

UNIVERSITÉ DE LIMOGES

ÉCOLE DOCTORALE N°610 : Sciences et Ingénierie des
Systèmes, Mathématiques, Informatique

FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Laboratoire XLIM – UMR CNRS n°7252

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES

Spécialité : Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes

présentée et soutenue par

Ayoub SOLTANE

le 17 Décembre 2018

Contributions expérimentales originales en chambres réverbérantes à brassage de modes et en cavités surdimensionnées

Thèse dirigée par Guillaume ANDRIEU & Alain REINEIX

VERSION PROVISOIRE

JURY :

Rapporteurs

Philippe BESNIER, Directeur de Recherche CNRS, IETR, INSA Rennes

Philippe POULIGUEN, HDR, Ingénieur de Recherche, DGA/DS/MRIS

Examineurs

Guillaume ANDRIEU, Maître de Conférences, XLIM, Université de Limoges

Pierre BONNET, Professeur, Institut Pascal, Université de Clermont Auvergne

Cyril DECROZE, Maître de Conférences (HDR), XLIM, Université de Limoges

Isabelle JUNQUA, Ingénieur, ONERA/DEMR

Valérie MADRANGEAS, Professeur, XLIM, Université de Limoges

Alain REINEIX, Directeur de Recherche CNRS, Institut de Recherche XLIM, CNRS

« Si une idée ne paraît pas d'abord absurde, alors il n'y a aucun espoir qu'elle devienne quelque chose »

Albert Einstein

A mes parents, à Hamza SOLTANE,

Remerciements

Les travaux de cette thèse ont été réalisés au sein de l'Institut de Recherche XLIM de l'Université de Limoges, avec l'équipe CEM et Diffraction de l'axe Systèmes RF. Je tiens d'avance à remercier Monsieur Dominique Billargeat, Directeur d'XLIM, de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je tiens également à remercier tous les membres du jury et en particulier je remercie les deux rapporteurs qui sont Philippe Besnier et Philippe Pouliguen, pour leur lecture très attentive de ce manuscrit et des rapports très perspicaces. Évidemment, mes remerciements les plus sincères sont adressés à Alain Reineix pour la confiance qu'il m'a accordé durant ces trois années, ses conseils, suggestions, encouragements et pour les discussions matinales afin de reprendre à toutes mes nombreuses questions sur la physique. Je remercie chaleureusement Guillaume Andrieu qui m'a proposé ce sujet de thèse et qui m'a encadré parfaitement durant tout ce temps et m'a suivi à différentes étapes de la thèse. Un encadrement rapproché? des bureaux voisins, m'a permis d'appréhender un grand nombre de notions nécessaires pour aborder ces travaux de thèse. Il a su me transmettre sa passion pour la recherche et il m'a toujours fait preuve de confiance, je lui en suis infiniment reconnaissant.

Je voudrais également remercier l'ensemble de l'équipe CEM et Diffraction pour les échanges courts ou longs mais toujours agréables. En premier lieu, un grand merci très chaleureux à Christophe Guiffaut, Cyril Decroze et François Torres pour leurs conseils qui ont toujours été d'un grand intérêt. Un grand merci à Nicolas Ticaud et Nicolas Bui dont leur immense sympathie, connaissances et curiosité dans lesquels j'ai trouvé et apprécié beaucoup d'humanité. Merci à Nadine Aymard, qui a toujours été superbement accueillante et souriante. Un grand Merci à Paul pour les pauses café mais aussi d'avoir partagé sa voiture avec moi et à discuter de tout et rien. D'autres mercis à Nadime, Ihssane, Abdelwahed, mon collègue du bureau Guillaume, Aymen, Amel, Malika, Ramzi et à tous mes amis à XLIM qui ont contribué à la bonne ambiance ressentie tout au long de ces trois années à travers les discussions et les entraides.

Je remercie également de bons amis Ali, Imed et Najem, pour leur réconfort et encouragement dans mes efforts.

Je remercie tendrement mes parents, mes soeurs et leurs familles et spécialement ma fiancée Naira, pour leurs soutiens.

Table des matières

Table des matières	1
Introduction générale	5
Chapitre 1 : Généralités sur les chambres réverbérantes à brassage de modes	9
1.1 Introduction	11
1.2 Concepts théoriques relatifs aux CRBM	11
1.2.1 Principe	11
1.2.2 Applications	11
1.2.3 Fréquences de résonance et densité de modes d'une cavité vide . . .	12
1.2.4 Brassage de modes	14
1.3 Observables permettant la caractérisation des performances d'une CRBM .	16
1.3.1 Facteur de qualité Q d'une CRBM	16
1.3.2 Calcul du nombre d'échantillons indépendants sur un tour de brasseur	17
1.3.3 Caractérisation des lois de distribution du champ EM	18
1.3.3.1 Présentation du modèle idéal d'une cavité surdimensionnée	18
1.3.3.2 Les tests d'ajustement à une loi de probabilité	21
1.3.4 Facteur K en chambre réverbérante	22
1.4 Présentation de la méthode rapide d'étalonnage d'une CRBM via le paramètre S_{11}	23
1.5 Conclusion	26
Bibliographie	27
Chapitre 2 : Optimisation des performances d'un brasseur de modes en rotation via l'analyse du spectre Doppler associé	29
2.1 Introduction	31
2.2 Spectre Doppler en CRBM	31
2.2.1 Effet Doppler	31
2.2.2 Spectre Doppler en CRBM	31
2.2.3 Expression analytique du spectre Doppler en CRBM	32
2.2.4 Méthodes de mesure du spectre Doppler en CRBM	33
2.2.5 Exemple illustratif du spectre Doppler en CRBM	35
2.2.6 RMS Doppler bandwidth	36
2.3 Caractérisation du spectre Doppler en CRBM : campagne expérimentale préliminaire	37
2.3.1 Expression du paramètre S_{11} en CRBM	37
2.3.2 Impact de l'orientation de l'antenne de mesure et de la fréquence d'étude sur le spectre Doppler	38
2.3.3 Impact de la quantité d'absorbants sur le spectre Doppler	40
2.4 Évaluation des performances d'un brasseur via le spectre Doppler en CRBM	41
2.4.1 Description des différentes configurations de mesures	42
2.4.2 Résultats et Discussions	44
2.5 Spectre Doppler d'un objet métallique en espace libre	46
2.5.1 Description des simulations numériques effectuées	47
2.5.2 Résultats et discussions	48

2.6	Modèle analytique reproduisant le spectre Doppler d'un brasseur de modes canonique en espace libre	50
2.6.1	Présentation du Modèle	51
2.6.2	Validation du modèle analytique proposé et discussion	52
2.6.3	Exemple d'application	54
2.7	Conclusion	55
	Bibliographie	56
Chapitre 3 : Mesure de surfaces équivalentes Radar de cibles élémentaires dans une cavité surdimensionnée		59
3.1	Introduction	61
3.2	Système Radar	62
3.2.1	Histoire du Radar	62
3.2.2	Équation générale du radar	63
3.2.3	Équation radar dans le cas monostatique	64
3.2.4	Zone de rayonnement électromagnétique	65
3.3	SER	66
3.3.1	Définition	66
3.3.2	Dimension électrique de la cible	69
3.3.3	Polarisation	69
3.3.4	La théorie de Mie et la région fréquentielle de Mie	70
3.4	Configurations traditionnelles de mesure de SER en chambre anéchoïque	72
3.4.1	Bases longues à éclairage direct : La chambre anéchoïque	73
3.4.2	Bases courtes à éclairage direct	74
3.4.3	Bases compactes	74
3.5	Etat de l'art sur la mesure de SER de cibles élémentaires en cavités surdimensionnées	75
3.5.1	État de l'art sur la mesure de surfaces équivalentes d'absorption ou de diffusion	75
3.5.2	État de l'art sur la mesure de SER en cavités surdimensionnées	75
3.6	Mesure de SER de cibles élémentaires dans une cavité surdimensionnée en utilisant le fenêtrage temporel (time-gating)	80
3.6.1	Fenêtrage temporel	80
3.6.2	Principe de la méthode proposée	82
3.6.3	Validation expérimentale sur une plaque métallique	86
3.6.4	Essai sur une cible de plus petite taille	93
3.6.5	Impact des absorbants électromagnétiques en CS sur la méthode proposée	94
3.6.6	Impact du choix de la bande de mesure B sur la méthode proposée	96
3.6.7	Test de la méthode sur une cible de géométrie non canonique	98
3.7	Conclusion	100
	Bibliographie	101
Chapitre 4 : Mesure de diagramme de rayonnement d'antenne dans une cavité surdimensionnée		105
4.1	Introduction	107

4.2	Diagramme de rayonnement, gain et directivité d'une antenne	107
4.3	Etat de l'art sur la mesure de diagramme de rayonnement d'une antenne en cavités surdimensionnées	109
4.3.1	Méthode de mesure utilisant le retournement temporel du champ électromagnétique en CR	110
4.3.2	Méthode de mesure de diagramme de rayonnement d'antenne à partir de l'estimation du facteur K en CR	111
4.3.3	Méthode de mesure utilisant l'effet Doppler	113
4.4	Mesure de diagramme de rayonnement d'une antenne dans une cavité surdimensionnée via la technique de fenêtrage temporel (Time-gating (TG))	116
4.4.1	Principe de la méthode	116
4.4.2	Contrainte d'antenne pour cette méthode	121
4.4.3	Validation de la méthode	122
4.5	Etude des performances de la méthode proposée	126
4.5.1	Etude de l'influence de la distance entre les deux antennes	127
4.5.2	Etude de l'influence de la largeur de la bande de mesure choisie	128
4.5.3	Etude de l'influence de la quantité d'absorbant insérée	130
4.5.4	Influence de la position des antennes dans la CS	132
4.6	Conclusion	132
	Bibliographie	134
	Conclusion Générale	137
	Publications et communications relatives à ce travail	140
	Annexe	141
	Bibliographie	156
	Bibliographie	157

Introduction générale

La chambre réverbérante à brassage de modes (CRBM) est une cavité métallique fermée surdimensionnée par rapport aux longueurs d'ondes. Le spectre de modes d'une cavité métallique étant discret, la CRBM nécessite de réaliser un brassage modal. Ceci est généralement réalisé grâce à l'insertion d'un brasseur chargé de modifier les conditions aux limites du système : on parle alors de brassage mécanique. Il s'agit généralement d'un objet diffractant à la géométrie complexe en rotation à l'intérieur de la CRBM. La rotation du brasseur permet de modifier la cartographie des modes ainsi que la répartition spatiale du champ EM en le rendant statistiquement homogène (champ EM indépendant de la position de l'objet dans le volume utile de la CRBM) et isotrope (mêmes propriétés suivant toutes les directions de l'espace). La CRBM est connue comme un moyen d'essai utilisé en compatibilité électromagnétique (CEM) depuis plus d'une vingtaine d'année environ. Utilisée au départ principalement pour la réalisation de tests d'immunité rayonnée et d'émission rayonnée en CEM. L'usage des CRBM ou des cavités surdimensionnées s'est fortement diversifié ces dernières années. On peut citer par exemple la mesure d'efficacité d'antennes, l'émulation de canaux de propagation multi-trajets, le test d'éléments sans fils ou la caractérisation de matériaux.

Dans ce travail de thèse, nous avons tenté de contribuer à la diversification des applications des CRBM en cours depuis quelques années en proposant trois applications distinctes et originales des CRBM. Il est à noter que seule la première application concerne à proprement parler les CRBM. En effet, les deux dernières applications n'utilisent que les propriétés des cavités surdimensionnées, aucun système de brassage (mécanique ou autre) n'étant utile ici.

Ainsi, ce manuscrit se décompose de quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous présentons les concepts généraux relatifs à une CRBM et les différents observables les plus pertinents, selon nous, pour caractériser le champ électromagnétique généré à l'intérieur d'une CRBM. Les applications des CRBM en cours depuis quelques années en proposant trois applications distinctes et originales des CRBM. Il est à noter que seule la première application concerne à proprement parler les CRBM. En effet, les deux dernières applications n'utilisent que les propriétés des cavités

Dans le deuxième chapitre, nous prouvons que le spectre Doppler généré par la rotation d'un objet en chambre réverbérante est une observable de qualité afin de quantifier les performances de l'objet en tant que brasseur de modes. Nous montrons ensuite qu'il est possible d'évaluer les performances d'un brasseur de modes en rotation a priori via l'analyse du spectre Doppler qu'il génère en espace libre. Ceci permet donc d'envisager l'optimisation de la géométrie d'un brasseur de modes à l'aide de simulations numériques avant de procéder à la construction de la géométrie optimisée.

Dans le troisième chapitre, nous proposons une méthode permettant de mesurer la surface équivalente radar (SER) d'un objet canonique en utilisant la technique de fenêtrage

temporel ou time-gating.

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous proposons une nouvelle méthode permettant de mesurer le diagramme de rayonnement d'une antenne dans une cavité surdimensionnée via la technique de time-gating. La méthode proposée est validée par des mesures en chambre anéchoïque.

Enfin, une conclusion générale fait la synthèse de l'ensemble des points traités, des résultats obtenus et présente des perspectives relatives à ce travail.

Chapitre 1 :

Généralités sur les chambres réverbérantes à brassage de modes

1.1 Introduction

Les chambres réverbérantes à brassage de modes (CRBM) sont apparues depuis quelques décennies (début des années 70) pour des besoins de compatibilité EM (CEM). Au départ, l'idée était de réaliser des tests d'émission rayonnée pour mesurer le rayonnement parasite d'un équipement électronique ou des tests d'immunité rayonnée afin de tester le fonctionnement d'un équipement électronique dans un environnement perturbé. Aujourd'hui, l'usage des CRBM s'intensifie pour les exigences d'essais en CEM mais aussi dans le but d'étendre leurs domaines d'applications. D'autres applications que la CEM sont désormais concernées par l'usage des CRBM, par exemple la mesure d'efficacité d'antennes ou l'émulation de canaux de propagation multi-trajets. Ce premier chapitre a pour objet de présenter, dans un premier temps, les concepts théoriques généraux relatifs à une CRBM. Ensuite, les observables servant à caractériser le champ électromagnétique (EM) généré au sein d'une CRBM et utilisés au cours de cette thèse sont présentés.

1.2 Concepts théoriques relatifs aux CRBM

1.2.1 Principe

La CRBM est une cavité métallique fermée surdimensionnée par rapport à la longueur d'onde. Le spectre de modes d'une cavité métallique étant discret. Afin de modifier la cartographie des modes ainsi que la répartition spatiale du champ EM en le rendant statistiquement homogène (champ EM indépendant de la position de l'objet dans le volume utile de la CRBM) et isotrope (mêmes propriétés suivant toutes les directions de l'espace), la CRBM nécessite de réaliser un brassage modal. Ceci est généralement réalisé grâce à l'insertion d'un brasseur chargé de modifier les conditions aux limites du système : on parle alors de brassage mécanique. Il s'agit généralement d'un objet diffractant à la géométrie complexe en rotation à l'intérieur de la CRBM.

1.2.2 Applications

Au départ, la CRBM a été proposée pour la réalisation de tests CEM afin de tester par exemple l'immunité des composants et systèmes électroniques exposés à des rayonnements EMs ou les émissions rayonnées par ces mêmes éléments [1]. Ces dernières années, la gamme d'applications des CRBM s'est largement étendue. Elles sont désormais utilisées pour une large gamme d'applications supplémentaires (liste non exhaustive) :

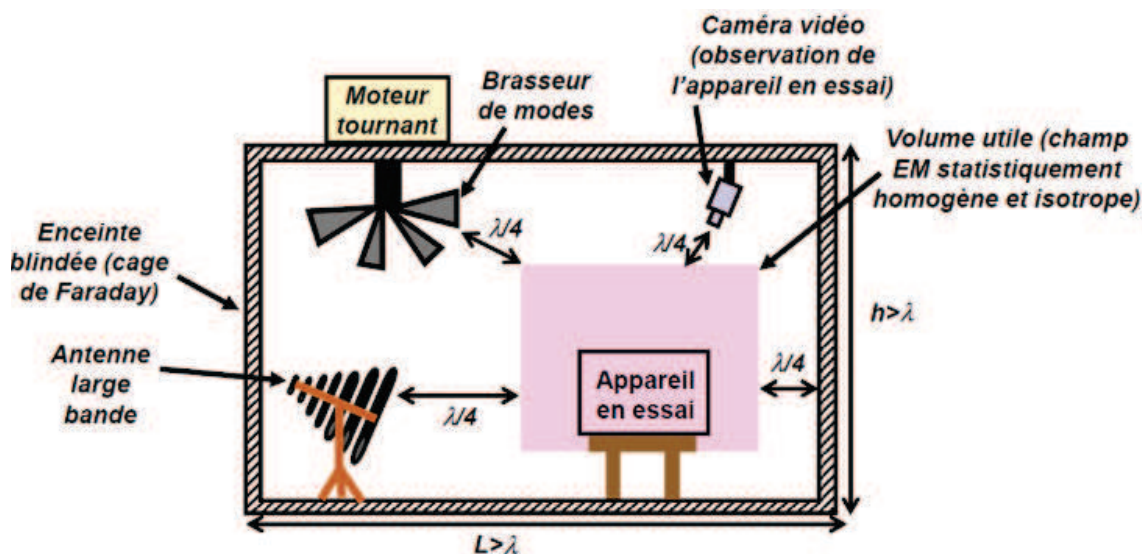


FIGURE 1.1 – Description simplifiée d'une chambre réverbérante à brassage de modes (CRBM) lors d'un test en susceptibilité rayonnée

- La caractérisation des blindages des câbles, des connecteurs et des matériaux [2]-[3];
- Les mesures d'efficacité d'antenne [4];
- Les tests de dispositifs sans fil [5]
- La caractérisation des propriétés absorbantes des matériaux [6];
- Des mesures de dosimétrie pour l'exposition aux champs EM d'animaux vivants [7]

1.2.3 Fréquences de résonance et densité de modes d'une cavité vide

Dans une cavité métallique parallélépipédique vide, les premiers modes de résonance apparaissent à certaines fréquences particulières. Ces fréquences sont liées aux dimensions de la cavité et déterminées par l'équation (1.1) :

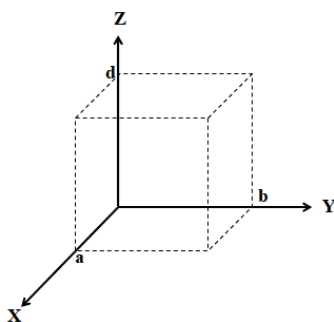


FIGURE 1.2 – Schéma d'une cavité vide dans un repère cartésien

Ordre	Polarisation	Composantes non nulles
$m \neq 0, n \neq 0, p \neq 0$	TM	E_x, E_y, E_z, H_x, H_y
$m \neq 0, n \neq 0, p \neq 0$	TE	E_x, E_y, H_x, H_y, H_z
$m \neq 0, n \neq 0, p = 0$	TM	E_z, H_x, H_y
$m \neq 0, n = 0, p \neq 0$	TE	E_y, H_x, H_z
$m = 0, n \neq 0, p \neq 0$	TE	E_x, H_y, H_z

TABLE 1.1 – Modes propres de la cavité

$$f_{m,n,p} = \frac{c}{2\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2} \quad (1.1)$$

où :

a : représente la longueur de la cavité

b : représente sa largeur

d : représente sa hauteur

ϵ_r, μ_r : représentent la permittivité et la perméabilité relative de l'air

m, n et p : des entiers positifs

c : représente la vitesse de la lumière dans le vide

Une cavité vide peut être considérée comme un guide d'onde court-circuité à ses extrémités. De ce fait, la direction correspondant à la plus grande longueur est choisie comme direction principale du guide (direction oz dans l'exemple ci-dessous). Ce choix de direction permet ensuite de classer les modes de résonance en modes transverses électriques (TE) et transverses magnétiques (TM). Le Tableau (1.1) illustre les différents modes propres de la cavité selon les ordres m, n et p et les composantes de champ E et H non nulles.

Dans le cas où $m \neq 0, n \neq 0, p \neq 0$, un mode TE et un mode TM de mêmes indices mnp apparaissent à la même fréquence : ces modes TE/TM sont dits « dégénérés ».

Le bon fonctionnement d'une CRBM dépend fortement de la densité de modes. Cette densité doit être suffisamment élevée à chaque fréquence d'étude. Le nombre et la densité de modes d'une cavité vide dépendent des dimensions de la chambre ainsi que de la fréquence de travail. Ainsi, le nombre de modes d'une cavité vide de dimensions a, b et d en dessous d'une fréquence f peut être estimé par la formule suivante de Weyl [8] :

$$N_E(f) \approx \frac{8\pi}{3c^3} \cdot abc \cdot f^3 - \frac{a+b+d}{c} \cdot f + \frac{1}{2} \quad (1.2)$$

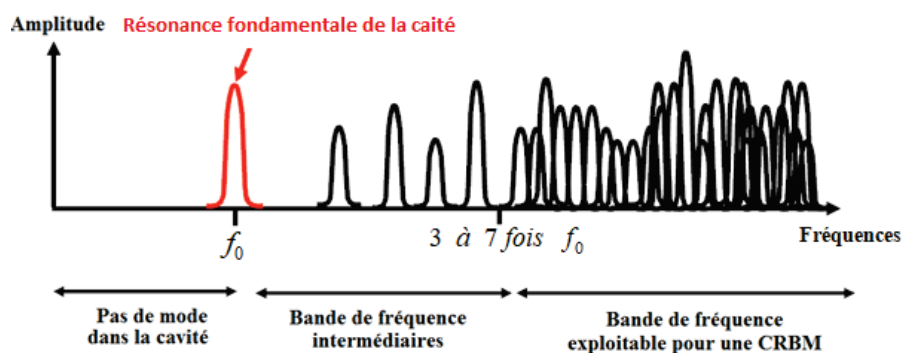


FIGURE 1.3 – Spectre de modes d’une cavité vide

La densité des modes à une fréquence f est la dérivée du nombre de modes autour de la fréquence f .

$$n_E(f) = \frac{\partial N_E(f)}{\partial f} = \frac{8\pi}{c^3} \cdot abd \cdot f^2 - \frac{a+b+d}{c} \quad (1.3)$$

On voit donc clairement que la densité de modes augmente avec le carré de la fréquence. Elle est plus importante à des fréquences élevées grâce au recouvrement modal (voir figure (1.3)). Les critères d’homogénéité et d’isotropie du champ sont alors mieux respectés.

1.2.4 Brassage de modes

Le brassage mécanique correspond au déplacement d’un objet métallique dans la CRBM, par exemple constitué de pâles métalliques fixées autour d’un axe de rotation (voir figure (1.4)), comme c’est le cas dans la CRBM du laboratoire XLIM. La rotation du brasseur modifie fictivement les conditions limites de la cavité dans le but de décaler les fréquences d’apparition des modes de résonances. Le volume occupé par le brasseur doit être de dimensions non négligeables par rapport au volume total de la cavité. Ainsi, si le brassage mécanique est efficace et si la densité modale est suffisamment importante, alors le champ EM à l’intérieur de la CRBM peut être considéré comme homogène et isotrope pour les différentes positions du brasseur.

Le brassage de modes est considéré comme efficace lorsque le décalage des modes assure un recouvrement suffisant entre les modes pour les différentes positions du brasseur. En “basses fréquences”, le recouvrement modal dû à la rotation du brasseur est insuffisant. Par conséquent, l’utilisation des CRBM est donc limitée en basses fréquences. D’un point de vue normatif, cette limite est définie comme la fréquence minimale à partir de laquelle les critères d’homogénéité et d’isotropie du champ EM dans la cavité sont atteints. Cette fréquence est déterminée à partir des mesures d’écart-types



FIGURE 1.4 – Photographie du brasseur de modes de la CRBM du laboratoire XLIM

du champ avec le protocole de calibrage de la CRBM indiqué dans la norme civile CEI 61000-4-21 [9].

Il existe aussi d'autres types de brassage tels que le brassage par saut fréquentiel [10]. Il s'agit d'exciter une chambre vide sur plusieurs fréquences proches les unes des autres autour d'une fréquence d'intérêt. Il est encore possible de combiner le brassage mécanique avec le brassage électronique afin d'augmenter l'efficacité de brassage.

D'autres types de brassage ont été proposés dans la littérature, comme le brassage par déformation des parois [11] utilisé dans les chambres réverbérantes vibrantes (VIRC en anglais pour "Vibrating Intrinsic Reverberation Chambers"). Dans ce cas, la cavité est réalisée à l'aide d'une bâche métallique souple reposant sur une structure rigide. Un système motorisé permet alors de faire vibrer la toile. Ce type de chambre a l'avantage d'être facilement transportable, ce qui permet de réaliser des tests CEM d'une partie d'un dispositif sous test comme le bout d'un avion de chasse, comme illustré sur la figure (1.5).

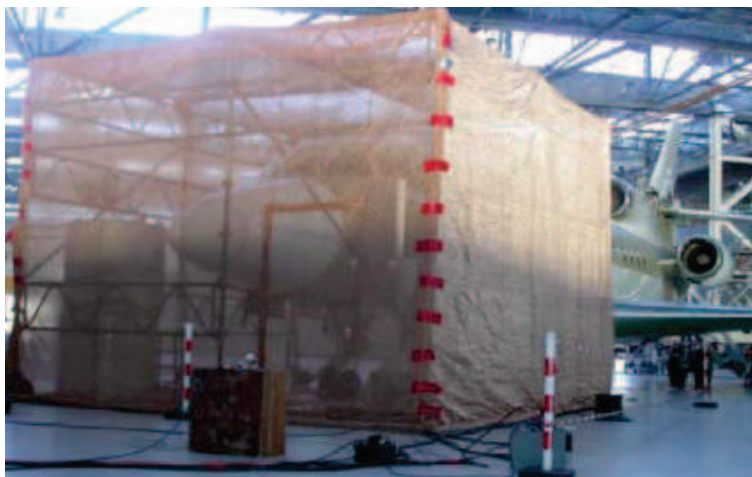


FIGURE 1.5 – Utilisation d’une VIRIC pour la réalisation de tests d’immunité sur un cockpit d’avion.

1.3 Observables permettant la caractérisation des performances d’une CRBM

Nous présentons ici une liste d’observables proposés afin de caractériser la qualité du champ EM généré au sein d’une CRBM. Cette liste est non exhaustive, nous ne présentons ici que les observables en lien avec le travail présenté dans ce manuscrit.

1.3.1 Facteur de qualité Q d’une CRBM

Le facteur de qualité Q d’une CRBM correspond à sa capacité à emmagasiner de l’énergie. La CRBM étant une cavité métallique à fort coefficient de qualité, des niveaux de champ électrique importants peuvent être obtenus à l’intérieur de la CRBM pour une puissance injectée raisonnable. Pour une seule antenne de mesure, le facteur de qualité moyen en CRBM est évalué par la formule suivante [12] :

$$Q_{1ant} = \langle |S_{11} - \langle S_{11} \rangle|^2 \rangle \frac{Z_0 \omega \epsilon V}{(\lambda^2 / 4\pi)(1 - |\langle S_{11} \rangle|^2)^2 \eta_1^2} \quad (1.4)$$

où :

η_1 correspond à l’efficacité de l’antenne

λ correspond à la longueur d’onde d’étude

V correspond au volume de la CRBM

Z_0 est l’impédance d’onde du vide

ϵ est la permittivité du vide

ω est la pulsation.

L’opérateur $\langle . \rangle$ correspond ici à la moyenne sur l’ensemble d’une série de données.

1.3.2 Calcul du nombre d'échantillons indépendants sur un tour de brasseur

Le brasseur de modes est utilisé à l'intérieur d'une CRBM afin de modifier les conditions aux limites de la CR dans le but d'obtenir pour chaque position du brasseur un champ EM indépendant du champ obtenu pour chacune des autres positions du brasseur. La communauté CEM utilise généralement le coefficient d'autocorrélation pour déterminer le nombre de positions indépendantes d'un brasseur. L'expression du coefficient d'autocorrélation r à l'ordre n d'une série de données x est telle que :

$$r(n) = \frac{\sum_{k=1}^N (x(k) - \langle x \rangle) \cdot (x(k+n) - \langle x \rangle)}{\sum_{k=1}^N (x(k) - \langle x \rangle)^2} \quad (1.5)$$

Dans la norme IEC, une composante du champ électrique mesurée en un point du volume utile est considérée comme indépendante si la valeur du coefficient d'autocorrélation au premier ordre $r(1)$ sur la série de N données (pour N positions du brasseur) ne dépasse pas 0.37. Cependant, il a été montré dans [13] que la valeur de $r(1)$ doit prendre en considération la taille de l'échantillon de la série de données. En effet, la fonction d'autocorrélation est une variable aléatoire dont la densité de probabilité $\Psi(r)$ est liée à la taille de l'échantillon considérés dans la série de données :

$$\Psi(r) = \frac{N-2}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{\Gamma(N-1)}{\Gamma(N-1/2)} \cdot \frac{(1-\rho^2)^{\frac{N-1}{2}} \cdot (1-r^2)^{\frac{N-4}{2}}}{(1-\rho r)^{N-\frac{3}{2}}} \cdot A(r) \quad (1.6)$$

où :

$$A(r) = 1 + \frac{1 + \rho r}{4(2N-1)} + \dots \quad (1.7)$$

où :

r représente le coefficient d'autocorrélation obtenu pour N réalisations à un ordre donné
 ρ représente le coefficient d'autocorrélation qui serait obtenu pour un nombre de réalisations infini.

Lünden [14] a proposé une méthode permettant de déterminer la valeur du coefficient d'autocorrélation maximum à considérer en fonction du nombre d'échantillons de la série de données et du seuil de confiance que l'on choisit. A partir des équations (1.6) et (1.7), on calcule donc la probabilité que le coefficient d'autocorrélation r de deux séries de N échantillons totalement décorrélés ($\rho=0$) soit supérieur au coefficient d'autocorrélation ρ_0

de la série de N échantillons à tester telle que :

$$prob_N(|r| \geq |\rho_0|) = \frac{2\Gamma[(N-1)/2]}{\sqrt{\pi}\Gamma[(N-2)/2]} \cdot \int_{|\rho_0|}^1 (1-r^2)^{(N-4)/2} dr \quad (1.8)$$

La série de données est considérée comme corrélée lorsque la valeur de cette probabilité est inférieure à un seuil de risque α choisi. Ainsi, les valeurs limites du coefficient d'autocorrélation calculées par Lünden en fonction de la taille de l'échantillon pour les 3 seuils de risque les plus couramment utilisés sont illustrées dans la figure (1.6). Par exemple, pour $n=50$ et $\alpha=5\%$, on obtient une valeur maximum égale à 0.28.

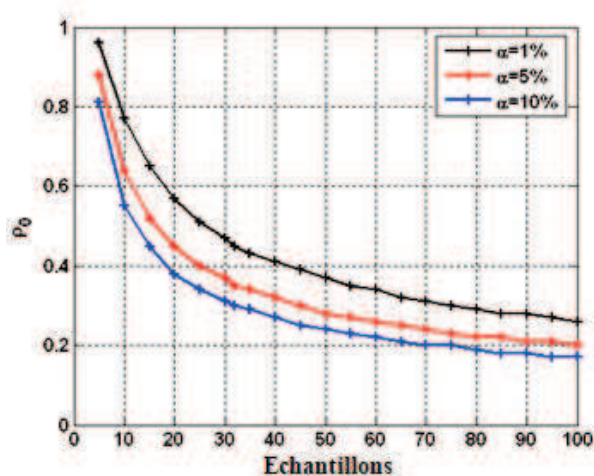


FIGURE 1.6 – Valeurs limites du coefficient d'autocorrélation au 1^{er} ordre en fonction du nombre d'échantillons de la série de données pour 3 seuils de confiance

1.3.3 Caractérisation des lois de distribution du champ EM

Dans cette partie, nous présentons le modèle qui assimile le fonctionnement d'une CRBM à une superposition d'un grand nombre d'ondes planes de polarisation et d'orientation aléatoires pour chaque position du brasseur de modes : le modèle idéal de Hill [15]. Ensuite, nous rappelons les lois de distributions du champ EM issues de ce modèle.

1.3.3.1 Présentation du modèle idéal d'une cavité surdimensionnée

Le modèle de Hill est un modèle statistique basé sur le fait que le champ EM en tout point d'une CRBM peut être représenté comme l'intégrale d'ondes planes d'amplitude et de polarisation aléatoires provenant de toutes les directions de l'espace.

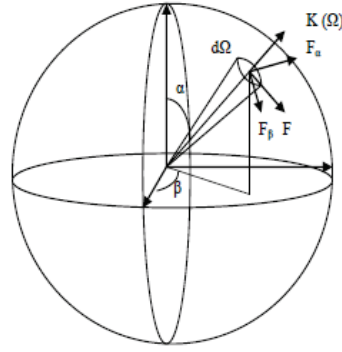


FIGURE 1.7 – Représentation polaire d'une onde plane

Ainsi selon ce modèle, le champ électrique au point r est représenté comme une intégrale d'ondes planes provenant de toutes les directions de l'espace (angle solide de 4π stéradians) :

$$\vec{E}(r) = \iint_{4\pi} \vec{F}(\Omega) e^{j\vec{k}\vec{r}} d\Omega \quad (1.9)$$

où : F représente une fonction qui décrit l'orientation et la polarisation de chaque onde plane

Ω représente l'angle solide

\vec{k} représente le vecteur du nombre d'onde

L'angle solide Ω est lié aux angles α et β (décrits sur la figure (1.7)) par la relation suivante :

$$d\Omega = \sin\alpha \cdot d\alpha \cdot d\beta \quad (1.10)$$

Dans ce modèle, la répartition du champ électrique \vec{E} sur un nuage de points ou sur un même point pour différentes positions du brasseur au sein du volume utile de la CRBM suit les lois de distribution statistiques que nous présentons ci-dessous.

La distribution du champ \vec{E} est issue des propriétés des parties réelle et imaginaire de chaque composante cartésienne E_x , E_y et E_z telle que

$$E_x = E_{xr} + iE_{xi} \quad (1.11)$$

$$E_y = E_{yr} + iE_{yi} \quad (1.12)$$

$$E_z = E_{zr} + iE_{zi} \quad (1.13)$$

Pour une CRBM idéale, Hill a montré que les parties réelles et imaginaires de chaque composante du champ \vec{E} suivent la loi normale (ou loi gaussienne, de moyenne μ nulle, et d'écart type σ) :

$$\mu = \langle E_{xr} \rangle = \langle E_{xi} \rangle = \langle E_{yr} \rangle = \langle E_{yi} \rangle = \langle E_{zr} \rangle = \langle E_{zi} \rangle = 0 \quad (1.14)$$

$$\sigma^2 = \langle E_{xr}^2 \rangle = \langle E_{xi}^2 \rangle = \langle E_{yr}^2 \rangle = \langle E_{yi}^2 \rangle = \langle E_{zr}^2 \rangle = \langle E_{zi}^2 \rangle = \frac{E_0^2}{6} \quad (1.15)$$

où $E_0^2 = \left\langle \left| \vec{E}(\vec{r}) \right|^2 \right\rangle$ est la valeur moyenne du module du champ total \vec{E} au carré.

De ce fait, la densité de probabilité et la fonction de répartition de la partie réelle et imaginaire d'une composante rectangulaire notée E_r du champ \vec{E} s'écrivent respectivement :

$$f(E_r) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{E_r^2}{2\sigma^2}} \quad (1.16)$$

$$F(E_r) = \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \operatorname{erf} \frac{E_r}{\sigma\sqrt{2}} \right) \quad (1.17)$$

Un raisonnement mathématique simple, non démontré ici, permet d'en déduire que le module de chaque composante cartésienne (E_x, E_y, E_z) du champ \vec{E} suit la loi de Rayleigh (ou loi du χ à 2 degrés de liberté) dont la formule de la densité de probabilité et de la fonction de répartition en fonction du paramètre θ (avec $\theta > 0$) peuvent être énoncées ainsi :

$$f(x) = \frac{2x}{\theta} \cdot e^{-\frac{x^2}{\theta}} \quad (1.18)$$

$$F(x) = 1 - e^{-\frac{x^2}{\theta}} \quad (1.19)$$

La moyenne et l'écart type des variables aléatoires (E_x, E_y, E_z) ont pour valeur :

$$\langle E_i \rangle = \theta \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (1.20)$$

$$\sqrt{\operatorname{var}(E_i)} = \theta \sqrt{\left(2 - \frac{\pi}{2} \right)} \quad (1.21)$$

avec $i = x, y$ et z .

Une propriété remarquable de la loi de Rayleigh concerne le rapport de l'écart-type sur la moyenne qui est constant et vaut approximativement 0,523. Par voie de conséquence, le module du champ \vec{E} total suit la loi exponentielle dont la formule de la densité de probabilité et de la fonction de répartition en fonction du paramètre θ (avec $\theta > 0$) peuvent être exprimées telles que :

$$f(x) = \frac{1}{\theta} e^{-\frac{x}{\theta}} \quad (1.22)$$

$$F(x) = 1 - e^{-\frac{x}{\theta}} \quad (1.23)$$

1.3.3.2 Les tests d'ajustement à une loi de probabilité

Les tests d'ajustement à une loi de probabilité sont utilisés en statistique pour tester si un échantillon de valeurs suit une loi de probabilité donnée. Ils sont donc utilisés en CRBM afin de déterminer si des échantillons mesurés suivent bien la loi idéale définie par le modèle de Hill. La première étape d'un test d'ajustement est de formuler une hypothèse H_0 telle que : « les N réalisations suivent la loi statistique X ». Les fonctions de répartition théorique et empirique (correspondant aux N réalisations) doivent alors être calculées. Pour la fonction de répartition théorique, il faut faire appel à la méthode du maximum de vraisemblance afin de déterminer les paramètres inconnus de la distribution en fonction de la valeur des échantillons. Par exemple dans le cas de la loi de Rayleigh, le paramètre θ de l'équation (1.19) est égal à la moyenne quadratique des réalisations :

$$\theta = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2 \quad (1.24)$$

Dans le cas de la loi exponentielle, le paramètre θ de l'équation (1.24) est égal à la moyenne des réalisations :

$$\theta = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (1.25)$$

La seconde étape consiste à calculer la valeur d'un paramètre statistique spécifique à chaque test afin de la comparer à une valeur critique dépendante du nombre d'échantillons N , du seuil de risque α choisi et de la loi statistique testée. Lorsque la statistique du test est inférieure à la valeur critique, l'hypothèse est acceptée. Dans le cas inverse, elle est rejetée.

C. Lemoine [13] a indiqué que le test d'ajustement à une loi de probabilité le plus puissant et le plus adapté aux tests des lois de distribution du champ EM dans une CRBM était le test d'Anderson-Darling (AD). La statistique d'AD appelée A^2 est calculée à l'aide de la relation suivante :

$$A^2 = - \frac{\sum_{i=1}^N (2i - 1) \cdot [\ln F_0(x_i) + \ln(1 - F_0(x_{N+1-i}))]}{N} - N \quad (1.26)$$

où :

$F_0(x_i)$ représente la fonction de distribution cumulée théorique

x_i correspond à la i^{me} valeur expérimentale ordonnée dans l'ordre croissant

D'après [13], les valeurs critiques les plus appropriées sont celles données par Stephens [16].

Ces valeurs sont listées dans le Tableau (1.2) pour les valeurs de seuil de risque les plus représentatives dans le cas du test de la distribution de Rayleigh.

Généralement, on utilise le seuil de risque $\alpha = 5\%$ qui correspond à un bon compromis

Seuil de risque α	0,15	0,1	0,05	0,01
Valeur critique	0,922	1,078	1,341	1,957

TABLE 1.2 – Valeurs critiques proposées par Stephens pour le test d'AD d'une loi de Rayleigh

afin d'obtenir un test d'ajustement significatif sans être trop restrictif.

Ces valeurs critiques sont donc comparées à la statistique modifiée A_m^2 suivante dépendante du nombre d'échantillons N et de A^2 :

$$A_m^2 = A^2 \left(1 + \frac{0.6}{N}\right) \quad (1.27)$$

Cette statistique modifiée permet de prendre en compte le nombre de réalisations de la série de données. Si A_m^2 est inférieure à la valeur critique, alors l'hypothèse H_0 est acceptée, sinon elle est rejetée.

1.3.4 Facteur K en chambre réverbérante

Pour un canal de communication en chambre réverbérante à brassage des modes, les divers trajets entre l'émetteur et le récepteur sont le résultat de phénomènes de réflexions, diffractions et diffusions. Le signal reçu est alors composé d'une somme de signaux complexes avec différentes amplitudes et phases. Dans ces conditions, deux types de trajets peuvent exister : les trajets non brassés (qu'ils soient directs ou après une ou plusieurs réflexions sur les parois de la chambre) qui ne sont pas impactés par le déplacement d'un objet ou du brasseur de modes et les trajets brassés qui interagissent avec l'objet en mouvement.

Le facteur K est défini comme le rapport de la puissance moyenne des rayons non-brassés sur la puissance moyenne des rayons brassés. Ainsi, le facteur K dépend par exemple de la position des antennes, de leur diagramme de rayonnement, du facteur de qualité Q de l'enceinte ou de la géométrie du brasseur de modes.

