φ .

Configuration		1 ant	2 ant	3 ant	4 ant	5 ant	6 ant	7 ant	8 ant
EST au centre	μ	5,38	8,96	11,43	13,27	14,78	16,14	17,48	18,64
	σ	0,86	0,99	1,02	1,01	0,99	0,90	0,70	
	σ/μ	0,16	0,11	0,09	0,08	0,07	0,06	0,04	
Depl : $\lambda/4$	μ	2,76	4,76	6,32	7,57	8,60	9,44	10,16	10,79
	σ	0,86	0,99	1,00	0,98	0,90	0,80	0,64	
	σ/μ	0,31	0,21	0,16	0,13	0,11	0,09	0,06	
Depl : $\lambda/2$	μ	1,61	2,80	3,76	4,57	5,25	5,83	6,32	6,76
	σ	0,48	0,63	0,70	0,71	0,67	0,58	0,43	
	σ/μ	0,30	0,23	0,19	0,16	0,13	0,10	0,07	
Depl : $3\lambda/4$	μ	1,50	2,55	3,36	4,00	4,52	4,95	5,31	5,62
	σ	0,42	0,48	0,47	0,43	0,37	0,30	0,21	
	σ/μ	0,28	0,19	0,14	0,11	0,08	0,06	0,04	
Depl : λ	μ	1,23	2,07	2,72	3,24	3,66	4,01	4,29	4,54
	σ	0,62	0,54	0,48	0,42	0,35	0,27	0,20	
	σ/μ	0,30	0,20	0,15	0,11	0,09	0,06	0,04	

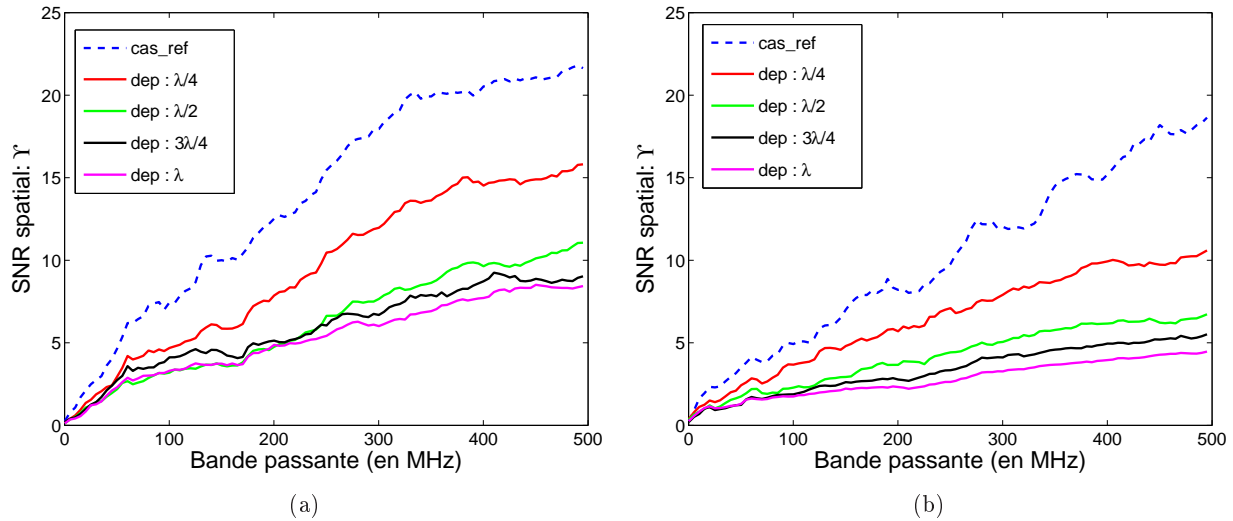


FIGURE 5.57 – (a) Influence de la bande passante B_T sur le SNR Υ pour différentes distances déplacement de l’EST : polarisation E_θ ; (b) Influence de la bande passante B_T sur le SNR Υ pour différentes distances déplacement de l’EST : polarisation E_Φ .

été effectué pour une seule direction $\{\theta; \Phi\}$ et qu’il faudrait également vérifier si cette tendance se retrouve sur d’autres directions.

Nous avons représenté sur les figures 5.58(a) et 5.58(b), les fonctions de distribution cumulatives du taux de réjection de la polarisation croisée pour les deux polarisations tangentielle. Les valeurs des centile 90 et 50 sont données dans la table 5.4, p.172.

Nous remarquons ici le même phénomène que pour le SNR spatial. En effet, nous pouvons noter qu’il y a une forte diminution du taux de réjection de la polarisation croisée lorsque nous déplaçons l’EST de $\lambda_{f_c}/4$ puis les CDF sont assez similaires au delà de cette valeur. Notons que la valeur du taux de réjection au centile 90 ne descend pas en dessous de 20 dB pour la polarisation E_θ alors qu’elle chute à 14.6 dB pour E_Φ dès que le déplacement de l’EST est $\geq \lambda_{f_c}/2$.

Nous avons représenté sur les figures 5.59(a) et 5.59(b), l’évolution du taux de réjection de la polarisation croisée avec la bande passante B_T du signal d’excitation de la TREC pour les différentes distances de déplacement de l’EST qui nous intéressent. Nous observons sur ces résultats que la valeur moyenne du taux de réjection diminue avec la distance de déplacement de l’EST à l’exception du cas $dep = \lambda_{f_c}$ pour la polarisation E_θ où le niveau remonte de 4 dB par rapport à $dep = 3\lambda_{f_c}/4$.

Nous avons résumé, dans le tableau 5.4, les principales performances de la TREC comme la valeur moyenne du SNR d’énergie $E[\Lambda]$, le SNR de pic Λ_p ou le SNR spatial Υ en fonction des différentes configurations que nous venons d’étudier. Les indices θ et Φ correspondent respectivement aux polarisations excitées E_θ et E_Φ du paramètre observé. Les quantités Cop et $Crossp$ représentent respectivement la valeur moyenne du champ focalisé sur l’ensemble de la surface Γ du volume de test suivant la polarisation tangentielle excitée et suivant sa polarisation croisée. Notons que ces valeurs ont été normalisées à la valeur de la co-polarisation suivant E_θ de la configuration TREC vide de manière à pouvoir comparer plus facilement les différents scénarios. Enfin, les centile 50 et 90 des fonctions de distributions cumulatives sont indiqués dans les deux dernières colonnes de la table.

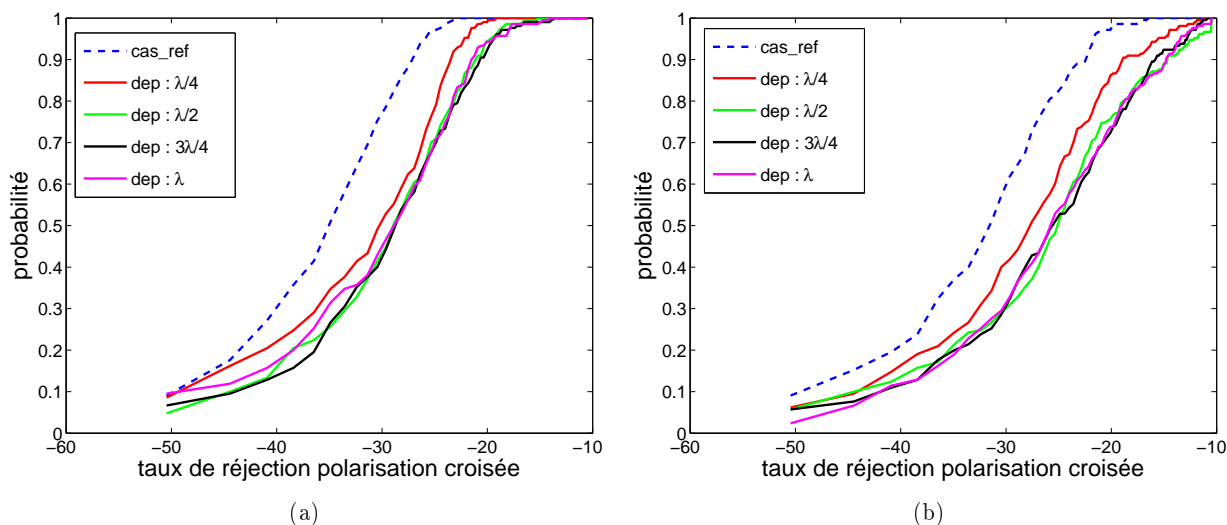


FIGURE 5.58 – (a) Influence de la distance de déplacement de l'EST sur les fonctions de distribution cumulatives du taux de rejection de la polarisation croisée (en décibels) : polarisation E_θ ; (b) Influence de la distance de déplacement de l'EST sur les fonctions de distribution cumulatives du taux de rejection de la polarisation croisée (en décibels) : polarisation E_Φ