Une méthode simple basée sur la mesure du paramètre S_{21} , dans le cas où deux antennes sont utilisées dans la CRBM a été proposée [17] afin d'évaluer le facteur K :

$$K = \frac{(|\langle S_{21} \rangle|)^2}{\langle |S_{21} - \langle S_{21} \rangle|^2 \rangle} \quad (1.28)$$

Le facteur K est généralement calculé en dB en prenant $10 \cdot \log_{10}$ de la valeur en linéaire. D'un point de vue CEM, il est donc préférable que le facteur K exprimé en dB tende vers moins l'infini.

1.4 Présentation de la méthode rapide d'étalonnage d'une CRBM via le paramètre S_{11}

Dans cette partie nous présentons brièvement une méthode publiée récemment [18] dont l'objectif est de proposer aux utilisateurs de CRBM une méthode rapide (quelques minutes) et précise afin de déterminer la fréquence à laquelle une CRBM brassée mécaniquement peut être considérée comme « bien brassée », c'est-à-dire fonctionnant de façon quasi-idéale. Dans la suite de cette thèse (chapitre 2), nous utilisons les observables définis dans cette méthode pour consolider notre propos.

La CRBM est considérée comme bien brassée si 1) le champ EM obtenu pour chacune des positions du brasseur de modes est indépendant et 2) si les lois de distribution du modèle idéal sont respectées. Ainsi, le principe de cette méthode peut être décrit en quatre étapes.

La première étape consiste à mesurer le paramètre S_{11} d'une seule antenne située à l'intérieur de la CRBM pour N positions du brasseur (voir figure (1.8)). Le paramètre S_{11} est mesuré sur plusieurs points N_f de fréquences d'une bande de mesure. Ainsi, les dimensions du paramètre S_{11} mesuré par l'antenne est $N \times N_f$. Le paramètre S_{11} d'une antenne en CR peut être décomposé pour chaque position i tel que :

$$S_{11,i} = S_{11}^{EL} + S_{11}^{uns} + S_{11,i}^{sti} \quad (1.29)$$

Avec :

S_{11}^{EL} représente le coefficient de réflexion de l'antenne en espace libre

S_{11}^{uns} représente la contribution des trajets non brassés en CR (trajets sans aucune interaction avec le brasseur)

$S_{11,i}^{sti}$ représente la contribution des trajets brassés en CR pour la position i

Ainsi, pour chaque position i la quantité $S_{11,i}^{sti}$ est facilement déterminé par la relation suivante :

$$S_{11,i}^{sti} = S_{11,i} - \langle S_{11} \rangle \quad (1.30)$$

où l'opérateur $\langle . \rangle$ dénote une moyenne sur l'ensemble des positions du brasseur à une fréquence donnée.

La méthode se concentre sur le paramètre $S_{11,i}^{sti}$ afin de supprimer la contribution des trajets non brassés ainsi que le coefficient de réflexion en espace libre de l'antenne. L'idée est non pas d'améliorer artificiellement les performances de la CRBM mais d'évaluer sa capacité à créer un champ brassé ayant des propriétés correspondant à celles d'une CRBM bien brassée. La méthode a donc le grand avantage d'être indépendante de la position, de l'orientation et du type de l'antenne utilisée pourvu qu'elle soit suffisamment adaptée.

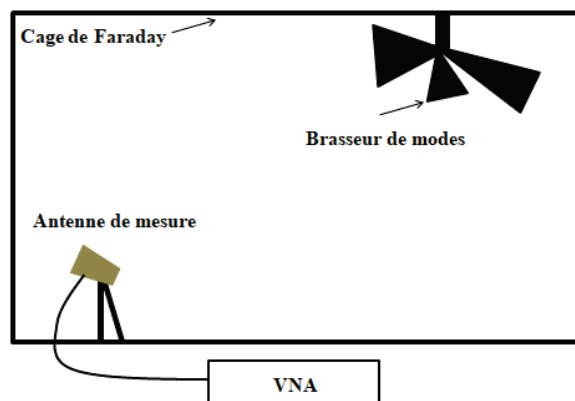
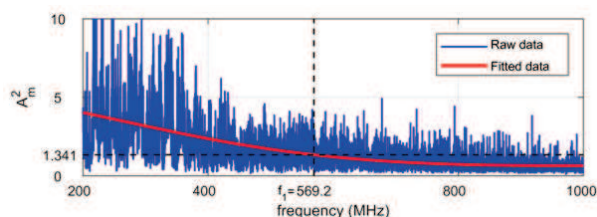


FIGURE 1.8 – Illustration de la configuration de mesure

La deuxième étape consiste à appliquer le test d'ajustement à une loi de probabilité, précisément le test d'Anderson-Darling (détaillé dans la section précédente) sur la série de données $|S_{11}^{sti,N}|$ mesuré pour N positions du brasseur à chaque fréquence pour vérifier si l'évolution de leurs amplitudes suit la distribution de Rayleigh. Ensuite, afin de concentrer l'analyse sur la tendance générale de A_m^2 en fonction de la fréquence, une régression polynomiale de la courbe est calculée (avec les fonctions fournies par les progiciels Matlab ou GNU Octave) comme illustré sur la figure (1.9).

L'objectif est de déterminer une fréquence f_1 étant la fréquence à laquelle la valeur de A_m^2 ajustée est égale à une valeur critique c (voir figure -1.9)). Par exemple, d'après le Tableau 1.2), pour une distribution de Rayleigh et un seuil de risque $\alpha = 0.05$, on retient la valeur critique $c = 1.341$ qui est la valeur critique du test d'AD. Ce choix permet donc de déterminer une valeur seuil justifiée d'un point de vue théorique.


 FIGURE 1.9 – Principe de la détermination de la fréquence f_1 dans la CRBM du laboratoire XLIM vide [18]

L'objectif de la troisième étape est de déterminer une deuxième fréquence f_2 . Cette fréquence est déterminée à partir du calcul du coefficient d'autocorrelation d'ordre 1 $r(1)$ (l'équation (1.5)) calculé à partir de la série de données $|S_{11}^{sti,N}|$ (mesuré pour N positions du brasseur à chaque fréquence, pour cet exemple $N = 50$). Une régression polynomiale de la courbe est calculée afin de concentrer l'analyse sur la tendance générale de $r(1)$ en

fonction de la fréquence. Ainsi, f_2 est la fréquence à laquelle la valeur de $r(1)$ ajustée est égale à un seuil (voir figure (1.10)). Ce seuil est déterminé par la méthode de Lünden, comme nous l'avons expliqué dans la section précédente. Cette deuxième valeur est donc également justifiée d'un point de vue théorique.

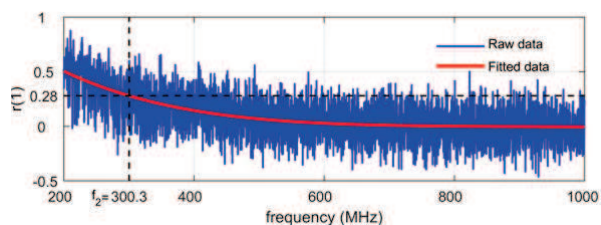


FIGURE 1.10 – Principe de la détermination de la fréquence f_2 dans la CRBM du laboratoire XLIM vide [18]

Dans la quatrième et dernière étape, on détermine la fréquence f_{ws} à partir de laquelle la chambre est considérée comme « bien brassée » en prenant la valeur maximale entre f_1 et f_2 . Le but est donc d'être sûr que les deux critères sont respectés.

1.5 Conclusion

Ce chapitre introductif a dans un premier temps présenté rapidement quelques concepts généraux des CRBM. Ensuite, les indicateurs les plus pertinents (selon nous) généralement utilisés pour caractériser la qualité du champ EM généré à l'intérieur d'une CRBM ont été présentés en détail.

Bibliographie

- [1] P. Corona, G. Ferrara and M. Migliaccio, "Reverberating chambers as sources of stochastic electromagnetic fields", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 38, no.3, pp. 348-356, Août 1996.
- [2] V. M. Primiani and F. Moglie and A. P. Pastore, "Modeling of the Reverberation Chamber Method for Determining the Shielding Properties of a Coaxial Cable", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 50, no. 2, pp. 246-251, Mai 2008.
- [3] C. Holloway, D. Hill, J. Ladbury, G. Koepke, and R. Garzia, "Shielding effectiveness measurements of materials using nested reverberation chambers", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 45, no. 2, pp. 350-356, Mai 2003.
- [4] C. L. Holloway, H. A. Shah, R. J. Pirkl, W. F. Young, D. A. Hill and J. Ladbury, "Reverberation Chamber Techniques for Determining the Radiation and Total Efficiency of Antennas", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 4, pp. 1758-1770, Avril 2012.
- [5] E. Genender, C. L. Holloway, K. A. Remley, J. M. Ladbury, G. Koepke and H. Garbe, "Simulating the Multipath Channel With a Reverberation Chamber : Application to Bit Error Rate Measurements", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 52, no. 4, pp. 766-777, Novembre 2010.
- [6] A. Gifuni, "On the measurement of the absorption cross section and material reflectivity in a reverberation chamber", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 51, no. 4, pp. 1047-1050, Novembre 2009.
- [7] A. K. Fall and P. Besnier and C. Lemoine and M. Zhadobov and R. Sauleau, "Experimental Dosimetry in a Mode-Stirred Reverberation Chamber in the 60-GHz Band", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 58, no. 4, pp. 981-992, Août 2016.
- [8] P. Besnier and B. Démoulin, *Electromagnetic Reverberation Chambers*, Wiley-ISTE, Février 2013.
- [9] Standard IEC 61000-4-21 :2001.Reverberation Chamber Test Methods, Int. Electrotech. Commiss.
- [10] D. Hill, "Electronic mode stirring for reverberation chambers", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 36, no. 4, pp. 294-299, Novembre 1994.

- [11] F. Leferink, J. C. Boudenot and W. Van Etten, "Experimental results obtained in the vibrating intrinsic reverberation chamber", *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, vol. 2, pp. 639-644, 2000.
- [12] P. Besnier and C. Lemoine and J. Sol, "Various estimations of composite Q -factor with antennas in a reverberation chamber", 2015 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), Dresde, Août 2015.
- [13] C. Lemoine, P. Besnier, M. Drissi, "Investigation of reverberation chamber measurements through high-power goodness-of-fit tests", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 49, no. 4, pp. 745-755, Novembre 2007.
- [14] O. Lunden, M. Backstrom, "Absorber loading study in FOI 36.7 m³ mode stirred reverberation chamber for pulsed power measurements", *Proceedings of the IEEE Int. Symposium on EMC*, Detroit, Aug. 2008.
- [15] D. Hill, "Plane wave integral representation for fields in reverberation chambers", *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 40, no. 3, pp. 209-217, Août 1998.
- [16] M.A. Stephens, "EDF statistics for goodness of fit and some comparisons", *Journal of the American Statistical Association*, vol. 69, no. 347, pp. 730-737, Septembre 1974.
- [17] C.L. Holloway, D. A. Hill, J.M. Ladbury, P. F. Wilson, G. Koepke, et J. Coder, "On the Use of Reverberation Chambers to Simulate a Rician Radio Environment for the Testing of Wireless Devices", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, no. 11, pp. 3167 - 3177, Novembre 2006.
- [18] G. Andrieu, N. Ticaud, F. Lescoat, L. Trougnou, "Fast and accurate assessment of the well stirred condition of a reverberation chamber from S_{11} measurements", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Consultable en ligne, 2018.

Chapitre 2 :

Optimisation des performances d'un brasseur de modes en rotation via l'analyse du spectre Doppler associé

2.1 Introduction

En CRBM, le mouvement d'un objet engendre un spectre Doppler. L'objectif de ce chapitre est d'exploiter l'effet Doppler généré par la rotation d'un brasseur de modes afin d'évaluer ses performances. L'idée est ensuite de montrer qu'il est possible de prédire a priori les performances d'un brasseur non encore construit à l'aide de simulations numériques.

2.2 Spectre Doppler en CRBM

2.2.1 Effet Doppler

L'effet Doppler ou effet Doppler-Fizeau désigne le décalage de fréquence d'une onde observé entre un émetteur et un récepteur, lorsque la distance entre l'émetteur et le récepteur varie au cours de temps. Dans le cas d'un émetteur fixe orienté vers un récepteur mobile tel que l'illustre la figure (2.1), la fréquence Doppler f_d se calcule par l'expression suivante :

$$f_d = \pm \frac{v}{c} \cdot f \quad (2.1)$$

où :

f est la fréquence du signal émis

v est la vitesse (constante ici) de déplacement du récepteur

c est la vitesse de la lumière dans le vide

(+) : dans le cas où le récepteur se rapproche de l'émetteur

(-) : dans le cas où le récepteur s'éloigne de l'émetteur

2.2.2 Spectre Doppler en CRBM

Dans un environnement fortement multi-trajets comme celui obtenu à l'intérieur d'une CRBM, le spectre Doppler correspond à l'ensemble des décalages fréquentiels observés par le récepteur lorsqu'une des deux antennes est en mouvement ou lorsque un autre objet est en mouvement dans le milieu (par exemple le brasseur de modes) comme l'illustre la figure (2.2).

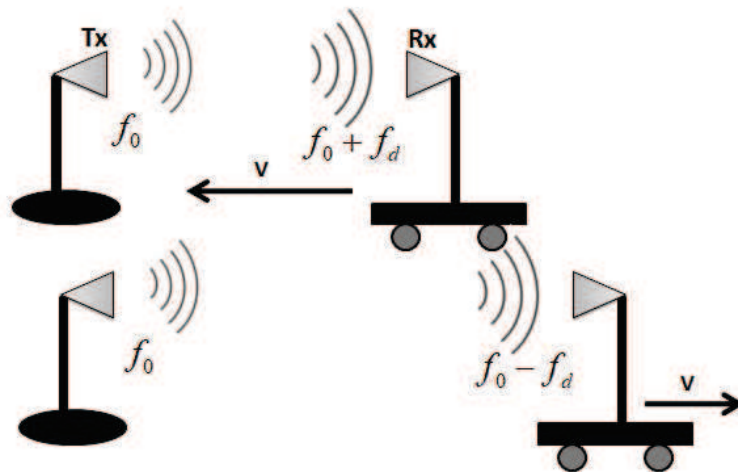


FIGURE 2.1 – Illustration de l'effet Doppler dans le cas d'un récepteur se déplaçant à vitesse constante.

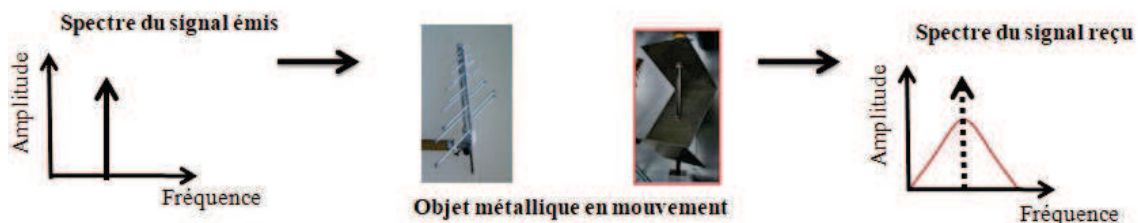


FIGURE 2.2 – Spectre Doppler en milieu réverbérant

2.2.3 Expression analytique du spectre Doppler en CRBM

Un canal de communication est un milieu de transmission d'information qui relie l'émetteur au récepteur. Ainsi, dans la CRBM, un canal de communication relie l'antenne d'émission à celle de réception. D'un point de vue théorique, le spectre Doppler est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation temporelle de la fonction de transfert entre un émetteur et un récepteur.

Soit $H(f, t)$ la fonction de transfert du canal obtenue à la fréquence f en fonction du temps t . La fonction d'autocorrélation temporelle $R_H(f, \partial t)$ se calcule par l'expression suivante [1]- [2] :

$$R_H(f, \partial t) = E(H^*(f, t) \cdot H(f, t + \partial t)) \quad (2.2)$$

où E représente l'espérance mathématique. Si on note f_d la fréquence Doppler, alors l'expression du spectre Doppler à la fréquence f se calcule par l'expression suivante :

$$D(f, f_d) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_H(f, \partial t) \cdot \exp(-j2\pi f_d \partial t) d(\partial t) = TF[R_H(f, \partial t)] \quad (2.3)$$

où TF désigne la transformée de Fourier.

La fonction d'autocorrélation s'écrit aussi sous la forme :

$$R_H(f, \partial t) = H(f, \partial t) \otimes H^*(f, -\partial t) \quad (2.4)$$

où \otimes indique l'opération de convolution.

Le spectre Doppler s'écrit également directement en fonction de la fonction de transfert $H(f, t)$ du canal :

$$D(f, f_d) = TF \{H(f, \partial t)\} \cdot TF \{H^*(f, \partial t)\} = |TF \{H(f, t)\}|^2 \quad (2.5)$$

Dans le cas de mesures de paramètres S réalisées à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (ARV), la fonction de transfert du canal $H(f, t)$ peut être par exemple $S_{21}(f, t)$ dans le cas où deux antennes sont installées dans la CRBM [1], mais aussi $S_{11}(f, t)$ qu'une ou plusieurs antennes aient été utilisées. Il est donc possible de calculer un spectre Doppler en CRBM à l'aide d'une seule antenne de mesure insérée dans la CRBM, ce qui correspond à un montage expérimental très simple.

2.2.4 Méthodes de mesure du spectre Doppler en CRBM

L'évaluation du spectre Doppler engendré par le mouvement d'un objet dans la CRBM (brasseur de modes ou antenne par exemple) est généralement réalisée à l'aide d'une capture en continue de la grandeur observée [3]- [2], par exemple le paramètre S_{11} d'une antenne mesuré à l'ARV à l'aide des fonctions *sweep-time* ou *cw*. Ces modes de travail permettent donc à l'ARV de réaliser une acquisition temporelle à une fréquence particulière.

Dans notre CRBM, nous avons réalisé une acquisition sur une rotation complète du brasseur de modes réalisée en 21 secondes avec une acquisition de 2001 points de temps ($\delta_t = 10$ ms).

Une autre méthode d'évaluation du spectre Doppler a été proposée par Karlsson [1] il y a quelques années. Dans ce cas, l'acquisition se fait à l'aide de mesures pas à pas. Stricto sensu, il n'y a pas de spectre Doppler généré car l'objet est pour chaque acquisition immobile. Le spectre Doppler est alors reconstruit fictivement en associant à chaque acquisition un instant donné.

Dans le cas du paramètre S_{21} , soit n le nombre de positions occupées par l'objet en une rotation pas à pas et $S_{21}(f_0, t_i)$ la fonction de transfert entre les deux antennes mesurées à chaque position i de l'objet à une fréquence f_0 . L'application de l'équation (2.5) sur

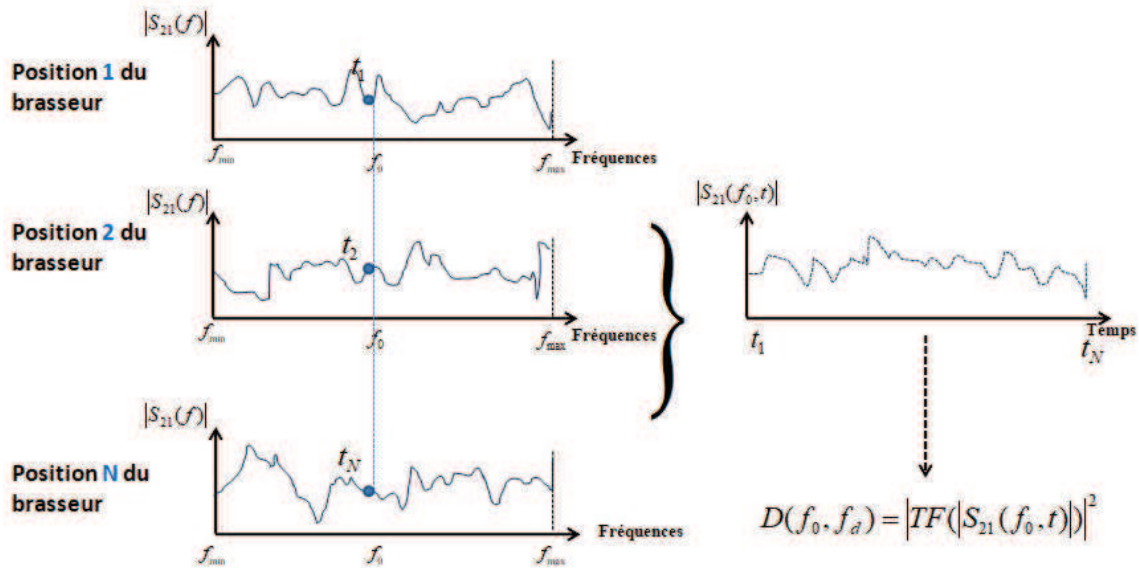


FIGURE 2.3 – Illustration de la méthode d'évaluation du spectre Doppler via le paramètre S_{21} à partir de la rotation pas à pas d'un objet.

l'ensemble des n valeurs $S_{21}(f_0, t_i)$ (voir figure (2.3)) permet finalement de déterminer le spectre Doppler à la fréquence f_0 .

Cette méthode se révèle intéressante lorsqu'on souhaite évaluer le spectre Doppler d'un objet à plusieurs points de fréquences. En effet, grâce à la mesure du paramètre S_{11} (par exemple) sur une bande de fréquences contenues entre f_{min} et f_{max} et pour les n positions de l'objet (voir figure (2.3)), il est ensuite possible de déterminer le spectre Doppler à toutes les fréquences mesurées.

Le temps nécessaire pour mesurer le spectre Doppler en mode pas à pas dépend essentiellement du nombre de positions de l'objet en rotation. Par exemple, au laboratoire XLIM, pour 360 positions de l'objet en rotation et pour 60 points de fréquences entre 200 MHz et 2 GHz, nous avons besoin d'environ 18 minutes de mesure pour calculer ensuite les 60 spectres Doppler. En somme, la méthode d'évaluation du spectre Doppler en mode pas à pas nous permet d'évaluer le spectre à plusieurs fréquences pour une seule rotation de l'objet.

En résumé, si on cherche à mesurer le spectre Doppler d'un objet à une seule fréquence, il est préférable d'utiliser la méthode d'évaluation en rotation continue qui est plus rapide. Si on cherche à mesurer le spectre Doppler à plusieurs points de fréquences, il est préférable d'utiliser la méthode d'évaluation en mode pas à pas afin d'éviter de faire tourner le brasseur pour chaque fréquence de mesure et ainsi réduire le temps de mesure.

2.2.5 Exemple illustratif du spectre Doppler en CRBM

La figure (2.4) illustre un exemple de configuration de mesure du spectre Doppler d'un brasseur de modes en CRBM en utilisant deux antennes de mesures. Le spectre Doppler est alors calculé à l'aide de l'acquisition du paramètre S_{21} .

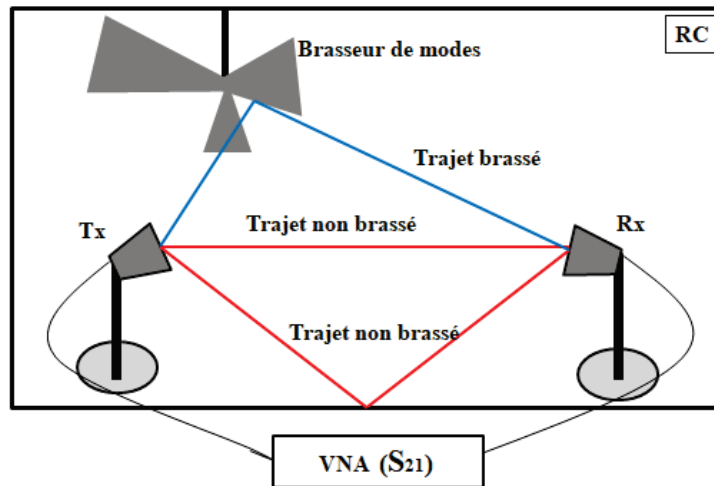


FIGURE 2.4 – Exemple de configuration de mesure du spectre Doppler en CRBM via le paramètre S_{21} .

La CRBM du laboratoire XLIM est de dimensions $3.54\text{ m} \times 2.45\text{ m} \times 2.46\text{ m}$. Compte tenu de ses dimensions, le mode de résonance fondamental de la cavité vide intervient théoriquement à 74 MHz. Son brasseur est composé par 8 plaques métalliques identiques en aluminium où chaque plaque mesure $0.6\text{ m} \times 0.4\text{ m}$.

La figure (2.5) illustre un exemple de spectre Doppler obtenu à la fréquence de 3 GHz pour une rotation du brasseur lorsqu'aucun absorbant n'est ajouté au sein de la CRBM (CRBM "vide"). Le spectre obtenu est en forme de cloche ("Bell-shaped"), comme cela a déjà été discuté dans quelques articles, par exemple dans [4].

La raie du spectre Doppler obtenu à $f = 0\text{ Hz}$ est relative aux trajets non brassés ou directs, c'est à dire les trajets sans interférences avec l'objet en mouvement puisqu'ils n'ont pas subi de décalage fréquentiel. Ensuite, on trouve les raies relatives aux trajets brassés qui subissent un décalage Doppler du fait de leurs interférences avec le brasseur en mouvement. On note ensuite intuitivement que plus on s'éloigne de la raie à 0 Hz ($f_d = 0$), plus les rayons interfèrent avec l'objet en mouvement. Ces raies apparaissent jusqu'à la fréquence Doppler maximale [3] $f_{d_{max}}$. Au delà de cette fréquence, on ne retrouve que du bruit de mesure.

Compte tenu des explications précédentes, on se rend compte qu'il est possible de déterminer le facteur K défini dans le chapitre 1, directement à l'aide du spectre Doppler. Pour rappel, le facteur K est le rapport de la puissance moyenne des composantes

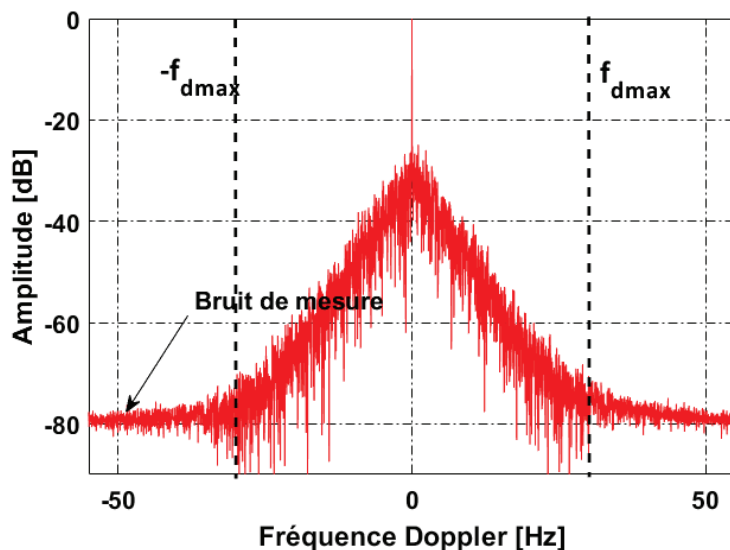


FIGURE 2.5 – Exemple du spectre Doppler obtenu à la fréquence de 3 GHz lors de la rotation du brasseur de modes de la CRBM du laboratoire XLIM.

non-brassées sur la puissance moyenne des composantes brassées. Cette définition nous a laissé penser à une méthode pour calculer ce facteur à partir du spectre Doppler. En effet, la composante continue (la raie à $f_d = 0$ Hz) du spectre Doppler est relative aux trajets non-brassés, tandis que le reste du spectre est lié aux trajets brassés ayant interagi avec l'objet en mouvement.

Ainsi, soit $D(f_{d_i})$ l'amplitude du spectre Doppler relative à chaque fréquence Doppler f_{d_i} . Le facteur K peut être déterminé à une fréquence donnée f à partir de l'expression suivante :

$$K(f) = \frac{D(f, f_d = 0)}{\sum_{f_d = -f_d^{\max}}^{f_d = f_d^{\max}} D(f, f_d) - D(f, f_d = 0)} \quad (2.6)$$

2.2.6 RMS Doppler bandwidth

Il est intéressant de quantifier l'étalement du spectre Doppler avec un indicateur fiable. En effet, au lieu de définir un seuil arbitraire qui conduirait à des incertitudes importantes en raison de la forme du spectre Doppler (voir par exemple la figure 2.5), on calcule le RMS Doppler Bandwidth [5] noté ρ_{RMS} dans la suite du chapitre. L'expression de ρ_{RMS} à une fréquence f_0 est donnée par la relation suivante :

$$\rho_{RMS} = \left[\frac{\int f_d^2 D(f_0, f_d) \partial f_d}{\int D(f_0, f_d) \partial f_d} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.7)$$

2.3 Caractérisation du spectre Doppler en CRBM : campagne expérimentale préliminaire

Dans cette section, nous nous intéressons à la caractérisation du spectre Doppler en ambiance réverbérante. Il est à préciser que certaines caractéristiques du spectre Doppler en CRBM ont déjà été étudiées dans certaines publications.

Dans [2] et [4], il a été montré que l'étalement du spectre Doppler augmente avec la vitesse de rotation du brasseur de modes. Dans [6], un modèle empirique a été proposé pour estimer le spectre Doppler d'un brasseur de modes en rotation en CRBM. Dans [7], l'étalement du spectre Doppler a été utilisé pour comparer différents scénarios de brassage utilisant deux brasseurs de modes rotatifs se déplaçant simultanément ou chacun séparément.

L'objectif de cette section est d'approfondir la compréhension physique du spectre Doppler en étudiant l'influence de certains facteurs sur l'allure du spectre Doppler obtenu en milieu réverbérant et en particulier :

- l'impact de l'orientation de l'antenne de mesure
- l'impact de la fréquence d'étude
- l'impact de la quantité d'absorbants insérée dans la CRBM

Cette démarche s'appuie donc sur la réalisation de campagnes de mesure dans la CRBM du laboratoire XLIM. Dans la suite de ce chapitre, nous avons choisi de travailler avec une seule antenne (donc avec le paramètre $S_{11}(f, t)$) insérée dans la chambre afin de simplifier le protocole expérimental. Dans les différents résultats présentés, deux types d'antennes différents ont été utilisés, une antenne log-périodique (modèle ETS-Lindgren 3148) et une antenne cornet double ridge (Ets-Lindgren modèle 3115), les 2 antennes étant large bande (mais sur des bandes de fréquence différentes).

2.3.1 Expression du paramètre S_{11} en CRBM

Le paramètre S_{11} d'une antenne en CRBM peut être décomposé pour chaque position i du brasseur tel que [9] :

$$S_{11,i} = S_{11}^{EL} + S_{11}^{nbr} + S_{11,i}^{br} \quad (2.8)$$

où :

S_{11}^{EL} représente le coefficient de réflexion de l'antenne en espace libre

S_{11}^{nbr} représente la contribution des trajets non brassés en CRBM (trajets sans aucune interaction avec le brasseur)

$S_{11,i}^{br}$ représente la contribution des trajets brassés en CRBM

Ainsi, pour chaque position i de l'objet en mouvement (ici, le brasseur), la quantité $S_{11,i}^{br}$ est facilement déterminé en retranchant la moyenne des échantillons :

$$S_{11,i}^{br} = S_{11,i} - \langle S_{11} \rangle \quad (2.9)$$

où l'opérateur $\langle . \rangle$ dénote une moyenne sur l'ensemble des positions du brasseur à une fréquence donnée.

Il est à noter que dans la suite de ce chapitre, les valeurs de ρ_{RMS} sont calculés à partir la quantité S_{11}^{br} . De ce fait, le spectre Doppler calculé est indépendant du type d'antenne et de l'effet des trajets directs.

2.3.2 Impact de l'orientation de l'antenne de mesure et de la fréquence d'étude sur le spectre Doppler

L'objectif de cette première étude est d'observer si le spectre Doppler obtenu par la rotation du brasseur de modes dépend de l'orientation de l'antenne de mesure à l'intérieur d'une CRBM. Pour cela, deux configurations de mesures sont testées (voir figure (2.6)) : lorsque l'antenne de mesure est orientée ou non vers le brasseur de modes, la position de l'antenne dans la CRBM étant inchangée.

Les deux mesures sont réalisées avec une antenne directive (l'antenne log-périodique) connectée à un port de l'ARV. La bande de mesure, la puissance injectée, la vitesse de rotation de brasseur et la distance entre le brasseur et l'antenne sont les mêmes pour les deux mesures réalisées. La bande de mesure considérée s'étale de 200 MHz à 2 GHz pour 20 fréquences de mesure (pas fréquentiel de 94 MHz). Le spectre Doppler est mesuré en mode continu.

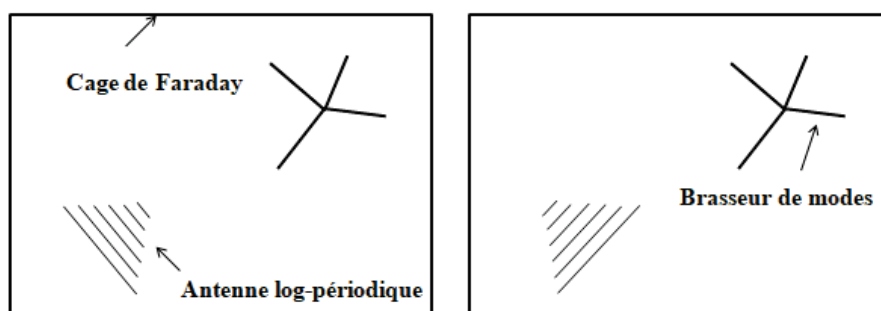


FIGURE 2.6 – Illustration des deux configurations de mesures réalisées en CRBM

Le ρ_{RMS} est calculé par l'équation (2.7) à chaque point de fréquence de mesure. La figure (2.7) illustre les spectres Doppler (normalisés à 0 dB) obtenus par les deux configurations à 2 GHz, exprimés en dB ($10 \times \log_{10}$). La figure (2.8) illustre les différentes

valeurs de ρ_{RMS} obtenues sur la bande de mesure pour les deux orientations de l'antenne d'émission.

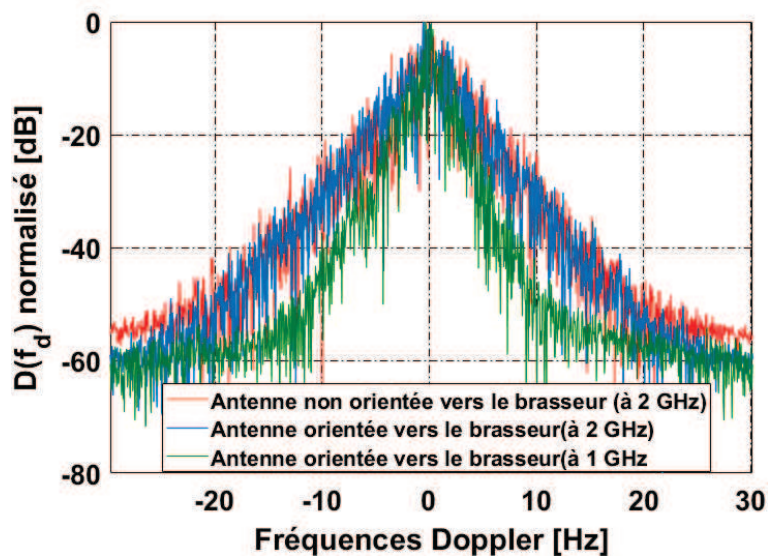


FIGURE 2.7 – Spectres Doppler obtenus par la rotation du brasseur en fonction de l'orientation de l'antenne et de la fréquence d'étude.

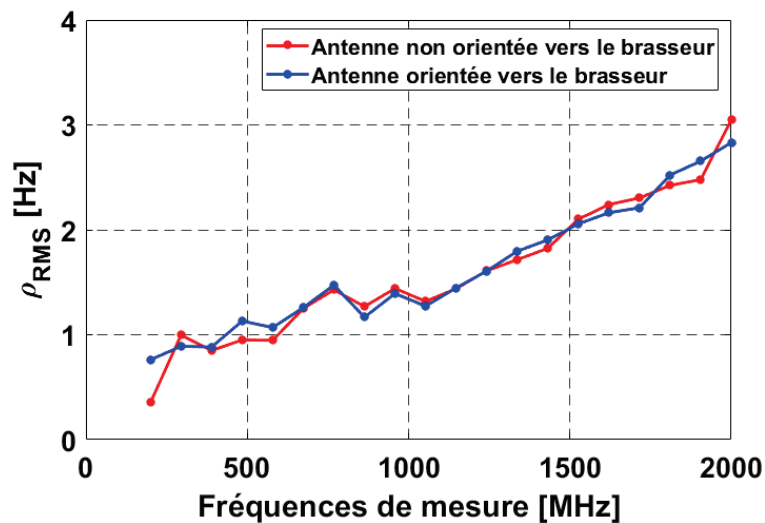


FIGURE 2.8 – ρ_{RMS} calculé pour les deux orientations de l'antenne considérées à la fréquence de 2 GHz.

Il est clair que les allures et l'étalement des spectres Doppler obtenus par les deux orientations de l'antenne sont similaires. Ce résultat est confirmé par les courbes des ρ_{RMS} obtenus pour les deux configurations qui sont aussi quasiment identiques, et ce sur toute la bande de mesure. À partir de résultats de mesures, on conclut que l'allure du spectre Doppler en CRBM ne dépend pas de l'orientation de l'antenne de mesure à l'intérieur d'une CRBM, c'est à dire que les trajets brassés obtenus en CRBM sont indépendants de

l'orientation de l'antenne de mesure.

La figure (2.7) présente également le spectre Doppler obtenu à la fréquence de 1 GHz lorsque l'antenne d'émission est orientée vers le brasseur. La comparaison des résultats obtenus à 1 et à 2 GHz montrent clairement que l'étalement du spectre Doppler (et donc ρ_{RMS}) augmente avec la fréquence.

2.3.3 Impact de la quantité d'absorbants sur le spectre Doppler

L'objectif de cette étude est d'étudier l'influence de la quantité d'absorbants insérée en CRBM sur le spectre Doppler obtenu. Nous rappelons que le facteur de qualité composite Q de la CRBM diminue progressivement avec l'augmentation de la quantité d'absorbants [10].

Les mesures sont effectuées à deux fréquences différentes : 1 et 2 GHz en CRBM. Des absorbants pyramidaux à bande large (30MHz-18GHz) sont utilisés comme charge dans la chambre réverbérante (voir figure (2.9)). Les spectres Doppler sont évalués à vide puis en insérant des blocs d'absorbants contenant 6, 30 ou 36 pyramides absorbantes (PA).

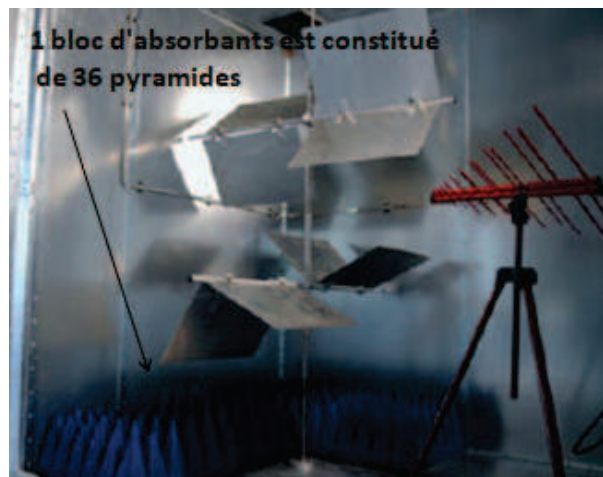


FIGURE 2.9 – Photographie de la configuration de mesure réalisée en CRBM du laboratoire XLIM

La figure (2.10) illustre les spectres Doppler normalisés obtenus par les deux configurations à 2 GHz. La figure (2.11) illustre les différentes valeurs de ρ_{RMS} obtenues sur la bande de mesure pour les deux configurations.

Les résultats obtenus montrent que l'étalement Doppler s'est réduit par la présence des absorbants en CRBM. La réduction de l'étalement Doppler est liée à la réduction des trajets brassés dans la chambre dû au fait qu'une partie des trajets est absorbée par la charge insérée. On conclut donc que l'étalement Doppler augmente avec le facteur de qualité Q de la CRBM.

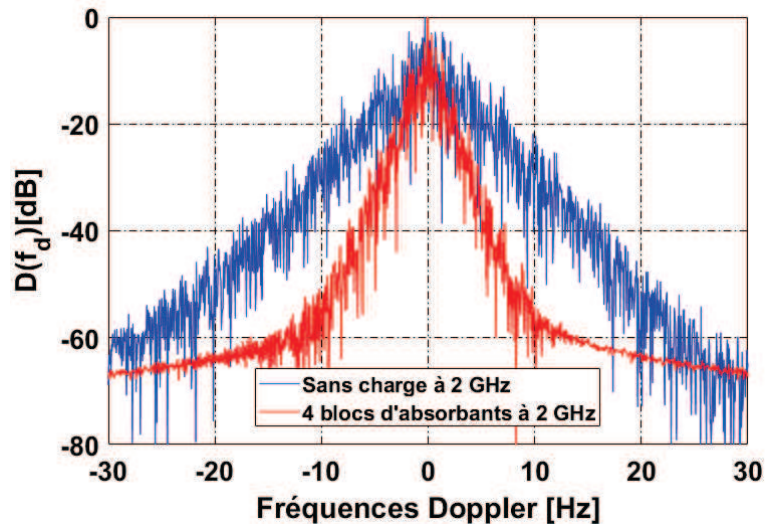


FIGURE 2.10 – Spectres Doppler obtenus par la rotation du brasseur à 2GHz, avec et sans charge

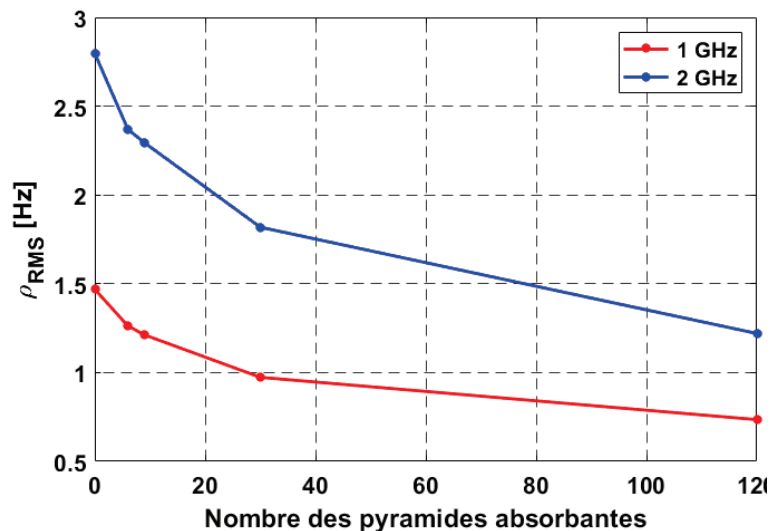


FIGURE 2.11 – ρ_{RMS} calculé à deux fréquences de mesure et pour différentes quantités de charge insérées dans la CRBM

2.4 Évaluation des performances d'un brasseur via le spectre Doppler en CRBM

Dans le premier chapitre de ce rapport de thèse, nous avons rappelé la majorité des méthodes existantes pour caractériser l'efficacité de brassage en étudiant les performances d'un brasseur de modes. Dans cette section, le but est de prouver à partir de mesures en CRBM que le spectre Doppler est un critère fiable pour évaluer les performances d'un brasseur de modes en rotation. L'idée est de montrer que les résultats obtenus avec le spectre Doppler sont similaires à ceux obtenus avec un indicateur reconnu comme

fiable pour évaluer les performances d'un brasseur de modes en rotation : le coefficient d'autocorrélation du premier ordre $r(1)$.

Pour atteindre cet objectif, une comparaison relative est établie sur différents objets placés en rotation entre les résultats obtenus à partir du spectre Doppler et du coefficient d'autocorrélation du premier ordre $r(1)$ (calculé également à partir du paramètre $S_{11}^{br,i}(f)$ en se basant sur la méthode publiée dans [9]).

2.4.1 Description des différentes configurations de mesures

Deux types des mesures sont réalisés afin d'évaluer respectivement les spectres Doppler et le coefficient d'autocorrélation $r(1)$ aux différentes fréquences d'étude.

Pour les mesures Doppler, l'antenne de mesure est l'antenne cornet double ridge. La bande de mesure s'étale de 1 GHz à 4 GHz avec un pas fréquentiel linéaire de 150 MHz (correspondant à 20 points de fréquence). A chaque fréquence, les mesures sont effectuées en mode continu. Le temps de mesure est égal à 7 minutes (20 secondes pour la rotation du brasseur \times 20 fréquences) pour chaque objet considéré.

Pour les mesures du coefficient d'autocorrélation $r(1)$, l'antenne de mesure est l'antenne log-périodique. Le paramètre S_{11} de l'antenne est mesuré pour $N = 50$ positions fixes de l'objet testé (rotation de 7.2° entre deux positions successives de l'objet). La bande de mesure s'étale de 0.2 GHz à 2 GHz avec un pas fréquentiel linéaire de 100 KHz (correspondant à 18001 points de fréquence). La durée de mesure nécessaire pour chaque position de l'objet sous test est environ 7 secondes, ce qui correspond à une durée totale de 6 minutes pour réaliser les mesures à toutes les positions de l'objet.



FIGURE 2.12 – Photographie des brasseurs canoniques sous test

Afin de valider notre approche, quatre objets métalliques agissant comme brasseur de modes canonique ont été testés : une sphère, un disque, une plaque carrée et un anneau (voir figure (2.12)). Le Tableau 2.1 décrit leurs géométries respectives.

Chaque objet sous test est fixé sur un support en bois au mât métallique de la CRBM, le mât supportant habituellement le brasseur de modes constitué de 8 plaques. Chaque objet est situé à une distance $R_d = 55$ cm du mât et installé à la même hauteur que

Objet	Dimensions
Sphère	Rayon = 14 cm
Disque	Rayon = 14 cm
Plaque carrée	Côté = 24.8 cm
Anneau	Rayon extérieur = 14 cm Rayon intérieur = 9 cm

TABLE 2.1 – Dimensions géométriques des différents brasseurs de modes canoniques.

l'antenne de mesure, comme illustré sur les figures (2.13) et (2.14). L'antenne de mesure est placée à une distance de 2.1 m par rapport au centre du cercle de rotation (le mât métallique de la CRBM) créé par l'objet pendant sa rotation dans le plan azimutal.

Il est à noter que l'orientation et la position de l'antenne de mesure sont les mêmes durant toutes les mesures réalisées pour les quatre brasseurs sous test, et ce pour chaque type de mesures (Doppler ou $r(1)$).

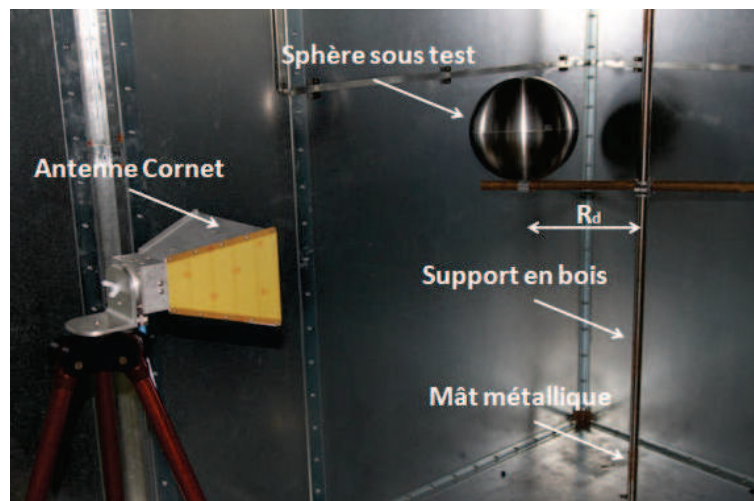


FIGURE 2.13 – Configuration expérimentale utilisée dans les mesures du spectre Doppler.

Le volume brassé est défini comme le volume total englobé par l'objet durant sa rotation. Dans le but d'étudier l'effet du volume brassé par ces objets sur leurs performances en tant que brasseur de modes, deux orientations différentes des brasseurs de modes canoniques ont été testés, appelées la « meilleure » orientation et la « pire » orientation comme l'illustre la figure (2.15).

Il est important de noter que dans le cas de la « meilleure » orientation, la sphère, la plaque et le disque ont le même volume brassé, le volume brassé par la sphère étant bien sûr le même pour les deux configurations.

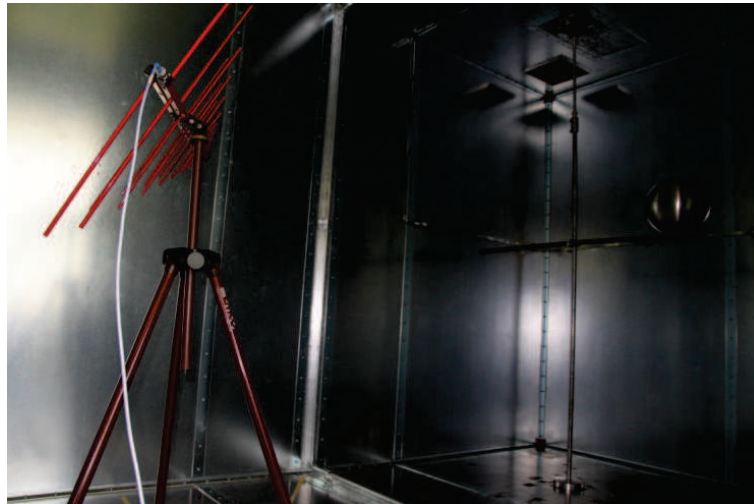


FIGURE 2.14 – Configuration expérimentale utilisée dans les mesures du coefficient d'autocorrélation d'ordre 1 ($r(1)$).

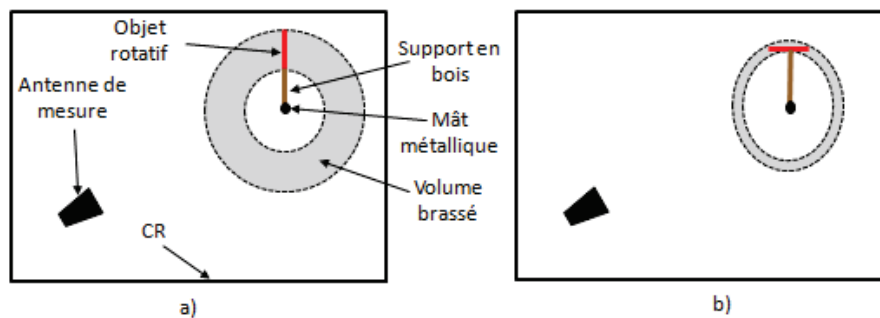


FIGURE 2.15 – Vue de dessus de la configuration en RC pour a) la « meilleure » et b) la « pire » orientation de l'objet en rotation du point de vue du volume brassé.

2.4.2 Résultats et Discussions

Les résultats obtenus pour chacune des deux orientations des quatre brasseurs de modes canoniques étudiés sont illustrés successivement sur les figures (2.16) et (2.17).

Avant de discuter des résultats obtenus, il est important de préciser que les performances d'un brasseur de modes sont considérées comme meilleures lorsque la valeur de ρ_{RMS} augmente. En effet, l'effet supérieur du brasseur contribue à augmenter l'étalement du spectre Doppler. En parallèle, les performances du brasseur sont considérées comme meilleures lorsque la valeur de $r(1)$ diminue, la corrélation des échantillons étant alors plus faible.

Suite à ces remarques préalables, il apparaît clairement que les deux indicateurs étudiés conduisent à la même classification des brasseurs de modes canoniques. En particulier, lorsque la « meilleure » orientation est considérée, la plaque carrée et le disque (ayant des performances identiques) sont les meilleurs brasseurs de modes canoniques respectivement avant l'anneau et la sphère. Ces résultats valident l'hypothèse faite précédemment

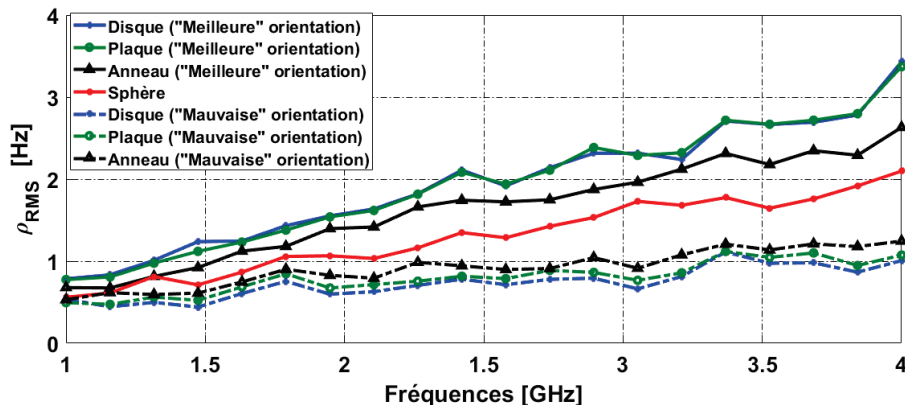


FIGURE 2.16 – Coefficient ρ_{RMS} obtenus pour les deux orientations des quatre brasseurs de modes canoniques sous test.

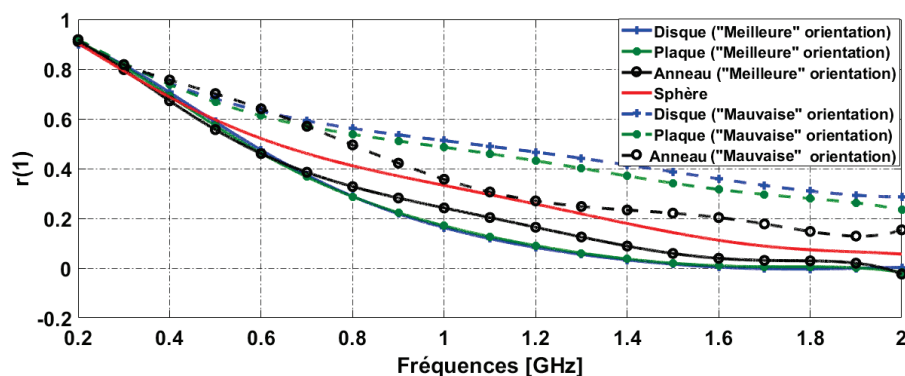


FIGURE 2.17 – Coefficient d'autocorrélation du premier ordre $r(1)$ ajusté obtenus pour les deux orientations des quatre brasseurs de modes canoniques sous test.

indiquant que les propriétés diffractantes de l'objet (liées à l'étalement du spectre Doppler) sont directement liées à la corrélation des échantillons obtenus en CRBM lorsque l'objet est utilisé en tant que brasseur de modes. L'étalement du spectre Doppler (via l'étude du ρ_{RMS}) se révèle donc un critère fiable pour évaluer les performances d'un brasseur de modes en rotation en CRBM.

Les résultats obtenus par les deux observables (ρ_{RMS} et $r(1)$) montrent la forte influence du volume brassé. Autrement dit, le volume brassé d'un brasseur de modes en rotation doit être optimisé afin d'améliorer ses performances. Toutefois, le volume brassé n'est pas le seul paramètre jouant un rôle sur les performances d'un brasseur de modes en rotation. Ceci est mis en évidence lors de la comparaison des performances de la plaque (ou du disque, les deux objets ayant des performances similaires) et la sphère. En effet, malgré le fait que les trois objets ont le même volume brassé, la sphère est nettement moins performante en tant que brasseur de modes en raison de l'absence d'arêtes et de coins saillants connus pour provoquer de fortes diffractions d'une onde EM incidente.

La comparaison des résultats obtenus avec la plaque carrée (ou le disque) et l'anneau

permet de tirer une dernière conclusion. Le volume brassé de l'anneau est plus faible en raison de l'ouverture interne tandis que l'anneau présente plus d'arêtes en raison de la présence du cercle intérieur. Cependant, ses performances restent faibles devant les performances de la plaque et le disque, ce qui montre la domination de l'influence du volume brassé par rapport aux longueurs des arêtes. En conclusion, les résultats obtenus sur les deux métriques montrent clairement que la plaque (ou le disque) présente de meilleures performances.

Il ressort clairement des résultats que la présence des arêtes saillantes de l'anneau liées à l'ouverture intérieure ne compensent pas la réduction du volume brassé par l'anneau due à cette même ouverture. Par conséquent, il est recommandé de construire un brasseur de modes sous la forme d'un agencement de plaques métalliques complètes afin d'optimiser le volume brassé et le nombre d'arêtes saillantes.

Enfin, les résultats présentés illustrent également la remarquable stabilité de ρ_{RMS} qui est proportionnel à la fréquence. Par conséquent, il devient inutile de répéter les mesures sur un grand nombre de fréquences. C'est un avantage majeur par rapport à l'observable $r(1)$ où un ajustement précis de $r(1)$ (via une interpolation polynomiale par exemple) nécessite d'effectuer les mesures sur un très grand nombre de fréquences (18001 dans nos mesures).

2.5 Spectre Doppler d'un objet métallique en espace libre

Dans la section précédente, nous avons prouvé à travers une étude relative que le spectre Doppler est un critère fiable pour évaluer les performances d'un brasseur de modes en CRBM. La mesure du spectre Doppler engendré par la rotation d'un brasseur de modes ne peut bien sûr être réalisée qu'après fabrication du dit brasseur.

L'objectif de cette section est de montrer qu'il est possible de prédire les performances d'un brasseur de modes via l'analyse du spectre Doppler obtenu lors de sa rotation en espace libre à l'aide de simulations numériques à l'aide de logiciels de type « full-wave ». Dans notre cas, nous avons utilisé le logiciel FEKO [12] qui résout rigoureusement les équations de Maxwell à l'aide de la méthode des moments. Le mouvement continu étant impossible à reproduire en simulations, le spectre Doppler est dans ce cas calculé par la méthode de calcul pas à pas, chaque position de l'objet donnant lieu à une nouvelle simulation.

L'optimisation des performances de brasseur de modes à partir de simulations réalisées en espace libre a déjà été effectuée dans [8] sur la base de la méthode proposée dans la norme IEC [9] évaluant l'uniformité du champ EM.

2.5.1 Description des simulations numériques effectuées

Les simulations numériques sont effectuées dans des conditions similaires aux mesures réalisées dans la section précédente, sur les mêmes objets canoniques (mêmes dimensions, voir tableau 2.1). La seule exception est que la cavité métallique utilisée en mesures n'est pas présente dans les simulations numériques (en espace libre), ceci ayant évidemment un impact bénéfique sur les temps de calculs requis pour les simulations. La figure (2.18) illustre les modèles numériques des objets canoniques caractérisés auparavant en CRBM.

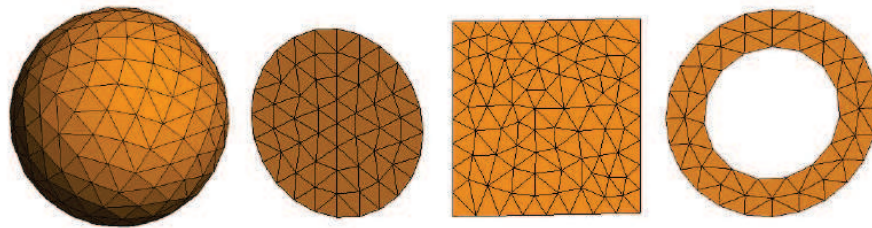


FIGURE 2.18 – Modèles FEKO des objets canoniques sous test.

La figure (2.19) présente une image de la simulation montrant le modèle maillé de l'antenne cornet et de la sphère. 360 positions de l'objet sont considérées dans ces simulations (requérant donc 360 simulations différentes), ce qui correspond à une rotation de 1° entre 2 positions successives de l'objet lors de sa rotation.



FIGURE 2.19 – Exemple de simulation FEKO montrant le modèle d'une antenne cornet double ridge et la sphère

Afin de pouvoir comparer les spectres Doppler obtenus à partir des mesures en CRBM et ceux obtenus à partir des simulations numériques, nous avons choisi un pas de temps $\delta t = 55,5$ ms, ce qui correspond à une rotation complète de l'objet en 20 secondes. Les simulations sont réalisées sur la même bande de fréquence qu'en mesure (1 GHz - 3 GHz) pour sept fréquences régulièrement espacées.

Il est à noter que les simulations sont lancées sur le ordinateur de l'université de Limoges « Cali » [13]. Le Tableau 2.5.1 illustre le temps total de calcul en minutes pour chacun des quatre objets et à chacune des fréquences considérées.

Fréquence (GHz)	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4
Anneau	7.56	14.65	83.18	161.13	26.85	296.13	614.80
Disque	8.57	19.09	111.31	18.55	219.87	423.69	808.32
Plaque	15.7	50.7	146.8	364.7	786.8	1630.2	3168.2
Sphère	9.90	20.02	54.55	123.45	256.46	498.78	989.54

TABLE 2.2 – Temps de calcul (en minutes) avec le logiciel FEKO pour les 360 positions de chaque objet.

2.5.2 Résultats et discussions

La figure (2.20) présente les spectres Doppler de la plaque carrée obtenus à la fréquence de 2 GHz pour la « meilleure » et la « pire » orientation. Comme prévu, le spectre Doppler le plus étalé correspond à la « meilleure » orientation de l'objet, c'est à dire celle correspondant au volume brassé le plus important. Le pic observé sur les deux spectres à $f_d = 0$ Hz est lié au coefficient de réflexion en espace libre S_{11}^{EL} de l'antenne conçue, ce terme étant commun à toutes les positions de l'objet considéré. Ce pic ne pose pas véritablement de problème lors de l'analyse des résultats.

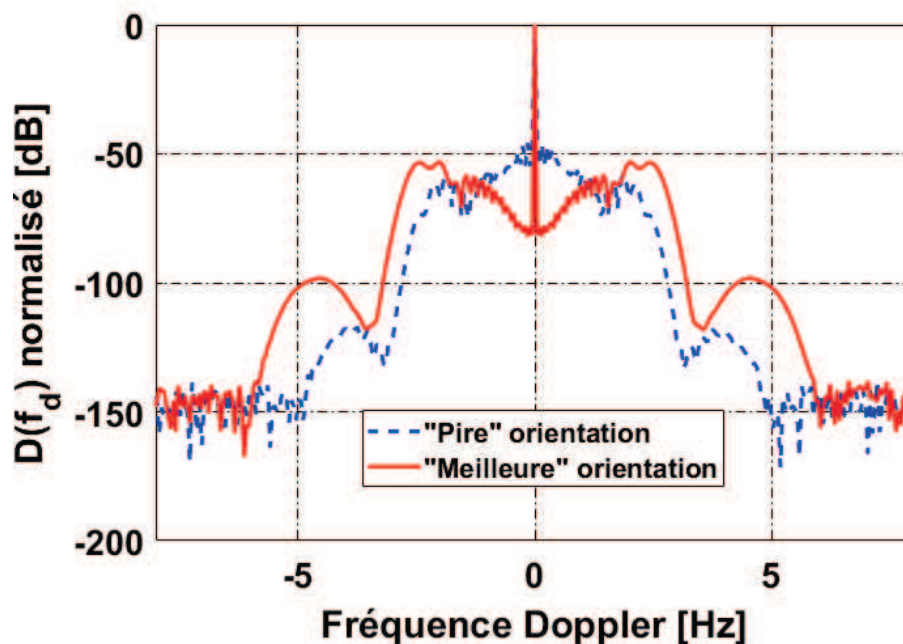


FIGURE 2.20 – Spectres Doppler normalisés de la plaque carrée en espace libre obtenus à 2 GHz pour la "meilleure" et la "pire" orientation (simulation FEKO)

Les valeurs de ρ_{RMS} des différents objets canoniques en rotation calculés en fonction de la fréquence pour la "meilleure" et la "pire" orientation sont tracées sur la figure (2.21). Ainsi, en considérant à nouveau que les performances de chaque brasseur de modes canonique sont meilleures lorsque ρ_{RMS} augmente, il est clairement visible que la classification de tous ces objets obtenus en espace libre est la même que celle obtenue

à partir des résultats de mesures en CRBM (voir (2.15)).

A titre d'exemple, les meilleures performances de brassage sont obtenues pour le disque et la plaque pour la « meilleure » configuration. Ainsi, ce résultat fondamental confirme notre hypothèse selon laquelle les performances d'un brasseur de modes en rotation installé en RC sont directement liées à l'étalement du spectre Doppler obtenu par la rotation du même objet en espace libre.

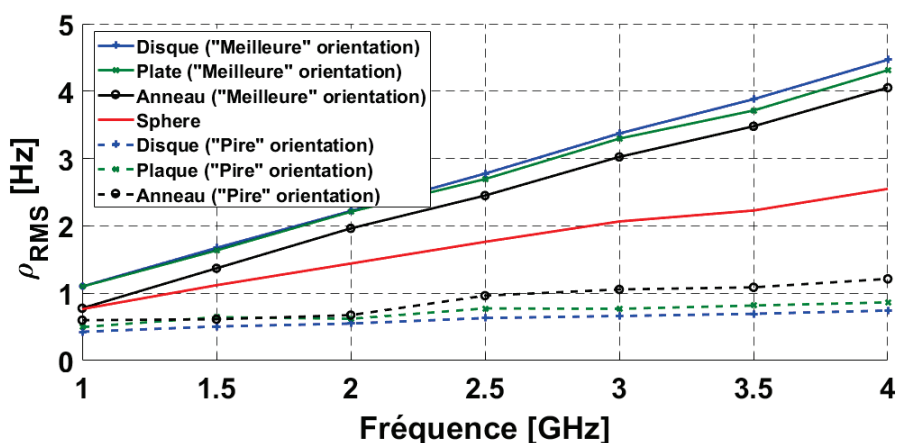


FIGURE 2.21 – ρ_{RMS} des différents objets canoniques en rotation calculés en fonction de la fréquence pour la "meilleure" et la "pire" orientation (simulations FEKO).

La figure (2.22) illustre l'effet de l'augmentation du rayon de déplacement R_d , c'est à dire la distance entre l'objet et le centre du cercle correspondant à son déplacement. L'augmentation du R_d favorise l'étalement du spectre Doppler améliorant par conséquent les performances de l'objet en tant que brasseur de modes. Ce résultat est tout à fait logique puisque l'augmentation de R_d entraîne également l'augmentation du volume brassé par l'objet lors de sa rotation (augmentation de la vitesse angulaire si vitesse de rotation constante).

La figure (2.23) illustre un autre avantage important de l'analyse du spectre Doppler. En effet, le spectre Doppler est un indicateur extrêmement sensible capable de traiter de minuscules variations du signal observé. En effet, la faible variation du coefficient de réflexion S_{11} de l'antenne cornet obtenue en simulation en fonction de la position de la plaque et de la sphère suffit néanmoins à tracer correctement le spectre Doppler lié au mouvement de ces objets.

Dans cette section, nous avons montré qu'il est possible de prédire les performances d'un brasseur de modes via l'analyse du spectre Doppler obtenu en espace libre lorsque l'objet tourne sur lui-même. Cette méthode permet donc de comparer les performances de plusieurs géométries de brasseur avant de fabriquer celle qui présente les meilleures performances. Il est également important de préciser que les simulations réalisées à partir de 1 GHz dans cette partie pourraient être réalisées à plus basses fréquences avec le logiciel

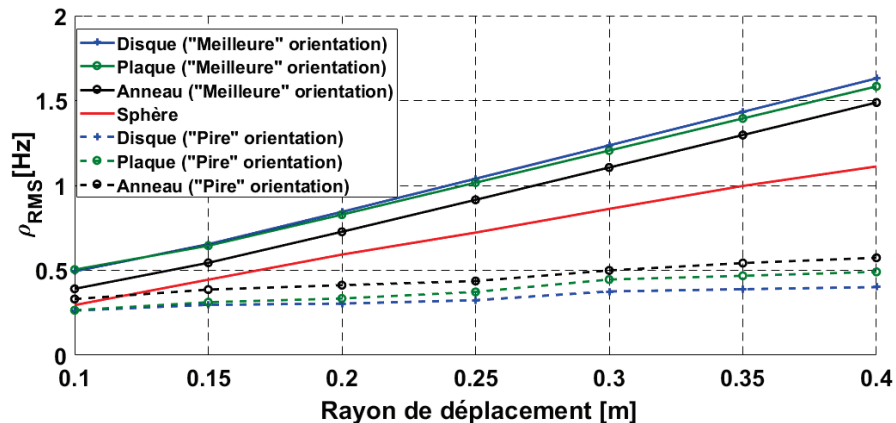


FIGURE 2.22 – ρ_{RMS} des différents objets canoniques en rotation calculés en fonction de R_d pour la "meilleure" et la "pire" orientation obtenu à 2 GHz (simulations FEKO).

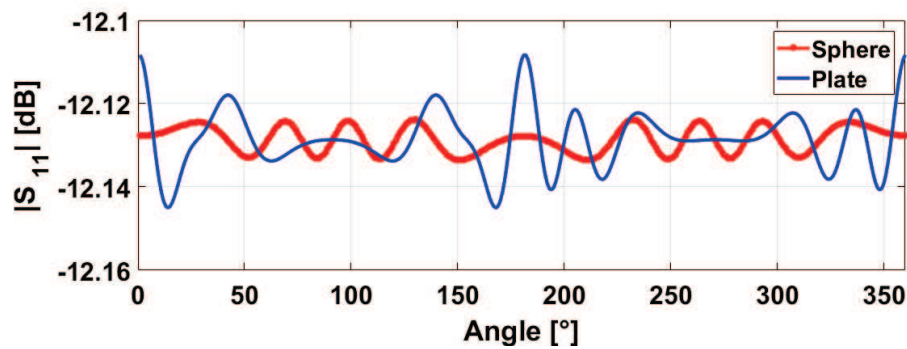


FIGURE 2.23 – Variation de paramètre S_{11} pendant la rotation de la sphère métallique et la plaque métallique carrée à 1 GHz (simulation FEKO)

FEKO, ce qui réduirait sensiblement les temps de calculs.

2.6 Modèle analytique reproduisant le spectre Doppler d'un brasseur de modes canonique en espace libre

Dans la section précédente, nous avons montré à partir de simulations numériques qu'il est possible de prédire les performances d'un brasseur de modes rotatif via l'analyse de son spectre Doppler obtenu en espace libre. Nous avons signalé aussi que le problème majeur des simulations numériques pouvait être le temps de calcul, surtout si on considère des fréquences élevées. L'objectif de cette section est de proposer un modèle analytique capable de reproduire rapidement le spectre Doppler d'un brasseur de modes de géométrie simple en rotation en espace libre (via la méthode pas à pas).

2.6.1 Présentation du Modèle

Ce modèle est développé avec le logiciel MATLAB. Dans ce modèle, l'émetteur et le récepteur sont fixes, tous deux considérés comme une source ponctuelle et situés au même endroit. Le mouvement résultant de l'objet métallique est un cercle de rayon R_d (rayon de déplacement), l'objet est en rotation pas à pas occupant donc de nombreuses positions. Ce modèle prend en considération tous les détails représentés sur la figure (2.24).

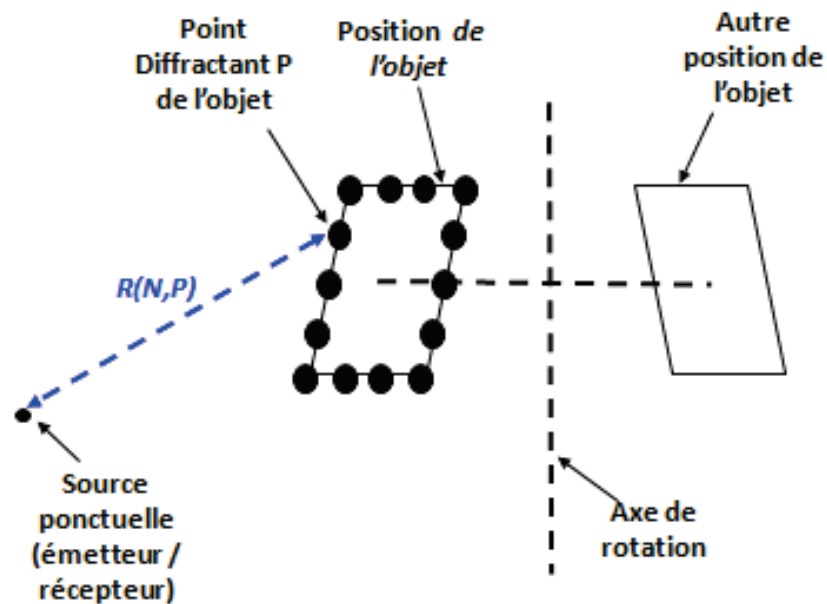


FIGURE 2.24 – Description schématique du modèle analytique proposé.

D'après l'expression analytique du spectre Doppler (2.5), l'évaluation du spectre Doppler est liée à l'estimation de la fonction de transfert entre l'émetteur et le récepteur. L'estimation de cette fonction de transfert commence par le calcul des trajets parcourus par le champ électromagnétique entre l'émetteur et le récepteur. La géométrie de l'objet est alors discrétisée en N_p points régulièrement espacés sur la surface de l'objet diffractant. Par exemple, dans le cas d'une plaque conductrice, ces points sont répartis uniformément sur toute la surface de la plaque.

Pour chacune des N positions occupées par l'objet métallique sous test lors de sa rotation, on calcule les différentes distances parcourues par chaque rayon de l'émetteur vers le récepteur en passant par un point diffractant de l'objet (par exemple le point p sur la figure) pour obtenir au final N_p distances calculées, l'objet étant discrétisée en N_p points. Ainsi, la fonction de transfert E_{r_i} décrivant la propagation aller et retour de l'onde à une fréquence f pour la position i occupée par l'objet peut être exprimée par l'équation suivante :

$$E_{r_i}(f) = \sum_{p=1}^{N_p} E_0 \left(\frac{e^{-j2\pi \cdot f \cdot R(i,p)}}{c \cdot R(i,p)^2} \right) \quad (2.10)$$

où :

- $R(i, p)$ est la distance parcourue par un rayon de l'émetteur vers le récepteur en passant par un point p de l'objet
- c est la vitesse de la lumière

Le facteur 2 traduit la propagation aller-retour puisque l'émetteur et le récepteur sont situés à la même position.

E_0 est une amplitude constante calculé par l'expression suivante :

$$E_0 = \frac{\lambda_0}{N_p (4\pi)^{3/2} \cdot R(i, p)^2} \quad (2.11)$$

où λ_0 est la longueur d'onde de l'étude.

Après l'estimation de la fonction de transfert à toutes les positions de l'objet en rotation, le spectre Doppler correspondant à la rotation de l'objet est calculé à partir de l'équation (2.5). Il est à noter que ce modèle approché ne peut s'appliquer que pour des objets canoniques ayant une géométrie simple tels qu'une plaque, un disque ou un anneau par exemple. Dans le cas d'un objet volumique tel que la sphère, les rayons qui traversent la structure doivent être enlevés.

Il est à noter que la réflexion en tout point de l'objet est identique quelle que soit l'orientation de l'onde incidente, ce qui est, en toute rigueur, incorrect. Nous considérons que cette erreur s'annule fortement lors de la prise en compte d'un nombre important de positions de l'objet considéré.

2.6.2 Validation du modèle analytique proposé et discussion

Les quatre objets canoniques considérés précédemment sont considérés dans cette partie afin de valider le modèle analytique proposé. Les spectres Doppler sont évalués à 1 GHz. 360 positions de l'objet ont été considérées pour un rayon de déplacement R_d de 40 cm.

La validation numérique du modèle est réalisée à l'aide du logiciel "full-wave" FEKO. Avec ce logiciel, la même scène est reproduite pour chaque position de l'objet. 360 simulations FEKO pour chaque objet sous test ont été nécessaires pour pouvoir valider le modèle.

Dans la simulation FEKO, un modèle d'une antenne cornet a été conçue et utilisée comme émetteur et récepteur. Cependant, notre modèle analytique ne prend pas en compte le coefficient de réflexion intrinsèque de l'antenne S_{11}^{EL} . Pour pouvoir comparer les

spectres obtenus à partir du modèle et par simulation, nous avons procédé à la correction suivante (2.12) afin de supprimer le coefficient de réflexion intrinsèque de l'antenne S_{11}^{EL} dans les simulations FEKO, pour ne conserver que la variation de ces paramètres autour de cette valeur :

$$S_{11}^{br} = \langle S_{11} \rangle - S_{11}^{EL} \quad (2.12)$$

où $\langle S_{11} \rangle$ représente la valeur moyenne de S_{11} pour toutes les positions à une fréquence donnée f .

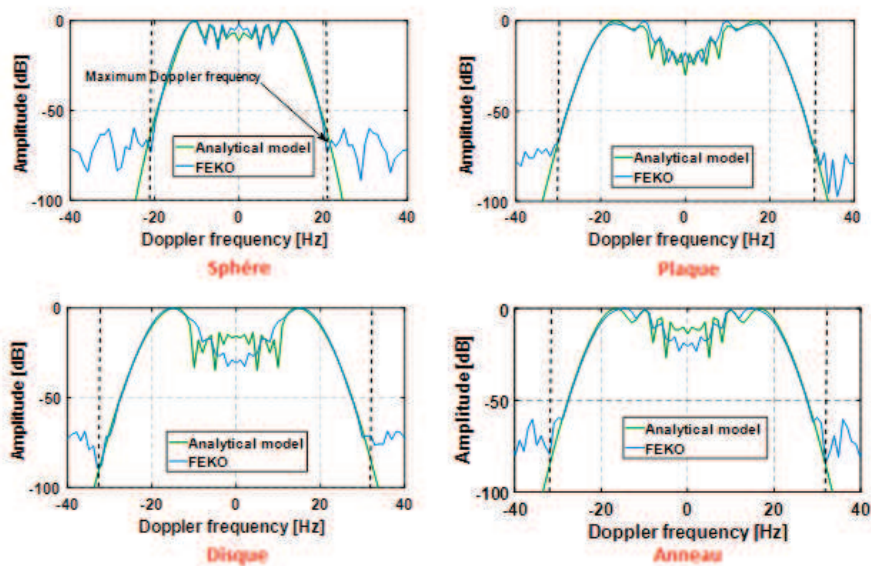


FIGURE 2.25 – Comparaison des spectre Doppler obtenus à partir de FEKO et de modèle analytique à 1 GHz. (a) Une sphère métallique. (b) une plaque métallique (c) Un disque métallique. (d) un anneau métallique

Soit δt le temps nécessaire pour déplacer l'objet entre deux positions consécutives. Afin de pouvoir comparer correctement les spectres Doppler obtenus, un pas temporel δt égal à $1/360$ de secondes est considéré. Enfin, les spectres obtenus sont normalisés.

Les résultats obtenus pour chaque objet sont illustrés sur la figure (2.25). Ils montrent clairement que les allures des spectres Doppler sont similaires (jusqu'à la fréquence Doppler maximale obtenu avec FEKO, sans doute lié au "bruit numérique" de la simulation), ce qui permet de valider l'efficacité et la pertinence de ce modèle analytique simple. Il est très important de souligner ici que les spectres Doppler sont obtenus en quelques secondes avec ce modèle analytique quelle que soit la fréquence d'étude.

2.6.3 Exemple d'application

Comme application pour confirmer la pertinence du modèle analytique proposé, nous avons répété avec notre modèle analytique les configurations correspondant aux résultats obtenus sur la figure (2.22) à l'aide de simulations numériques à la fréquence de 2 GHz. Les résultats obtenus à l'aide du modèle sont présentés sur la figure (2.26).

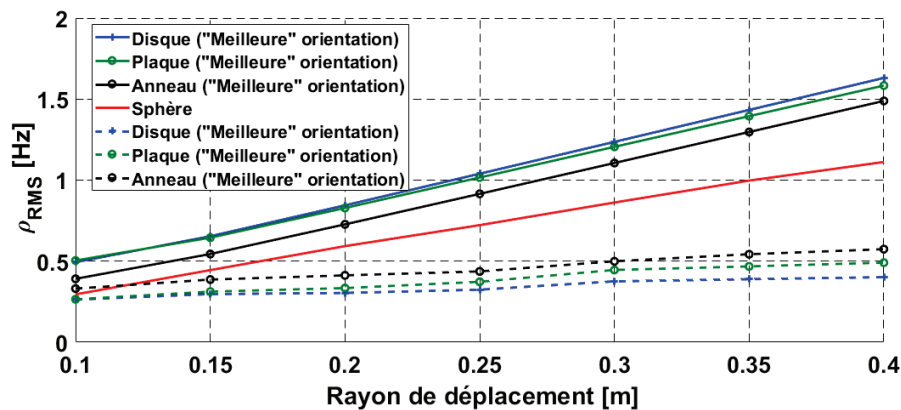


FIGURE 2.26 – ρ_{RMS} des différents objets canoniques en rotation calculés en fonction de R_d pour la "meilleure" et la "pire" orientation obtenue à 2 GHz à l'aide du modèle analytique.

La comparaison des résultats obtenus dans la figure (2.26) et la figure (2.22) prouve la pertinence du modèle analytique conçu pour reproduire rapidement le spectre Doppler d'un brasseur de modes canonique en rotation en espace libre.

2.7 Conclusion

Ce chapitre illustre la pertinence du spectre Doppler pour caractériser et prédire les performances d'un brasseur de modes en rotation dans une CRBM. En effet, l'étalement du spectre Doppler d'un brasseur de modes en rotation, qu'il soit mesuré ou calculé en espace libre ou en CRBM, est lié aux propriétés de diffraction de l'objet. Une meilleure structure diffractante augmente le nombre d'échantillons non corrélés obtenus lors de la rotation de l'objet.

La comparaison des performances de différents brasseur de modes canoniques a montré l'influence du volume brassé de l'objet lors de sa rotation mais également l'effet des arêtes et des angles saillants de cet objet. En effet, une augmentation des longueurs d'arêtes et de la présence de coins augmentent à volume brassé égal les performances de l'objet en tant que brasseur de modes.

Les performances d'un brasseur de modes en rotation dans une CRBM peuvent être prédites à partir de simulations numériques réalisées en espace libre à l'aide de solveurs EM de type full-wave. Les utilisateurs de CRBM peuvent donc d'abord optimiser numériquement la géométrie du brasseur de modes dans un laps de temps raisonnable et, dans un deuxième temps, construire la géométrie optimisée afin de l'installer dans leur CRBM. En raison de la stabilité du coefficient ρ_{RMS} avec la fréquence, les résultats numériques obtenus en espace libre prouvent qu'un tel processus d'optimisation peut n'être effectué qu'à quelques fréquences en utilisant ρ_{RMS} comme l'indicateur à optimiser. Ceci est possible à condition que les fréquences d'intérêt soient égales ou supérieures à la fréquence à laquelle on s'attend à ce que la CRBM soit correctement brassée. La même étude utilisant le coefficient d'autocorrélation d'ordre 1 $r(1)$ nécessiterait d'effectuer les simulations numériques sur un grand nombre de fréquences conduisant à une durée déraisonnable du processus d'optimisation numérique.