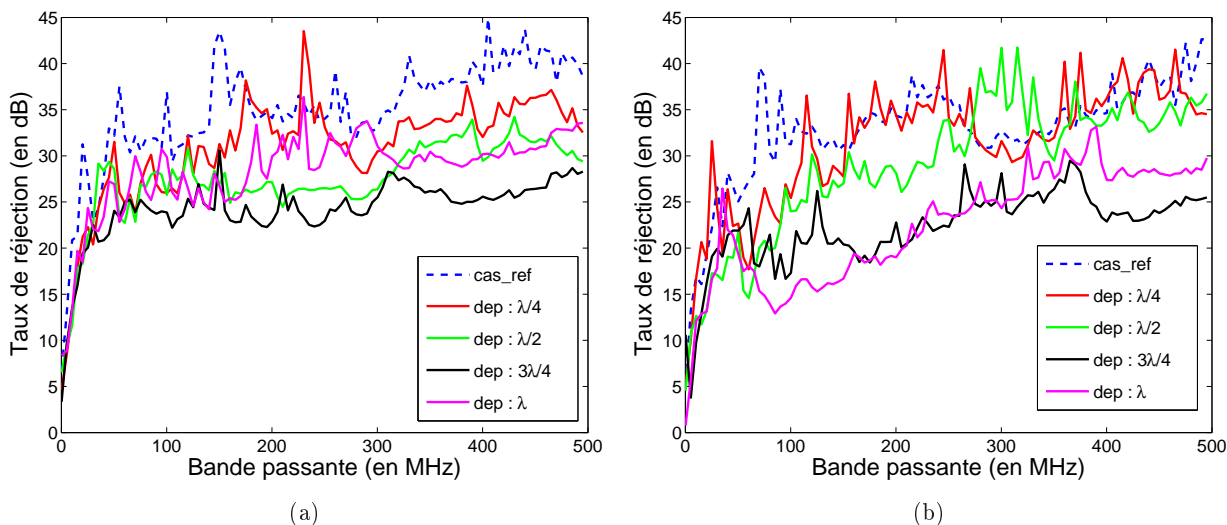


FIGURE 5.59 – (a) Influence de la bande passante B_T sur le taux de réjection de la polarisation croisée pour différentes distances de déplacement de l'EST : polarisation E_θ ; (b) Influence de la bande passante B_T sur le taux de réjection de la polarisation croisée pour différentes distances de déplacement de l'EST : polarisation E_Φ .

TABLE 5.4 – Performances de la TREC pour les différentes configurations étudiées.

Configuration	B_T (MHz)	Q	$E[\Lambda]$	Λ_p (dB)	Υ_θ	Υ_Φ	$C_{op\theta}$	$C_{op\Phi}$	$C_{rossp\theta}$	$C_{rossp\Phi}$	θ	Φ	50° (dB)	90° (dB)
TREC vide	50	10000	0,85	23,89	4,34	2,32	μ	1,00	0,61		θ		33,6	26,4
	200	10000	0,77	29,47	10,64	5,14	σ	0,07	0,03	0,02	Φ		31	21,3
	500	10000	0,67	32,89	17,98	9,25	σ/μ	0,07	0,06	0,02				
TREC avec pertes	50	3300	1,09	20,17	2,09	1,75	μ	0,33	0,23		θ		29,6	22,8
	200	3300	0,92	25,45	5,59	3,58	σ	0,02	0,02	0,01	Φ		29,6	19,6
	500	3300	0,79	28,75	12,40	9,00	σ/μ	0,05	0,08	0,04				
Introduction EST	50	10000	0,97	24,48	2,89	1,97	μ	0,65	0,34		θ		30	22,5
	200	10000	0,84	29,86	6,60	4,14	σ	0,06	0,03	0,03	Φ		25	16,4
	500	10000	0,73	33,27	15,08	8,80	σ/μ	0,09	0,08	0,04				
EST au centre	50	10000	0,85	23,90	4,65	3,51	μ	1,01	0,61		θ		34,9	27
	200	10000	0,76	29,47	12,52	8,20	σ	0,04	0,03	0,02	Φ		31,4	27,5
	500	10000	0,68	32,91	21,64	18,64	σ/μ	0,04	0,05	0,02				
Depl : lambda\4	50	10000	0,94	24,34	2,95	2,43	μ	0,72	0,40		θ		30,2	23,4
	200	10000	0,84	29,86	7,86	5,70	σ	0,04	0,03	0,03	Φ		27,6	18,9
	500	10000	0,74	33,29	15,81	10,60	σ/μ	0,05	0,07	0,04				
Depl : lambda\2	50	10000	0,91	24,22	2,19	1,75	μ	0,58	0,30		θ		28,9	21,5
	200	10000	0,85	29,95	4,76	3,66	σ	0,04	0,04	0,03	Φ		25	14,6
	500	10000	0,75	33,35	11,06	6,73	σ/μ	0,06	0,13	0,05				
Depl : 3lambda\4	50	10000	0,96	24,42	2,73	1,24	μ	0,51	0,27		θ		28,9	20,9
	200	10000	0,85	29,95	5,13	2,78	σ	0,03	0,04	0,03	Φ		25,6	15,8
	500	10000	0,76	33,41	9,03	5,52	σ/μ	0,07	0,14	0,05				
Depl : lambda	50	10000	0,88	24,08	2,30	1,30	μ	0,46	0,24		θ		28,9	20,6
	200	10000	0,86	30,00	4,87	2,32	σ	0,03	0,03	0,02	Φ		25,6	14,75
	500	10000	0,76	33,41	8,44	4,47	σ/μ	0,07	0,13	0,05				

Nous avons démontré expérimentalement dans ce chapitre la faisabilité de la TREC comme un outil novateur permettant la génération et le contrôle de champs pulsés dans une chambre réverbérante. L'avantage de notre système est d'être en mesure de générer des fronts d'onde cohérents dont les propriétés, comme la dépendance temporelle, la polarisation ou la direction de propagation du champ électrique, sont contrôlées de façon déterministe à l'inverse de l'utilisation actuelle des chambres réverbérantes.

L'intérêt est de profiter de la physique des chambres pour obtenir des niveaux de champs de forte intensité à partir de puissances injectées relativement faibles. Un autre avantage réside dans le fait que le contrôle des propriétés vectorielles du champ se fait uniquement à partir des formes d'ondes injectées sur les antennes qui excitent la chambre. Ceci permet d'éviter tout déplacement mécanique lors de la modification du scénario de test, rendant la TREC particulièrement intéressante pour les tests d'immunité rayonnée sur des objets génériques.

Nous avons pu vérifier les performances de notre outil à l'aide d'une étude paramétrique sur le nombre d'antennes du MRT, sur la bande passante du signal d'excitation $X(f)$, ainsi que la polarisation du champ généré dans l'enceinte blindée. En effet, nous avons montré que nous maîtrisons la focalisation temporelle d'impulsions brèves, d'une durée de l'ordre d'une dizaine de ns, en obtenant un rapport entre le pic de l'impulsion et son bruit de plus de 23 dB même en utilisant une bande passante relativement faible de 50 MHz.

Nous avons également observé une distribution spatiale des fronts d'onde cohérents de qualité dont le degré de ressemblance avec le modèle en espace libre est au moins égal à 95%. De même, nous avons prouvé le contrôle de la polarisation du front d'onde en analysant le taux de réjection de la polarisation croisée pour deux polarisations orthogonales entre-elles, dont la valeur moyenne se situe autour de 30 dB alors que les antennes de faibles coûts utilisées ne permettent pas d'atteindre de telles performances lors d'une utilisation en espace libre.

Conclusion générale

Au cours de cette thèse, nous avons proposé et étudié la faisabilité d'un système de test d'immunité rayonnée. Ce dernier, baptisé TREC, permet la génération de fronts d'onde pulsés cohérents dans un environnement fortement réverbérant comme les chambres réverbérantes.