Bibliographie

- [1] K. Karlsson, X. Chen, P. Kildal, and J. Carlsson, , "Doppler Spread in Reverberation Chamber Predicted From Measurements During Step-Wise Stationary Stirring", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 9, pp. 497-500, 2010.
- [2] J.H. Choi, J-H. Lee, and S-O. Park, "Characterizing the Impact of Moving Mode-Stirrers on the Doppler Spread Spectrum in a Reverberation Chamber", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 9, pp. 375-378, 2010.
- [3] P. Hallbjorner, A. Rydberg, "Maximum Doppler frequency in reverberation chamber with continually moving stirrer", Loughborough, UK, 2-3 Avril 2007.
- [4] M.H.Jeong, B.Y Park, J.H Choi and S-O Park, "Doppler Spread Spectrum of a Circularly Moving Receiver in an Anechoic and a Reverberation Chamber", *Progress In Electromagnetic Research C*, vol. 48, 125-132, 2014.
- [5] X. Chen, P. S. Kildal and J. Carlsson, "Determination of maximum Doppler shift in reverberation chamber using level crossing rate", *Proceedings of the 5th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, Rome, 2011, pp. 62-65.
- [6] A. Sorrentino, A. Gifuni, G. Ferrara, and M. Migliaccio, "Mode-stirred reverberating chamber doppler spectra : multi-frequency measurements and empirical model", *IET Microwaves, Antennas Propagation*, vol. 8, no. 15, pp. 1356-1362, 2014.
- [7] Z. Tian, Y. Huang, and Q. Xu, "Stirring effectiveness characterization based on doppler spread in a reverberation chamber", *10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, Avril 2016.
- [8] J. Clegg, A. C. Marvin, J. F. Dawson, and S. J. Porter, "Optimization of stirrer designs in a reverberation chamber", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 47, no. 4, pp. 824-832, Novembre 2005.
- [9] G. Andrieu, N. Ticaud, F. Lescoat, L. Trougnou, "Fast and accurate assessment of the well stirred condition of a reverberation chamber from S_{11} measurements", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Consultable en ligne, 2018.
- [10] A. Adardour, G. Andrieu, A. Reineix, "On the Low-Frequency Optimization of Reverberation Chambers", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 56, no. 2, pp. 266-275, Avril 2014.

- [11] C. Lemoine, P. Besnier and M. Drissi, "Estimating the Effective Sample Size to Select Independent Measurements in a Reverberation Chamber", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 50, no. 2, pp. 227-236, Mai 2008.
- [12] FEKO software, Site web : <https://altairhyperworks.com/product/feko>.
- [13] Supercalculateur de l'université de Limoges, <http://cali-doc.unilim.fr/>

Chapitre 3 :

Mesure de surfaces équivalentes Radar de cibles élémentaires dans une cavité surdimensionnée

3.1 Introduction

Un radar est un système électromagnétique, basé sur l'émission et la réception d'ondes EM. Le principe de fonctionnement d'un radar consiste à scruter l'espace en émettant des ondes électromagnétiques. La présence d'un obstacle ou d'une cible dans la zone illuminée par ces ondes entraîne la rétro-diffusion d'une partie de l'énergie reçue vers toutes les directions de l'espace et en particulier vers l'antenne réceptrice du radar. L'analyse de l'écho EM dû à l'objet par l'antenne réceptrice du radar permet d'avoir une idée de la position, de la forme ou de la vitesse de l'objet s'il s'agit d'une cible mobile. On parle alors de la détection EM d'une cible.

La surface équivalente Radar (SER) quant à elle, est une grandeur physique qui quantifie la réflectivité EM d'un objet exposé à un champ électromagnétique. Au-delà de la détection, la SER permet l'identification de la cible qui suscite un grand intérêt dans un contexte militaire ou un contexte de sécurité.

Les mesures de SER sont généralement réalisées en chambre anéchoïque (CA), un milieu qui reproduit au mieux les conditions de l'espace libre.

Dans ce chapitre, nous nous proposons de mesurer la SER en CRBM, ou plus exactement dans une cavité surdimensionnée (CS), aucun brassage de modes n'étant utilisé. Evidemment, réaliser des mesures de SER en CS est un challenge difficile qui peut même paraître contre-nature. En effet, l'objectif est d'identifier un écho particulier au sein d'un environnement EM fortement multi-trajets. Une CS présente néanmoins 2 avantages qui peuvent se révéler intéressants. En effet, tout comme en chambre anéchoïque, l'enceinte confinée n'est pas perturbée par l'environnement EM extérieur (effet cage de Faraday). De plus, une CS est un moyen d'essai sensiblement moins coûteux qu'une CA, notamment du fait de l'absence d'absorbants.

Ces 2 avantages permettent d'envisager un avenir prometteur à des mesures de SER en CS à condition qu'une méthode de mesure satisfaisante soit disponible. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à ce sujet au cours de ce travail de thèse. Il est à noter aussi qu'une CS peut également être considérée comme le pire environnement possible pour la réalisation de mesures de SER, en faisant abstraction des 2 avantages mentionnés précédemment. Une méthode de mesure de SER performante en CS serait donc potentiellement applicable dans n'importe quel milieu autre qu'une CA ou une CS.

Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord quelques généralités sur la SER. Ensuite, nous présentons une étude bibliographique sur les mesures de SER d'objets canoniques en CRBM. Ensuite, nous proposons et validons une méthode permettant de mesurer la SER dans une CS.

3.2 Système Radar

3.2.1 Histoire du Radar

Un radar est un système utilisé pour la détection, la localisation et l'identification d'une cible par l'intermédiaire des ondes EM. Le mot radar est l'acronyme de *RADio Detection And Ranging*. Du point de vue historique, la détection EM remonte à la fin du 19ème siècle avec Heinrich Hertz. Ses travaux avaient alors mis en évidence la réflexion des ondes électromagnétiques sur des corps métalliques. En 1904, Christian Hülsmeier a déposé le premier brevet d'un détecteur d'obstacle métallique par ondes radios [3]. Cette invention avait pour objectif la détection de navires lors de la navigation (voir figure (3.1)). Au début des années 1930, les problèmes de localisation d'une cible ont été résolus [4] et les premiers systèmes radar réalisés dans un contexte industriel ont vu le jour. Il a fallu alors attendre l'année 1937, avec le radar allemand « Freya », pour voir apparaître un système tel que nous le concevons actuellement [4]. Depuis, de nombreuses applications militaires et civiles sont développées tel que les radars de navigation, de surveillance et de météo. L'adaptation des radar aux différentes conditions environnementales a permis le développement de technologies de radar. Ainsi, la définition des caractéristiques d'un système radar est liée au cahier des charges définis par l'application à laquelle il est destiné.

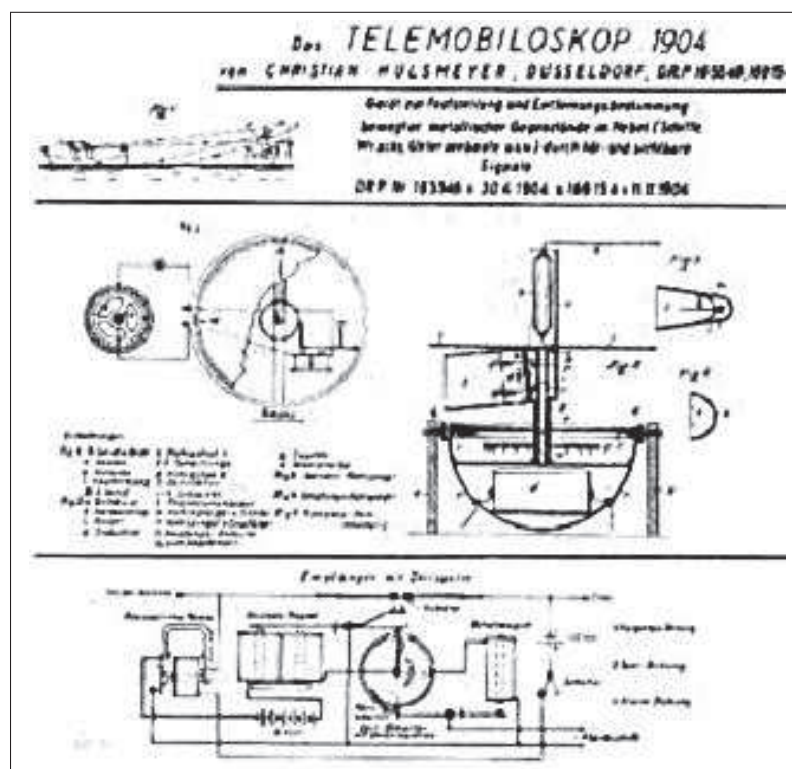


FIGURE 3.1 – Brevet du "Telemobilosko" inventé par Christian Hülsmeier en 1904

3.2.2 Équation générale du radar

L'équation générale du radar décrit le bilan de liaison entre l'émetteur et le récepteur d'un radar. Elle est caractérisée par le découplage des différents paramètres intervenant dans le processus radar. Cette équation a pour expression générale [5] :

$$P_r = \frac{P_t G_t}{L_t} \cdot \frac{1}{4\pi R_t^2 L_{mt}} \cdot \sigma \cdot \frac{1}{4\pi R_r^2 L_{mr}} \cdot \frac{G_r \lambda_0^2}{4\pi L_r} \cdot \frac{1}{L_p} \quad (3.1)$$

Les paramètres de l'équation ci-dessus sont définis comme : P_t : la puissance émise par le radar (en watt)

P_r : la puissance reçue par le radar (en watt)

G_t : le gain de l'antenne d'émission

G_r : le gain de l'antenne de réception

L_t : Facteur de pertes internes de l'émetteur

L_r : Facteur de pertes internes du récepteur

R_t : la distance entre l'émetteur et la cible (en mètre)

R_r : la distance entre la cible et le récepteur (en mètre)

L_{mt}, L_{mr} : les facteurs des pertes supplémentaires dus au milieu de propagation

λ_0 : la longueur d'onde (en mètre)

σ : la SER de la cible (en mètre²) (définie ultérieurement)

L_p : Facteur de pertes liées à la dépolarisation de l'antenne [5]

L'analyse de cette équation montre que le bilan de liaison entre l'émetteur et le récepteur d'un radar dépend du radar lui-même, du milieu de propagation et enfin de la cible.

Cette équation décrit le cas où les antennes émettrice et réceptrice sont distinctes et non co-localisées, on parle alors de radar « bistatique » (figure (3.2)). Toutefois, si les deux antennes sont co-localisées (ou proches), on parle alors d'un radar « quasi-monostatique » (figure (3.3)). Dans le cas où une seule antenne est utilisée à la fois en émission et à la réception, on parle cette fois d'un radar « monostatique » (figure (3.4)).

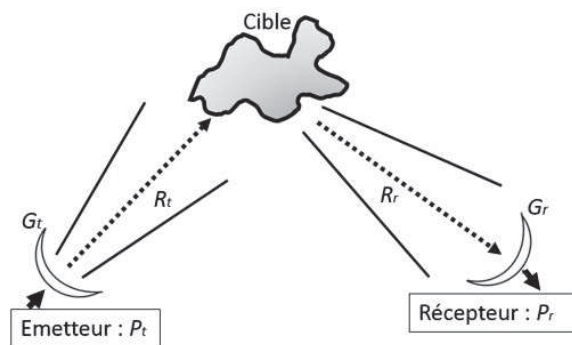


FIGURE 3.2 – Illustration de la détection d'une cible par un radar « bistatique »

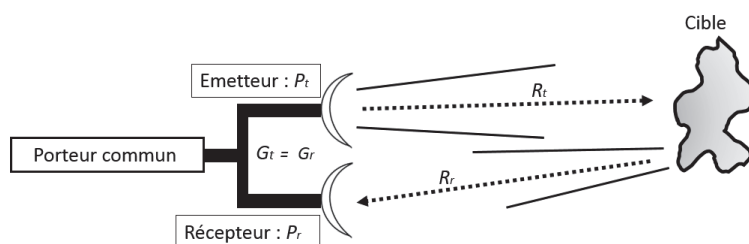


FIGURE 3.3 – Illustration de la détection d'une cible par un radar « quasi-monostatique »

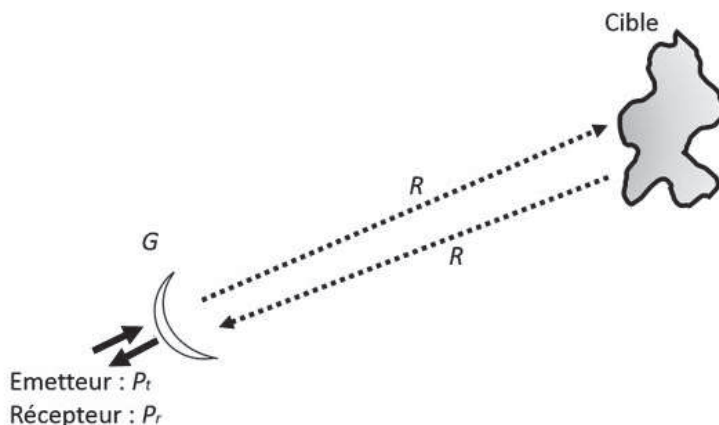


FIGURE 3.4 – Illustration de la détection d'une cible par un radar « monostatique »

3.2.3 Équation radar dans le cas monostatique

Dans le cas d'un radar monostatique, l'antenne du radar est utilisée à la fois en émission et à la réception entraînant une simplification de l'équation générale du radar. En effet, les effets de dépolarisation sont éliminés ($L_p = 1$) et le nombre de variables à déterminer est réduit car $G_r = G_t$ et $R_r = R_t$. L'équation (3.1) devient alors :

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 L_{tr}^2 L_m^2 R^4} \quad (3.2)$$

où :

G : représente le gain de l'antenne du radar

R : représente la distance entre le radar et la cible

L_{tr} : les pertes internes du système

L_m : les pertes supplémentaires dues au milieu de propagation

3.2.4 Zone de rayonnement électromagnétique

Soit D la dimension maximale d'un système quelconque qui émet un champ EM à la fréquence f et soit λ la longueur d'onde d'étude. Les propriétés du champ EM rayonné évoluent au cours de la propagation. En s'éloignant du système rayonnant, on peut distinguer 3 zones : la zone de champ proche réactif ou zone de Rayleigh (zone 1 de la figure (3.5)), la zone de champ proche rayonnant ou zone de Fresnel (zone 2 sur la figure) et la zone de champ lointain rayonnant ou zone de Fraunhofer (zone 3 sur la figure).

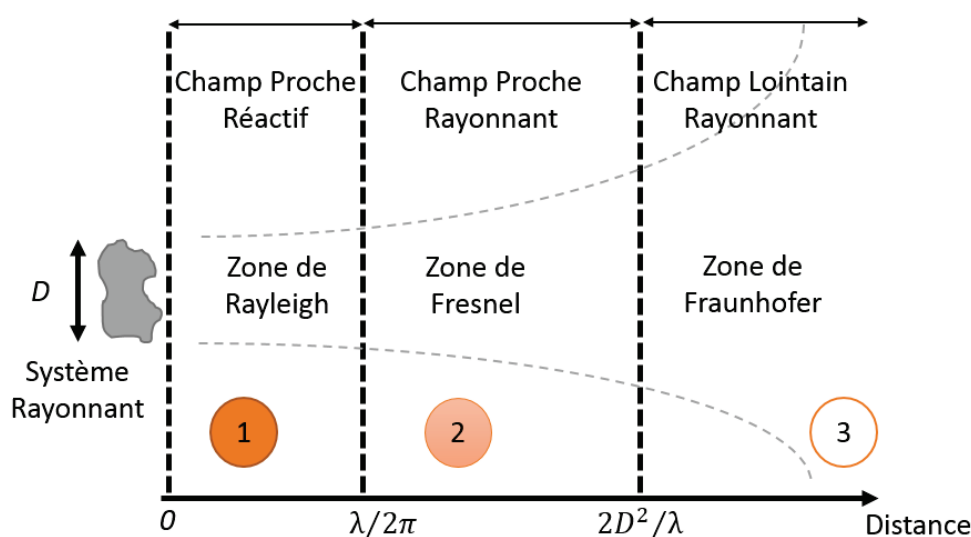


FIGURE 3.5 – Zones de rayonnement autour d'un système rayonnant

Dans la zone de champ proche, le champ EM comporte deux composantes : une composante active rayonnante et une composante réactive. La composante réactive ne contribue pas au rayonnement puisque l'énergie réactive tend vers zéro lorsque la distance entre le point d'observation et le système rayonnant tend vers l'infini. La composante active quant à elle participe bien au rayonnement du système. La densité de puissance est quasi-constante. Néanmoins, dans cette zone, c'est bien le champ réactif qui prédomine. Au-delà de cette zone, c'est le champ actif qui prédomine.

Dans la zone de champ proche rayonnant, la composante réactive disparaît. Les ondes

électromagnétiques sont localement sphériques. Les propriétés du champ EM produit par le système dépendent de la distance d'observation et la densité de puissance est fluctuante.

Dans la zone de champ lointain rayonnant les propriétés du champ EM sont quasiment stables avec la distance d'observation. Les ondes EM sont localement planes et la densité de puissance rayonnée décroît d'une manière monotone. C'est donc dans cette zone que la SER d'une cible est théoriquement définie et potentiellement mesurable.

Dans la littérature, la frontière entre la zone du champ proche rayonnant et la zone du champ lointain rayonnant est fixée à $2D^2/\lambda$, où D est la plus grande dimension de l'objet. Cette formule est définie de manière empirique en étudiant le rayonnement d'une antenne [7]. Ce critère approché certainement satisfaisant lorsque la dimension de l'objet est de l'ordre de la longueur d'onde peut être selon les cas surdimensionnés ou insuffisants pour chaque objet considéré [8]. On note par exemple que, si on monte en fréquence, la décroissance de la longueur d'onde λ entraîne une distance de champ lointain tendant vers l'infini. Dans ce travail, on considère plutôt que le champ lointain est obtenu à quelques longueurs d'onde de l'objet sous test.

3.3 SER

3.3.1 Définition

L'antenne émettrice du radar scrute une zone par des ondes électromagnétiques, la présence d'un objet dans cette zone va rétrodiffuser une partie de l'énergie reçue dans toutes les directions et en particulier vers l'antenne réceptrice du radar. L'analyse de l'écho EM de l'objet par le radar permet le calcul de sa SER. La SER est une propriété physique inhérente à l'objet, elle présente sa signature électromagnétique. Cette grandeur physique assimilable à une surface quantifie la réflectivité EM de l'objet. L'unité de la SER est le m^2 . Dans le cas d'un radar monostatique l'expression de la SER est :

$$\sigma = \frac{P_r}{P_t} \frac{4\pi L_{tr}^2}{G^2 \lambda^2} (4\pi)^2 L_m^2 R^4 \quad (3.3)$$

L'équation (3) ne dépend pas uniquement de l'énergie rétrodiffusée par l'objet mais dépend aussi de la fréquence d'étude de l'onde radar, de la position de l'antenne par rapport au radar, de la forme de l'objet, de la nature du milieu de propagation et des caractéristiques du système radar.

Généralement, les pertes liées au système radar et au milieu de propagation sont supprimées lors du traitement des données. Pour ce faire, le radar est supposé sans pertes ($L_{tr}=1$) et la cible est supposée placée dans un milieu sans pertes et en espace libre. Dans ce cas, la SER ne dépend plus que des caractéristiques de la cible. C'est pourquoi, dans

la littérature, la SER s'exprime généralement sous la forme d'un rapport entre le champ rétrodiffusé et le champ incident [5] :

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{\left| \vec{E}_s \times \vec{H}_s^* \right|}{\left| \vec{E}_i \times \vec{H}_i^* \right|} \quad (3.4)$$

avec :

\vec{E}_i : le champ électrique incident en espace libre

\vec{E}_s : le champ électrique rétrodiffusé en espace libre

\vec{H}_i : le champ magnétique incident en espace libre

\vec{H}_s : le champ magnétique rétrodiffusé en espace libre

Dans le cas où la distance R qui sépare le radar de l'objet éclairé est suffisamment grande pour que l'onde rétrodiffusée soit considérée comme plane, il a été montré que la SER est implicitement indépendante de la distance [5], [9]. Dans ce cas où les ondes incidentes et diffractées sont planes, l'équation de la SER est exprimée sous la forme :

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{\left| \vec{E}_s \right|^2}{\left| \vec{E}_i \right|^2} = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{\left| \vec{H}_s^* \right|^2}{\left| \vec{H}_i^* \right|^2} \quad (3.5)$$

Cette équation est utilisée lorsque la distance R est assez grande pour obtenir des conditions de champ lointain, comme par exemple dans le domaine de la surveillance aérienne afin de calculer la SER d'un avion. Un exemple est illustré sur la figure (3.6) avec l'unité dBm^2 définie par décibel m^2 :

$$\sigma (dB_{m^2}) = 10 \log_{10} (\sigma) \quad (3.6)$$

En chambre anéchoïque, l'émetteur et le récepteur (connectées aux ports de l'ARV) sont souvent placés au même endroit et le système radar est considéré comme quasi-monostatique. En utilisant l'équation monostatique du radar nous pouvons écrire :

$$|S_{21}|^2 = \frac{P_r}{P_t} = G_t \cdot \frac{\lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} \cdot \sigma \cdot G_r \quad (3.7)$$

où :

S_{21} : signal mesuré aux ports de l'ARV

P_t, P_r : puissance émise et reçue

R : distance entre l'antenne et la cible sous test

$\frac{\lambda^2}{(4\pi)^3 R^4}$: atténuation d'espace libre

G_r, G_t : gain des antennes

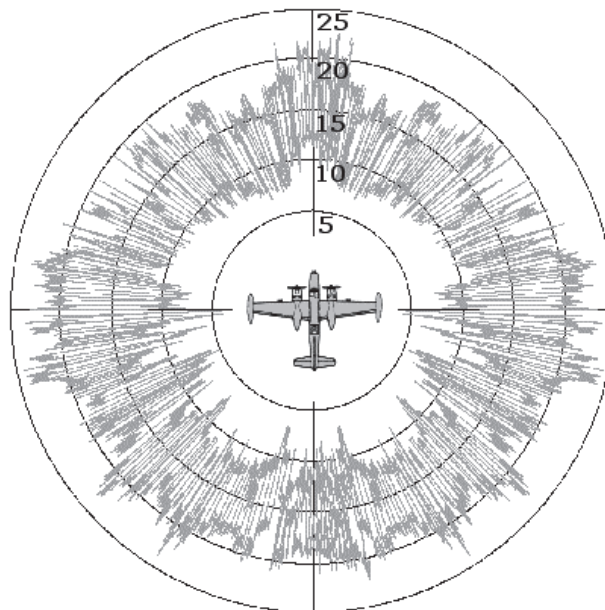


FIGURE 3.6 – Illustration de la SER d’un bombardier de type B-26 en coordonnées polaires [10].

σ : SER de la cible

D’après cette équation, on constate que le paramètre S_{21} englobe tous les effets : le gain d’antenne, l’atténuation et la diffusion de la cible (SER). Le problème est d’extraire la SER de la cible à partir du signal mesuré S_{21} . Théoriquement, il est possible d’effectuer une correction directe de l’atténuation spatiale et de gain d’antenne sur le signal mesuré S_{21} . Cependant, en pratique il est difficile de mettre cette solution en place. En effet, les diagrammes de rayonnement (gains) des antennes utilisées en mesure doivent être parfaitement connus sur toute la bande de mesure, ce qui est difficile à avoir en pratique. Pour cela, une méthode (correction) plus simple est utilisée en chambre anéchoïque pour évaluer la SER d’une cible. Il s’agit de comparer la SER obtenue par la cible sous test à une SER connue (référence, généralement une sphère) mesurée sous les mêmes conditions (antenne, position de la cible, distance) tel que :

$$\frac{|S_{21}|_{cible}^2}{|S_{21}|_{ref}^2} = \frac{\sigma_{cible}}{\sigma_{ref}} \quad (3.8)$$

Avec :

σ_{ref} : SER connue de l’objet référence σ_{cible} : SER inconnue de la cible sous test

3.3.2 Dimension électrique de la cible

Les caractéristiques de l'onde diffractée par une cible dépendent du rapport entre la longueur d'onde du signal incident λ et la plus grande dimension de la cible D . Trois régions fréquentielles peuvent être distinguées : la région de Rayleigh, la région de Mie et la région optique.

Dans la région de Rayleigh $D \ll \lambda$, le courant induit sur la surface de la cible est quasi-constant en phase et en amplitude car la phase de l'onde incidente subit une légère variation le long de la cible. Dans cette région, on dit que la cible est électriquement petite.

Dans la région des résonances $D = \lambda$, la SER est marquée par une variation largement intensifiée par rapport aux autres régions. Dans cette région, la SER oscille en fonction de la longueur d'onde. Cette région est appelée aussi région de Mie.

Dans la région optique $D \gg \lambda$, les oscillations de la SER en fonction de la longueur d'onde disparaissent. Dans cette région on dit que la cible est électriquement grande.

Si les dimensions de la cible et la longueur d'onde du signal incident sont connus, il est alors possible de déterminer la zone fréquentielle d'étude.

3.3.3 Polarisation

Le champ électrique \vec{E} peut être représenté par un vecteur normal à la direction de propagation de l'onde. Le champ magnétique, lui aussi, est un vecteur normal à la direction de propagation. La polarisation d'une onde EM est donnée par la direction du champ électrique [11]. En champ lointain, la direction du vecteur champ électrique est constante, la polarisation de l'onde est dite alors linéaire et la propagation de l'onde est dite plane. Pour une antenne à polarisation rectiligne, on appelle le plan E le plan formé par la direction de propagation \vec{k} et par la direction du champ électrique ((3.7)). Le plan H est celui formé par la direction de propagation \vec{k} et par la direction du champ magnétique.

En pratique l'onde EM ne garde pas longtemps la polarisation que l'antenne lui a imprimée. La moindre réflexion par un obstacle peut amener un changement de l'état de la polarisation. Ce changement est directement lié à la forme ainsi qu'aux caractéristiques de l'obstacle (voir figure 3.8). Soit \vec{n} le vecteur perpendiculaire au plan conducteur ou plan d'incidence de la cible. On parle d'une polarisation verticale (V) si le plan E de l'onde émise par l'antenne et le vecteur \vec{n} forme un seul plan, c'est à dire que le vecteur \vec{E} , \vec{k} et \vec{n} appartiennent au même plan. Dans le cas contraire, on parle d'une polarisation horizontale (H) (voir figure 3.8).

En ce qui concerne la SER d'une cible, généralement elle est étudiée lorsque l'émetteur et le récepteur ont les mêmes polarisations (HH, VV ou co-polaire) ou des polarisations croisées (HV, VH ou cross-polaire).

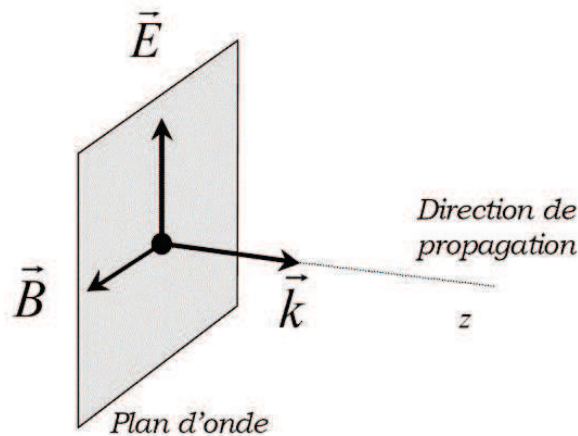


FIGURE 3.7 – Représentation d’une onde plane

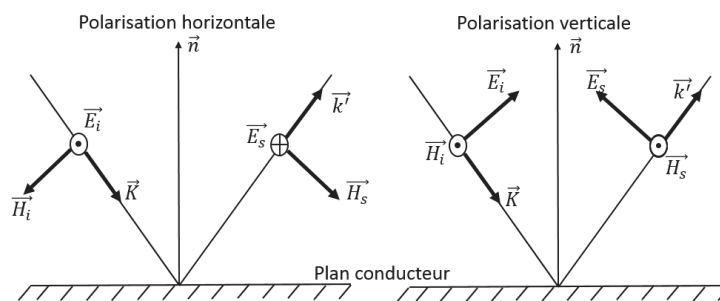


FIGURE 3.8 – Réflexion d’une onde EM sur un plan conducteur

3.3.4 La théorie de Mie et la région fréquentielle de Mie

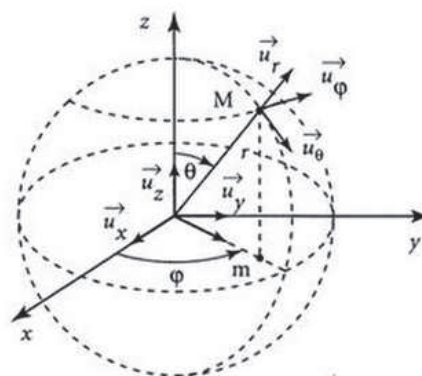


FIGURE 3.9 – Convention de coordonnées sphériques

La Théorie de Mie [9], formulée en 1908, constitue une solution exacte pour calculer la diffraction d’une onde plane par une sphère homogène et isotrope. Il est à noter que la sphère est la seule forme finie pour laquelle une solution analytique exacte existe, c’est pour ça que c’est l’objet de référence en chambre anéchoïque. Ainsi, dans cette partie,

nous rappelons le résultat final de cette théorie en terme de champ diffracté et SER, sans reporter les détails de la théorie.

Considérons une sphère parfaitement conductrice de rayon a , centrée sur un système de coordonnées (x, y, z) et illuminée par une onde plane polarisée linéairement. Grâce à la symétrie sphérique nous supposons pour simplicité que l'onde incidente arrive selon $\vec{r}_i = -\vec{z}$ et est polarisée selon \vec{x} . Selon la théorie de Mie, dans la zone de champ lointain l'amplitude F du champ diffracté en coordonnées sphériques est donnée par la relation suivante :

$$F(\vec{r}) = F(\theta, \phi) = \frac{1}{k_0} \left[D_1(\theta) \cdot \cos(\phi) \vec{\theta} - D_2(\theta) \cdot \sin(\phi) \vec{\phi} \right] \quad (3.9)$$

Où :

$$\begin{aligned} \vec{r} &= \vec{x} \sin\theta \cos\phi + \vec{y} \sin\theta \sin\phi + \vec{z} \cos\theta \\ D_1(\theta) &= -j \sum_{n=1}^{\infty} \cdot \frac{2n+1}{n(n+1)} \left\{ A_n \frac{P_n^1(\cos(\theta))}{\sin\theta} + j B_n \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^1(\cos\theta) \right\} \\ D_2(\theta) &= -j \sum_{n=1}^{\infty} \cdot \frac{2n+1}{n(n+1)} \left\{ A_n \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^1(\cos(\theta)) + j B_n \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} \right\} \end{aligned}$$

$$A_n = -\frac{j_n(\beta) [\alpha j_n(\alpha)]' - j_n(\alpha) [\beta j_n(\beta)]'}{j_n(\beta) [\alpha h_n(\alpha)]' - h_n(\alpha) [\beta j_n(\beta)]'}; B_n = \frac{\varepsilon_r j_n(\beta) [\alpha j_n(\alpha)]' - j_n(\alpha) [\beta j_n(\beta)]'}{\varepsilon_r j_n(\beta) [\alpha h_n(\alpha)]' - h_n(\alpha) [\beta j_n(\beta)]'}$$

où :

j_n, h_n : fonctions de Bessel et de Hankel sphériques du 1^{er} type

P_n^m : fonction associée de Legendre de degré n et d'ordre m

$\alpha = K_0 \cdot a$; $\beta = \sqrt{\varepsilon_r} K_0 \cdot a$

Il est à noter que la direction du champ rétro-diffusé correspond à $\theta = 0$, dans ce cas nous avons :

$$D_1(\theta = 0) = D_2(\theta = 0) = -j \sum_{n=1}^{\infty} \left[n + \frac{1}{2} \right] [A_n + j B_n]$$

L'amplitude F du champ diffracté devient :

$$F = \frac{1}{K_0} D_1(0) \cdot \vec{x} \quad (3.10)$$

Par conséquent, la SER cross-polaire est nulle car l'onde diffractée a la même polarisation que l'onde incidente, et la SER co-polaire σ_{vv} vaut alors :

$$\sigma = \sigma_{vv} = \frac{1}{k_0^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (n + \frac{1}{2}) [A_n + jB_n] \right|^2 \quad (3.11)$$

Une simple application du calcul de la SER d'une sphère parfaitement conductrice en utilisant la théorie de Mie montre clairement ces trois régions de fréquences (figure (3.10)). La série de Mie permet de calculer analytiquement la SER d'une sphère.

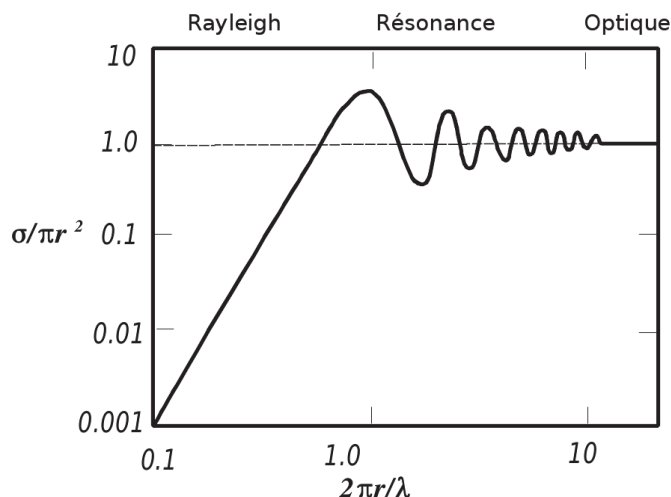


FIGURE 3.10 – Illustration log-log de la SER normalisée d'une sphère parfaitement conductrice en fonction du rapport circonférence/ λ [10].

L'axe des ordonnées de la courbe illustrée sur la figure (3.10) est normalisé par rapport à πr^2 . πr^2 est la SER d'une sphère de rayon r en zone optique.

3.4 Configurations traditionnelles de mesure de SER en chambre anéchoïque

En zone de champ lointain, le champ incident et les ondes rétrodiffusées par une cible présentent la structure d'une onde plane. Aussi, la SER d'une cible est définie théoriquement dans cette zone. Du point de vue historique, les premières mesures de SER étaient réalisées à l'extérieur, en espace libre. Ce type de mesure permet de faire des mesures directes à grande distance, en champ lointain. L'avantage principal de ce type de mesure est son faible coût. Néanmoins, les mesures peuvent être perturbées par l'environnement électromagnétique. Afin d'éviter ce problème, les mesures de SER sont généralement réalisées en chambre anéchoïque. Les parois extérieures de cette chambre sont métalliques (cage de Faraday) afin d'isoler l'intérieur de la chambre de l'environnement extérieur. Les parois intérieures de la chambre sont tapissées d'absorbants électromagnétiques afin de réduire au maximum l'effet des réflexions sur les murs. Sous

ces conditions, la chambre anéchoïque reproduit au mieux les conditions d'espace libre.

3.4.1 Bases longues à éclairage direct : La chambre anéchoïque

Dans ce type de bases, les mesures de SER sont directement réalisées en champ lointain en plaçant la cible sous test à une distance supérieure à $2D^2/\lambda$ des antennes d'émission et de réception, avec D la plus grande dimension du système (antenne, cible) et λ la longueur d'onde de l'étude. Cependant, suivant la taille de la cible sous test et la fréquence d'étude, cette distance risque de devenir très grande. Les figures (3.11) et (3.12) illustrent un exemple de bases longues à éclairage direct (la chambre anéchoïque du laboratoire XLIM).



FIGURE 3.11 – Photo de la chambre anéchoïque du laboratoire XLIM

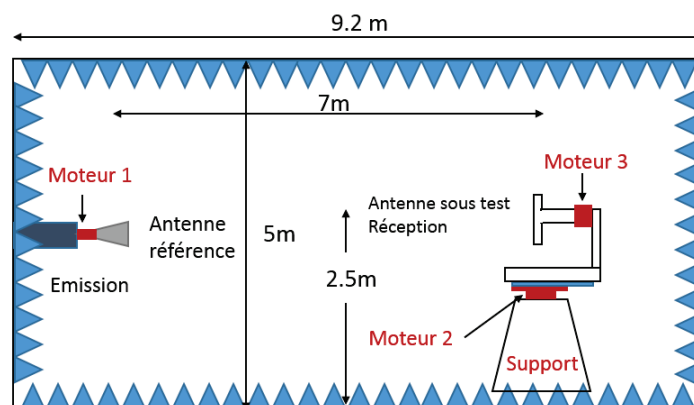


FIGURE 3.12 – Schéma de la chambre anéchoïque du laboratoire XLIM

3.4.2 Bases courtes à éclairage direct

Ce type de bases permet la mesure directe de SER en champ lointain sans l'obligation de respecter la distance minimale $2D^2/\lambda$ en utilisant un synthétiseur d'onde plane à une distance finie, par exemple en utilisant un réseau d'antennes [11].

3.4.3 Bases compactes

Ce type de bases utilise principalement un système de focalisation, par exemple un réflecteur parabolique. Le rôle de ce système est de créer une onde plane uniforme sur la cible ou bien de transformer en une onde plane uniforme le champ diffracté par la cible [10]. L'avantage des bases compactes est de générer des conditions de champ lointain à une distance beaucoup plus courte que celle qui serait obtenue en chambre anéchoïque, ce qui rend possible la caractérisation de grands objets sous test à des fréquences élevées. Néanmoins, l'onde plane créée par le système focalisant est sensible à la qualité de sa surface. En effet, les défauts de surface (imperfections d'usinage) sont d'autant plus sensibles que la fréquence est haute. Par conséquent, le coût de ce type de bases de haute qualité est très élevé. Les figures (3.13) et (3.14) illustrent un exemple de base compacte, celle du laboratoire XLIM).

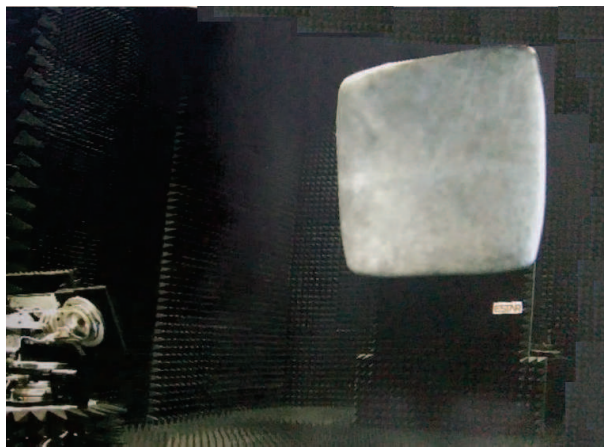


FIGURE 3.13 – Photo de la base compacte du laboratoire XLIM.

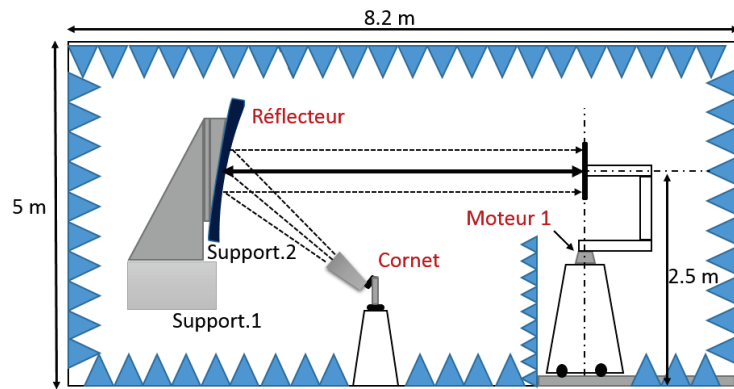


FIGURE 3.14 – Schéma de la base compacte du laboratoire XLIM.

3.5 Etat de l'art sur la mesure de SER de cibles élémentaires en cavités surdimensionnées

3.5.1 État de l'art sur la mesure de surfaces équivalentes d'absorption ou de diffusion

L'étude des surfaces équivalentes d'absorption et de diffusion d'un objet sous test en CRBM a été ces dernières années un sujet d'intérêt fort de la communauté CEM internationale. En effet, lorsqu'un objet est exposé à un champ électromagnétique, il diffuse et absorbe en même temps une fraction de la puissance incidente. On comprend ici l'intérêt de la CRBM qui permet de mesurer les capacités moyennes d'absorption ou de diffraction d'un objet, l'objet étant placé dans un champ EM considéré comme homogène et isotrope.

De nombreuses études ont porté tout d'abord sur l'estimation de la surface équivalente moyenne d'absorption [12]- [20], c'est à dire la capacité d'un objet placé en CRBM à absorber les ondes électromagnétiques. En effet, la puissance absorbée par un objet en CRBM correspond à sa surface équivalente moyenne d'absorption multipliée par la densité de puissance moyenne dans la CRBM.

La mesure de la surface équivalente de diffraction en CRBM a également fait l'objet d'une publication il y a une dizaine d'années [30]. Il s'agissait ici de mesurer la capacité moyenne d'un objet métallique à diffracter l'énergie dans toutes les directions de l'espace.