Nous sommes partis du constat que les chambres réverbérantes et les chambres anéchoïques sont des moyens de tests complémentaires, permettant de vérifier l'immunité d'un équipement sous test face à une agression électromagnétique rayonnée. En effet, une chambre réverbérante à brassage de modes présente l'avantage de générer des champs de fortes intensités à partir de puissances injectées relativement faibles et permet, statistiquement, d'agresser un EST de façon isotrope et homogène suivant un grand nombre de polarisations aléatoires sur un tour du brasseur de modes. En revanche, contrairement aux chambres anéchoïques, nous perdons ainsi le contrôle déterministe de la distribution du champ : sa direction de propagation et sa polarisation. Ces informations précises sont indispensables aux ingénieurs qui mettent au point un produit avant la phase de test de conformité aux normes en vigueur. Il faut toutefois rappeler que ce contrôle dans les chambres anéchoïques est réalisable grâce à un déplacement mécanique des sources ou de l'EST qui s'avère chronophage, ou bien à l'aide d'un réseau d'antennes complexe qui nécessite une installation et un entretien, financièrement coûteux.

C'est ainsi que nous avons cherché à obtenir ce contrôle des propriétés du champ tout en profitant des avantages, liés à la physique des chambres réverbérantes, que nous avons rappelés en introduction de ce manuscrit. Pour ce faire, nous avons utilisé la technique du retournement temporel. Celle-ci permet de rétablir les conditions de propagation en espace libre du rayonnement d'une source, dans une chambre réverbérante, tel qu'il a eu lieu avant toutes interactions avec les parois de la chambre. Cette technique permet, intrinsèquement, de transformer un front d'onde divergeant en un front d'onde convergeant pendant une fenêtre temporelle dont le moment et la durée sont connus a priori et de façon déterministe. De plus, nous avons utilisé le principe d'équivalence pour générer des sources virtuelles qui simplifie la procédure du retournement temporel en évitant de faire rayonner physiquement une source. Nous pouvons obtenir des fronts de forme arbitraire se propageant suivant une direction et une polarisation données. C'est la combinaison de ces deux méthodes qui nous permet de générer des fronts d'onde cohérents et directifs dans une chambre réverbérante. De plus, nous exploitons les propriétés de réflexions des chambres pour obtenir les modifications des propriétés du champ sans aucun déplacement mécanique des sources ou de l'équipement sous test.

Afin de valider ce nouveau système de test d'immunité rayonnée, nous avons réalisé un ensemble de simulations numériques visant à démontrer la faisabilité de notre outil. Ces simulations ont été faites en deux dimensions de manière à s'affranchir du caractère vectoriel du champ et permettre de s'intéresser, dans un premier temps, uniquement à la distribution spatio-temporelle d'un front d'onde cohérent dans une cavité résonante. Nous avons utilisé ces simulations pour explorer les paramètres influents sur les performances de notre système afin d'obtenir une meilleure compréhension des phénomènes physiques en présence et de pouvoir préparer une campagne de validation expérimentale de la TREC. Finalement, nous avons mis en oeuvre, à l'aide de plusieurs campagnes de mesures, une série de scénarios de tests permettant d'étudier la robustesse

de notre système pour permettre l'utilisation d'EST génériques, ou de vérifier la tolérance au déplacement de ce dernier. En effet, nous avons réalisé des mesures en l'absence et en présence d'un objet métallique, puis nous avons réitéré celles-ci en déplaçant l'objet sur des distances représentant une fraction de la longueur d'onde associée à la fréquence centrale du signal d'excitation de la cavité. Ces mesures ont également permis de réaliser une étude paramétrique sur les performances de la TREC en tant que générateur de fronts d'onde pulsés, cohérents, directifs et à polarisation sélective.

Au cours des différents chapitres de ce manuscrit, nous avons mis en avant les différents avantages de notre système, par rapport à une utilisation conventionnelle des chambres réverbérantes, que nous pouvons résumer comme suit :

- gain sur l'amplitude du pic d'un champ généré par la TREC par rapport à celui obtenu avec une excitation harmonique dans une CRBM, pour une même puissance d'entrée injectée. Ce gain peut être estimé directement à partir du coefficient de qualité Q moyen, considéré comme constant sur une bande passante B_T autour d'une fréquence centrale f_c du signal d'excitation de la chambre.
- la distribution spatiale du champ : nous sommes en mesure de contrôler la direction de propagation d'un front d'onde pulsé sans aucun déplacement mécanique des sources d'excitation de la chambre ou de l'EST. Nous obtenons une bonne approximation du front d'onde de référence qui aurait été généré en espace libre avec une corrélation de l'ordre de 95 %.
- l'évolution temporelle du front d'onde : nous pouvons générer différentes formes d'ondes à condition que la bande passante de leur spectre soit suffisamment large pour obtenir un SNR de pic Λ_p important. De plus, il faut que celle-ci soit inférieure ou égale à la bande passante B_T du signal d'excitation qui a été utilisé lors de la phase de caractérisation de la TREC, introduite dans le chapitre II. Il faut souligner la possibilité de générer des impulsions brèves dont la durée est bien inférieure à la constante de temps de la chambre, alors que ceci était auparavant une limitation intrinsèque à la physique des milieux fortement réverbérants.
- la sélectivité de la polarisation du champ : il est possible de choisir et de modifier la polarisation du champ généré par notre système sans aucun déplacement mécanique des sources ou de l'EST. Nous obtenons un taux de réjection de la polarisation croisée très intéressant, autour de 30 dB en moyenne. Ce résultat, bien que contre-intuitif, repose sur les propriétés de dépolarisation des chambres réverbérantes associés à la technique du retournement temporel. Il est obtenu malgré l'utilisation d'antennes imprimées, de faibles coûts, qui ne présentent pas de telles performances en espace libre.

Finalement, l'ensemble des résultats rassemblés dans cette thèse a permis de démontrer la faisabilité et le potentiel de la TREC comme un outil de test d'immunité rayonnée complémentaire aux chambres réverbérantes et anéchoïques. Ces travaux de recherches ont donné lieu à un brevet international [66], déposé par Supélec, susceptible d'intéresser des fabricants de chambres réverbérantes comme SIEPEL. Il serait intéressant maintenant de chercher à développer un prototype de la TREC de manière à pouvoir l'industrialiser à moyen terme.

Pour cela, il faut s'affranchir de quelques limitations technologiques qui n'ont pas été abordées dans cette thèse, qui s'inscrit dans une étude amont d'une utilisation novatrice des chambres réverbérantes avec tous les avantages que nous venons de citer. Premièrement, nous avons réalisé une validation expérimentale à partir de mesures réalisées dans le domaine fréquentiel, par une approche de type fonctions de transfert généralisée, qui a permis de s'affranchir du problème de la synchronisation des sources d'émission du champ dans la chambre. En effet, pour arriver à un prototype fonctionnel, il sera nécessaire de développer une électronique dédiée à cette synchronisation et à la génération des différentes formes d'ondes arbitraires qui permettent de contrôler les propriétés du front d'onde désiré. Une seconde limitation est l'automatisation de la phase de caractérisation des fonctions de transfert entre les sources, i.e., les antennes, et la surface

de test autour de l'objet sous test. Jusqu'à présent ces mesures ont été faites manuellement et représentent plusieurs semaines de travail qui pourraient être réduites à quelques heures avec un système automatisé.

Concernant l'aspect théorique, il reste encore à développer des modèles permettant de prévoir l'influence des paramètres fondamentaux de la TREC sur les performances du rapport signal à bruit spatial du front d'onde, Υ . En effet, nous avons pu observer l'influence du coefficient de qualité Q , du nombre d'antennes du MRT ou de la largeur de la bande passante B_T sur Υ de façon expérimentale, mais nous ne sommes pas encore en mesure de prédire ces résultats. Il en va de même pour les résultats observés concernant la polarisation du front d'onde.