3.5.2 État de l'art sur la mesure de SER en cavités surdimensionnées

Récemment, et ce pour la première fois à notre connaissance, une communication a présenté une méthode permettant la mesure de SER au sein d'une cavité surdimensionnée

(CS) a été proposée [22]. Il est à noter qu'on parle ici de CS et non de CRBM, aucun système de brassage de modes n'étant utilisé durant la mesure. Avant d'expliquer la contribution originale des méthodes que nous proposons dans la suite de ce chapitre, nous commençons par expliquer en détail cette méthode.

Le protocole expérimental requiert une seule antenne pointée vers la cible à l'intérieur de la cavité surdimensionnée. La cible est installée à la même hauteur et à une distance R de l'antenne de mesure. Cette distance est supposée suffisante pour considérer que la cible est dans la zone de champ lointain de l'antenne. La cible est placée sur un mât motorisé permettant une rotation azimutale de la cible afin de mesurer la SER pour différents angles dans le plan azimutal. L'antenne est connectée à un port d'un analyseur de réseau afin de mesurer le paramètre S_{11} en présence et en absence de la cible sur une bande de fréquence donnée englobant la fréquence à laquelle on veut déterminer la SER. La bande de fréquences ne doit englober que des fréquences supérieures à la fréquence seuil pour laquelle la chambre peut être considéré comme suffisamment bien brassée [31]. La détermination de la SER de la cible est réalisée à partir de l'extraction de l'onde réfléchie par la cible. Les trois étapes de la méthode sont décrites ci-après.

Étape 1 : Mesure de la contribution de la CS .

Dans une première étape, on cherche à mesurer la contribution de la cavité surdimensionnée sur l'antenne de mesure "à vide", c'est à dire en l'absence de la cible. Ceci est réalisé par la mesure du paramètre S_{11}^0 (l'exposant "0" indiquant que la mesure correspond au cas à vide) sur une bande de fréquences contenant N fréquences distinctes englobant la fréquence f_0 à laquelle on veut pouvoir extraire la SER de la cible. Le paramètre S_{11}^0 peut s'écrire :

$$S_{11}^0(f_0) = S_{11}^{EL}(f_0) + \left(1 - |S_{11}^{EL}(f_0)|^2\right) H^0(f_0) \eta_{ant} \quad (3.12)$$

où :

S_{11}^{EL} est le coefficient de réflexion de l'antenne que l'on mesurerait en espace libre, par exemple en CA

η_{ant} représente l'efficacité de rayonnement de l'antenne

$H^0(f_0)$ représente l'effet de rétrodiffusion de la CS sur l'antenne.

Étape 2 : Mesure de la rétrodiffusion de la cible

Dans une deuxième étape, on réalise la même mesure en présence de la cible. La mesure doit donc être répétée pour chaque angle de la cible qui nous intéresse.

La présence de la cible dans la chambre modifie l'équation précédente. Ainsi, pour une position donnée de la cible et à une fréquence f_0 , le paramètre S_{11}^T où l'exposant "T" signifie "Target" (soit "cible" en anglais) s'écrit :

$$S_{11}^T(f_0) = S_{11}^{EL}(f_0) + \left(1 - |S_{11}^{EL}(f_0)|^2\right) H^T(f_0) \eta_{ant} + C(f_0) \sqrt{\sigma^T(f_0)} \quad (3.13)$$

où :

$\sigma^T(f_0)$ représente la SER de la cible à la fréquence f_0

$C(f_0)$ représente est une grandeur complexe décrivant la propagation aller et retour de l'onde réfléchie (ou rétrodiffusée) entre l'antenne et la cible. Si on se place dans une hypothèse où la cible est située en champ lointain par rapport à l'antenne, on peut écrire :

$$C(f_0) = \frac{G_{ant}(f_0) \lambda_0}{(4\pi)^{3/2} R^2} \left(1 - |S_{11}^{EL}(f_0)|^2\right) \exp\left(\frac{-j2\pi f_0 2R}{c}\right) \exp(j\varnothing_0) \quad (3.14)$$

où :

R représente la distance entre la cible et l'antenne de mesure

$G_{ant}(f_0)$ représente le gain de l'antenne de mesure

c : représente la vitesse (ou célérité) de la lumière dans le vide (ou l'air)

\varnothing_0 représente une phase constante et arbitraire

La troisième et dernière étape correspond alors au post-traitement des résultats afin de déterminer la SER de la cible pour chaque angle. Pour cela, on calcule la différence (notée S_{11}^{SER}) entre les deux équations précédentes afin d'extraire l'expression de la SER $\sigma^T(f_0)$:

$$\begin{aligned} S_{11}^{SER}(f_0) &= S_{11}^T(f_0) - S_{11}^0(f_0) = \\ &\left(1 - |S_{11}^{EL}(f_0)|^2\right) (H^T(f_0) - H^0(f_0)) \eta_{ant} + \\ &\sqrt{\sigma^T(f_0)} \frac{G_{ant}(f_0) \lambda_0}{(4\pi)^{3/2} R^2} \left(1 - |S_{EL}(f_0)|^2\right) \exp\left(\frac{-j2\pi f_0 2R}{c}\right) \exp(j\varnothing_0) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Les auteurs de cette communication expliquent que le premier terme à droite de cette équation constitue un signal interférant proportionnel à la différence de variables aléatoires gaussiennes centrées et de même variance liés aux réflexions multiples dans la CS [22]. Ce terme ne nous intéresse pas, il va donc falloir l'extraire du signal S_{11}^{SER} .

En revanche, le second terme à droite de cette équation est représentatif de l'amplitude de l'écho radar contenant donc l'information utile. Ce terme évolue selon un signal périodique sinusoïdal de période $\delta f = c/2R$ du fait du déphasage de l'onde se propageant

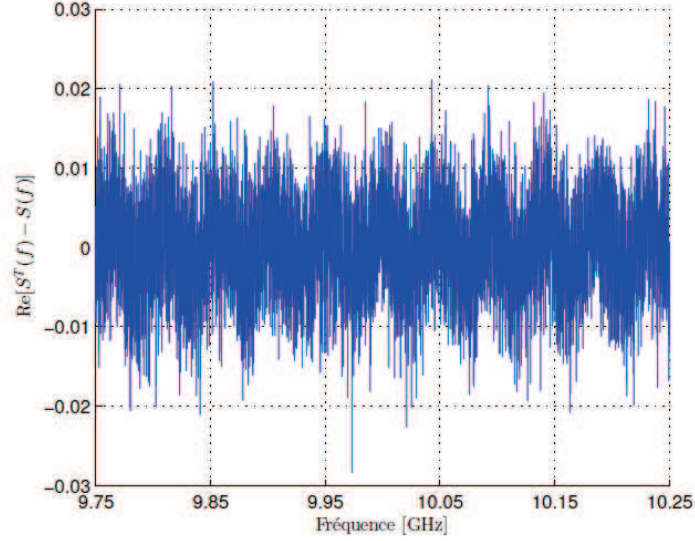


FIGURE 3.15 – Allure de la partie réelle de S_{11}^{SER} pour une plaque de 148 mm \times 151 mm et pour un angle $\theta = 0$ sur une bande de 500 MHz autour de 10 GHz (figure extraite de [22]).

entre l'antenne et la cible, ce déphasage étant donc proportionnel à la fréquence. La figure (3.15) présente un exemple de l'allure de la partie réelle de S_{11}^{SER} pour $f_0 = 10$ GHz sur une bande Δf de 500 MHz pour une plaque de dimensions 148 mm \times 151 mm lorsque la plaque fait face à l'antenne ($\theta = 0$). On décèle bien une variation sinusoïdale liée au second terme de l'équation précédente sur laquelle se superpose un signal aléatoire lié à la contribution de la CS et donc lié au premier terme de l'équation.

L'estimation de la SER $\sigma^T(f_0)$ est alors réalisée à l'aide d'une courbe de régression sinusoïdale d'amplitude A et de période δf centrée sur la fréquence f_0 . Il s'agit en clair de trouver les propriétés de la sinusoïde (en fait son amplitude) liée au second terme de l'équation. On comprend ici l'intérêt d'avoir réalisé les mesures sur une bande de fréquences autour de la fréquence d'intérêt, l'extraction des propriétés de la sinusoïde étant d'autant plus précise que l'excursion en fréquence est grande.

L'excursion en fréquence est donc centrée sur f_0 et de pas de fréquence élémentaire δf_s . La bande passante de cette excursion Δf est telle que $\Delta f = N \times \delta f_s$ où $2N + 1$ est le nombre total de fréquences discrètes utilisées. Ces choix sont réalisés en considérant que $\delta f \leq \Delta f \ll f_0$. Dans ces conditions, la SER de la cible est alors estimée à partir de l'expression suivante :

$$|\sigma^T(f_0)| \approx |A(f_0)|^2 \frac{(4\pi)^3 R^4}{(1 - |S_{11}^{EL}(f_0)|^2)^2 G_{ant}(f_0)^2 \lambda_0^2} \quad (3.16)$$

La quantité $|A(f_0)|^2$ est évaluée à partir de la différence des parties réelle et/ou

imaginaire de S_{11}^{SER} . Pour la partie réelle, on a par exemple :

$$\operatorname{argmin}_{A(f_0)} \left| A(f_0) \cos(2\pi (f_0 + f_i) 2R/c) - \operatorname{Re}(S_{11}^T(f_0 + f_i) - S_{11}^0(f_0 + f_i)) \right| \quad (3.17)$$

où $f_i = i \delta f$, pour $i = -N, -N + 1, \dots, 0, \dots, N - 1, N$.

Il est à noter que le gain de l'antenne de mesure peut évoluer significativement sur la bande fréquentielle d'étude. Il faut dans ce cas diviser l'enveloppe de la sinusoïde obtenue par le gain de l'antenne sur la bande de fréquences d'après [22].

La figure (3.16) illustre une comparaison extraite de [22] entre la SER théorique d'une plaque de 148 mm × 151 mm et la SER obtenue à $f_0 = 10$ GHz et $\Delta f = 500$ MHz sur l'intervalle $\theta = -30^\circ$ à $\theta = 30^\circ$ par pas de 1 degré, correspondant à la rotation azimutale de la cible.

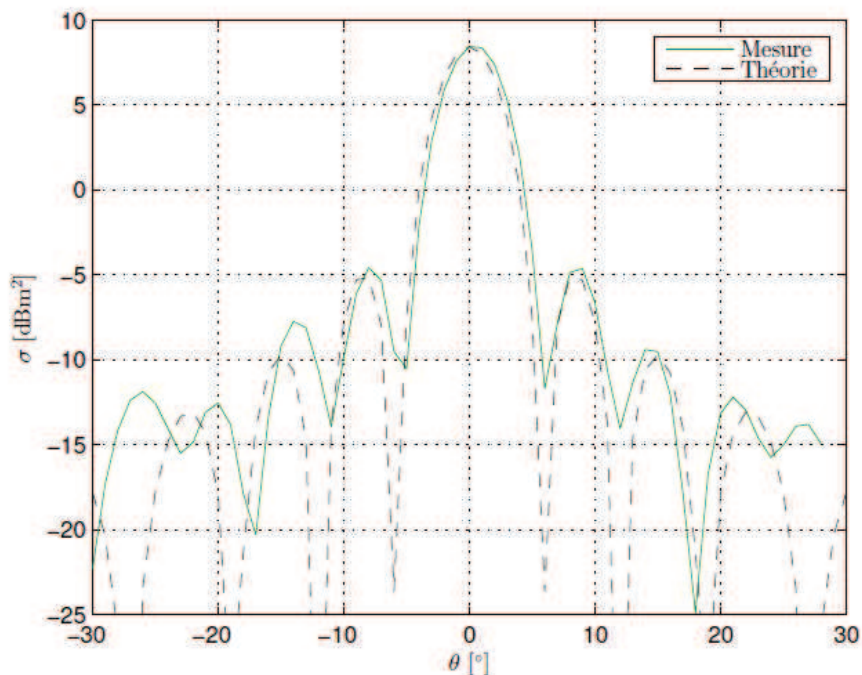


FIGURE 3.16 – Diagramme de SER d'une plaque métallique de dimensions 148 mm × 151 mm à 10 GHz (figure extraite de [22]).

La distance R utilisée dans l'équation (3.17) correspond à la somme de la distance de propagation de l'onde en espace libre (entre l'antenne et la plaque) et de la distance supplémentaire introduite liée au déphasage apportée par l'antenne de mesure. Cette distance supplémentaire correspond au temps de parcours de l'onde guidée dans l'antenne jusqu'au port de l'appareil de mesure, ici l'ARV. L'estimation de la SER avec cette méthode repose sur l'équation (3.17). L'analyse de cette équation montre que la SER obtenue dépend de la valeur de la distance R , ce qui représente un problème non

négligeable, la détermination de R n'étant pas forcément triviale.

Dans la suite de ce chapitre, nous proposons une autre méthode pour estimer la SER d'un objet élémentaire en CS utilisant la technique du fenêtrage temporel ou time-gating (TG) en Anglais.

3.6 Mesure de SER de cibles élémentaires dans une cavité surdimensionnée en utilisant le fenêtrage temporel (time-gating)

Dans cette section, nous présentons une nouvelle méthode pour mesurer la SER d'un objet canonique dans une CS. Le protocole de mesure utilisé dans cette méthode est à nouveau identique à celui utilisé dans [22] ainsi que dans la méthode alternative présentée précédemment.

Dans cette méthode, l'onde réfléchiée par l'objet sous test est identifiée en appliquant la technique de fenêtrage temporel ou Time-gating (TG) sur le signal $S_{11}^{SER}(f)$.

3.6.1 Fenêtrage temporel

Un signal réel est toujours mesuré sur une durée limitée, c'est à dire avec un nombre fini de points. Par conséquent, cela revient mathématiquement à le multiplier par une fenêtre temporelle (également appelée fenêtre d'observation ou de pondération). La plus simple est la fenêtre porte ou rectangulaire définie par :

$$h(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } t \in [t_1, t_2] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (3.18)$$

De ce fait, la multiplication d'un signal $s(t)$ par cette fenêtre ne permet que d'observer la partie comprise entre t_1 et t_2 de ce signal. En pratique, toute observation étant de durée finie, une fenêtre est forcément appliquée par rapport à un signal de durée illimitée. Dans toute mesure, on applique donc généralement un fenêtrage temporel sans même s'en rendre compte. Par conséquent, à la place de traiter le signal $s(t)$, on traite le signal fenêtré $s_h(t) = s(t) \cdot h(t)$. En passant dans le domaine fréquentiel via une transformée de Fourier (TF), l'application d'une fenêtre temporelle modifie la TF du signal.

Dans la littérature, il existe différents types de fonctions de fenêtrage, chacun ayant ses propres avantages selon l'application. Les fonctions de fenêtrage les plus courantes sont :

Fenêtre rectangulaire :

$$h(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } t \in [0, T] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (3.19)$$

Fenêtre triangulaire :

$$h(t) = \begin{cases} \frac{2t}{T} & \text{si } t \in [0, \frac{T}{2}[\\ \frac{2(T-t)}{T} & \text{si } t \in [\frac{T}{2}, T] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (3.20)$$

Fenêtre de Hanning :

$$h(t) = \begin{cases} 0.5 - 0.5 \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right) & \text{si } t \in [0, T] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (3.21)$$

Fenêtre de Hamming :

$$h(t) = \begin{cases} 0.54 - 0.46 \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right) & \text{si } t \in [0, T] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (3.22)$$

Fenêtre de Blackman :

$$h(t) = \begin{cases} 0.42 - 0.5 \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right) + 0.08 \cos\left(4\pi \frac{t}{T}\right) & \text{si } t \in [0, T] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (3.23)$$

Ainsi, dans le domaine fréquentiel la TF du signal initial est convoluée avec la TF de la fenêtre temporelle :

$$S_h(f) = (S * H)(f) \quad (3.24)$$

où $S_h(f)$, $S(f)$ et $H(f)$ représentent successivement la TF de $s_h(t)$, $s(t)$ et $h(t)$.

Pour éviter la déformation du spectre initial, il faudrait que le profil de la fenêtre spectrale soit une distribution de Dirac, ce qui reviendrait à mesurer un signal durant un temps infini, ce qui est impossible. En pratique les allures spectrales des fenêtres de pondérations présentent une succession de lobes. De ce fait, il faut que le lobe principal soit le moins large possible et que les lobes secondaires soient les plus faibles possibles pour se rapprocher d'une fonction de Dirac. D'autre part, plus le lobe principal d'une fenêtre est étroit, plus ses lobes secondaires sont importants. Par conséquent, il y a toujours un compromis à faire entre largeur du lobe principal et importance des lobes secondaires. La figure (3.17) illustre les allures temporelles et spectrales de quelques

fenêtres.

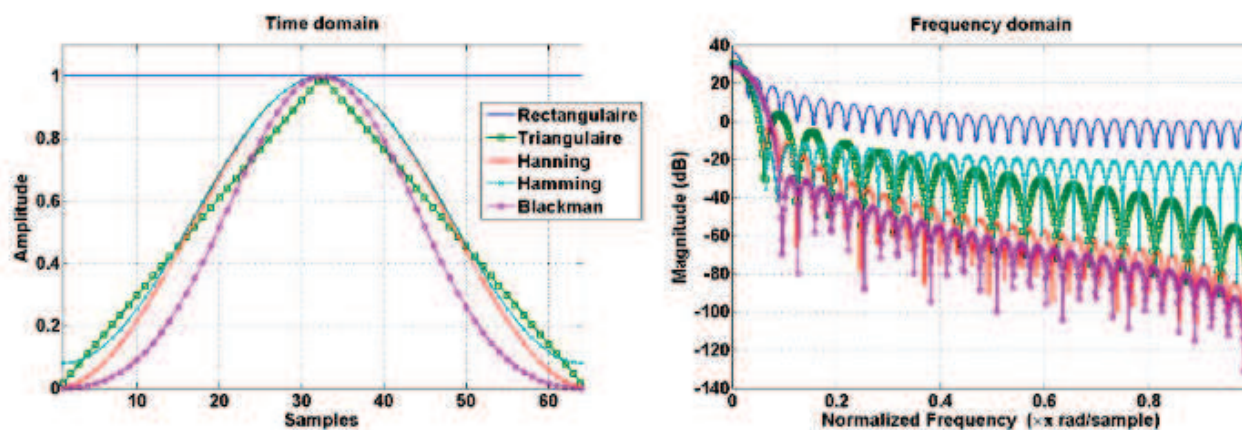


FIGURE 3.17 – Allures temporelles et spectrales de quelques fenêtres temporelles.

Le choix de la fonction de fenêtrage est lié à la nature de l'application souhaitée. En effet, il est nécessaire d'estimer le contenu fréquentiel du signal afin de choisir la fonction de fenêtrage la plus adaptée avec l'application souhaitée. Pour conclure, l'étude menée sur ces différentes fonctions de fenêtrage montre que la fenêtre de Hanning a une bonne résolution fréquentielle et une faible fuite spectrale, c'est la fenêtre utilisée dans la suite de notre étude.

3.6.2 Principe de la méthode proposée

La méthode de TG [27]- [29] consiste à transformer un signal fréquentiel en un signal temporel via la transformée de Fourier inverse. Ensuite, la suppression de la ou des parties indésirables du signal par l'application d'une fenêtre temporelle permet de ne garder que la partie utile du signal selon l'application souhaitée. Le signal temporel fenêtré est alors à nouveau converti dans le domaine fréquentiel à l'aide d'une nouvelle TF afin de fournir une réponse fréquentielle contenant l'information qui nous intéresse.

En utilisant le même protocole de mesure utilisé dans de la méthode proposée dans [22], on obtient deux mesures : le paramètre $S_{11}^T(f)$ de l'antenne mesuré en présence de l'objet sous test (à toutes les positions de la cible) et le paramètre $S_{11}^0(f)$ de l'antenne mesuré sans la présence de la cible dans la chambre (mesure à vide afin de supprimer la contribution de la chambre). On rappelle ici que les expressions des signaux $S_{11}^0(f)$ et $S_{11}^T(f)$ sont respectivement données par les équations (3.12) et (3.13) et que $S_{11}^{SER}(f)$ a

pour expression :

$$\begin{aligned}
 S_{11}^{SER}(f_0) = S_{11}^T(f_0) - S_{11}^0(f_0) = & \\
 & \left(1 - |S_{11}^{EL}(f_0)|^2\right) (H^T(f_0) - H^0(f_0)) \eta_{ant} + \\
 & \sqrt{\sigma^T(f_0)} \frac{G_{ant}(f_0) \lambda_0}{(4\pi)^{3/2} R^2} (1 - |S_{EL}(f_0)|^2) \exp\left(\frac{-j2\pi f_0 2R}{c}\right) \exp(j\varnothing_0)
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

Nous présentons maintenant les mêmes observables dans le domaine temporel sous la forme suivante :

$$s_T(t) = IFFT(S_{11}^T(f)) \tag{3.26}$$

$$s_0(t) = IFFT(S_{11}^0(f)) \tag{3.27}$$

$$h_T(t) = IFFT(H_T(f)) \tag{3.28}$$

$$h_0(t) = IFFT(H_0(f)) \tag{3.29}$$

$$s_{SER}(t) = IFFT(S_{SER}(f)) \tag{3.30}$$

où *IFFT* représente la transformée de Fourier inverse.

Comme dit précédemment, la distance totale parcourue par l'onde réfléchiée par la cible est égale à $2(R+R_0)$ où R est la distance physique entre l'antenne et la cible et R_0 représente la distance supplémentaire correspondant à la propagation de l'onde guidée à l'intérieur de l'antenne.

Le premier signal rétrodiffusé par la cible, le signal qui nous intéresse, est observé dans le domaine temporel à l'instant t_1 calculée par la relation suivante :

$$t_1 = \frac{2(R + R_0)}{c} \tag{3.31}$$

Ainsi, l'application d'une fenêtre temporelle centrée sur l'instant t_1 (avec une largeur δt de chaque côté) sur le signal temporel $s_{SER}(t)$ permet d'extraire uniquement le signal utile avant l'arrivée sur l'antenne des trajets indirects ayant interagi avec les parois de la CS. Le choix de δt dépend de la résolution temporelle du signal $s_{SER}(t)$.

Comme dit précédemment, l'équation (3.25) comprend deux termes : le premier

correspondant à l'effet de la CS sur l'antenne et le deuxième comprenant l'effet de la SER de la cible.

Il est important de noter que dans les premiers instants, y compris pour t supérieur à t_1 , les termes $H^T(f_0)$ et $H^0(f_0)$ correspondant à l'effet de l'antenne elle-même (et son coefficient de réflexion en espace libre) et de la rétroaction de la CS sur l'antenne sont parfaitement identiques. Ces deux termes ne deviennent différents qu'au moment où un rayon dévié par la cible revient de façon indirecte sur l'antenne de mesure, pour une valeur de t supérieure à t_1 . Lors de l'application de la méthode du TG, cela revient à considérer que le premier terme de cette équation est nul.

Il est alors possible en ne gardant que le second terme de considérer dans le cadre de la technique du TG d'écrire l'équation suivante :

$$\widetilde{S_{SER}}(f_0) \approx FFT \{TG [IFFT (S_{SER}(f))]\} \approx \sqrt{\sigma_T(f_0)} \frac{G_{ant}(f_0) \lambda_0}{(4\pi)^{3/2} R^2} \left(1 - |S_{11}^{EL}(f_0)|^2\right) \exp\left(\frac{-j2\pi f_0 2R}{c}\right) \exp(j\varnothing_0) \quad (3.32)$$

Finalement, l'analyse menée au cours de cette partie permet de déduire l'expression de la SER d'une cible en CS à la fréquence f_0 telle que :

$$|\sigma_T(f_0)| \approx \left|\widetilde{S_{SER}}(f_0)\right|^2 \frac{(4\pi)^3 R^4}{\left(1 - |S_{11}^{EL}(f_0)|^2\right)^2 G_{ant}(f_0)^2 \lambda_0^2} \quad (3.33)$$

Afin d'appliquer correctement la technique de fenêtrage temporel, la résolution temporelle du signal $s_{SER}(t)$ doit être suffisamment petite pour séparer le trajet direct arrivant de la cible des trajets indirects arrivant après. La résolution temporelle dépend essentiellement de la bande de fréquence utilisée en mesure. Elle doit donc être judicieusement choisie afin d'avoir une résolution suffisante dans le domaine temporel.

Dans cette méthode, le TG est utilisé afin d'identifier le trajet direct réfléchi par la cible (voir figure (3.18)) et enlever la contribution de tous les autres trajets. L'application de cette technique pour la détermination de la SER d'un objet en CS requiert donc quatre étapes :

— Etape 1 :

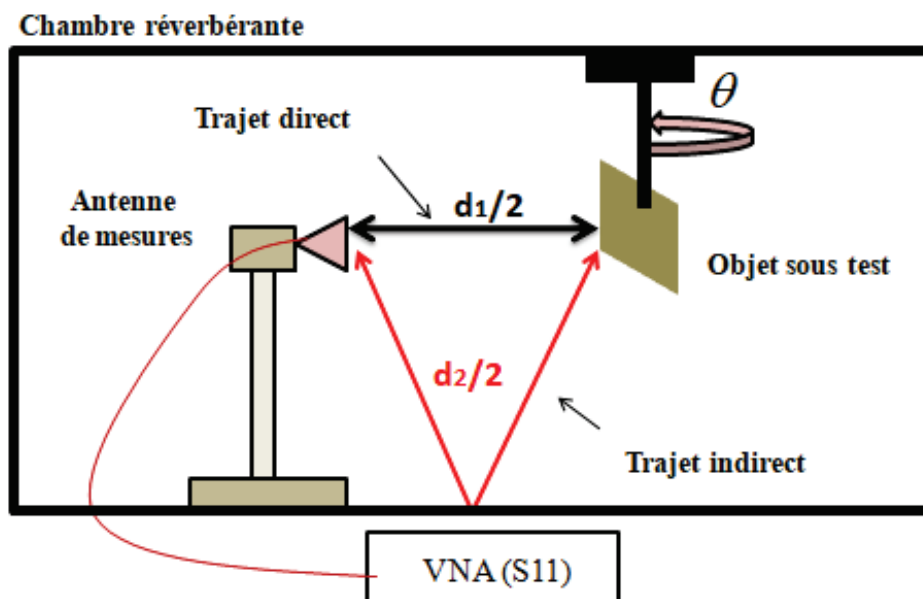


FIGURE 3.18 – Illustration du protocole de mesure de SER en CS via la méthode du TG.

La première étape consiste à choisir la bande de mesure fréquentielle B . Cette bande est centrée sur la fréquence f_0 (fréquence à laquelle on souhaite mesurer la SER de la cible : $f_0 - \frac{B}{2} \leq f \leq f_0 + \frac{B}{2}$). Le choix de cette bande dépend des différentes distances parcourues par le signal entre l'antenne de mesure et l'objet sous test en CS. Les différentes distances peuvent être évaluées relativement précisément en prenant en compte la position de l'antenne et de l'objet dans la CS. Ainsi, soit d_1 la distance qui correspond au trajet direct aller-retour entre l'antenne de mesure et l'objet, voir figure (3.18) et d_i (où $i = 2, 3, \dots, N$) les différentes distances aller-retour parcourues par les signaux indirects entre l'antenne et l'objet sous test en CS. La plus petite différence Δd entre d_1 et d_i (d_2 par exemple) fixe la résolution maximale δt_{max} du signal dans le domaine temporel telle que :

$$\delta t_{max} = \frac{\Delta d}{c} \quad (3.34)$$

où c est la vitesse de la lumière.

Ensuite, la résolution maximale δt_{max} détermine à son tour la largeur minimale de la bande de mesure B_{min} par la relation suivante :

$$B_{min} = \frac{1}{\delta t_{max}} \quad (3.35)$$

Ainsi, la bande de mesure B doit être suffisamment grande ($B \geq B_{min}$) pour avoir une bonne résolution temporelle afin de pouvoir séparer correctement les trajets

directs et indirects.

— Etape 2 :

Soit $S_{11}^{SER}(f, \theta)$ le signal utile sur la bande de fréquence B pour toutes les positions de l'objet sous test. Cette étape consiste à appliquer la transformée de Fourier inverse TF^{-1} sur ce signal tel que :

$$s(t, \theta) = TF^{-1}[S_{11}^{SER}(f, \theta)] \quad (3.36)$$

— Etape 3 :

La troisième étape consiste à multiplier la réponse temporelle $s_{SER}(t, \theta)$ obtenue par l'équation (3.36) par une fenêtre temporelle afin de ne sélectionner que le trajet direct entre l'antenne de mesure et l'objet sous test. Cette fenêtre doit être centrée sur l'instant $t_1 = d_1/c$. La largeur de la fenêtre temporelle doit être légèrement plus large que la largeur du signal à sélectionner afin de ne garder que le signal temporel correspondant à l'onde réfléchi par la cible.

— Etape 4 :

Enfin, le signal temporel obtenu fenêtré par la technique du time-gating est transformé vers le domaine fréquentiel en appliquant une nouvelle transformée de Fourier TF . La contribution de ce signal obtenue à la fréquence f_0 permet à l'aide de l'équation (3.33) de remonter à la valeur de la SER de la cible pour chaque valeur d'angle considérée.

3.6.3 Validation expérimentale sur une plaque métallique

Afin de valider la méthode proposée, une campagne de mesures est effectuée au sein de la CS du laboratoire XLIM sur la plaque métallique carrée de largeur 200 mm (voir figure (3.19)) afin d'estimer sa SER à 10 GHz. La cible est fixée sur un support en bois rotatif relié à un moteur pas à pas à courant continu.

Tout d'abord, nous avons déterminé avec précision la distance supplémentaire R_0 introduite par l'antenne de mesure. En effet, pour mesurer le temps de parcours de l'onde guidée dans l'antenne, nous avons placé l'antenne de mesure en face d'une paroi métallique de la CS à une distance de 80 cm (voir figure (3.20)). Ensuite, nous avons évalué la réponse impulsionnelle de l'antenne (voir figure (3.21)) en calculant la transformée de Fourier inverse du paramètre S_{11} mesuré. L'instant d'apparition du premier pic en $t = 7$ ns (correspondant à l'arrivée sur l'antenne du trajet réfléchi par la paroi) permet facilement de déduire la distance supplémentaire introduite par l'antenne de mesure. Nous avons trouvé ici une valeur R_0 égale à 25 cm à la fréquence de 10 GHz, la distance totale



FIGURE 3.19 – Photographie de la plaque métallique carrée de longueur 200 *mm*.

parcourue par l'onde directe étant égale à $2(R+R_0)$.

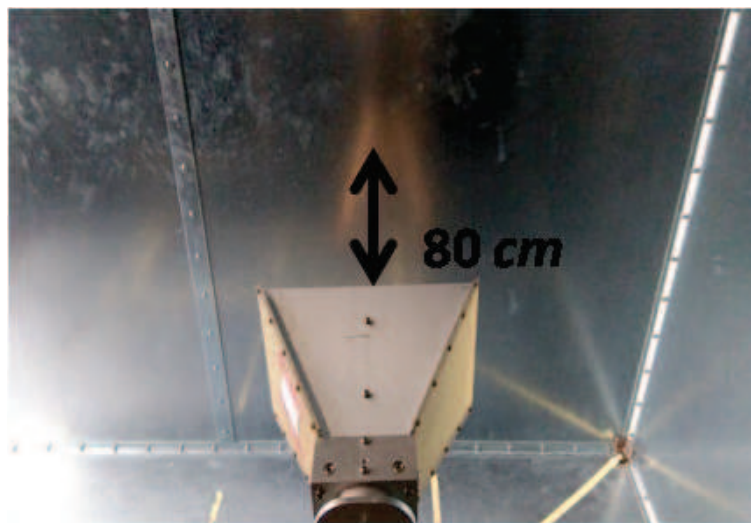


FIGURE 3.20 – Configuration expérimentale pour la mesure de la distance supplémentaire introduite par l'antenne de mesure.

La distance de propagation en espace libre entre l'antenne et les plaques est fixée à $R = 2\text{ m}$. Compte tenu de la valeur de R_0 , l'instant t_1 , auquel la première contribution de la cible est attendue est théoriquement égal à 15 *ns* (calculée avec l'équation (3.31)).

Ensuite, nous avons choisi une bande de fréquence $B = 1\text{ GHz}$ entre 9.5 *GHz* et 10.5 *GHz* avec un pas linéaire de fréquence $\delta f = 0.5\text{ MHz}$. Comme nous l'avons expliqué avant, le choix de cette bande est calculé à partir de la valeur de la plus petite différence

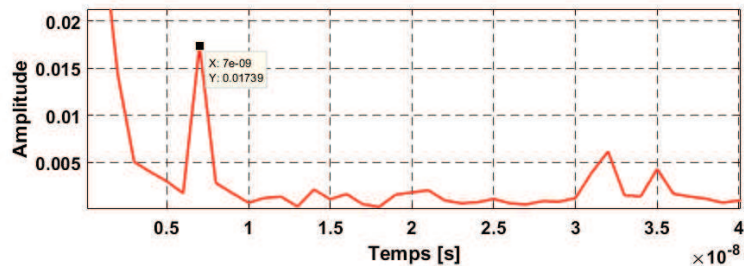


FIGURE 3.21 – Réponse impulsionnelle de l’antenne de mesure placée en face d’une paroi métallique.

de distance δd . Dans notre configuration de mesure $\delta d = 0.52$ m (voir figure (3.22)). De ce fait, l’application de l’équation (3.35) montre que $B_{min} \approx 577 MHz$.

La SER de la plaque est mesurée sur l’intervalle $\theta = -30^\circ$ à $\theta = 30^\circ$ par pas de 1 degré, correspondant à la rotation azimutale de la cible, l’angle $\theta = 0$ correspondant au cas où la plaque fait face à l’antenne de mesure.

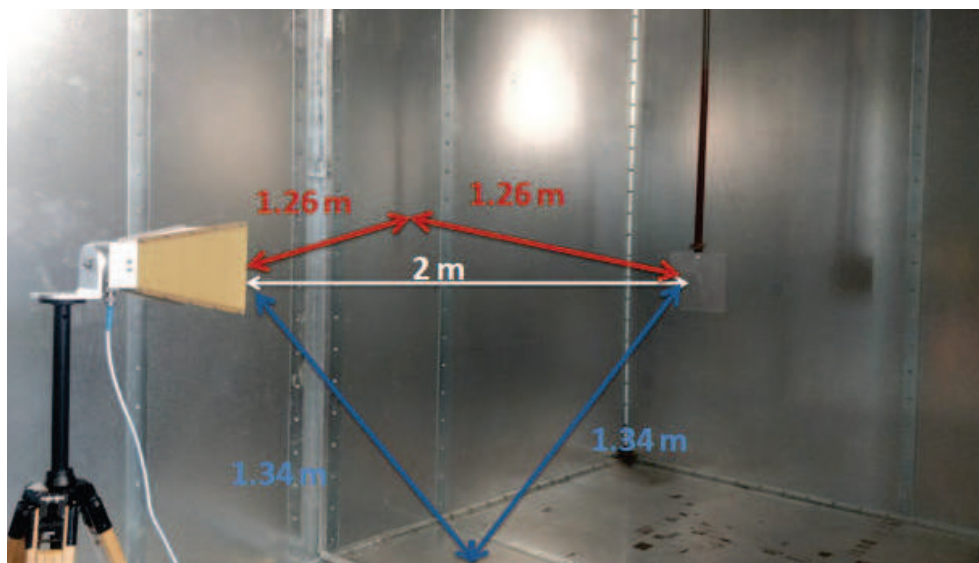


FIGURE 3.22 – Configuration de mesure en CS du laboratoire XLIM

La bande passante de résolution (appelé ici RBW pour « resolution bandwidth ») de l’ARV est par défaut fixée à $10 kHz$. Dans ces conditions, nous avons observé un problème de sensibilité de mesure lorsque l’angle θ de la plaque est supérieur à 10° . En effet, pour ses valeurs d’angle, le signal rétrodiffusé est proche du niveau de bruit de mesure. La soustraction des paramètres S effectuée dans la méthode contribue également à dégrader la sensibilité de la mesure.

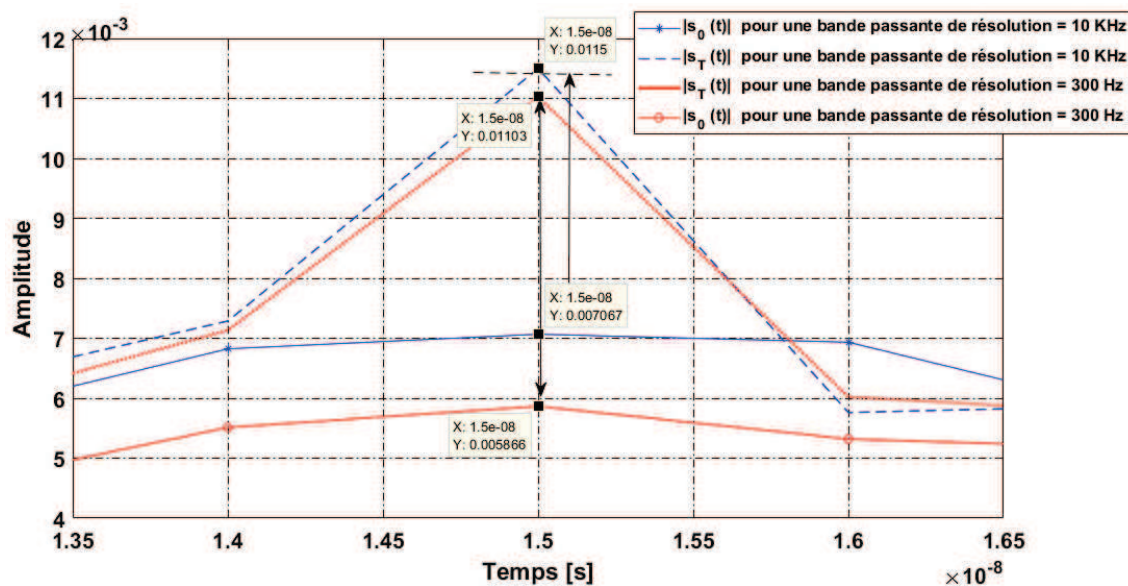


FIGURE 3.23 – Illustration de l’amélioration de la sensibilité de mesure en réduisant la bande passante de résolution de l’ARV. Observations autour de l’instant t_1 .

Pour améliorer cela, il est donc indispensable de diminuer le RBW. La figure (3.23) illustre les réponses temporelles obtenues à partir des signaux mesurés $S_{11}^T(f)$ et $S_{11}^0(f)$ pour $RBW = 10\text{ kHz}$ et 300 Hz . La comparaison entre les différentes réponses obtenues montre que la sensibilité de mesure est améliorée $RBW = 300\text{ Hz}$, notamment du fait que la valeur de $S_{11}^0(f)$ à $t = t_1$ diminue fortement par rapport à la valeur obtenue pour $RBW = 10\text{ kHz}$.

Les résultats présentés dans cette section du chapitre ont donc été obtenus pour $RBW = 300\text{ Hz}$. Il est fondamental de noter ici que la réduction de la RBW de l’ARV augmente largement le temps de mesure. En effet, le temps nécessaire pour mesurer la SER de la cible étudiées ci-après sur 61 valeurs d’angle différentes est de 62 minutes, soit environ 61 secondes pour chaque angle.

Afin de valider notre approche, une simulation numérique est réalisée dans les mêmes conditions à l’aide du logiciel FEKO.

Nous présentons tout d’abord sur la figure (3.24) l’allure du module du signal mesuré $S_{11}^{SER}(f) = S_{11}^T(f) - S_{11}^0(f)$ lorsque la plaque fait face à l’antenne ($\theta = 0$).

Les allures des modules des signaux temporels $s_T(t)$, $s_0(t)$ et $s_T(t) - s_0(t)$ obtenus suite à l’application de la transformée inverse sur les signaux mesurés sont illustrées sur la figure (3.25). La résolution temporelle de ses différents signaux est égale à 1 ns .

En analysant le signal $s_T(t)$, on peut distinguer trois parties distinctes. La première

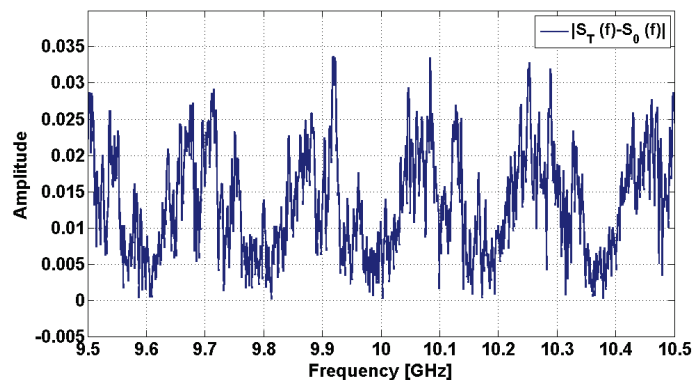


FIGURE 3.24 – Allure de module du signal $S_{11}^{SER}(f)$ mesuré en CS (plaque des dimensions $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ pour $\theta = 0$)

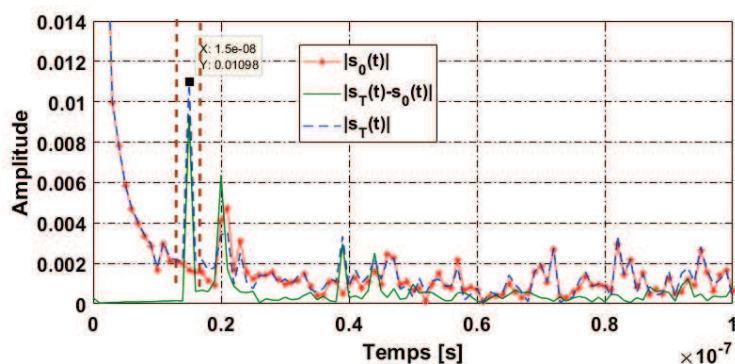


FIGURE 3.25 – Réponses temporelles obtenues jusqu'à $t = 100 \text{ ns}$ à partir de la TF inverse des signaux $S_T(f)$ et $S_0(f)$ pour $\theta = 0$.

partie pour $t < t_1$ qui correspond aux réflexions dues à la désadaptation de l'antenne. Une deuxième partie autour de $t = t_1$ qui correspond à la première contribution de la cible sous test et une troisième partie $t > t_1$ qui correspond à la contribution de la chambre ainsi que des réflexions secondaires issues de la cible. On a bien compris que seule la seconde partie du signal est intéressante pour notre application.