Nous pouvons conclure cette thèse par des perspectives d'utilisations différentes de la TREC. Effectivement, l'utilisation de la TREC ouvre la voie à de multiples applications qui n'étaient pas envisageables auparavant avec l'utilisation actuelle des chambres réverbérantes à brassage de modes :

- la mesure rapide de diagrammes de rayonnements d'antennes sous test [67].
 - l'émulation de canaux de propagation complexes pour les télécommunications : génération de plusieurs fronts d'onde organisés en amas de rayons "clusters". Ce concept a été étudié lors d'un stage de master2 à Supélec.
 - mesure multistatique de la section efficace radar d'objets sous test. Cette utilisation de la TREC a été étudiée dans un projet de fin d'étude à Supélec à l'aide de simulations numériques bi-dimensionnelles. L'avantage est de permettre une mesure rapide en limitant le nombre de sondes par rapport à un test en espace libre et le fait de pouvoir essayer plusieurs directions d'incidences sur l'EST, sans déplacements mécaniques.
-

Glossaire

TREC Time Reversal Electromagnetic Chamber (Chambre Électromagnétique à Retournement Temporel)

RSE Réseau de surface équivalente

EST Équipement Sous Test

OST Objet Sous Test

CR Chambre Réverbérante

CRBM Chambre Réverbérante à Brassage de Modes

MRT Miroir à Retournement Temporel

ARV Analyseur de réseau vectoriel

RF Radio fréquences

CEM Compatibilité électromagnétique

B_T Bande passante du signal d'excitation du système

SNR Signal to Noise Ratio (Rapport signal à bruit)

Λ SNR d'énergie

Λ_p SNR de pic

Υ SNR spatial

CDF Cumulative distribution functions

Liste des tableaux

5.1	Distribution du niveau du champ suivant différentes directions d'incidences θ . . .	152
5.2	Dispersion du SNR Υ en fonction de N_a : polarisation E_θ	169
5.3	Dispersion du SNR Υ en fonction de N_a : polarisation E_Φ	169
5.4	Performances de la TREC pour les différentes configurations étudiées.	172

Table des figures

1.1	Les trois composantes d'un problème de CEM	12
1.2	(a) Représentation schématique d'une chambre réverbérante. (b) Photographie de la chambre réverbérante de l'université de technologie WROCLAW (Pologne), image provenant de la société SIEPEL.	13
1.3	Variation de la distribution du champ en fonction de la rotation d'un brasseur mécanique. (a.) Cavité vide : position régulière des modes de résonance; (b.) Brasseur peu efficace qui perturbe légèrement la position des modes dont la densité est faible; (c.) Forte densité modale et brasseur efficace qui modifie fortement la distribution du champ à chaque mouvement des pales métalliques de sorte que le champ soit statistiquement homogène.	14
1.4	Brasseur mécanique utilisé dans la la chambre réverbérante du département de recherche en électromagnétisme à Supélec.	14
1.5	Bande passante de la réponse d'un mode dans une cavité.	15
2.1	Représentation du théorème de Helmholtz-Kirchhoff.	22
2.2	Principe de la cavité à retournement temporel, figure issue de [34]	23
2.3	Principe du miroir à retournement temporel.	24
2.4	Retournement temporel dans un guide d'onde.	25
2.5	Retournement temporel dans une cavité fermée, schéma issu de [40].	26
2.6	Superposition de l'impulsion de référence représenté par la courbe bleue et de l'impulsion générée avec la technique du retournement temporel dans une chambre réverbérante, courbe rouge.	27
2.7	Retournement temporel en bande de base dans chambre réverbérante, schéma issu de [22].	27
2.8	Réponse d'une impulsion à un environnement multi-trajets.	28
2.9	Focalisation temporelle : superposition des échos de l'impulsion.	29
2.10	Réponse d'une impulsion à un environnement multi-trajets dont l'amplitude des échos prennent la valeur ± 1	30
2.11	Focalisation temporelle : superposition des échos de l'impulsion	30
2.12	Focalisation temporelle : diagramme du processus de retournement temporel à partir de la réponse impulsionnelle du système.	31
2.13	Fonction de transfert équivalente au processus de retournement temporel.	31
2.14	Impulsion transmise dans une chambre réverbérante pour une bande passante de 200 MHz autour d'une fréquence centrale f_c . Les mesures ont été réalisées dans la chambre réverbérante de Supélec.	32
2.15	Synoptique d'un système utilisant la technique de retournement temporel pour focaliser spatialement de l'énergie.	32
2.16	Exemple de la focalisation spatiale d'un front d'onde dans une chambre réverbérante.	33
2.17	Champ mesuré dans une chambre réverbérante, excitée par une impulsion carrée de différentes largeurs temporelles Δ_T	34

2.18	(a) Spectrogramme de l'impulsion de référence à transmettre. (b) Spectrogramme de l'impulsion transmise dans une chambre réverbérante. (c) Spectrogramme de l'impulsion transmise dans une chambre réverbérante à l'aide de la technique du retournement temporel.	35
2.19	(a) Première phase du processus de retournement temporel, envoi d'une impulsion de courte durée. (b) Seconde phase du retournement temporel, focalisation sur le pied de l'antenne du véhicule.	37
2.20	(a) Distribution des courants de surface d'une antenne patch en espace libre. (b) Distribution des courants de surface du système antenne patch et châssis de voiture en espace libre. Illustrations issues de [45].	37
2.21	Analogie avec le retournement temporel conventionnel.	38
2.22	Illustration du problème externe du principe d'équivalence avec un champ électromagnétique nul dans le volume décrit par la surface S	39
2.23	Représentation schématique de la Chambre Électromagnétique à Retournement Temporel : TREC.	39
2.24	Rayonnement du RSE en espace libre et dans une cavité sans interaction avec les parois.	40
2.25	Approche fonction de transfert entre les éléments du RSE et les antennes du MRT.	41
2.26	Estimation de différentes formes d'onde à partir de la fonction de transfert équivalente du milieu de propagation.	42
2.27	Exemple de diagrammes de rayonnement en fonction des poids α_j	43
2.28	Résultat de mesure montrant la focalisation d'une impulsion suivant la polarisation dominante \mathbf{E}_x . Figure issue de [48].	44
3.1	(a) Représentation schématique de la propagation d'un front d'onde dans une cavité rectangulaire. (b) Représentation des enveloppes temporelles et fréquentielles du signal d'excitation.	48
3.2	(a) Schéma représentant l'excitation d'une antenne en espace libre. (b) Mesure du module du coefficient de réflexion, $ S_{11} $, d'une antenne papillon.	50
3.3	(a) Schéma représentant l'excitation d'une antenne dans une chambre réverbérante. (b) Comparaison de la mesure du module du coefficient de réflexion, $ S_{11} $, d'une antenne papillon en espace libre et dans une chambre réverbérante.	50
3.4	(a) Comparaison du niveau du module au carré du coefficient de transmission, $ S_{21} ^2$, dans son ensemble et par sous bande de 4 MHz de largeur. (b) Niveau $ S_{21} ^2_{sb}$ par sous bande de fréquence de largeur 4 MHz normalisé au niveau maximum à la fréquence de résonance de l'antenne.	51
3.5	(a) Représentation des spectres qui composent le signal après retournement temporel. (b) Comparaison du signal focalisé dans le temps (bande passante limitée à -3 dB), courbe rouge, avec le signal focalisé qui a été préégalisé, représenté en noir.	52
3.6	Émission d'une impulsion dans la TREC en un point M de la cavité, représenté en vert, à partir des différentes antennes du MRT, représentées en rouge.	54
3.7	(a) Représentation du SNR total d'énergie en fonction du nombre d'antennes N_a pour différentes réalisations de focalisation sur le volume de test et normalisé au SNR d'énergie moyen sur l'ensemble des réalisations. (b) Gain marginal pour différentes valeurs de r_{ij}	57
3.8	(a) Évolution du SNR de pic en fonction du nombre d'antennes, avec un coefficient de qualité globale Q_g constant, pour différentes valeurs de r_{ij} . (b) Évolution du SNR de pic en fonction du nombre d'antennes du MRT, avec un coefficient de qualité globale Q_g qui dépend du nombre d'antennes dans la chambre, pour différentes valeurs de r_{ij}	58