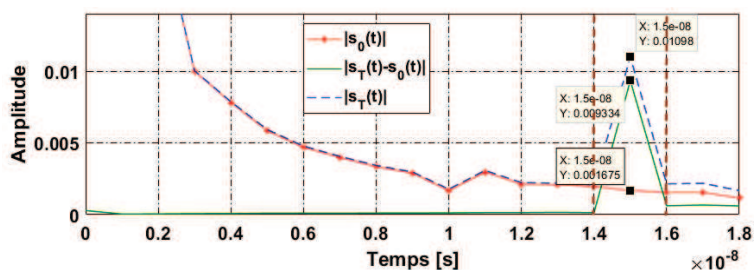


FIGURE 3.26 – Zoom sur les réponses temporelles obtenues jusqu'à $t = 18 \text{ ns}$ à partir de la TF inverse des signaux $S_T(f)$ et $S_0(f)$ mesurés en CS pour $\theta = 0$.

Un zoom de la figure (3.25) est illustré sur la figure (3.26) jusqu'à $t = 18$ ns. Comme nous l'avons expliqué précédemment, il convient de noter que $s_T(t) = s_0(t)$ pour $t < t_1$.

Afin d'extraire le champ rétrodiffusé correspondant à la première réflexion issue de la cible métallique sous test en CS, le signal doit être tronqué dans le domaine temporel à l'aide d'une fenêtre temporelle centrée à l'instant t_1 et de largeur δt de chaque côté. Le choix de δt dépend de la résolution de la réponse temporelle obtenue, afin de s'assurer d'enlever les premiers trajets indirects arrivant sur l'antenne. Il est ainsi possible de choisir δt après visualisation de la réponse (ou de l'estimation des instants d'arrivée des premiers trajets indirects comme mentionné précédemment). Par exemple dans ce cas, on choisit $\delta t = 1$ ns. Comme mentionné au début de ce chapitre, il est à noter que la fonction de fenêtrage appliquée est la fenêtre de Hanning définie par l'équation (3.21).

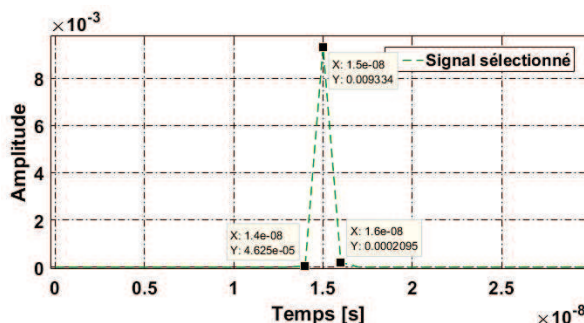


FIGURE 3.27 – Allure temporelle du signal $S_{RCS}(t)$ après l'application du *Time-gating* pour l'angle $\theta = 0$.

L'application de ce fenêtrage permet d'extraire l'énergie correspondante à la première contribution de la cible et de supprimer les réflexions dues à la désadaptation de l'antenne de mesure et les réflexions secondaires issues de la plaque ainsi que la contribution de la chambre. Dans ce cas, le signal sélectionné ne contient qu'un seul point tel qu'indiqué sur la figure (3.27). L'application de l'équation (3.33) sur le signal sélectionné permet alors de remonter vers la SER de la plaque métallique.

La SER obtenue est comparée à celle obtenue par le logiciel FEKO sur la figure (3.28). Le bon accord obtenu entre les résultats permet de valider la méthode proposée sur un exemple de cible canonique.

Le fait de faire la soustraction entre la mesure réalisée en présence de la cible (pour chaque valeur d'angle) et à vide représente en quelque sorte une calibration de la CS. C'est cette opération qui permet ensuite d'un point de vue théorique de remonter à la SER de la cible, ce qui serait impossible sans ôter la contribution de la mesure à vide. Pour illustrer ce point important, la figure (3.28) contient également la SER obtenue

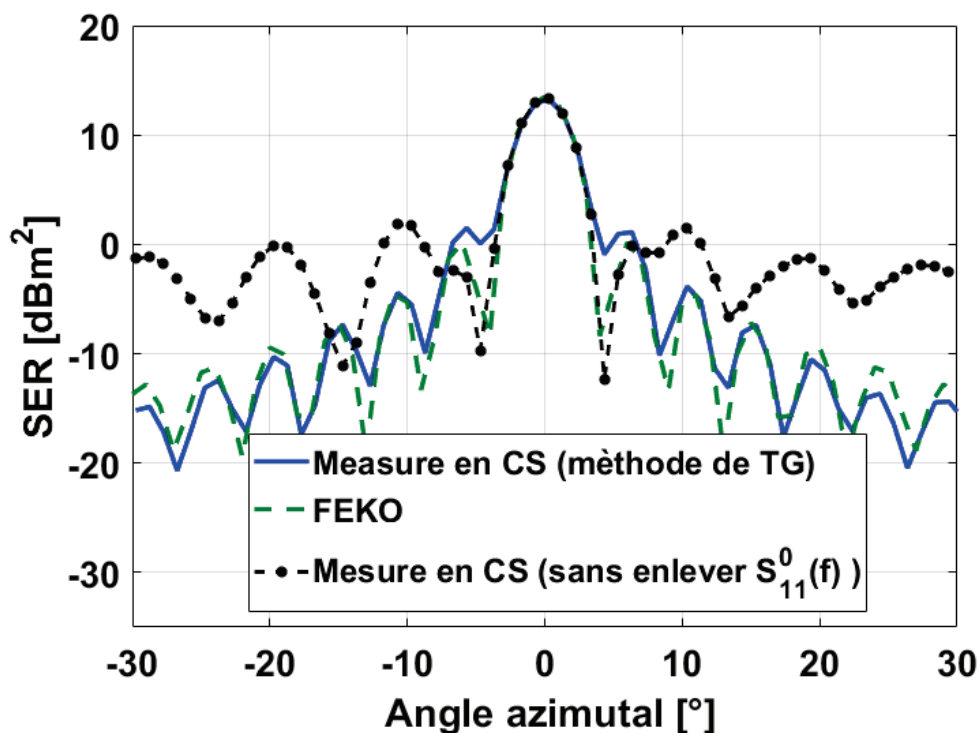


FIGURE 3.28 – Diagramme de SER à 10 GHz (plaque de dimensions $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$).

dans le cas où la contribution à vide n'est pas soustraite de la mesure en présence de la cible. Il apparaît clairement que, comme attendu, cette approche donne un résultat erroné.

Il est important de noter que les minimums de la SER de la cible obtenus à l'aide du logiciel FEKO sont plus faibles que ceux obtenus en mesure quelle que soit la méthode utilisée. Ceci n'est pas forcément lié à un manque de sensibilité de la méthode proposée mais plutôt au fait que la mesure est effectuée à l'aide d'une antenne que l'on ne peut pas qualifier de ponctuelle. Ainsi, cette antenne intègre la réponse de la cible sur un angle spatial non nul, ce qui a tendance à augmenter naturellement le niveau des minimums. Ce phénomène n'est pas présent avec FEKO qui calcule la SER de l'objet à partir du champ diffracté par l'objet en réponse à une illumination par ondes planes.

La sensibilité (ou la dynamique de mesure) est un point fondamental pour toute mesure de SER. Pour la méthode proposée, la sensibilité de la méthode est fortement liée à la différence des signaux s_T et s_0 à l'instant $t = t_1$. En clair, il est souhaitable pour augmenter la dynamique de mesure que la contribution de la CS à vide à cet instant ($s_0(t_1)$) soit la plus faible possible.

3.6.4 Essai sur une cible de plus petite taille

Afin d'illustrer la dynamique de mesure liée à la méthode proposée, celle-ci a été ensuite appliquée sur une plaque métallique de 10 cm de côté toujours à la fréquence de 10 GHz. La surface de la cible représente donc le 1/4 de la surface de la plaque testée précédemment.

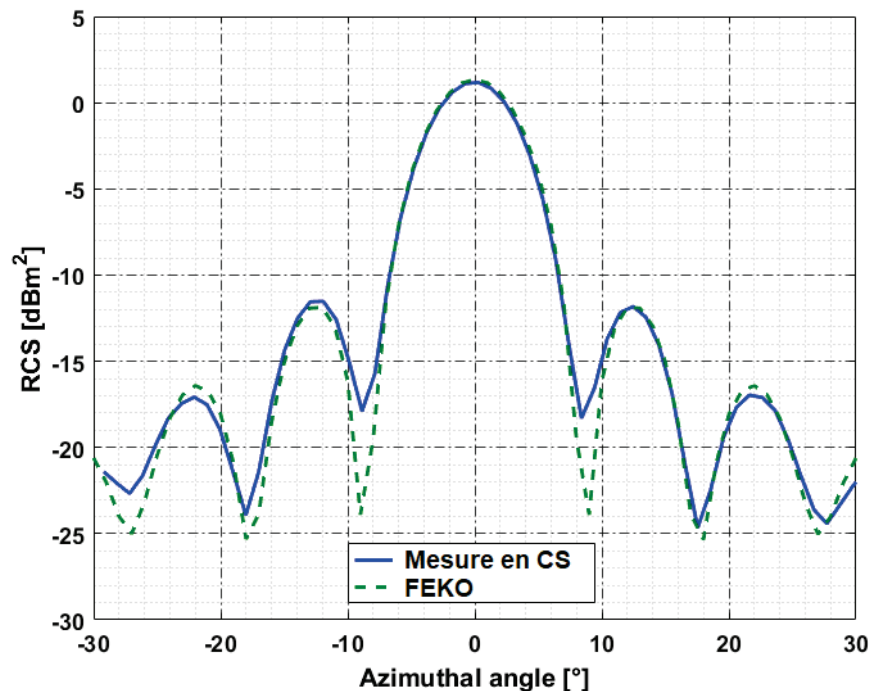


FIGURE 3.29 – Diagramme de SER à 10 GHz pour la plaque de dimensions $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$.

Le protocole expérimental demeure inchangé, la seule différence concerne la valeur de la distance R qui est dans ce cas égale à 2.15 m . La Figure (3.29) présente la comparaison entre la SER obtenue par la méthode proposée et par le logiciel FEKO.

On constate sur la figure (3.29) une bonne concordance entre les 2 résultats, ce qui illustre la pertinence de la méthode proposée y compris lors de l'estimation de faibles valeurs de SER. En définitive, les résultats obtenus confirment le potentiel de la méthode que nous proposons pour calculer la SER d'un objet canonique en CS.

3.6.5 Impact des absorbants électromagnétiques en CS sur la méthode proposée

Dans la partie précédente, nous avons montré que la sensibilité de la mesure est améliorée en réduisant la bande passante de résolution de l'ARV. Cependant, ceci s'accompagne d'une augmentation conséquente du temps de mesure.

Dans cette partie, l'objectif est de chercher à réduire le temps de mesure tout en gardant une bonne sensibilité de mesure à l'aide de l'insertion d'absorbants dans la CS. Pour cela, on refait les mesures suivant le même protocole expérimental que précédemment en travaillant toutefois avec un RBW de 10 kHz pour 3 conditions de charges différentes insérées dans la CRBM : à vide puis en présence de 2 et 4 blocs absorbants comprenant 30 ou 36 pyramides chacun. Evidemment, les blocs absorbants sont placés dans un coin de la CS afin de ne pas perturber la propagation du signal utile se propageant entre l'antenne de mesure et la cible.

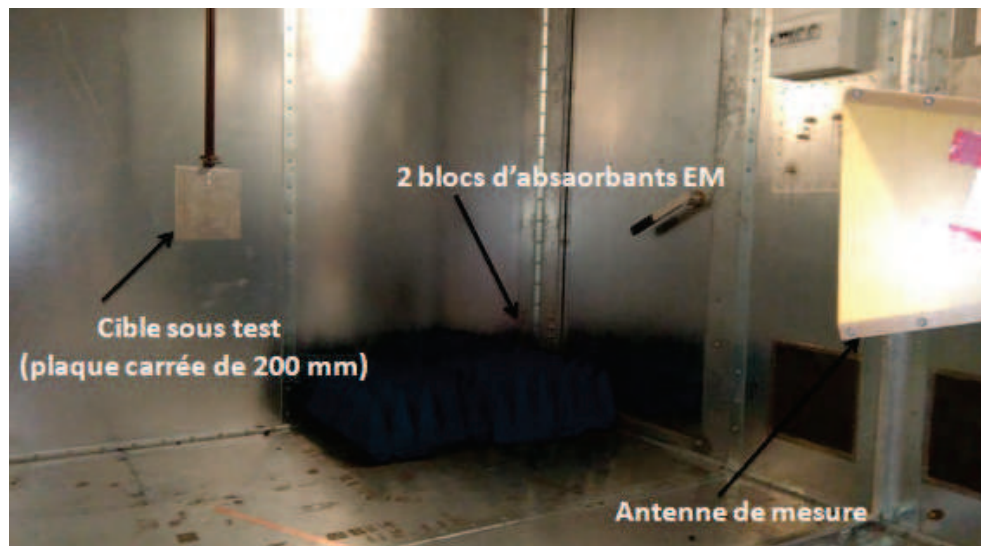


FIGURE 3.30 – Photographie de la configuration de mesure en CS en présence de 2 blocs absorbants insérés dans la CS.

Dans ce cas, la durée de mesure est d'environ 16 minutes pour 61 positions, soit 1/4 de la durée nécessaire pour $RBW = 300$ Hz.

L'allure du module de $S_{11}^{SER}(f)$ pour chacune des 3 conditions de charge est présentée sur la figure (3.31) lorsque la plaque fait face à l'antenne ($\theta = 0$). On remarque bien une forte diminution du signal bruité lié à la contribution de la CS lorsque la quantité d'absorbants insérée dans la CS augmente. Ceci ne peut aller que dans le sens d'une meilleure sensibilité de la mesure, le signal utile étant plus facile à extraire dans ces conditions.

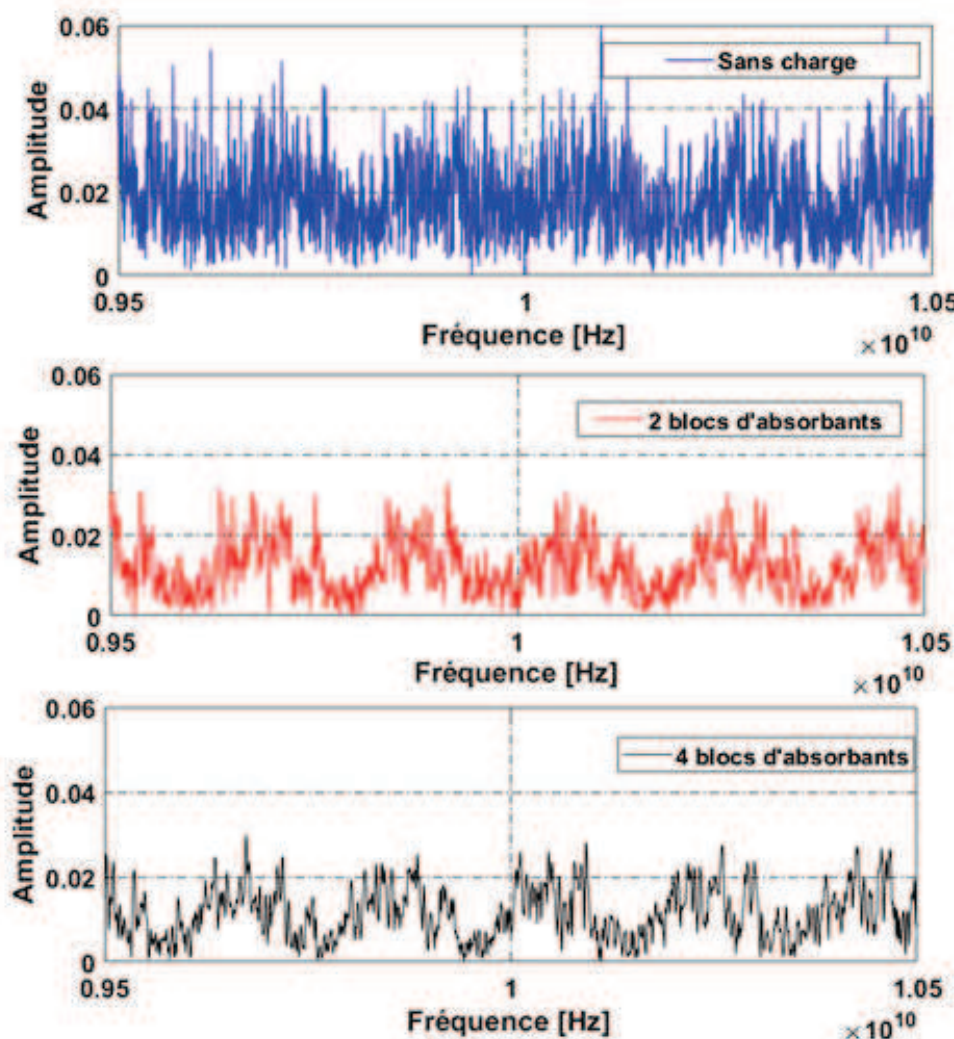


FIGURE 3.31 – Module de $S_{11}^{SER}(f)$ pour les 3 conditions de charges et $RBW = 10$ kHz.

Les SER de la plaque obtenues dans les 2 cas sont comparées à celle obtenue par la simulation numérique (FEKO) sur la figure (3.32). Comme mentionné précédemment, la SER obtenue lorsqu’aucune charge n’est insérée dans la chambre pour $RBW = 10$ kHz dévie significativement du résultat de référence obtenue par FEKO. Ceci est dû au fait que pour les positions de la plaque (pour $\theta \notin [-10, 10]$) où l’onde réfléchie (ou rétrodiffusée) par la plaque est faible, elle se retrouve en quelque sorte “noyée” dans le bruit de mesure lié à la contribution de la CS sur l’antenne.

Dans les cas où deux et quatre blocs d’absorbants sont insérés dans la CS, on constate bien que les SER obtenues ont une bonne concordance avec la SER de référence. Ainsi, pour toutes les positions de la plaque, l’onde rétrodiffusée par cette dernière dépasse le niveau de bruit de mesure dans ces conditions. Ces résultats importants montrent donc qu’il est possible d’obtenir un temps de mesure raisonnable (16 minutes dans nos

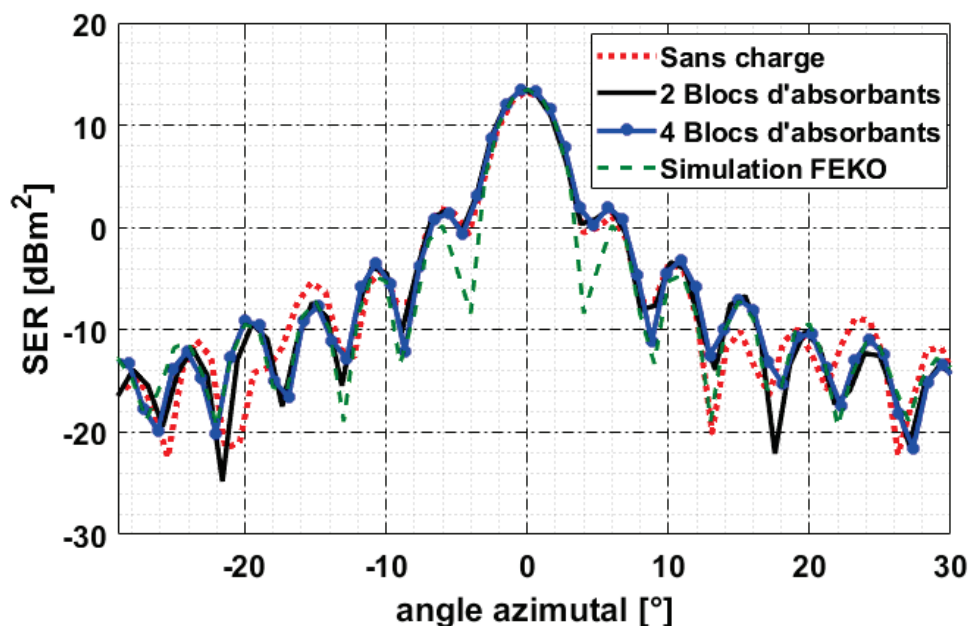


FIGURE 3.32 – Diagramme de SER d’une plaque métallique carrée de 200 mm à 10 GHz pour les trois cas testés.

conditions) par la méthode de TG en insérant des charges dans la chambre tout en utilisant une valeur de RBW raisonnable.

Dans la suite de ce chapitre et dans un but de raccourcir les temps de mesures, nous avons choisi de travailler avec une résolution RBW de 10 kHz tout en insérant quatre blocs d’absorbants dans la CS.

3.6.6 Impact du choix de la bande de mesure B sur la méthode proposée

Le but de cette sous-section est de montrer l’importance du choix de la bande de mesure B sur laquelle les paramètres S_{11} de l’antenne (en absence et en présence de la cible) sont mesurés. Nous avons mentionné dans les sous-sections précédentes que le choix de la bande B est directement lié à la plus petite différence de distance entre le trajet direct parcouru par l’onde et les trajets indirects en CS, cette distance nous permettant de calculer la bande minimale de mesure B_{min} à l’aide de l’équation (3.35). Dans cette partie, on teste donc la méthode dans un cas où la largeur de la bande de mesure B est inférieure à B_{min} .

Nous avons montré précédemment que $B_{min} \approx 577MHz$ dans nos conditions

de mesure. L'objectif ici est donc d'analyser les résultats obtenus en prenant $B = 200\text{MHz} < B_{min}$.

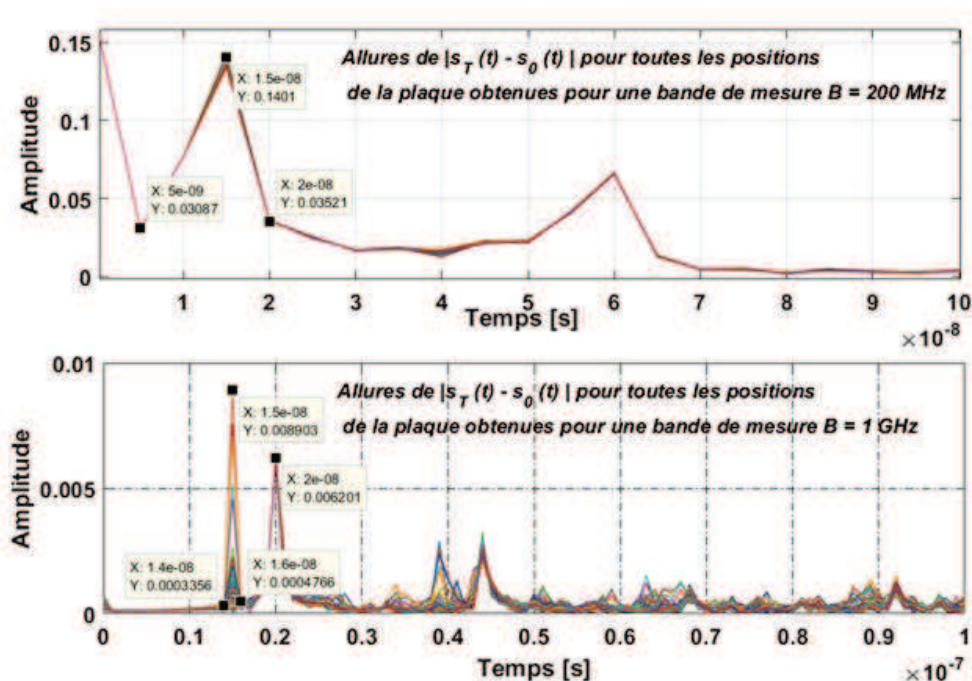


FIGURE 3.33 – Allures de réponses temporelles $|s_T(t) - s_0(t)|$ obtenues à partir de la transformée de Fourier du signal mesuré $S_{11}^{SER}(f)$ à toutes les positions de la plaque pour une bande de mesure de 200 MHz (en haut) et de 1 GHz (en bas).

La figure (3.33) illustre les différentes réponses temporelles obtenues à partir du signal mesuré $S_{11}^{SER}(f)$ pour toutes les positions de la plaque pour une bande de mesure B de 200 MHz et de 1 GHz . La résolution temporelle δt obtenue est respectivement de 5 ns et de 1 ns pour une bande B de 200 MHz et de 1 GHz .

Les réponses temporelles obtenues pour $B = 200\text{ MHz}$ illustre bien qu'à toutes les positions de la plaque, la réponse temporelle obtenue est quasiment identique, la contribution de la cible étant indissociable de la contribution de la CS lorsque la résolution temporelle est aussi faible.

La comparaison des réponses temporelles obtenues pour $B = 200\text{ MHz}$ avec celles obtenues pour $B = 1\text{ GHz}$ confirme notre propos. En effet, on constate pour $B = 1\text{ GHz}$ que la contribution du trajet direct et du premier trajet indirect apparaissent respectivement aux instants $t = 15$ et 17 ns . On observe aussi une forte contribution des trajets indirects à l'instant $t = 20\text{ ns}$. On comprend alors pourquoi la résolution temporelle (et donc la largeur de bande de mesure) est un paramètre fondamental pour

Diamètre du disque épais	15 cm
Épaisseur du disque épais	5 cm
Largeur de la fente	3 cm
Profondeur de la fente	3 cm

TABLE 3.1 – Dimensions de la cible non canonique.

notre méthode afin de pouvoir correctement dissocier le trajet direct réfléchi par la cible et les premiers trajets indirects.

D’après [22], la bande de mesure B doit être très inférieure à f_0 , la fréquence à laquelle on souhaite calculer la SER de l’objet. Le choix de la bande de mesure B est donc soumis à la condition suivante :

$$B_{min} < B \ll f_0 \quad (3.37)$$

3.6.7 Test de la méthode sur une cible de géométrie non canonique

L’objectif de cette sous-section est de tester notre méthode sur une cible de géométrie non canonique. Nous avons choisi de mesurer à 10 GHz la SER d’un disque épais comprenant une fente traversant le disque de part en part. La géométrie du disque est présentée sur la figure (3.34) ainsi que dans le tableau (3.1).

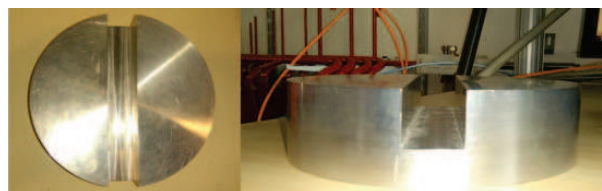


FIGURE 3.34 – Photo du cylindre avec une rainure

Les mesures sont effectuées dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment ($f_0 = 10$ GHz, $B = 1$ GHz, 4 blocs d’absorbants, RBW = 10 kHz, distance $R = 2$ m, $\theta = -30^\circ$ à $\theta = 30^\circ$ par pas de 1 degré).

La SER obtenue par la méthode du TG présentée sur la figure (3.37) est clairement similaire au résultat obtenu à l’aide de FEKO. La méthode que nous proposons pour calculer la SER d’un objet en CS n’est donc pas réservée qu’à la mesure de cibles canoniques.

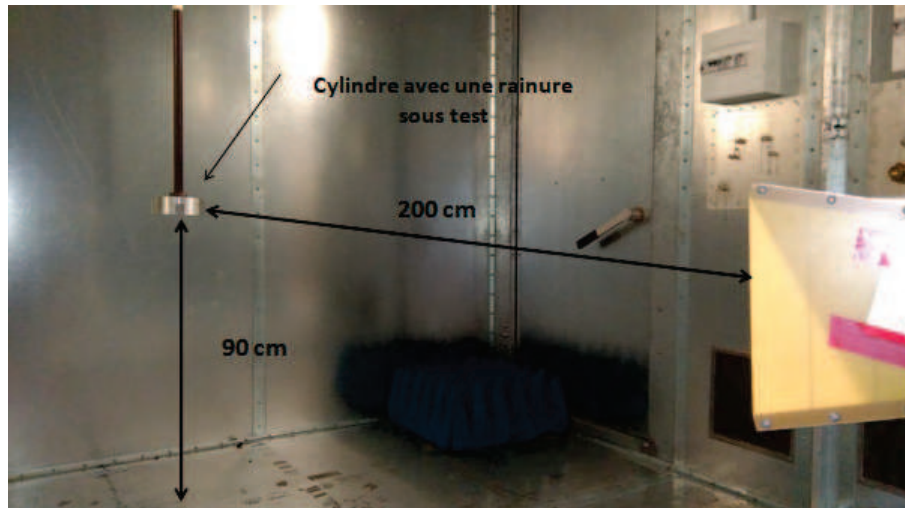


FIGURE 3.35 – Configuration de mesure de la cible non canonique.

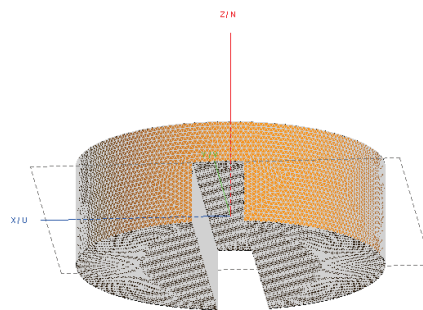


FIGURE 3.36 – Modèle FEKO de la cible non canonique.

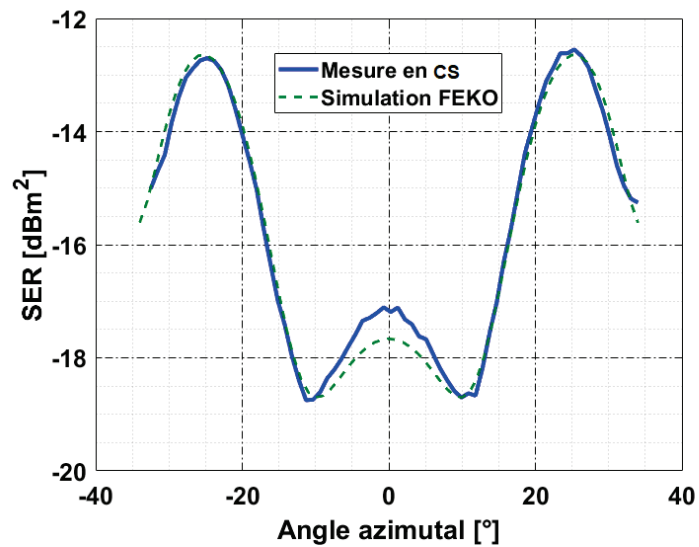


FIGURE 3.37 – Diagramme de SER de la cible non canonique à 10 GHz.

3.7 Conclusion

Une méthode permettant de mesurer la SER d'un objet métallique canonique dans une cavité surdimensionnée a été présentée dans ce chapitre. Cette méthode s'appuie clairement sur la méthode proposée récemment dans [22], que ce soit au niveau des développements théoriques ou du montage expérimental proposé.

La méthode que nous présentons est différente de la méthode présentée dans [22] par le post-traitement appliqué aux mesures effectuées, ce qui constitue la contribution originale de ce travail.

A l'issue de ce travail, et bien que beaucoup de points restent encore ouverts selon nous, nous pouvons donc considérer que ces deux méthodes prouvent la faisabilité de mesurer la SER dans une CS. Pour chacune de ces méthodes, l'utilisation d'une CS peut être considérée comme le pire cas possible. En effet, il serait selon nous possible (et même plus facile) d'utiliser chacune de ces deux méthodes dans un espace réel tel qu'un laboratoire de mesures, c'est à dire en dehors d'une CA ou d'une CS. Ceci permettrait donc de proposer une alternative intéressante et à bas coût à la mesure de SER traditionnellement réalisée en chambre anéchoïque, un moyen d'essai coûteux notamment lorsqu'il s'agit de mesurer la SER de cibles volumineuses.

Bibliographie

- [1] J. Ender, "*98 years of the radar principle : the inventor Christian Hülsmeier*", Hülsmeier memorial speech, EUSAR - European Conference on Synthetic Aperture Radar, Cologne, Germany, 2002.
- [2] M. Bragg, "*RDF1 - The location of aircraft by radio methods 1935 - 1945*", Hawkhead publishing, Paisley, 2002.
- [3] G. T. Ruck, D. E. Barrick, W. D. Stuart, C. K. Krichbaum, "*Radar cross section Handbook* ", Plenum Press, New-York, USA, 1970.
- [4] E.F. Knott, T.B.A. Senior, "*How Far is Far*", IEEE Trans. On Ant. Propag, vol 22, p. 732-734, September 1974.
- [5] L.R Hendrick, "*Analytical Investigation of Near-Field/Far-Field Criteria*", in Proc. Radar Reflectivity Measurement Symp., AD 601 305, Springfield, p.5-19, 1964.
- [6] E. F. Knott, J. F. Shaffer, M. T. Tuley, "*Radar Cross Section*", 1^{er} Ed., Artech House, New York, 1985.
- [7] M. Skolnik, "*Radar handbook*" 2nd ed., McGaw-Hill book company, New York, 1990.
- [8] F. Gallet, "*Etude de Faisabilité de Mesures Rapides de Surfaces Equivalentes Radar en Champ Proche*", Thèse de doctorat en sciences, Université PARIS XI, Juin 1998.
- [9] A. E. Fuhs, Radar Cross Section Lectures, <http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a125576.pdf>.
- [10] F. Comblet, Détection, localisation et identification de cibles radar par imagerie EM bistatique, <http://www.ensta-bretagne.fr/e3i2/images/E3I2/Publi/publi/FComblet.pdf>, 2005.
- [11] R.C Johnson, H.A Ecker, R.A. Moore, "*Compact Range Techniques and Measurements* ", IEEE Trans. On Ant. Propag., vol 17,n°5, p. 568-576, Septembre 1969.
- [12] Mihai Ionut Andries, Philippe Besnier, Christophe Lemoine, "*On the prediction of the average absorbing cross section of materials from coherence bandwidth measurements in reverberation chamber*", Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE) 2012 International Symposium on, pp. 1-6, 2012, ISSN 2325-0364.
- [13] Gregory C. R. Melia, Ian D. Flintoft, Martin P. Robinson, "*Absorption cross-section of the human body in a reverberant environment*", Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE) 2012 International Symposium on, pp. 1-6, 2012, ISSN 2325-0364.

- [14] U. Carlberg, P.-S. Kildal, A. Wolfgang, O. Sotoudeh, C. Orlenius, "*Characterization of lossy cylinder in reverberation chamber by computed and measured absorption cross sections*", Antennas and Propagation Society International Symposium 2003. IEEE, vol. 4, pp. 719-722 vol.4, 2003.
- [15] Xiaotian Zhang, Martin P. Robinson, Ian D. Flintoft, John F. Dawson, "*Inverse fourier transform technique of measuring averaged absorption cross section in the reverberation chamber and Monte Carlo study of its uncertainty*", Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE 2016 International Symposium on, pp. 263-267, 2016, ISSN 2325-0364.
- [16] Zhihao Tian, Yi Huang, Qian Xu, Tian-Hong Loh, Chong Li, "*Measurement of absorption cross section of a lossy object in reverberation chamber without the need for calibration*", Antennas and Propagation Conference (LAPC) 2016 Loughborough, pp. 1-5, 2016.
- [17] U. Carlberg, P.-S. Kildal, A. Wolfgang, O. Sotoudeh, C. Orlenius, "*Calculated and measured absorption cross sections of lossy objects in reverberation chamber*", Electromagnetic Compatibility IEEE Transactions on, vol. 46, pp. 146-154, 2004, ISSN 0018-9375.
- [18] U. Carlberg, Z. Sipus, P.-S. Kildal, "*Calculation of absorption cross section of lossy objects used when measuring antennas in reverberation chambers*", Antennas and Propagation Society International Symposium 2002. IEEE, vol. 2, pp. 470-473 vol.2, 2002.
- [19] Zhihao Tian, Yi Huang, Yaochun Shen, Qian Xu, "*Efficient and Accurate Measurement of Absorption Cross Section of a Lossy Object in Reverberation Chamber Using Two One-Antenna Methods*", Electromagnetic Compatibility IEEE Transactions on, vol. 58, pp. 686-693, 2016.
- [20] D. A. Hill, M. T. Ma, A. R. Ondrejka, B. F. Riddle, M. Crawford, and R. T. Johnk, "*Aperture excitation of electrically large, lossy cavities*", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 36, no. 3, pp. 169-178, Aug. 1994.
- [21] G. Lerosey, J. de Rosny, "*Scattering cross section measurement in reverberation chamber*", IEEE Trans. Electromagn. Compat. vol. 49, no. 2, pp. 280-284, Mai 2007.
- [22] P. Besnier, J. Sol, and S. Méric, "*Estimating Radar Cross-Section of Canonical Targets in Reverberation Chamber*" International symposium on Electromagnetic compatibility (EMC Europe), Angers, France, Septembre 2017.
- [23] P. Corona et al., "*Reverberating chambers as sources of stochastic electromagnetic fields*", IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 38, no. 3, pp. 348-356, Aug. 1996.
- [24] D.A. Hill, "*Plane wave integral representation for fields in reverberation chambers*", IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 40, no. 3, pp. 209-217, Aug. 1998.

- [25] A. Adardour, G. Andrieu, A. Reineix, "*On the Low-Frequency Optimization of Reverberation Chambers*", IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 56, no. 2, pp. 266 - 275, Apr. 2014.
- [26] C. L. Holloway, H. A. Shah, R. J. Pirkl, W. F. Young, D. A. Hill, and J. Ladbury, "*Reverberation chamber techniques for determining the radiation and total efficiency of antennas*", IEEE Trans. Antennas Propag. , vol. 60, no. 4, pp. 1758-1770, Apr. 2012.
- [27] Constantine A. Balanis, *Antenna Theory*, published by John Wiley and Sons, Inc., 1997, New York, ch16, pp. 839-883.
- [28] H. Yang, T. Li, N. Li, Z. He and Q. H. Liu, "*Time-Gating-Based Time Reversal Imaging for Impulse Borehole Radar in Layered Media*", IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. vol. 54, no. 5, pp. 2695-2705, May 2016.
- [29] J. Kostas and B. Boverie, "*Statistical model for a mode-stirred chamber*", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 33, no. 4, pp. 366-370, Nov. 1991.
- [30] G. Lerosey and J. de Rosny, "*Scattering Cross Section Measurement in Reverberation Chamber*", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 49, no. 2, pp. 280-284, Mai 2007.
- [31] G. Andrieu, N. Ticaud, F. Lescoat, L. Trougnou, "*Fast and accurate assessment of the well stirred condition of a reverberation chamber from S_{11} measurements*", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Consultable en ligne, 2018.

Chapitre 4 :

Mesure de diagramme de rayonnement
d'antenne dans une cavité
surdimensionnée

4.1 Introduction

Le diagramme de rayonnement d'une antenne est une grandeur fondamentale qui indique dans quelle direction privilégiée de l'espace rayonne l'antenne. La mesure du diagramme de rayonnement d'une antenne est généralement réalisée en chambres anéchoïques (CA) afin de reproduire aux mieux des conditions proches de l'espace libre.

Pour les mêmes raisons qui nous ont poussé à tenter de mesurer la SER d'une cible en CS dans le chapitre précédent, nous cherchons dans ce chapitre à mesurer le diagramme de rayonnement d'une antenne en CS.

Dans ce chapitre nous rappelons tout d'abord les notions de diagramme de rayonnement, de gain et de directivité d'une antenne. Ensuite, un état de l'art sur des techniques utilisées pour mesurer le diagramme de rayonnement d'antenne en CR est établi, en précisant les avantages et les inconvénients de chaque méthode. Nous proposons ensuite une nouvelle méthode permettant de mesurer le diagramme de rayonnement d'une antenne dans une CS via la technique de time-gating. La méthode proposée est testée à l'aide d'une campagne de mesure réalisée en CS du laboratoire XLIM et validée par des mesures en chambre anéchoïque du laboratoire. Enfin, une étude détaillée sera présentée afin de discuter des avantages et des limites de la méthode proposée.

4.2 Diagramme de rayonnement, gain et directivité d'une antenne

Dans cette section, nous rappelons brièvement les notions de diagramme de rayonnement, de gain et de directivité d'une antenne. Il est à noter qu'une présentation plus exhaustive des propriétés fondamentales des antennes est établie dans l'annexe de ce rapport de thèse.

Le diagramme de rayonnement d'une antenne caractérise la distribution spatiale du champ électromagnétique qu'elle a rayonné. La direction du maximum est appelée l'axe de rayonnement de l'antenne. Le diagramme de rayonnement illustre aussi la répartition de la puissance rayonnée par l'antenne dans les différentes directions de l'espace. Ce diagramme montre les directions de l'espace où cette puissance rayonnée est maximale. Le diagramme de rayonnement dépend de la géométrie de l'antenne et aussi de la fréquence.