3.9	Représentation de la source et de son image.	59
3.10	(a) Représentation d'une source dans une cavité rectangulaire et de ses images. (b) Réponse impulsionnelle du milieu en un point dans la cavité.	60
3.11	Schéma des deux topologies des antennes du MRT simulées. (a) Antennes positionnées linéairement sur les cotés de la cavité. (b) Antennes dispersées suivant les 4 parois de la cavité. Les antennes sont symbolisées par les points rouges.	61
3.12	Représentation de la cavité rectangulaire et de ses images pour les deux topologies du MRT. Le cercle vert indique la position de la cavité réelle et de son MRT.	61
3.13	Configuration du champ électromagnétique confiné entre deux parois parfaitement conductrices. Le champ électrique \mathbf{E} est normal aux parois suivant la direction \mathbf{z} , le champ magnétique \mathbf{H} est tangentiel à la surface des parois, et la direction de propagation \mathbf{k} est coplanaire aux parois.	63
3.14	Front d'onde directif généré avec le modèle équivalent en faisant rayonner 1/8 des sources du réseau de surface équivalent, soit ici 8 sources sur deux rangées.	64
3.15	(a) Rayonnement du RSE constitué d'une rangée circulaire de rayon $r_0 = 0.5m$, comprenant 20 sources isotropes, à un instant t_0 donné dans un plan $x - y$. (b) Amplitude du champ à l'extérieur du RSE (courbe bleue) à une position $\{x = 0.75 m; y = 0 m\}$ et à l'intérieur du RSE (courbe rouge) à une position $\{x = 0.25 m; y = 0 m\}$	65
3.16	Représentation schématique du champ rayonné par le RSE sur deux points symétriques ; p_1 à l'intérieur, p_2 à l'extérieur du RSE.	66
3.17	(a) Comparaison du champ rayonné sur un point interne au RSE avec celui que nous obtenons si le rayonnement du RSE est directif vers l'intérieur. (b) Comparaison du champ rayonné sur un point externe au RSE avec celui que nous obtenons si le rayonnement du RSE est directif vers l'extérieur.	66
3.18	Représentation du rayonnement réalisé par un couple de sources du RSE.	67
3.19	(a) Rayonnement du RSE constitué de deux rangées circulaires de rayon $r_1 = 0.5m$ et $r_2 = 0.625m$, constituées de 20 sources isotropes, à un instant t_0 donné. (b) Amplitude du champ à l'extérieur du RSE (courbe bleue) et à l'intérieur du RSE (courbe rouge).	68
3.20	(a) Comparaison de l'amplitude du champ généré par chacune des rangées du RSE. (b) Comparaison du champ rayonné sur un point externe au RSE avec celui que nous obtenons si le rayonnement du RSE est directif vers l'extérieur.	69
3.21	(a) Rayonnement du RSE constitué de deux rangées circulaires de rayon $r_1 = 0.5m$ et $r_2 = 0.625m$, constituées de 20 sources isotropes, à un instant t_0 donné. (b) Amplitude du champ à l'extérieur du RSE (courbe bleue) et à l'intérieur du RSE (courbe rouge).	69
3.22	Comparaison de l'amplitude du champ généré par chacune des rangées du RSE.	70
3.23	Évolution du contraste γ avec la durée ΔT du signal retourné dans le temps.	71
3.24	(a) Coupe du champ électrique généré par la CERT à un instant donné (b) Distribution du champ électrique relevé sur le cercle bleu de rayon r_c	73
3.25	(a) Excitation de type harmonique $x_{CW}(t)$. (b) Excitation à l'aide de la technique du retournement temporel $x_{RT}(-t)$	80
4.1	(a) Simulation pseudo-2D de la TREC avec un RSE constitué d'antennes biconiques fixes. (b) Simulation pseudo-2D de la TREC avec un RSE constitué de sondes idéales, indiquées par les flèches vertes.	87
4.2	(a) Signal de référence $x(t)$ utilisé pour exciter le milieu de propagation. (b) Signal reçu sur l'une des antennes du RSE fixe.	88

4.3	(a) Signal reçu, après retournement temporel, sur une antenne du RSE constitué d'antennes biconiques fixes. (b) Signal reçu, après retournement temporel, sur une sonde avec un RSE constitué de sondes idéales. L'amplitude est normalisée au maximum de l'impulsion considérée.	89
4.4	(a) Focalisation spatiale avec un RSE fixe. (b) Focalisation spatiale avec un RSE virtuel.	90
4.5	Signal reçu sur une sonde virtuelle du RSE en fonction du nombre d'antennes utilisées pour constituer le MRT.	90
4.6	Positionnement des antennes du miroir à retournement temporel dans la cavité 2D simulée.	91
4.7	Réponse impulsionnelle d'une cavité 2D rectangulaire excitée par une antenne. La fenêtre temporelle Δ_T , choisie pour le retournement temporel, est indiquée par le rectangle rouge.	93
4.8	(a) Influence de la durée Δ_T sur la qualité de focalisation temporelle dans la grande cavité. (b) Influence de la durée Δ_T sur la qualité de focalisation temporelle dans la petite cavité.	94
4.9	(a) Spectre de l'impulsion d'excitation, $X(f)$. (b) Spectre de la réponse impulsionnelle du milieu de propagation $H(f)$	94
4.10	Spectre du signal mesuré par la sonde de champ électrique, $Y(f)$. La courbe pointillée bleue représente le spectre $X(f)$ de l'impulsion de référence.	95
4.11	Configuration du système TREC simulé.	97
4.12	Signal reçu sur l'une des sonde du RSE après retournement temporel pour différentes bandes passantes autour de la fréquence centrale $f_c = 750$ MHz.	98
4.13	Évolution du SNR de pic Λ_p en fonction de la bande passante de l'impulsion transmise. Les valeurs de la simulation sont indiquées par des croix rouges. La courbe continue correspond au logarithme décimal des valeurs de la bande passante. 98	98
4.14	(a) Signal d'excitation $x(t)$. (b) Spectre du signal d'excitation, $X(f)$	99
4.15	Comparaison de l'impulsion créée avec la TREC, $s(t)$, partie cohérente en bleue et partie non cohérente, i.e. bruit en vert, avec l'impulsion de référence $x(t)$ représentée par la courbe rouge.	100
4.16	(a) Évolution temporelle de l'impulsion de référence, $x(t)$, en fonction des valeurs de β . (b) Formes du spectre de l'impulsion en fonction des valeurs de β	101
4.17	Simulation d'une onde localement plane avec le simulateur 2D en espace libre. Le champ est normalisé à sa valeur maximale et les axes représentent les indices des vecteurs de positions x et y du calcul du champ. L'amplitude du front d'onde ne change pas pendant sa propagation.	102
4.18	Évolution de la distribution spatiale d'un front d'onde isotrope en fonction du nombre d'antennes utilisées simultanément pour constituer le MRT. (a) 2 antennes; (b) 4 antennes; (c) 6 antennes; (d) 8 antennes.	104
4.19	(a) Génération d'un front d'onde circulaire avec 1/3 des sondes du RSE et réflexion contre la paroi supérieure de la cavité. (b) Évolution temporelle de l'amplitude du champ sur les 75 sondes de la rangée externe du RSE.	105
4.20	Évolution de la qualité de génération du front d'onde en fonction du nombre d'antennes. Le nombre d'antennes actives sur la colonne de gauche vaut respectivement de haut en bas : 12, 8 et 4; celle de la colonne de droite : 10, 6 et 2. L'amplitude est normalisée au maximum du champ.	107

4.21	Évolution de la qualité de génération du front d'onde en fonction de la largeur de la bande passante du signal d'excitation. Les valeurs de la bande passante sont respectivement du haut vers le bas de la figure : 1.5 GHz, 750 MHz et 150 MHz. La colonne de gauche représente l'évolution temporelle du signal d'excitation $x(t)$ pour ces différentes fréquences. La colonne de droite représente la distribution spatio-temporelle de l'amplitude du champ sur les sondes du RSE, normalisée au maximum du pic de l'impulsion.	108
4.22	Qualité de focalisation du front d'onde pour deux largeurs de bande passante du signal d'excitation : $B_p = 1.5 \text{ GHz}$ et $B_p = 180 \text{ MHz}$	109
4.23	Répartitions des valeurs du champ électrique en fonction de leur fréquence d'occurrence pour un nombre d'antennes du MRT allant de 2 à 8.	110
4.24	(a) Dispersion du coefficient de qualité Q_{wf} pour un nombre d'antennes actives allant de 1 à 8. La courbe quadratique en bleue passe par les valeurs moyennes des SNR, représentées par une croix, pour chaque configuration de MRT. (b) Histogramme de la répartition des valeurs de Q_{wf} en fonction de la positions des 4 antennes du MRT actives.	111
4.25	(a) Représentation du front d'onde obtenu à l'instant de focalisation comparé au gabarit du front d'onde souhaité. (b) Évolution du coefficient de corrélation dans le temps.	111
4.26	a) Évolution du SNR $\Upsilon(t)$ dans le temps. (b) Comparaison du front d'onde obtenu à celui de référence. La courbe rouge représente l'amplitude du champ de référence s . La courbe noire correspond à l'amplitude du champ obtenu à l'instant $t_1 = 0.2417 \mu\text{s}$ et la bleue à l'instant $t_2 = 0.2518 \mu\text{s}$	112
4.27	(a) Distribution des valeurs de l'amplitude du bruit spatial pour différents instants temporels proches de l'instant de focalisation. (b) Évolution de l'écart-type du bruit spatial en fonction du nombre d'antennes actives pour le MRT.	113
4.28	Distribution spatiale d'un front d'onde cylindrique pour deux directions de propagation différentes, respectivement 25° et 275° de haut en bas de la figure. La colonne de gauche représente le front d'onde généré par le modèle théorique 2D en espace libre, front divergent. La colonne de droite représente le front d'onde généré par la TREC	114
4.29	Distribution du champ avant la dernière réflexion sur les parois de la cavité. Le front d'onde va impacter suivant la direction 25° sur la vignette gauche et 275° à droite.	114
4.30	Diffusion d'une onde plane par un diffuseur de Schroeder à différents instants temporels.	115
4.31	Comparaison des diagrammes polaires entre le modèle théorique 2D en espace libre et les simulations numériques de la TREC ; le graphique de gauche représente la direction 25° et celui de droite 275° . Les flèches noires indiquent l'ouverture angulaire du lobe principal à -3 dB. Les amplitudes sont normalisées au maximum du champ et l'échelle est linéaire.	116
4.32	Qualité de la directivité sur le lobe principal à -3 dB. Les valeurs des abscisses de chaque direction de propagation sont séparées par des points virgules. Les lignes horizontales représentent la valeur moyenne de $Q_{wf 3 \text{ dB}}$	116
4.33	Formes et positions des objets sous test.	117
4.34	Distribution de l'amplitude du champ sur un des lobes du front d'onde en fonction l'angle θ	117
4.35	Distribution des valeurs du champ sur le maximum d'un lobe du front d'onde isotrope pulsé. (a) Objet cylindrique au centre de la cavité. (b) Objet carré au centre de la cavité. (c) Objet carré près du sol de la cavité.	118