Bien qu'il soit possible de mesurer le champ et d'en déduire la fonction caractéristique de rayonnement, c'est bien souvent à partir de la mesure de la puissance qu'est construit le diagramme de rayonnement. Dans ce cas la fonction caractéristique de rayonnement dans

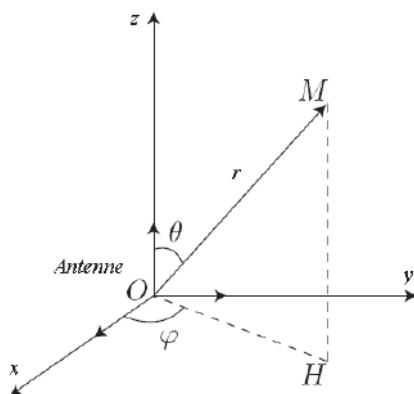


FIGURE 4.1 – Système de coordonnées sphériques

une direction quelconque de l'espace (θ, φ) peut être exprimée en champ lointain par :

$$r(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{P(\theta_0, \varphi_0)} \quad (4.1)$$

où :

- $P(\theta, \Phi)$ représente la puissance rayonnée dans une direction quelconque définie par les angles θ et φ .
- (θ_0, Φ_0) représente la direction maximale de rayonnement
- $P(\theta_0, \Phi_0)$ représente la puissance maximale rayonnée.

Suivant la direction, la fonction caractéristique de rayonnement varie entre 0 et 1. En général, les représentations du diagramme de rayonnement se font dans deux plans particuliers : dans le plan E (ou plan de la polarisation) et dans le plan H (plan perpendiculaire). Le plan E est le plan formé par la direction de propagation et par la direction du champ électrique. Le plan H est celui formé par la direction de propagation et par la direction du champ magnétique. Ces diagrammes peuvent être représentés en coordonnées cartésiennes ou en coordonnées polaires, figure 4.2. Ces représentations graphiques sont généralement normalisées par rapport à 0 dB ($10 \times \log_{10}[r(\theta, \varphi)/\max(r(\theta, \varphi))]$).

Le diagramme de gain $G(\theta, \varphi)$ d'une antenne est définie comme étant le rapport entre la puissance rayonnée dans une direction donnée $P(\theta, \varphi)$ sur la puissance que rayonnerait une antenne isotrope sans pertes (antenne rayonnant la même puissance dans toutes les directions) [1] [2]. Ainsi, le gain est exprimé en *dB* ou en *dBi* lorsqu'une antenne isotrope est utilisée comme référence. Le gain $G(\theta, \varphi)$ s'exprime généralement selon l'expression ci-dessous :

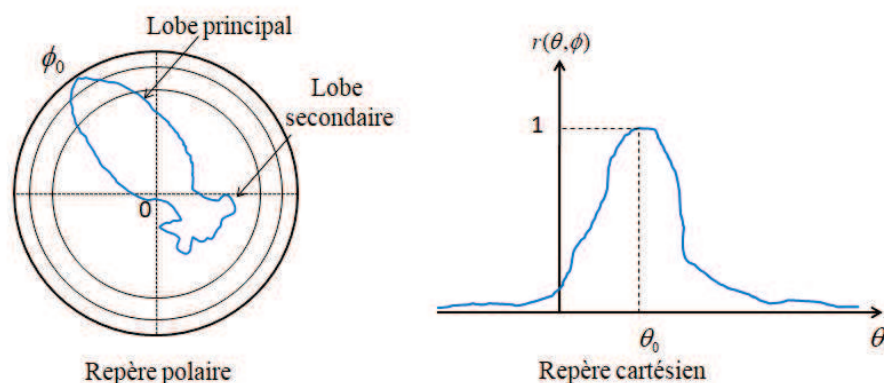


FIGURE 4.2 – Exemple de diagramme de rayonnement d'une antenne.

$$G(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{P(\theta, \varphi)}{P_{in}} \quad (4.2)$$

où P_{in} représente la puissance injectée à l'antenne.

Le gain maximal G de l'antenne correspond au gain obtenu dans la direction de rayonnement maximal (θ_0, φ_0) . Le gain G d'une antenne est une propriété qui quantifie son aptitude à orienter la puissance rayonnée dans une direction particulière. Il s'exprime généralement selon l'expression ci-dessous :

$$G(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{P(\theta_0, \varphi_0)}{P_{in}} \quad (4.3)$$

La directivité ou le diagramme de directivité d'une antenne $D(\theta, \varphi)$ est définie comme le rapport de la puissance rayonnée dans une direction donnée $P(\theta, \varphi)$ sur la puissance P_{ray} que rayonnerait une antenne isotrope. La directivité $D(\theta, \varphi)$ s'exprime généralement selon l'expression ci-dessous :

$$D(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{P(\theta, \varphi)}{P_{ray}} \quad (4.4)$$

4.3 Etat de l'art sur la mesure de diagramme de rayonnement d'une antenne en cavités surdimensionnées

Ces dernières années, quelques chercheurs se sont intéressés à la caractérisation de diagrammes de rayonnement d'antennes en chambre réverbérante ou en cavités surdimensionnées dans le cas où aucun système de brassage n'était utilisé. Dans cette

section, nous présentons de façon synthétique les différentes techniques proposées à ce jour en précisant les avantages et les inconvénients de chaque méthode.

4.3.1 Méthode de mesure utilisant le retournement temporel du champ électromagnétique en CR

Dans les premiers papiers à notre connaissance sur ce sujet [3]- [5], les auteurs proposent de mesurer le diagramme de rayonnement d'une antenne en CR via la technique de retournement temporel du champ électromagnétique en CR [6]. La technique de retournement temporel permet de générer des fronts d'ondes vers leur source dans des milieux faiblement dissipatifs [7]. Le principe du retournement temporel consiste à imposer des conditions aux limites permettant une évolution en chronologie inverse de la propagation. Cette méthode consiste à 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 interchangeables sans apporter des modifications à cette transmission. Le principe de cette technique est d'exploiter l'invariance de la propagation des ondes par inversion du temps [6]. Cette méthode consiste à utiliser un nombre limité d'antennes TRM (time-reversal-mirror antennas) pour construire et estimer la topographie du champ sur une surface de Huygens entourant l'antenne sous test (AUT), voir figure (4.3), en passant par trois étapes :

— Etape 1 :

La première étape consiste à caractériser le milieu de propagation via l'estimation des différentes fonctions de transfert entre $H_{ij}(f)$ la i^{eme} antenne TRM et la j^{eme} sonde de champ électrique (figure (4.3)).

— Etape 2 :

La deuxième étape consiste à enlever les sondes de champ électrique, d'exciter l'antenne sous test (AUT sur la figure (4.3)) et ensuite d'enregistrer les signaux mesurés au niveau des antennes TRM.

— Etape 3 :

En post-traitement, les signaux de sondes virtuelles sont estimés via la technique de retournement temporel du champ électromagnétique et le modèle de rayonnement de l'AUT est ainsi récupéré.

A notre connaissance, cette méthode, qui, bien que prometteuse requiert un protocole expérimental lourd, n'a à ce jour été validée qu'à l'aide de simulations numériques réalisées en 2 dimensions.

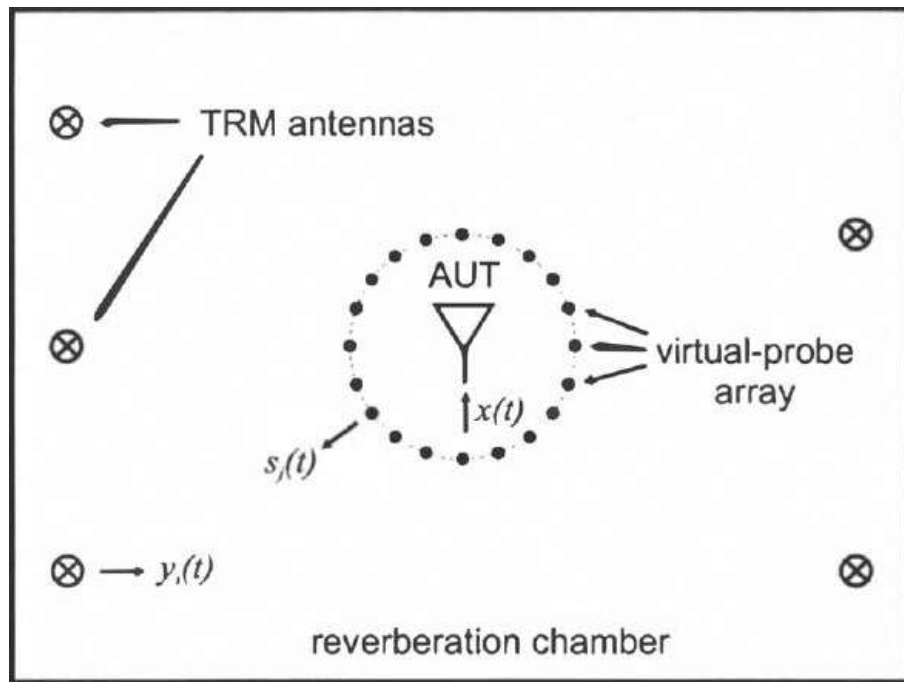


FIGURE 4.3 – Protocole d'estimation de diagramme de rayonnement d'une antenne via la technique du retournement temporel du champ [4]

4.3.2 Méthode de mesure de diagramme de rayonnement d'antenne à partir de l'estimation du facteur K en CR

Dans [8], les auteurs proposent d'estimer le diagramme de rayonnement d'antenne en CRBM (un système de brassage de modes étant requis) à partir de l'estimation du facteur K défini au cours du chapitre 1. Le principe de cette méthode consiste à utiliser une antenne de référence dont on connaît sa directivité D_{ref} et une antenne sous test dont on souhaite déterminer son diagramme de directivité, placée dans le volume de test. La configuration de mesure de cette méthode est illustrée sur la figure 4.4.

Avec cette méthode, la directivité D de l'antenne est exprimée en fonction du facteur K , telle que :

$$K = \frac{3VD}{2\lambda Qd^2} \quad (4.5)$$

où :

V est le volume de la chambre

λ est la longueur d'onde

Q est le facteur de qualité composite moyen de la CRBM

d est la distance qui sépare les deux antennes.

Le diagramme de directivité de l'antenne sous test $D_{AUT}(\theta)$ est alors calculé à chaque position angulaire θ selon cette méthode par la relation suivante :

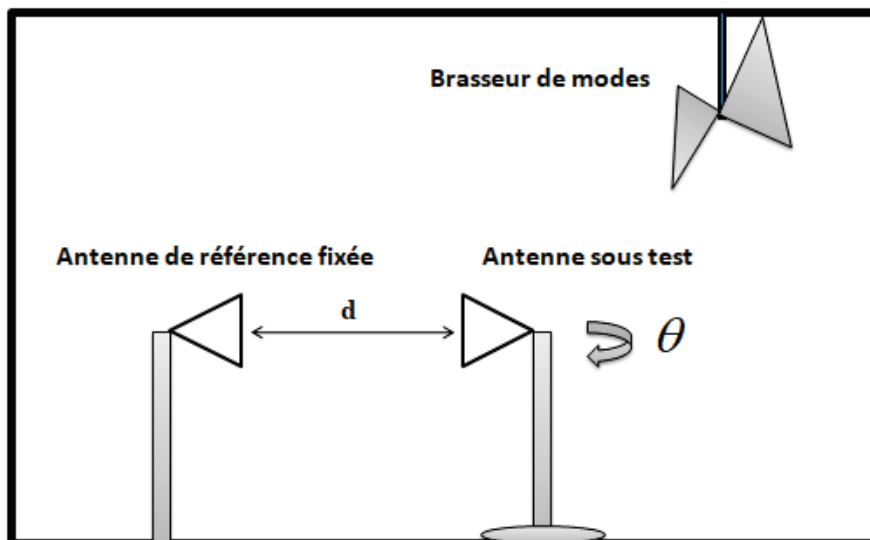


FIGURE 4.4 – Configuration de mesure en CR

$$D_{AUT}(\theta) = D_{REF}(0) \frac{K_{AUT}(\theta)}{K_{REF}(0)} \quad (4.6)$$

ou θ est l'angle azimutal et $\theta = 0$ correspond à l'angle où la directivité de l'antenne de référence est maximale.

Pour estimer la directivité de l'antenne avec cette méthode à une fréquence f , il faut tout d'abord estimer le facteur K pour chaque position angulaire θ de l'antenne. La détermination du facteur K à une fréquence f exige plusieurs acquisitions du paramètre S_{21} entre les deux antennes en CR sur une petite bande de fréquences (contenant N points de fréquences) centrée sur la fréquence f pour chaque position du brasseur de modes. Cette opération est ensuite répétée pour les N_p positions du brasseur de modes de la chambre pour avoir au final une estimation du facteur K à la fréquence f pour une seule position angulaire θ de l'antenne.

L'inconvénient de cette méthode est donc la longue durée nécessaire de mesure. La précision et la dynamique de diagramme obtenu par cette méthode dépendent finalement de l'exactitude du facteur K estimé. Cependant, cette méthode ne requiert qu'un protocole expérimental relativement simple même s'il est nécessaire, en plus de l'utilisation d'un positionneur d'antenne pour assurer sa rotation azimutale (voir figure (4.4), d'utiliser un brasseur de modes mécanique. La figure (4.5) illustre un diagramme de directivité obtenu à 3 GHz dans le plan azimutal (plan E) d'une antenne Yagi mesuré en CR avec cette méthode. On constate une erreur d'amplitude inférieure à 3 dB dans l'angle d'ouverture et supérieur à 3 dB au delà de l'angle d'ouverture.

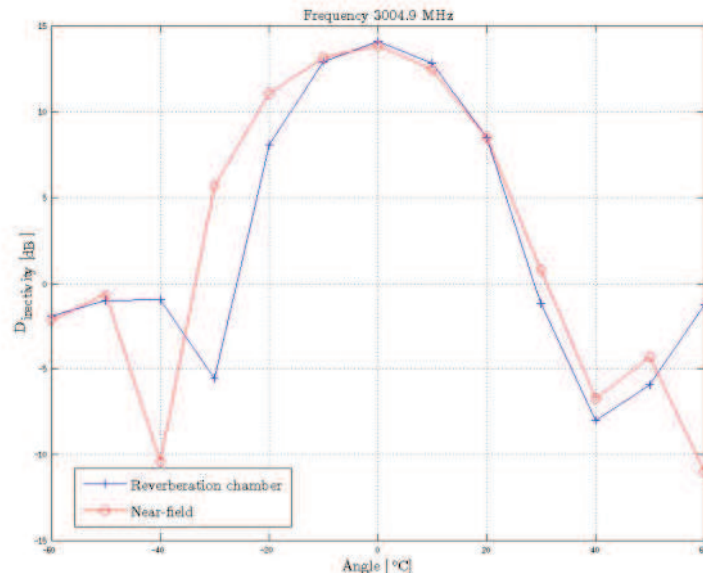


FIGURE 4.5 – Diagramme de rayonnement d’une antenne Yagi obtenu à 3 GHz (figure extraite de [8]).

4.3.3 Méthode de mesure utilisant l’effet Doppler

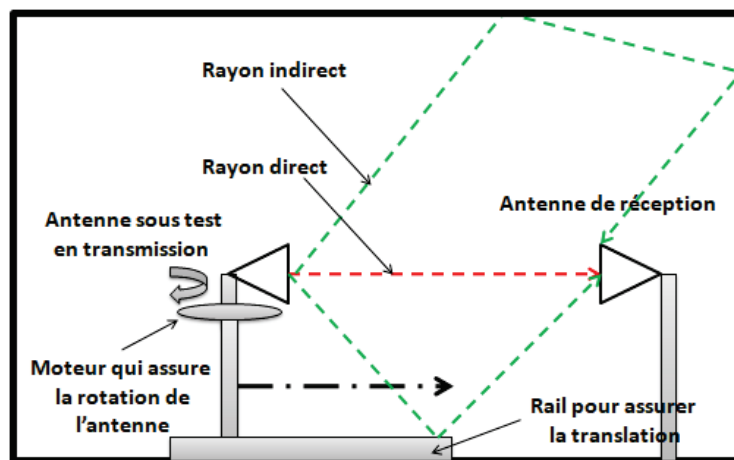


FIGURE 4.6 – Configuration expérimentale de mesure de diagramme de rayonnement d’antenne avec la méthode Doppler.

Dans [10]- [11], les auteurs proposent de mesurer le diagramme de rayonnement d’une antenne en CS (aucun système de brassage n’étant utilisé) en utilisant l’effet Doppler engendré par le mouvement rectiligne de l’antenne sous test comme illustré sur la figure 4.6.

Ainsi, pour déterminer le diagramme de rayonnement de l’antenne sous test pour seule orientation donnée (θ, ϕ) à une fréquence f , le paramètre $S_{21}(f, p_n, \theta, \phi)$ est mesuré pour N positions p_n fixes de l’antenne (avec $n=1, 2, \dots, N$) tout au long de sa translation

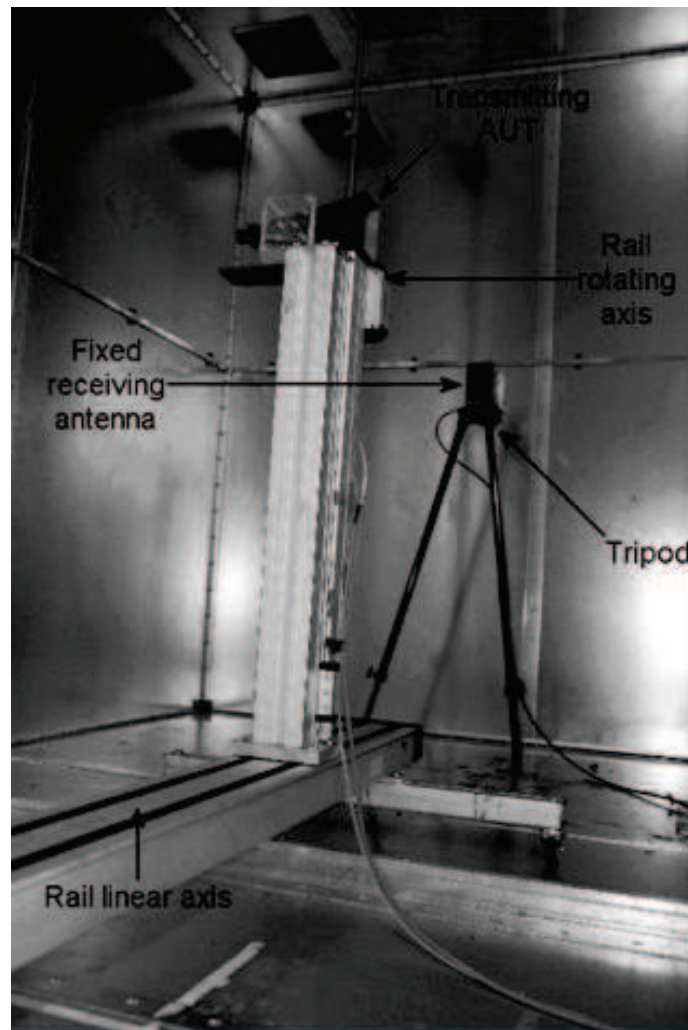


FIGURE 4.7 – Vue intérieure de la CR et des éléments déployés utilisés dans cette méthode [11]

sur un rail aligné avec une vitesse \vec{v} vers l'antenne de réception (voir figure (4.7)). La méthode a ensuite été étendue au cas où l'antenne est en mouvement continu afin de raccourcir les temps de mesure [11]. La connaissance précise de la vitesse de déplacement de l'antenne (qu'elle soit reproduite fictivement à l'aide de mesures fixes ou réelle) permet de savoir quelle est la fréquence Doppler correspondant au trajet en ligne directe, c'est-à-dire le trajet intéressant en ce qui concerne la mesure du diagramme de rayonnement de l'antenne. La mesure de l'amplitude de cette fréquence Doppler obtenue pour chaque angle de l'antenne sous test permet alors de tracer le diagramme de rayonnement de l'antenne.

La figure (4.8) illustre un diagramme de rayonnement d'une antenne cornet obtenu à 10 GHz dans le plan H de l'antenne mesuré en CR avec cette méthode. On constate que le diagramme obtenu présente une dynamique de mesure respectable.

Cette méthode de mesure, relativement coûteuse en temps de mesure, nécessite également un protocole expérimental complexe et encombrant du fait de l'ajout au sein

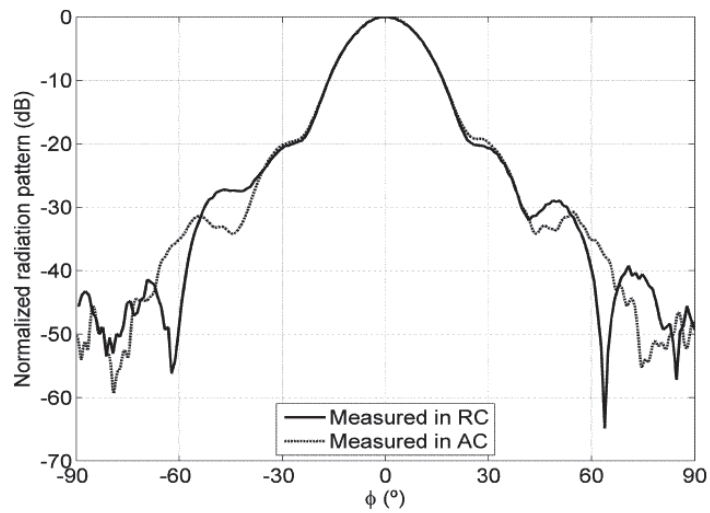


FIGURE 4.8 – Diagramme de rayonnement mesuré à 10 GHz en CS et en CA sur une antenne cornet avec la méthode Doppler (figure extraite de [10]).

d'une CS d'un rail métallique dont la vitesse de déplacement doit être constante (dans le cas de la mesure en continu).

4.4 Mesure de diagramme de rayonnement d'une antenne dans une cavité surdimensionnée via la technique de fenêtrage temporel (Time-gating (TG))

L'état de l'art effectué sur les différentes méthodes d'estimation de diagramme de rayonnement d'antenne en CS ou CRBM montre qu'il est difficile de proposer dans ce type d'environnement une méthode rapide requérant un protocole expérimental simple et assurant une bonne dynamique de mesure. Dans la suite de ce chapitre, nous proposons puis validons une méthode basée à nouveau sur la technique du time-gating qui se propose de répondre à ces différents points.

4.4.1 Principe de la méthode

La méthode que nous proposons pour déterminer le digramme de rayonnement d'antenne large bande consiste tout d'abord à mesurer le paramètre S_{21} entre deux antennes installées dans une CS : l'antenne sous test (AUT) dont nous souhaitons déterminer le diagramme de rayonnement et une autre antenne de mesure qui doit bien sûr être suffisamment adaptée à la fréquence de mesure. Nous parlons ici d'une CS et non pas d'une CRBM puisqu'aucun système de brassage de modes n'est nécessaire ici.

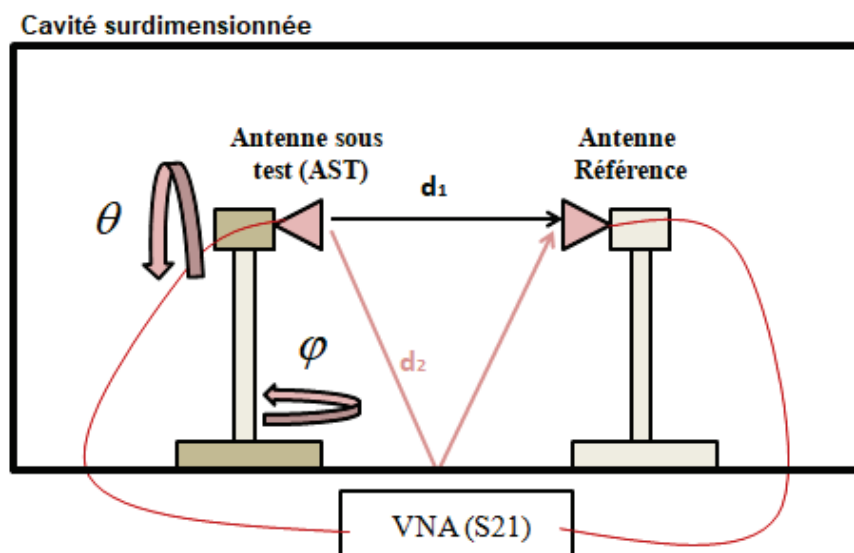


FIGURE 4.9 – Protocole de mesure en CS de la méthode proposée basée sur la technique du TG.

Le support de l'AUT est équipé d'un moteur permettant d'assurer sa rotation azimutale comme illustré sur la figure 4.9. L'antenne de référence est placée à la même

hauteur que l'AUT et est orientée en direction de l'AUT de façon à maximiser la réception du signal émis par l'AUT. La distance qui sépare les deux antennes est supposée suffisante pour que l'onde électromagnétique soit considérée comme une onde plane au niveau du récepteur. Les deux antennes sont connectées aux ports de l'ARV, un étalonnage complet en réflexion / transmission étant effectué au niveau des extrémités des câbles connectés ensuite à chaque antenne.

Le paramètre S_{21} mesuré entre l'AUT et l'antenne de mesure contient dans ces conditions le trajet direct provenant de l'AUT additionné aux trajets indirects s'étant réfléchis sur une ou plusieurs parois de la CS. L'obtention du diagramme de rayonnement de l'AUT suppose donc de réussir à isoler le trajet direct des autres trajets.

Dans le domaine temporel, le trajet direct est le premier trajet arrivant sur l'antenne de réception, car c'est le trajet ayant eu à effectuer la plus courte distance. Cette remarque illustre la pertinence d'utiliser à nouveau la technique du TG afin de séparer le trajet direct des autres trajets arrivant plus tard sur l'antenne de réception.

La méthode que nous proposons et basée sur l'application de la technique de TG sur le signal S_{21} mesuré entre l'AUT et l'antenne de mesure repose sur quatre étapes décrite ci-après. Il est à noter que la méthode présentée dans ce chapitre est largement similaire à la méthode présentée dans le chapitre précédent pour une application toutefois différente (mesure de SER). Nous soulignerons donc particulièrement les différences entre les deux applications.

1. Etape 1 :

La première étape consiste à choisir la bande de fréquences B sur laquelle les mesures seront effectuées. Cette bande est centrée sur la fréquence f_0 , fréquence à laquelle on souhaite déterminer le diagramme de rayonnement de l'antenne. Le choix de cette bande de mesures B dépend des différentes distances parcourues par les signaux entre les deux antennes. En effet, soit d_1 la distance qui correspond au trajet direct entre les deux antennes en CS comme illustré sur la figure 4.9 et soit d_i (où $i = 2, 3, \dots, N$) les autres distances parcourues par les signaux entre les deux antennes en CS (trajets indirects). La plus petite différence Δd entre d_1 et d_i (d_2 par exemple) fixe la résolution maximale δt_{max} du signal dans le domaine temporel, telle que :

$$\delta t_{max} = \frac{\Delta d}{c} \quad (4.7)$$

où c est la vitesse de la lumière.

Ensuite, la résolution maximale δt_{max} détermine à son tour la largeur minimale B_{min} de la bande de mesures par la relation suivante :

$$B_{min} = \frac{1}{\delta t_{max}} \quad (4.8)$$

Ainsi, la bande de mesure B doit être suffisamment grande ($B \geq B_{min}$) pour avoir une résolution temporelle suffisante permettant de séparer correctement les trajets directs et indirects. D'autre part, il faut que $B \ll f_0$ où f_0 est la fréquence à laquelle on souhaite déterminer le diagramme de rayonnement de l'antenne.

2. Etape 2 :

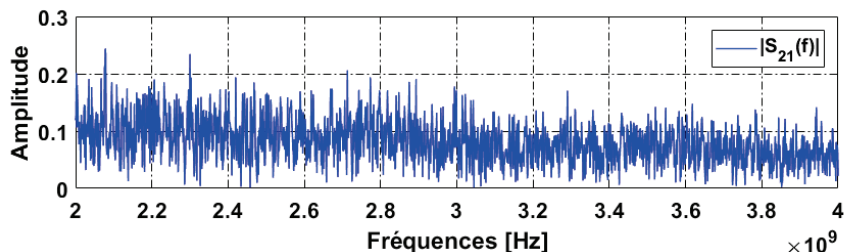


FIGURE 4.10 – Exemple d'un signal $S_{21}(f)$ enregistré en CS du laboratoire XLIM lorsque l'AUT fait face à l'antenne de mesure ($\theta = 0$), pour une bande de mesure $B = 2\text{GHz}$ et $f_0 = 3\text{GHz}$.

Soit $S_{21}(f, \theta, \varphi)$ le signal enregistré sur la bande de mesures B . La figure (4.10) illustre un exemple du signal $S_{21}(f)$ mesuré sur une bande de 2 GHz autour de la fréquence de 3 GHz. La deuxième étape consiste à appliquer la transformée de Fourier inverse TF^{-1} sur ce signal, telle que :

$$h(t, \theta, \varphi) = TF^{-1}([S_{21}(f, \theta, \varphi)]W(f)) \quad (4.9)$$

où $W(f)$ représente une fonction de fenêtrage appliquée sur le signal mesuré (dans le domaine fréquentiel) pour réduire et lisser l'effet de la troncature [12]. Il est important ici de ne pas confondre ce fenêtrage temporel avec la fenêtre utilisée par la suite lors de l'application de la méthode de time-gating.

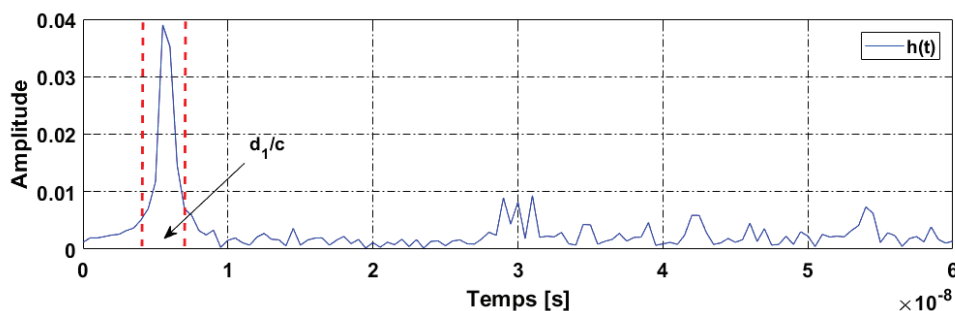


FIGURE 4.11 – Transformée de Fourier inverse du signal $S_{21}(f)$ pris en exemple sur la figure précédente.

La réponse temporelle obtenue suite à cette opération est illustrée sur la figure 4.11. Cette réponse temporelle s'écrit sous la forme suivante :

$$h(t, \theta, \varphi) = \sum_{i=1}^n a_i w(t - d_i/c, \theta_i, \varphi_i) \quad (4.10)$$

où d_1 représente la distance parcourue par le trajet direct et d_2, d_3, \dots, d_n les différentes distances parcourues par les trajets indirects. Le terme a_i correspond ici à l'amplitude respective de chaque trajet d'indice i recueilli par l'antenne de réception.

3. Etape 3 :

La troisième étape consiste à appliquer la méthode de time-gating en multipliant la réponse temporelle $h(t, \theta, \varphi)$ par une fenêtre temporelle $w(t)$ afin de ne sélectionner que le signal direct entre les deux antennes comme illustré par exemple sur la figure 4.12.

Nous appelons $t_1 = d_1/c$ l'instant sur lequel la fenêtre temporelle relative à la méthode du TG est centrée. La distance d_1 est égale à la somme du temps de propagation du trajet direct entre les 2 antennes et des deux distances additionnelles liées au temps de propagation de l'onde guidée dans chacune des deux antennes (notées R_{AUT} et R_M). L'instant t_1 auquel le premier signal direct transmis par l'AUT est détecté par l'antenne de mesure se calcule simplement par la relation suivante :

$$t_1 = \frac{d_1 + R_{AUT} + R_{AM}}{c} \quad (4.11)$$

où c représente la célérité de la lumière.

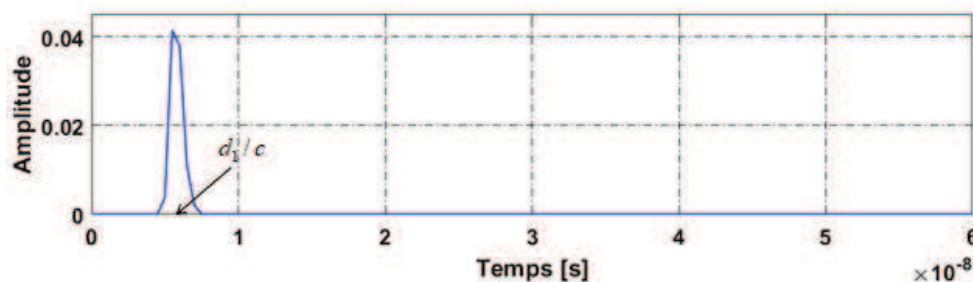


FIGURE 4.12 – Signal temporel conservé après l'application de la méthode du TG.

4. Etape 4 :

Le signal obtenu après fenêtrage (voir la figure 4.12) est finalement transformé vers le domaine fréquentiel via l'application d'une transformée de Fourier TF (voir figure (4.13)). Le seul point qui nous intéresse sur cette figure est celui qui correspond à la fréquence centrale f_0 de la courbe qui est aussi la fréquence à laquelle on souhaite mesurer le diagramme de rayonnement. Les autres points ne nous intéressent pas.

Pour une valeur constante de θ , on définit $\widehat{S}(f, \varphi)$ la TF du signal obtenu après fenêtrage où $\widehat{S}(f_0, \varphi)$ représente le point qui nous intéresse à chaque position de l'AUT.

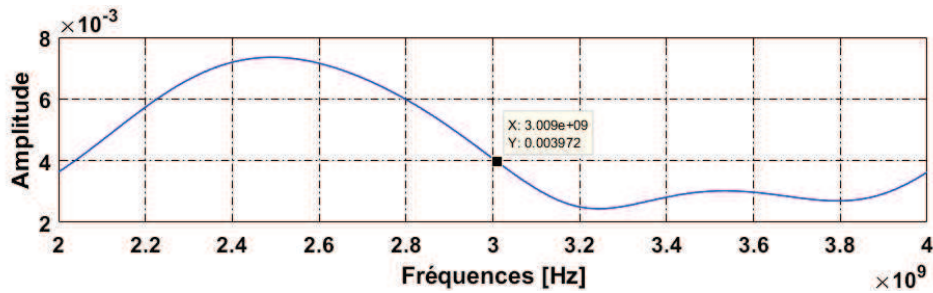


FIGURE 4.13 – Signal fréquentiel obtenu après l'application de la TF sur le signal obtenu après l'application de la méthode du TG.

Le diagramme de rayonnement normalisé $D(f_0, \varphi)$ de l'AUT correspond au module au carré de $\widehat{S}(f_0, \varphi)$ obtenu à tous les angles de l'AUT divisé par la valeur maximum obtenue sur tous les angles tel que :

$$D(f_0, \varphi) = |\widehat{S}(f_0, \varphi) / \max(\widehat{S}(f_0))|^2 \quad (4.12)$$

L'application de la technique de *TG* permet donc de séparer le trajet direct entre les deux antennes et les différents trajets indirects arrivant au cours du temps sur l'antenne de réception. Par conséquent, la puissance rayonnée uniquement par l'AUT est désormais connue. La connaissance de cette puissance nous autorise par la suite à déterminer finalement l'allure du diagramme de rayonnement de l'AUT comme illustré sur la figure 4.14 :

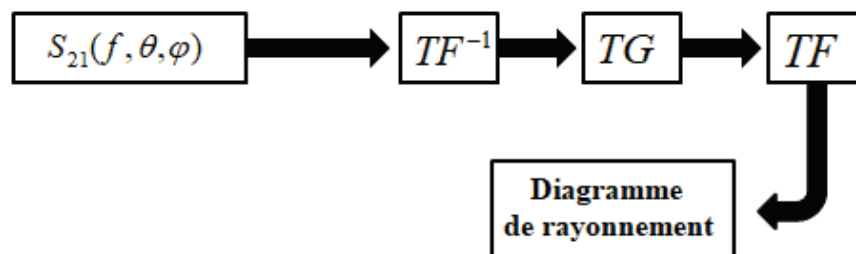


FIGURE 4.14 – Étapes de calcul de diagramme de rayonnement d'antenne en CS par la méthode du TG.

Deux différences fondamentales entre la méthode décrite dans ce chapitre et dans le chapitre précédent doivent être mentionnés, les deux différences ayant un aspect positif sur la dynamique et la précision de la mesure.

Tout d'abord, la mesure se fait ici sur le paramètre S_{21} et non sur le paramètre S_{11} , ce qui sans nul doute possède un effet bénéfique. Ensuite, contrairement à une cible généralement construite afin d'avoir la SER la plus faible possible (donc un trajet réfléchi de faible amplitude), une antenne adaptée est conçue pour que le trajet direct soit de forte amplitude. Ceci va donc également dans le sens d'une amélioration de la dynamique

de mesure en comparaison de la méthode de mesure de SER présentée dans le chapitre précédent.

4.4.2 Contrainte d'antenne pour cette méthode

La méthode de mesure de diagramme de rayonnement d'antenne proposée dans ce chapitre en CS via l'utilisation de la méthode du TG n'est valide que pour les antennes large bande et faiblement dispersives comme par exemple une antenne cornet à large bande. Une antenne est considérée comme non dispersive lorsque le paramètre $S_{11}(f)$ de l'antenne en espace libre présente une phase linéaire en fonction de la fréquence sur la bande de mesures considérée comme illustré sur la figure 4.15).

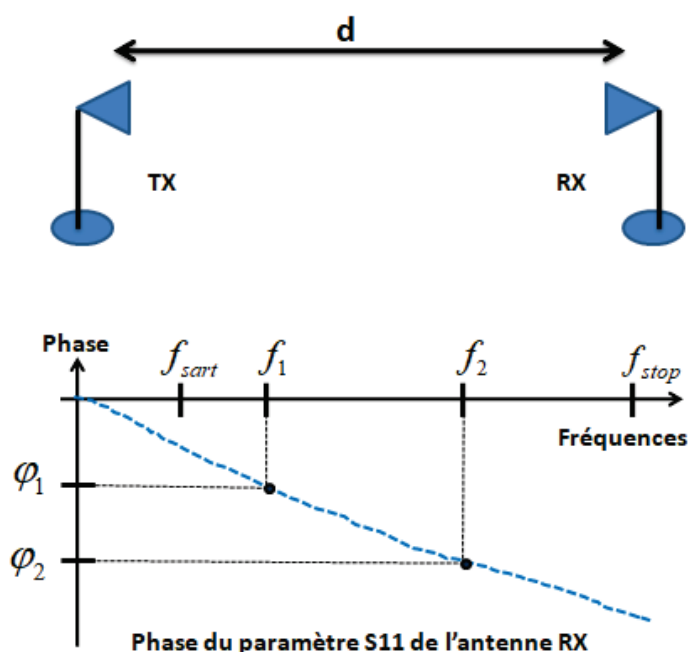


FIGURE 4.15 – Exemple schématique de la phase introduite par une antenne non dispersive.

Une antenne dispersive, telle qu'une antenne log-périodique, présente une réponse impulsionnelle étalée au cours du temps. Les figures (4.16) et (4.17) illustrent successivement la partie réelle et imaginaire de la réponse impulsionnelle d'une antenne log-périodique (modèle ETS-Lindgren 3148) (voir annexe) obtenue à partir de la TF^{-1} de son coefficient de réflexion (S_{11}) en espace libre. Il est clair que l'antenne log-périodique a une réponse temporelle étalée au cours de temps.

Si on place cette antenne dans une CS dans le but de mesurer son diagramme de rayonnement, la technique de TG sera incapable de séparer la contribution liée au trajet direct si la réponse impulsionnelle de l'AUT dure jusqu'à l'arrivée des premiers trajets

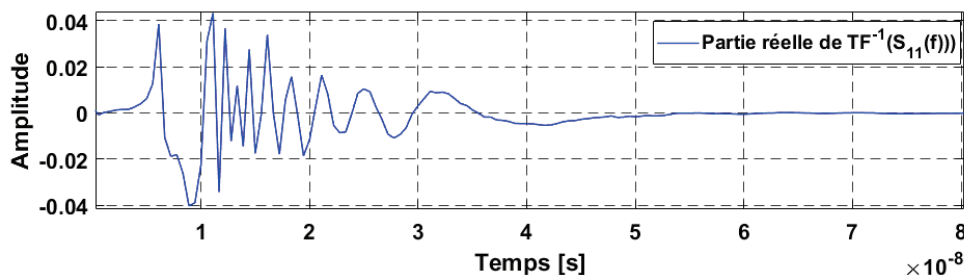


FIGURE 4.16 – Partie réelle de la réponse impulsionnelle de l'antenne log-périodique (modèle ETS-Lindegren 3148) obtenue à partir de la TF^{-1} du paramètre S_{11} de l'antenne en espace libre.