4.36	Schéma des deux topologies des antennes du MRT simulées. (a) Antennes positionnées linéairement sur les cotés de la cavité. (b) Antennes dispersées linéairement suivant les 4 parois de la cavité.	119
4.37	Distribution spatiale du champ pour les deux topologies des antennes du MRT simulées. (a) Antennes positionnées linéairement. (b) Antennes dispersées linéairement suivant les 4 parois de la cavité.	119
4.38	Diagramme polaire de la distribution du champ sur un lobe pour les deux topologies des antennes du MRT simulées. Courbe bleue : antennes positionnées linéairement. Courbe rouge : antennes dispersées uniformément suivant les 4 parois de la cavité.	120
4.39	Représentation de la cavité rectangulaire et de ses images pour les deux topologies du MRT. Le cercle vert indique la position de la cavité réelle et de son MRT. (a) Antennes du MRT alignées verticalement. (b) Antennes du MRT disposées linéairement suivant les 4 parois de la cavité.	120
5.1	Représentation schématique du dispositif expérimental constituant la TREC. . .	124
5.2	Photographie de l'une des antennes du MRT utilisées pour réaliser la TREC. . .	125
5.3	(a) Rayonnement en champ lointain de l'antenne du MRT dans le plan θ . (b) Rayonnement en champ lointain de l'antenne du MRT dans le plan ϕ	125
5.4	(a) Diagramme polaire dans le plan θ à la fréquence minimale $f_{min} = 800$ MHz. (b) Diagramme polaire dans le plan θ à la fréquence centrale $f_c = 1$ GHz. (c) Diagramme polaire dans le plan θ à la fréquence maximale $f_{max} = 1.35$ GHz . . .	126
5.5	(a) Diagramme polaire dans le plan ϕ à la fréquence minimale $f_{min} = 800$ MHz. (b) Diagramme polaire dans le plan ϕ à la fréquence centrale $f_c = 1$ GHz. (c) Diagramme polaire dans le plan ϕ à la fréquence maximale $f_{max} = 1.35$ GHz . . .	126
5.6	Mesure d'une fonction de transfert entre une antenne du MRT et une sonde de champ électrique dans un point du volume de la chambre.	127
5.7	Positions des antennes dans la chambre réverbérante du Département de Recherche en Électromagnétisme.	128
5.8	Position des images virtuelles des antennes du MRT. Les points rouges symbolisent un signe positif du champ et les bleus un signe négatif.	128
5.9	Photographie de la sonde de champ électro-optique utilisée dans les mesures. . . .	129
5.10	Photographie de la sonde de champ électro-optique et du connecteur 7-16 DIN. . .	130
5.11	(a) Mesure du niveau du champ pour une polarisation coplanaire et orthogonale au mode TEM du connecteur 7-16 DIN. (b) Évolution de la phase de la sonde avec la fréquence.	130
5.12	(a) Représentation de l'arche de polystyrène utilisée pour décrire Γ . (b) Représentation du moniteur planaire \mathfrak{P}	131
5.13	(a) Position de l'arche de polystyrène dans la chambre réverbérante. (b) Photographie de l'arche de polystyrène dans la chambre réverbérante.	132
5.14	Position du moniteur planaire \mathfrak{P} dans la chambre réverbérante. Le schéma de droite correspond à une coupe de la chambre suivant le plan A-A. Le champ est mesuré sur le plan du moniteur planaire \mathfrak{P} , à l'exception des parties en bleue. . .	132
5.15	Photographie du moniteur planaire dans la chambre réverbérante.	133
5.16	(a) Influence de la bande passante sur le SNR d'énergie Λ : polarisation E_ϕ ; (b) Influence de la bande passante sur le SNR d'énergie Λ : polarisation E_θ	135
5.17	(a) Influence de la bande passante sur le SNR d'énergie Λ normalisé à sa valeur moyenne : polar E_ϕ ; (b) Influence de la bande passante sur le SNR d'énergie Λ normalisé à sa valeur moyenne : polar E_θ	135

5.18	(a) Influence du nombre d'antennes sur le SNR d'énergie Λ : polarisation E_ϕ ; (b) Influence du nombre d'antennes sur la distribution du bruit temporel sur le SNR d'énergie Λ : polarisation E_θ	136
5.19	(a) Comparaison de l'évolution du SNR d'énergie moyen en fonction du nombre d'antennes avec le modèle asymptotique théorique : polar E_ϕ ; (b) Comparaison de l'évolution du SNR d'énergie moyen en fonction du nombre d'antennes avec le modèle asymptotique théorique : polar E_θ	137
5.20	Influence de la bande passante sur le SNR de pic Λ_p (valeurs linéaires) : polarisation E_Φ ; (b) Influence de la bande passante sur le SNR de pic Λ_p (valeurs linéaires) : polarisation E_θ	138
5.21	Influence de la bande passante sur le SNR de pic Λ_p (valeurs en décibels) : polarisation E_Φ ; (b) Influence de la bande passante sur le SNR de pic Λ_p (valeurs en décibels) : polarisation E_θ	139
5.22	(a) Influence du nombre d'antennes sur la distribution du bruit temporel sur une sonde de la surface de test : polarisation E_ϕ ; (b) Influence du nombre d'antennes sur la distribution du bruit temporel sur une sonde de la surface de test : polarisation E_θ	140
5.23	Influence du nombre d'antennes sur l'écart-type de la distribution du bruit temporel sur une sonde de la surface de test	140
5.24	(a) Focalisation du champ en fonction de la direction d'arrivée du front d'onde : polarisation E_θ ; (b) Focalisation du champ en fonction de la direction d'arrivée du front d'onde : polarisation E_ϕ	141
5.25	Référence du modèle de rayonnement du patch de dipôles élémentaires, suivant la polarisation E_θ , au niveau d'une demi-sphère de rayon équivalent à celui du volume de test. La position angulaire suivant ϕ est de 120° et la position suivant θ varie de 10 à 83.1°	143
5.26	Référence du modèle de rayonnement du patch de dipôles élémentaires, suivant la polarisation E_Φ , au niveau d'une demi-sphère de rayon équivalent à celui du volume de test. La position angulaire suivant ϕ est de 120° et la position suivant θ varie de 10 à 83.1°	144
5.27	(a) Distribution du champ donnée par le modèle du rayonnement du patch en espace libre : polarisation E_θ ; (b) Distribution du champ dans la TREC : polarisation E_θ	145
5.28	(a) Distribution du champ donnée par le modèle du rayonnement du patch en espace libre : polarisation E_Φ ; (b) Distribution du champ dans la TREC : polarisation E_Φ	145
5.29	(a) Dispersion du SNR spatial Υ en fonction du nombre d'antennes et de leurs configurations : polarisation E_θ ; (b) Dispersion du SNR spatial Υ en fonction du nombre d'antennes et de leurs configurations : polarisation E_ϕ . Les valeurs numériques indiquées correspondent à la dispersion normalisée du SNR pour chaque configuration.	147
5.30	(a) Influence de la direction d'arrivée du front d'onde sur le SNR Υ : polarisation E_θ ; (b) Influence de la direction d'arrivée du front d'onde sur le SNR Υ : polarisation E_ϕ	148
5.31	Position des images virtuelles de premier ordre d'une antenne alignée suivant la polarisation excitée E_ϕ . La courbe de droite représente l'amplitude du champ à la position de l'antenne en fonction de la position des sources virtuelles.	149
5.32	(a) Influence de la bande passante sur le SNR Υ : polarisation E_θ ; (b) Influence de la bande passante sur le SNR Υ : polarisation E_ϕ	149

5.33	(a) Distribution du champ sur la surface de test pour les différentes positions de l'arche : co-polarisation par rapport à la polarisation d'émission : E_θ ; (b) Distribution du champ sur les sondes de la surface de test pour les différentes positions de l'arche : co-polarisation par rapport à la polarisation d'émission : E_ϕ .	150
5.34	Diagramme polaire de la distribution du champ focalisé dans la TREC sur deux positions opposées de l'arche de mesure, $\Phi = 0^\circ$ et $\Phi = 180^\circ$. Polarisation E_θ .	151
5.35	(a) Distribution du champ sur les sondes de la surface de test pour les différentes positions de l'arche : cross-polarisation par rapport à la polarisation d'émission : E_θ ; (b) Distribution du champ sur les sondes de la surface de test pour les différentes positions de l'arche : cross-polarisation par rapport à la polarisation d'émission : E_ϕ .	151
5.36	(a) Influence du nombre d'antennes sur le taux de rejection de polarisation croisée (en décibels) : polarisation E_θ ; (b) Influence du nombre d'antennes sur le taux de rejection de polarisation croisée (en décibels) : polarisation E_ϕ .	152
5.37	Fonctions de distributions cumulatives des polarisations E_θ et E_Φ (en dB)	153
5.38	(a) Influence de la bande passante sur le taux de rejection de polarisation croisée : polarisation E_θ ; (b) Influence de la bande passante sur le taux de rejection de polarisation croisée : polarisation E_ϕ .	154
5.39	Distribution spatiale du champ sur \mathfrak{B} à l'instant de focalisation : la polarisation excitée est E_Φ . (a) Distribution suivant la polarisation E_r ; (b) Distribution suivant la polarisation E_Φ ; (c) Distribution suivant la polarisation E_θ .	155
5.40	Distribution spatiale du champ sur \mathfrak{B} à l'instant de focalisation : la polarisation excitée est E_θ . (a) Distribution suivant la polarisation E_r ; (b) Distribution suivant la polarisation E_θ ; (c) Distribution suivant la polarisation E_Φ .	155
5.41	Distribution spatiale du champ sur Υ à différents instants autour de celui de la focalisation : la polarisation excitée est E_Φ .	156
5.42	Distribution spatiale du champ sur Υ à différents instants autour de celui de la focalisation : la polarisation excitée est E_θ .	157
5.43	Photographie du bloc d'absorbants utilisé pour charger la chambre réverbérante.	158
5.44	(a) Influence du coefficient de qualité sur le SNR Λ ; (b) Influence du coefficient de qualité sur le SNR de pic Λ_p .	159
5.45	(a) Influence du nombre d'antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC sans absorbants : polarisation E_θ ; (b) Influence du nombre d'antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC avec le bloc d'absorbants : polarisation E_θ .	160
5.46	(a) Influence du nombre d'antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC sans absorbants : polarisation E_Φ ; (b) Influence du nombre d'antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC avec le bloc d'absorbants : polarisation E_Φ .	161
5.47	Influence de la bande passante B_T sur le SNR spatiale Υ dans la configuration de la TREC avec et sans pertes.	161
5.48	(a) Fonctions de distributions cumulatives des polarisations E_θ et E_Φ pour une configuration de la TREC avec et sans pertes. (b) Influence de la bande passante B_T sur le taux de réjection de la polarisation croisée pour une configuration de la TREC avec et sans pertes.	162
5.49	Photographie de l'objet sous test, placé au centre du volume de test.	163
5.50	(a) Influence de l'introduction de l'EST sur le SNR Λ ; (b) Influence de l'introduction de l'EST sur le SNR de pic Λ_p .	163

5.51	(a) Influence du nombre d'antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC vide : polarisation E_θ ; (b) Influence du nombre d'antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC avec l'EST : polarisation E_θ	164
5.52	(a) Influence du nombre d'antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC vide : polarisation E_Φ ; (b) Influence du nombre d'antennes du MRT sur la dispersion du SNR Υ pour la TREC avec l'EST : polarisation E_Φ	165
5.53	Influence de la bande passante B_T sur le SNR spatiale Υ dans la configuration de la TREC avec et sans EST.	166
5.54	(a) Fonctions de distributions cumulatives des polarisations E_θ et E_Φ pour une configuration de la TREC avec et sans EST ; (b) Influence de la bande passante B_T sur le taux de réjection de la polarisation croisée pour une configuration de la TREC avec et sans EST.	166
5.55	Emplacement de l'EST dans le volume de test de la TREC. (a) L'EST est au centre du volume de test ; (b) L'EST est déplacé horizontalement suivant \mathbf{Ox} d'une distance de $\lambda_{fc}/4$; (c) L'EST est déplacé horizontalement suivant \mathbf{Ox} d'une distance de $-\lambda_{fc}/2$; (d) L'EST est déplacé horizontalement suivant \mathbf{Ox} d'une distance de $\lambda_{fc}/2$	167
5.56	(a) Influence du déplacement de l'EST sur le SNR Λ ; (b) Influence du déplacement de l'EST sur le SNR de pic Λ_p	168
5.57	(a) Influence de la bande passante B_T sur le SNR Υ pour différentes distances déplacement de l'EST : polarisation E_θ ; (b) Influence de la bande passante B_T sur le SNR Υ pour différentes distances déplacement de l'EST : polarisation E_Φ	170
5.58	(a) Influence de la distance de déplacement de l'EST sur les fonctions de distribution cumulatives du taux de rejection de la polarisation croisée (en décibels) : polarisation E_θ ; (b) Influence de la distance de déplacement de l'EST sur les fonctions de distribution cumulatives du taux de rejection de la polarisation croisée (en décibels) : polarisation E_Φ	171
5.59	(a) Influence de la bande passante B_T sur le taux de réjection de la polarisation croisée pour différentes distances de déplacement de l'EST : polarisation E_θ ; (b) Influence de la bande passante B_T sur le taux de réjection de la polarisation croisée pour différentes distances de déplacement de l'EST : polarisation E_Φ	171

Bibliographie

- [1] C.R. Paul and J. Wiley. *Introduction to electromagnetic compatibility*. Wiley Online Library, 2006.
 - [2] IEC. Electromagnetic compatibility. International Electrotechnical Vocabulary (IEV) - chapitre. 161, 1990.
 - [3] M. Mardiguian. *Manuel pratique de compatibilité électromagnétique*. Hermes - Lavoisier, 2003.
 - [4] D.N. Heirman. The open area test site—still the key to radiated emission testing. *EMC Zurich*, 1993.
 - [5] M.L. Crawford. Generation of standard em fields using tem transmission cells. *IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility*, pages 189–195, 1974.
 - [6] L.H. Hemming. Electromagnetic anechoic chambers : A fundamental design and specification guide. *IEEE Instrumentation & Measurement Magazine*, 6(1) :67, 2003.
 - [7] P. Corona, J. Ladbury, and G. Latmiral. Reverberation-chamber research : Then and now : A review of early work and comparison with current understanding. *IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility*, 44(1) :87–94, 2002.
 - [8] P. Corona, G. Latmiral, and E. Paolini. Performance and analysis of a reverberating enclosure with variable geometry. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, EMC-22 :2–5, 2007.
 - [9] M.L. Crawford and G.H. Koepke. Operational considerations of a reverberation chamber for emc immunity measurements-some experimental results. *IEEE Symposium on Electromagnetic Compatibility*, 1984.
 - [10] D.A. Hill. Electromagnetic theory of reverberation chambers. *NIST Technical note*, 1506(1506), 1998.
 - [11] RTCA DO-160F. Environmental conditions and test procedures for airborne equipment - section 20 - radio frequency susceptibility (radiated and conducted), 2007.
 - [12] K. Javor. Mil-std-461f. *Conformity*, 14(2009), 2009.
 - [13] IEC Standard EN61000-4-21. Electromagnetic compatibility (emc) part 4-21. testing and measurements techniques—reverberation chamber test methods.
 - [14] H. Weyl. Über das spektrum der hohlraumstrahlung. *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, 1912(141) :163–181, 1912.
 - [15] D.A. Hill. Electronic mode stirring for reverberation chambers. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 36(4) :294–299, 2002.
-

-
- [16] M. Fink. Time reversal of ultrasonic fields-part i : Basic principles. *IEEE Transactions on Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 39(5) :555–566, 1992.
- [17] A. Papoulis. *Signal analysis*. McGraw-Hill New York, 1977.
- [18] R.A. Fisher. *Optical phase conjugation*. Academic Pr, 1983.
- [19] M. Fink, C. Prada, D. Cassereau, and E. Kerbrat. Time reversal techniques in non destructive testing. *Europ. Congr. Acoust*, 2002.
- [20] G.F. Edelmann, HC Song, S. Kim, WS Hodgkiss, WA Kuperman, and T. Akal. Underwater acoustic communications using time reversal. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 30(4) :852–864, 2005.
- [21] R.K.K. Ing, S. Catheline, N. Quieffin, and M. Fink. Method for locating an impact on a surface and device therefor., 2008. US Patent 7,511,711.
- [22] G. Lerosey, J. De Rosny, A. Tourin, A. Derode, G. Montaldo, and M. Fink. Time reversal of electromagnetic waves. *Physical review letters*, 92(19) :193904, 2004.
- [23] G. Lerosey, J. De Rosny, A. Tourin, A. Derode, G. Montaldo, and M. Fink. Time reversal of electromagnetic waves and telecommunication. *Radio Science*, 40(6), 2005.
- [24] M.F. Yanik and S. Fan. Time reversal of light with linear optics and modulators. *Physical Review Letters*, 93(17) :173903, 2004.
- [25] F. Wu, J.L. Thomas, and M. Fink. Time reversal of ultrasonic fields. ii. experimental results. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 39(5) :567–578, 1992.
- [26] D. Cassereau and M. Fink. Time-reversal of ultrasonic fields. iii. theory of the closedtime-reversal cavity. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 39(5) :579–592, 1992.
- [27] SW Flax and M. O’donnell. Phase-aberration correction using signals from point reflectors and diffuse scatterers : Basic principles. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 35(6) :758–767, 2002.
- [28] L. Nock, G.E. Trahey, and S.W. Smith. Phase aberration correction in medical ultrasound using speckle brightness as a quality factor. *Journal of the Acoustical Society of America*, 85 :1819, 1989.
- [29] R. Mallart and M. Fink. Sound speed fluctuations in medical ultrasound imaging. comparison between different correction algorithms. *Acoustical Imaging*, 19 :213–213, 1993.
- [30] C. Prada, F. Wu, and M. Fink. The iterative time reversal mirror : A solution to self-focusing in the pulse echo mode. *Journal of the Acoustical Society of America*, 90 :1119, 1991.
- [31] C. Prada, S. Manneville, D. Spoliansky, and M. Fink. Decomposition of the time reversal operator : Detection and selective focusing on two scatterers. *Journal of the Acoustical Society of America*, 99 :2067, 1996.
- [32] H. Helmholtz. *Theorie der Luftschwingungen in Rohren mit offenen Enden*. W. Engelmann, 1896.
- [33] M. Born, E. Wolf, and AB Bhatia. *Principles of optics*. Pergamon press Oxford, 1975.
-

-
- [34] M. Fink. Time-reversed acoustics. *Scientific American*, 1999.
- [35] C.E. Shannon. Communication in the presence of noise. *Proceedings of the IRE*, 37(1) :10–21, 1949.
- [36] N. Mordant, C. Prada, and M. Fink. Highly resolved detection and selective focusing in a waveguide using the dort method. *Journal of the Acoustical Society of America*, 105 :2634, 1999.
- [37] JF Lingeitch, HC Song, and WA Kuperman. Time reversed reverberation focusing in a waveguide. *Journal of the Acoustical Society of America*, 111 :2609, 2002.
- [38] A.I.A. Khinchin. *Mathematical foundations of statistical mechanics*. Dover Pubns, 1949.
- [39] J. De Rosny. *Milieux reverberants et reversibilite*. PhD thesis, Université Paris 6, 2000.
- [40] N. Quieffin. *Etude du rayonnement acoustique de structures solides : vers un systeme d'imagerie haute resolution*. PhD thesis, ESPCI ParisTech, 2004.
- [41] J.G. Proakis and M. Salehi. *Digital communications*. McGraw-hill New York, 2001.
- [42] A. Derode, A. Tourin, and M. Fink. Ultrasonic pulse compression with one-bit time reversal through multiple scattering. *Journal of Applied Physics*, 85 :6343, 1999.
- [43] C. Draeger and M. Fink. One-channel time reversal of elastic waves in a chaotic 2d-silicon cavity. *Physical Review Letters*, 79(3) :407–410, 1997.
- [44] D.A. Hill. Plane wave integral representation for fields in reverberation chambers. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 40(3) :209–217, 2002.
- [45] L. Le Danvic, M. Huard, E. Lardjane, P. Besnier, and M. Drissi. Evaluation de la taille des sources rayonnantes sur vehicule a partir des techniques de champs proches spheriques. *14eme Colloque International - CEM08*, 2008.
- [46] R.F. Harrington. *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. McGraw-Hill New York, 1961.
- [47] J.M. Fleuriault. *Synthese du diagramme de rayonnement d'un réseau de sources*. PhD thesis, Université de RENNES 1, 1996.
- [48] A. Cozza and H. Moussa. Enforcing deterministic polarisation in a reverberating environment. *Electronics Letters*, 45 :1299, 2009.
- [49] C.A. BALANIS. *Antenna theory, analysis and design.*, volume chap. 10. Wiley, NY, USA, 2005.
- [50] A. Cozza. Statistics of the performance of time reversal in a lossy reverberating medium. *Physical Review E*, 80(5) :056604, Nov 2009.
- [51] J.E. Hansen. *Spherical near-field antenna measurements.*, volume 26. Peter Peregrinus Ltd, 1988.
- [52] J.R. Wait. Electromagnetic radiation from cylindrical structures. *IEE Electromagnetic waves*, 1988.
- [53] A. Cozza. Increasing peak-field generation efficiency of reverberation chamber. *Electronics Letters*, 46(1) :38–39, 2010.
-

-
- [54] P. Kyritsi, G. Papanicolaou, P. Eggers, and A. Oprea. Miso time reversal and delay-spread compression for fwa channels at 5 ghz. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 3(1) :96–99, 2004.
- [55] J. Gateau, L. Marsac, M. Pernot, J.F. Aubry, M. Tanter, and M. Fink. Transcranial ultrasonic therapy based on time reversal of acoustically induced cavitation bubble signature. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 57(1) :134–144, 2010.
- [56] G. Lerosey. *Retournement temporel d’ondes electromagnetiques et application a la telecommunication en milieux complexes*. PhD thesis, Universite Paris 7 Denis Diderot, 2006.
- [57] M. Clemens and T. Weiland. Discrete electromagnetism with the finite integration technique. *Progress In Electromagnetics Research, PIER*, 32 :65–87, 2001.
- [58] A. Derode, A. Tourin, and M. Fink. Limits of time-reversal focusing through multiple scattering : Long-range correlation. *Journal of the Acoustical Society of America*, 107 :2987, 2000.
- [59] J.W. Gibbs. Fourier’s series. *Nature*, 59(1539) :606, 1899.
- [60] M.R. Schroeder. Diffuse sound reflection by maximum-length sequences. *Journal of the Acoustical Society of America*, 57 :149, 1975.
- [61] W. Mann, A. Kortke, S. Zinal, and K. Petermann. Highly sensitive optoelectronic e-field probes for interference free near field antenna measurements. *ITG FACHBERICHT*, pages 343–346, 2003.
- [62] H. Moussa, A. Cozza, and M. Cauterman. Directive wavefronts inside a time reversal electromagnetic chamber. *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pages 159 –164, aug. 2009.
- [63] D.A. Hill. Spatial correlation function for fields in a reverberation chamber. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 37(1), 1995.
- [64] A. Cozza. Linking the energy efficiency of time-reversal transmissions to the degree of field diffusion. *submitted to Physical Review*, 2010.
- [65] M. Serhir. *Développement de modèles de rayonnement électromagnétique à partir d’une mesure en champ proche sphérique*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Rennes, 2007.
- [66] A. Cozza, M. Moussa, and Cauterman M. Procédé de contrôle de la directivité et la polarisation de distributions cohérentes de champ dans un milieu réverbérant, Octobre 2010. WO Patent WO/2010/112,763.
- [67] A. Cozza and AE El-Aileh. Accurate radiation-pattern measurements in a time-reversal electromagnetic chamber. *IEEE Antennas and Propagation*, 52(2) :186–193, 2010.
-