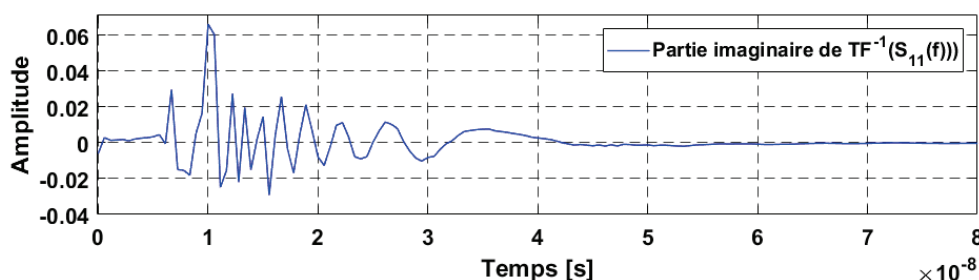


FIGURE 4.17 – Partie imaginaire de la réponse impulsionnelle de l'antenne log-périodique (modèle ETS-Lindegren 3148) obtenue à partir de la TF^{-1} du paramètre S_{11} de l'antenne en espace libre.

indirects. Si la réponse impulsionnelle de l'antenne reste suffisamment courte, la méthode pourra être utilisée.

Il est à noter que la méthode peut donc fonctionner dans une CS et pas dans une autre, toute la question étant d'utiliser une CS dont les dimensions permettent de positionner les 2 antennes afin de maximiser l'écart entre le trajet direct et les premiers trajets indirects.

4.4.3 Validation de la méthode

Afin de valider l'approche théorique que nous avons évoqué dans ce chapitre, une campagne de mesures a été effectuée dans la CRBM du laboratoire XLIM utilisée ici en tant que CS, le brasseur ayant été démontée durant toutes les mesures réalisées dans cette partie. Les deux antennes considérées sont des cornets double ridge large bande (Ets-Lindgren modèle 3115A).

L'AUT est fixée sur un support en bois rotatif relié au moteur pas à pas de la CRBM, ce qui explique que nous avons dû démonter le brasseur de modes pour fixer l'AUT sur le même mât. Il est à noter que la présence du brasseur de modes n'aurait pas forcément été un problème si nous avions disposé d'un autre moyen permettant de faire tourner l'AUT sur elle-même. Il est cependant probable quand même que la présence du brasseur aurait raccourci l'intervalle de temps entre l'arrivée du trajet direct et des premiers trajets

indirects sur l'antenne de mesure.

Il est également à noter qu'il est possible d'utiliser une antenne de mesure différente de l'AUT dans la mesure où celle-ci est suffisamment large bande dans la bande de mesure et adaptée.

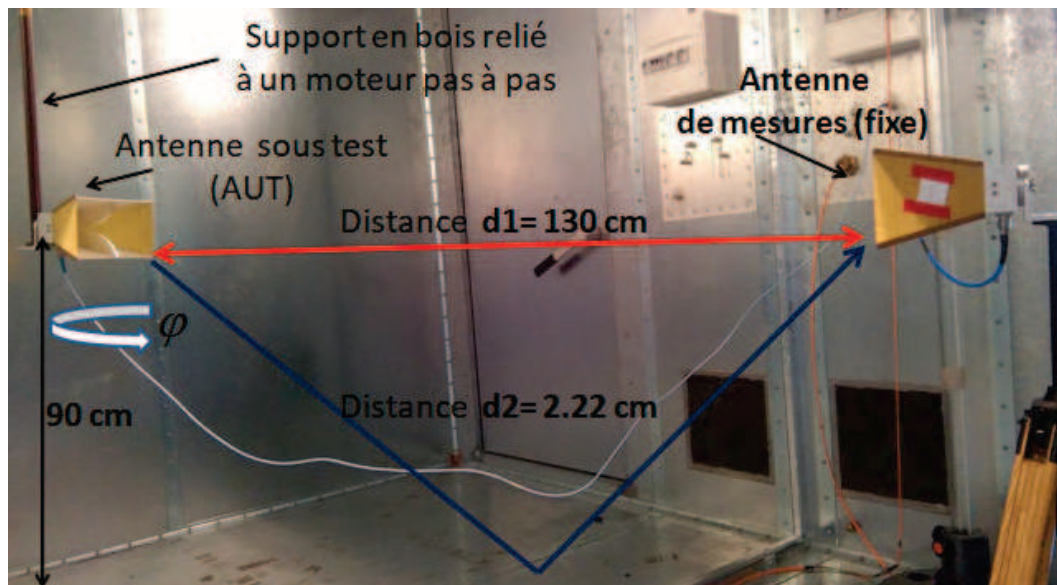


FIGURE 4.18 – Configuration de mesure en CS du laboratoire XLIM.

Les deux antennes connectées aux ports de l'ARV (modèle « Rohde and Schwarz ») sont placées à la même hauteur comme illustré sur la figure (4.18).

Le temps de parcours de l'onde guidée dans l'antenne cornet a été évalué au cours du chapitre 3 au moyen de sa réponse impulsionnelle. On rappelle que cette distance supplémentaire introduite par l'antenne est de 0.25 m à la fréquence de 10 GHz . Nous avons donc $R_{AUT} = R_{AM} = 0.25 \text{ m}$.

Nous avons testé dans un premier temps la méthode à $f_0 = 3 \text{ GHz}$ afin de déterminer son diagramme de rayonnement dans les deux plans E et H sur l'intervalle $\varphi = -90^\circ$ à $\varphi = 90^\circ$ par pas de 1 degré. La bande de mesures choisie est $B = 1 \text{ GHz}$ pour 2001 points de fréquences, ce qui correspond à un pas fréquentiel de 500 kHz . La distance d qui sépare les deux antennes est égale à 130 cm , une distance suffisante pour que l'onde électromagnétique soit considérée comme plane au niveau de l'antenne de mesure. Dans ces conditions de mesure, le temps de mesure nécessaire pour 181 positions de l'antenne entre $\varphi = -90^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$ est d'environ une heure.

Nous avons également mesuré le diagramme de rayonnement de l'AUT en CA du laboratoire XLIM, dans les plans E et H, ces mesures constituant ici les résultats de référence. La distance entre l'antenne de mesure et l'AUT en chambre anéchoïque est de 7 m .

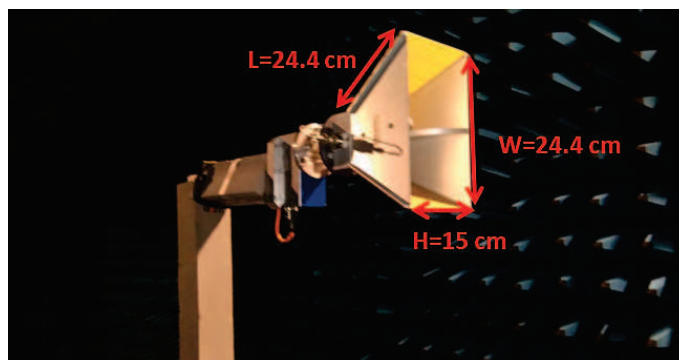


FIGURE 4.19 – Photographie de l'AUT en chambre anéchoïque du laboratoire XLIM.

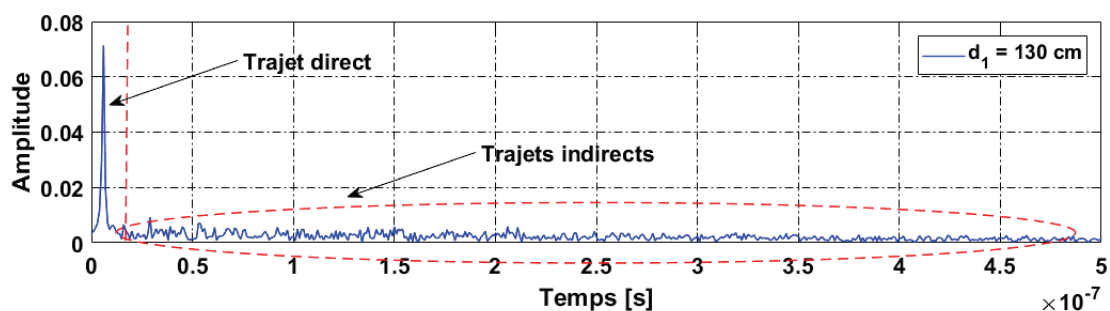


FIGURE 4.20 – Module de la réponse temporelle obtenu à partir de la TF inverse du signal $S_{21}(f)$ mesuré en CS, cas du plan H pour $\varphi = 0$.

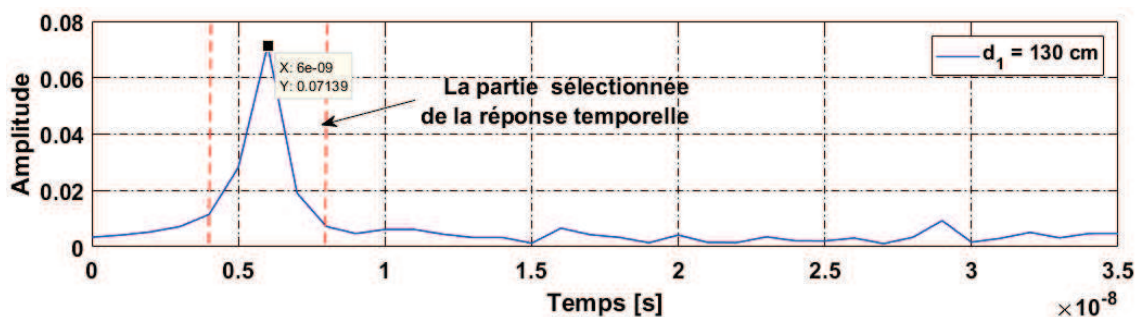


FIGURE 4.21 – Zoom pour $t < 35$ ns sur le module de la réponse temporelle obtenue à partir de la TF inverse du signal $S_{21}(f)$ mesuré en CS, cas du plan H pour $\varphi = 0$.

Avant de comparer les résultats obtenus, nous présentons tout d'abord, l'allure du module de la réponse temporelle obtenue à partir de la transformée de Fourier inverse du signal $S_{21}(f)$ mesuré en CS pour le cas du plan H est illustré sur la figure (4.20). Un zoom de cette réponse temporelle sur les premiers instants (pour $t < 35$ ns) est illustré sur la figure (4.21).

L'analyse du signal temporel $TF^{-1}(S_{21}(f))$ montre qu'il est relativement facile de distinguer le trajet direct issu de l'AUT apparaissant en $t_1 = 6$ ns des trajets indirects de beaucoup plus faible amplitude. L'instant t_1 auquel doit apparaître théoriquement le

signal direct issu de l'AUT est déterminé par l'équation 4.11. Pour $R_{AUT} = R_{AM} = 0.25$ m et $d_1 = 1.3$ m, l'application numérique donne la valeur observée en mesure, $t_1 = 6$ ns (voir 4.21).

Afin de n'extraire que le rayon direct issu de l'AUT en CS, le signal $s_{21}(t)$ doit être tronqué par une fenêtre temporelle (fenêtre de Hanning utilisée dans ce cas) centrée sur l'instant t_1 et de largeur δt de chaque côté. Afin de s'assurer d'enlever les premiers trajets indirects arrivant sur l'antenne de mesure, le choix de δt dépend de la réponse temporelle obtenue et de sa résolution. Dans ce cas, nous avons choisi une largeur $\delta t = 2$ ns de chaque côté de t_1 . Ces valeurs permettent de supprimer les trajets indirects et de ne conserver que le trajet direct entre les deux antennes.

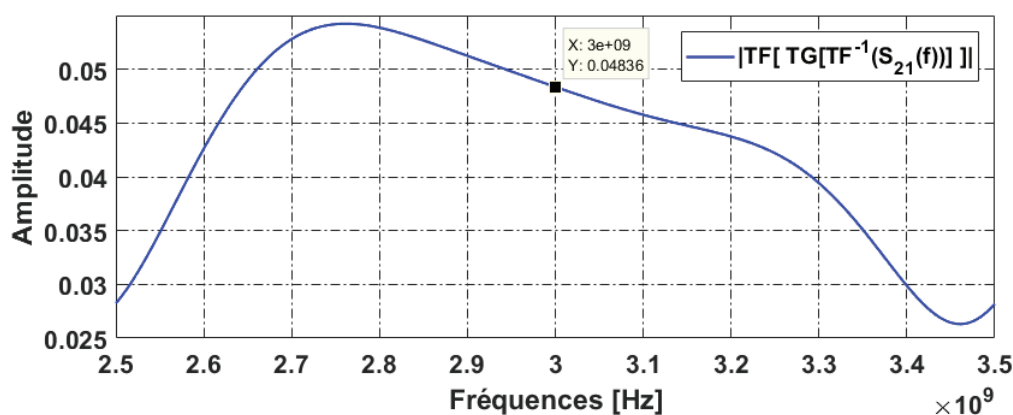


FIGURE 4.22 – Transformée de Fourier du signal sélectionné (signal obtenu après fenêtrage), cas du plan H pour $\varphi = 0$

La figure (4.22) illustre la transformée de Fourier du signal sélectionné suite à l'application de la fonction de fenêtrage. La seule valeur que nous intéressons dans cette courbe est la valeur qui correspond à la fréquence $f_0 = 3$ GHz, les autres points de la courbe ne nous intéressent pas. Le module au carré de cette valeur représente la puissance rayonnée par l'AUT pour $\varphi = 0$.

L'application de l'équation 4.12 sur la puissance rayonnée par l'AUT à chaque angle permet de calculer le diagramme de rayonnement de l'AUT et de le comparer à celui obtenu en chambre anéchoïque (CA) à 3 GHz. Les diagrammes obtenus sont exprimés en dB et illustrés sur la figure 4.23 pour le plan E et sur la figure 4.24 pour le plan H.

On remarque un bon accord entre les deux diagrammes pour chacun des deux plans E et H. Il est logique que le diagramme obtenu en CS ne soit pas parfaitement identique à celui obtenu en CA en raison des incertitudes de mesure liées à chaque méthode de mesure. Ces résultats valident la méthode que nous avons proposée et illustrent sa pertinence pour estimer le diagramme de rayonnement d'une antenne faiblement dispersive en CS.

Le résultat obtenu dans le plan H indique que la dynamique de la mesure est égale à 25

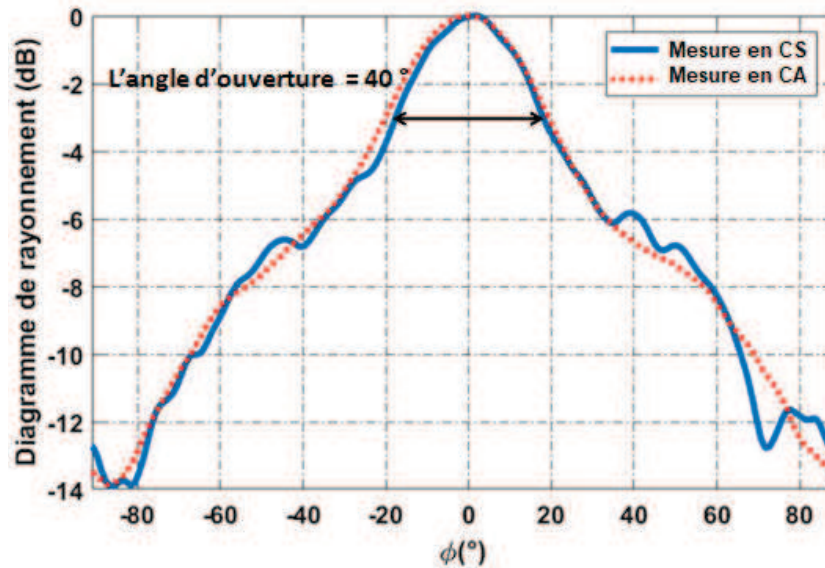


FIGURE 4.23 – Diagramme de rayonnement de l'AUT dans le plan E à 3 GHz en CS et en CA.

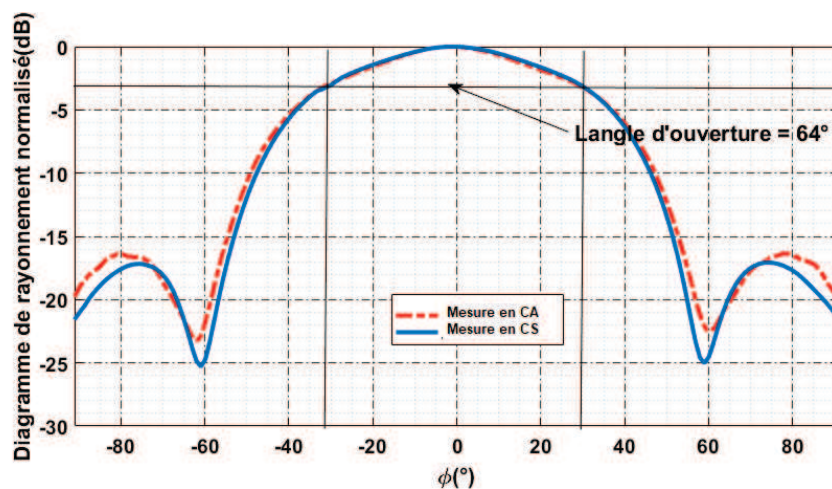


FIGURE 4.24 – Diagramme de rayonnement de l'AUT dans le plan H à 3 GHz en CS et en CA.

dB dans cet exemple, sans qu'il soit possible avec cette antenne sous test de la déterminer précisément. Il est à noter que cette méthode est, comme indiqué précédemment, beaucoup moins sujette à des problèmes de sensibilité que la méthode de mesure de SER présenté dans le chapitre précédent.

4.5 Etude des performances de la méthode proposée

Dans cette section, nous étudions les performances de cette méthode dans le but de déterminer les limites et les avantages de cette méthode en étudiant l'influence de divers paramètres tels que :

- la distance séparant les deux antennes
- la largeur de la bande de mesure choisie
- la quantité d'absorbant insérée dans la CS
- la position des antennes l'une par rapport à l'autre dans la CS.

Nous discuterons également de l'application de la méthode sur une antenne fortement dispersive.

4.5.1 Etude de l'influence de la distance entre les deux antennes

Le diagramme de rayonnement d'une antenne se mesure en champ lointain, c'est à dire pour une distance $2D^2/\lambda$ où D est la plus grande dimension de l'antenne et λ la longueur d'onde de travail si on choisit de faire confiance à ce critère empirique.

L'objectif de cette partie est de tester la méthode à la fréquence de 3 GHz pour quatre distances différentes séparant les deux antennes, deux distances inférieures à $2D^2/\lambda$ et deux distances supérieures à $2D^2/\lambda$.

Compte tenu de la plus grande dimension de l'antenne ($D = 0.24 \text{ m}$) et de la longueur d'onde à 3 GHz ($\lambda = 0.1 \text{ m}$), la distance théorique minimale à partir de laquelle on se trouve en champ lointain est de 1.15 m. Les mesures ont donc été réalisées pour une distances de 0.7 m, 1m, 1.3 m et 1.6 m. Les quatre mesures sont effectuées sur une bande de mesure $B = 1 \text{ GHz}$ avec 2001 points de fréquences.

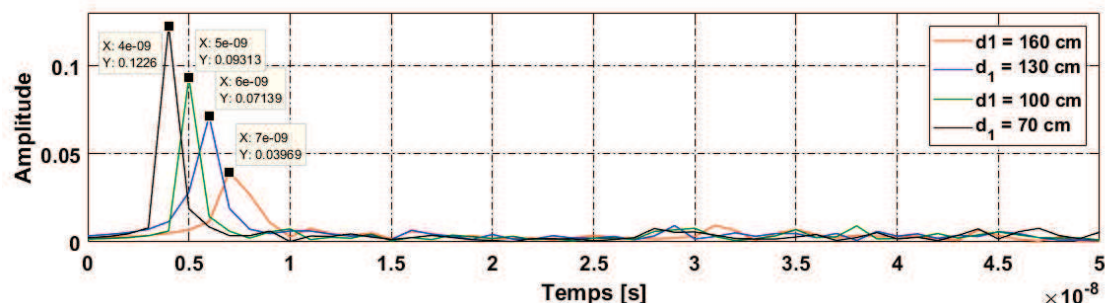


FIGURE 4.25 – Modules des différentes réponses temporelles obtenues à partir de la TF inverse du signal $S_{21}(f)$ pour les quatre différentes distances inter-antennes dans le plan H à 3GHz (angle $\varphi = 0$).

Les modules des réponses temporelles obtenues à partir de la transformée de Fourier inverse du paramètre $S_{21}(f)$ pour un angle $\varphi = 0$ sont illustrés sur la figure (4.25). On constate que l'amplitude du trajet direct diminue avec la distance, ce qui est tout à fait logique puisque l'onde électromagnétique s'atténue avec la distance (en $1/d$ où d est la distance).

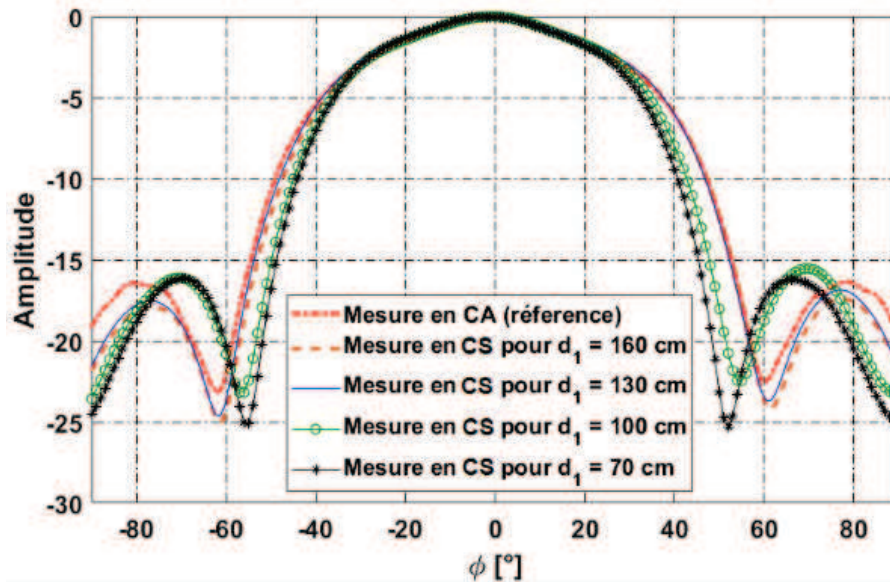


FIGURE 4.26 – Diagramme de rayonnement de l'AUT obtenus pour les quatre différentes distances inter-antennes dans le plan H à 3GHz. Comparaison avec la mesure de référence en CA.

Les quatre diagrammes de rayonnement obtenus sont comparés au diagramme de référence mesuré en CA sur la figure (4.26). On distingue assez clairement que les diagrammes obtenus pour $d < 2D^2/\lambda = 1.15 \text{ m}$ sont erronés car ils divergent du diagramme de référence. Les deux diagrammes obtenus pour une distance $d > 2D^2/\lambda$ sont conformes au résultat de référence. On peut en conclure que la méthode que nous proposons dans cette thèse semble, en tout cas pour l'antenne cornet utilisé comme AUT, doit être réalisée pour une distance inter-antennes supérieure à $2D^2/\lambda$.

4.5.2 Etude de l'influence de la largeur de la bande de mesure choisie

Tout comme dans le chapitre précédent, la bande de mesure B centrée sur la fréquence f_0 à laquelle on souhaite déterminer le diagramme de rayonnement de l'AUT doit être suffisante ($B > B_{min}$) afin de séparer correctement les trajets directs et indirects. D'autre part, il faut également que $B \ll f_0$.

Dans cette partie, nous allons vérifier l'importance de ces deux conditions à la fréquence de 3 GHz à partir de mesures réalisées sur trois bandes différentes :

- Une bande de mesure B_1 telle que $B_1 < B_{min}$
- Une bande de mesure B_2 telle que $B_{min} < B_2 \ll f_0$
- Une bande de mesure B_3 telle que $B_{min} < B_2 = \frac{2}{3} \cdot f_0$.

Nous rappelons que la largeur minimale de bande de mesure B_{min} pour la méthode que nous proposons se calcule avec l'équation (3.8).

Dans notre configuration de mesure illustrée sur la figure (4.18) où le trajet direct entre les deux antennes d_1 est égale à 1.3 m, le trajet indirect le plus court étant évalué à une distance $d_2 = 2.22$ m. Avec ces valeurs des trajets, la valeur théorique de B_{min} est égale à 320 MHz. Nous avons donc choisi de travailler avec les bandes de mesures suivantes : $B_1 = 200$ MHz, $B_2 = 1$ GHz et $B_3 = 2$ GHz (pour 2001 points de fréquences sur chaque bande).

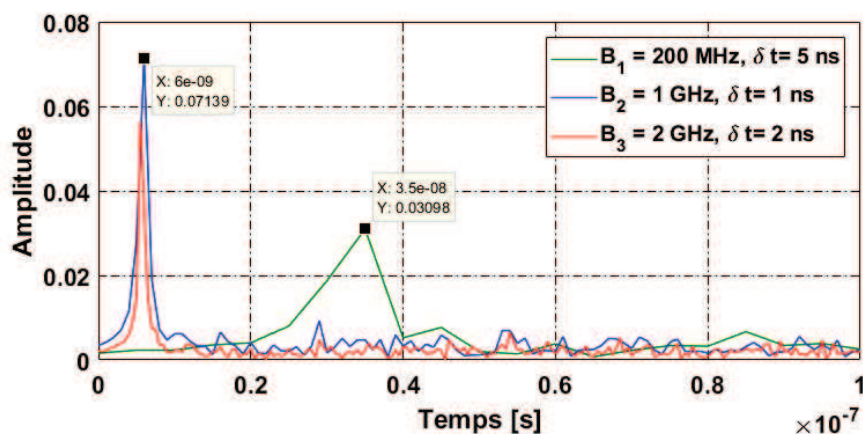


FIGURE 4.27 – Modules des différentes réponses temporelles obtenues à partir de la TF inverse du signal $S_{21}(f)$ mesuré en CS, cas du plan H pour $\varphi = 0$ à 3 GHz pour B_1 , B_2 et B_3 .

Les réponses temporelles obtenues à partir de la transformée de Fourier inverse des signaux mesurés dans les trois cas en CS sont illustrées sur la figure (4.27). Ainsi, on constate que sur la réponse temporelle obtenue à partir de mesures sur la bande $B_1 = 200$ MHz, le signal représentant le trajet direct n'arrive pas à l'instant $t_1 = 6$ ns prévu théoriquement mais plutôt à l'instant $t = 35$ ns (instant calculé avec l'équation 4.11). Ceci confirme que le trajet direct est mélangé avec les autres trajets indirects en CS puisque la bande choisie dans ce cas est insuffisante pour pouvoir séparer le trajet direct et les autres trajets indirects. Nous avons tracé le diagramme de rayonnement dans ce cas (pour $B_1 = 200$ MHz) en appliquant une fenêtre temporelle centrée sur l'instant $t = 35$ ns et de même largeur que celle du pic obtenu. Dans les deux autres cas où la bande choisie est supérieure à B_{min} , le signal représentant le trajet direct arrive à l'instant prévu théoriquement.

Les diagrammes obtenus sont comparés avec le diagramme de référence et illustrés sur la figure (4.28). Comme prévu, le diagramme obtenu pour $B_1 = 200$ MHz $< B_{min}$ est erroné.

Un bon accord est obtenu entre le diagramme obtenu pour $B_1 = 1$ GHz et le diagramme de référence. Cependant, pour $B_2 = \frac{2}{3} \cdot f_0 = 2$ GHz, le résultat obtenu nous semble moins bon, sans doute en raison d'un ratio excessif égal à 1/3 entre la bande de mesure B et la fréquence de mesure de 3 GHz.

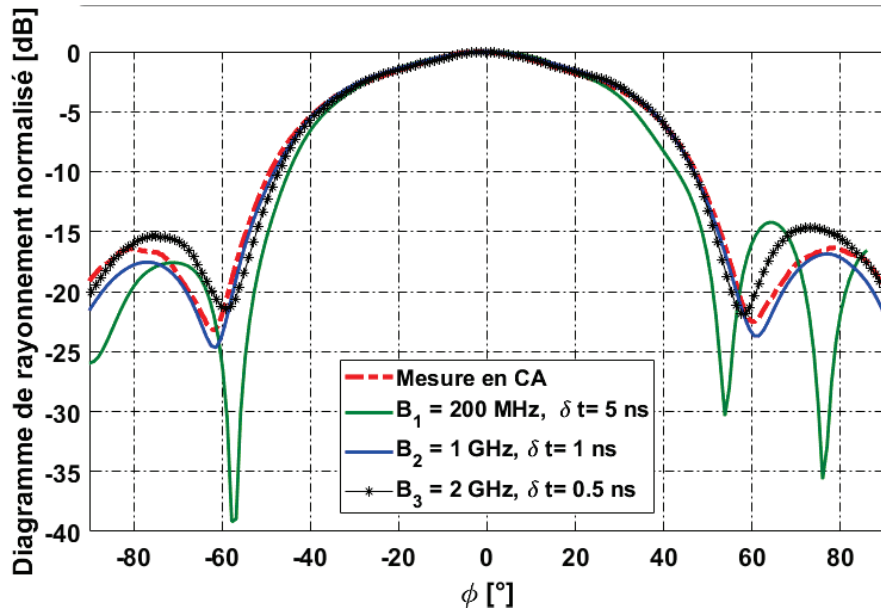


FIGURE 4.28 – Diagrammes de rayonnement de l'AUT obtenus pour les différentes largeurs de bande de mesure, plan H à 3GHz en CS

4.5.3 Etude de l'influence de la quantité d'absorbant insérée

Dans le cas de mesures de SER, l'ajout de blocs absorbants dans la CRBM a eu pour effet d'améliorer la sensibilité de la mesure. Nous avons répété la mesure précédente à 3 GHz dans les mêmes conditions ($d_1 = 170$ cm, $B = 1$ GHz, 2001 points de fréquences) en insérant 4 blocs d'absorbants dans la CS afin de vérifier si l'ajout d'absorbants avait dans ce cas un intérêt.

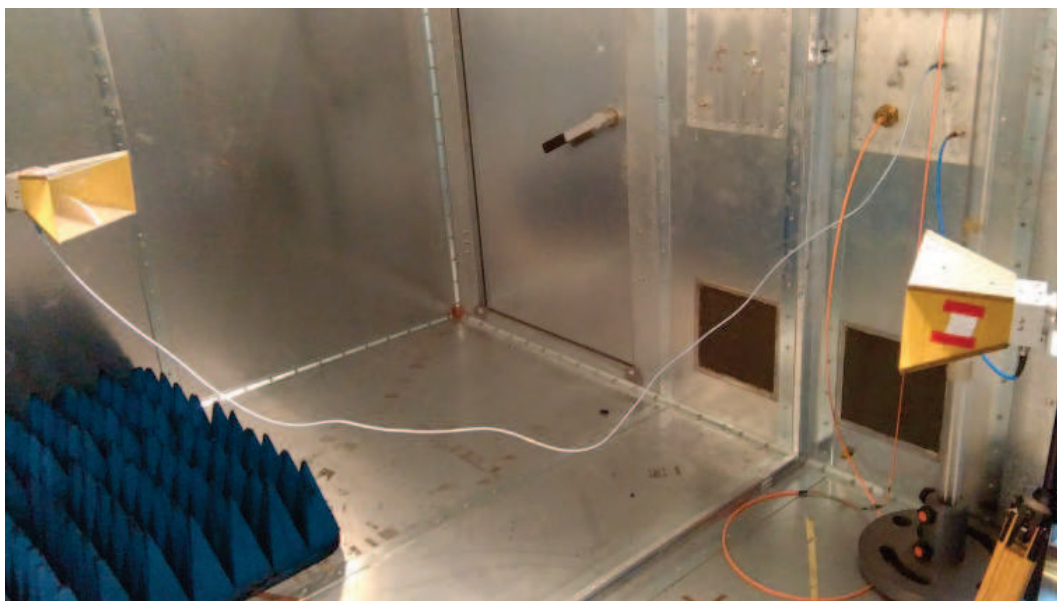


FIGURE 4.29 – Photographie de la configuration de mesure en CS en présence de 4 blocs absorbants insérés dans un coin de la CS.

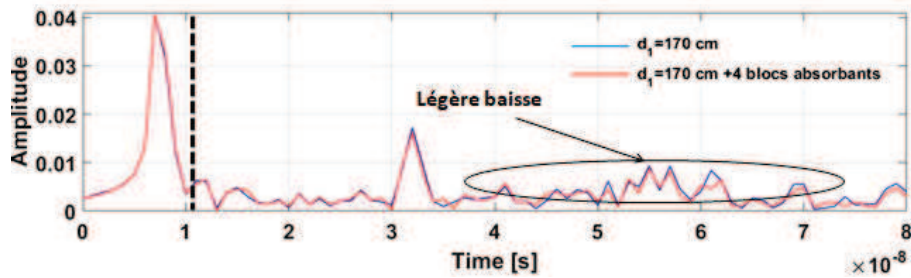


FIGURE 4.30 – Module de la réponse temporelle obtenue à partir de la TF inverse du signal $S_{21}(f)$ dans le plan H pour $\varphi = 0$ en fonction de la charge insérée dans la CS.

Les réponses temporelles obtenues à partir de la transformée de Fourier inverse des signaux S_{21} mesurés en CS pour $\varphi = 0$ pour les deux cas testés (voir figure 4.30) montrent bien évidemment que la quantité d'absorbants insérée en CS n'a aucun effet sur l'amplitude du signal direct issu de l'AUT. En revanche (et bien que ce soit peu visible sur la figure en raison de l'amplitude très forte du trajet direct par rapport aux rayons directs), les blocs absorbants ont pour effet d'atténuer l'amplitude des trajets réfléchis. Cette atténuation est de plus en plus forte en fonction du temps, les premiers trajets indirects arrivant sur l'antenne pas rencontrés les blocs absorbants durant la propagation.

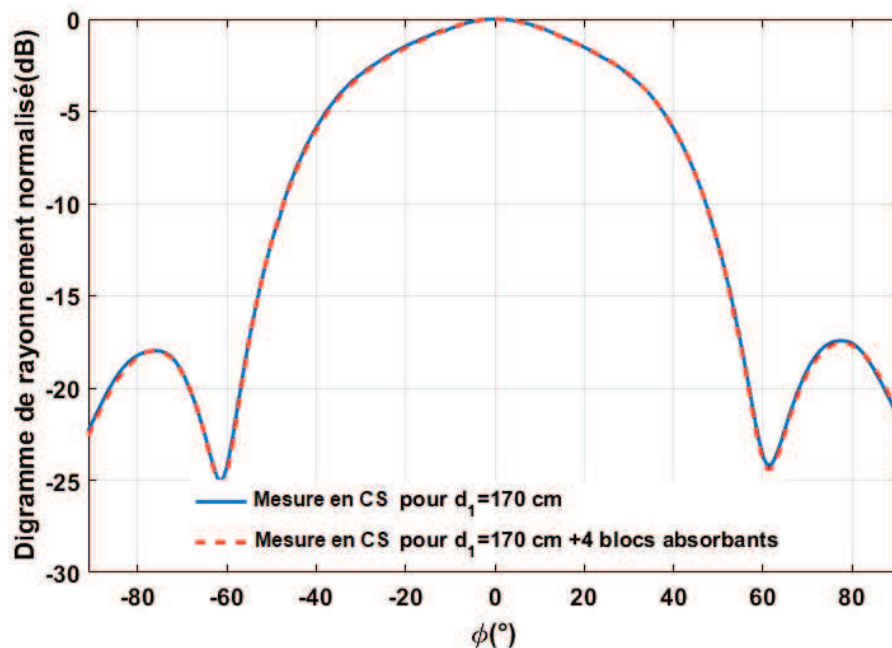


FIGURE 4.31 – Diagramme de rayonnement de l'AUT, plan H à 3 GHz en CS

La comparaison entre les deux diagrammes obtenus en CS est présentée sur la figure (4.31). Les deux diagrammes obtenus en CS sont parfaitement confondus. On en conclut que, dans le cadre de la mesure du diagramme de rayonnement d'une antenne à l'aide de la méthode proposée, l'insertion de blocs absorbants dans la CS n'offre pas un intérêt

majeur. En effet, compte tenu de la forte amplitude du trajet direct et de l'écart temporel entre son arrivée sur l'antenne de réception et l'arrivée des premiers trajets directs, il ne s'agit pas d'un point critique pour la précision de la méthode proposée.

4.5.4 Influence de la position des antennes dans la CS

Le but de cette partie est d'étudier la stabilité du diagramme obtenu en CS lorsque la mesure est réalisée pour une même distance inter-antennes ($d = 1.7$ m) mais des positions d'antennes différentes dans la CS. En l'occurrence, l'antenne de mesure a été déplacée dans la CS, l'AUT reliée au mat généralement utilisé pour faire tourner le brasseur de modes ne pouvant donc pas être déplacée.

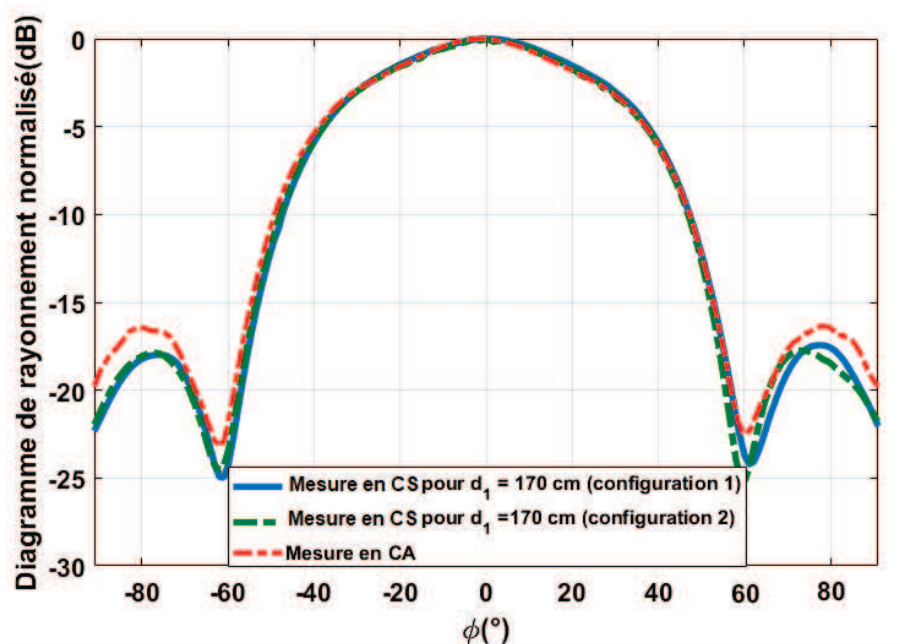


FIGURE 4.32 – Diagramme de rayonnement de l'AUT dans le plan H à 3 GHz pour deux positions différentes de l'antenne de mesure au sein de la CS.

La comparaison entre les différents diagrammes obtenus dans le plan H en CS sont illustrés sur la figure 4.32. Nous constatons que l'allure du diagramme de rayonnement est inchangé. Ce résultat nous rend confiant sur la robustesse de la méthode.

4.6 Conclusion

En comparaison des trois méthodes proposées récemment dans la littérature afin de mesurer le diagramme de rayonnement d'une antenne en CRBM ou CS, la méthode que nous proposons présente plusieurs avantages. En effet, elle requiert des temps de mesures raisonnables (environ une heure de mesure pour 181 angles de l'antenne) et un protocole

expérimental simple ne nécessitant que l'AUT (qui doit pouvoir tourner sur elle-même) et une autre antenne de mesure fixe, les deux antennes étant installées dans une CS.

En comparaison de la méthode de référence correspondant à des mesures directe en CA, la méthode proposée nécessite un moyen d'essai moins coûteux mais des durées de mesure plus longues.

À travers les études menées dans ce chapitre, on peut tracer les conclusions suivantes sur cette méthode :

- L'antenne de mesure, doit être placée dans la zone de champ lointain de l'AUT

- La bande de mesure B , doit être supérieure à la bande de mesure minimale B_{min} (calculée par l'équation (4.8)) et très inférieure à la fréquence f_0 à laquelle on cherche à tracer le diagramme de l'AUT

- La dynamique de mesure, qui n'a pu être complètement évaluée dans le cadre de ce travail, semble intéressante compte tenu de la forte amplitude du trajet direct. Aussi, l'insertion de charges en CS n'a aucun effet sur l'allure de diagramme mesuré.

- Cette méthode peut ne pas fonctionner avec des antennes fortement dispersives ou des antennes à bande étroite. Dans ce cas, tout dépend de la géométrie de la CS qui doit être suffisamment grande pour que les premiers trajets indirects arrivant sur l'antenne de mesure apparaissent après la réponse étalée de l'antenne dispersive sous test.

- La CS est à nos yeux le pire environnement possible pour l'application de la méthode. Il n'y a donc selon nous aucune raison que la méthode ne fonctionne pas dans n'importe quel autre milieu, y compris des milieux non contenus à l'intérieur d'une cage de Faraday.

Bibliographie

- [1] M. Huchard, C. Delaveaud, and S. Tedjini, "*Miniature Antenna for Circularly Polarized Quasi Isotropic Coverage*", 2nd European Conference on Antennas and Propagation, EuCAP 2007, pp. 1-5.
- [2] F. Roudet, S. Tedjini, and V. Tan-Phu, "*Design of compact size excitation device for antenna pattern using fractal architectures*", Antennas and Propagation Society International Symposium, 2005 IEEE, 2005, pp. 223-226 vol. 1B.
- [3] F. Monsef, A. Cozza, P. Meton and M. Djedidi, "*Preliminary results on antenna testing in reverberating environments*", Antenna Measurements and Applications (CAMA), 2014 IEEE Conference on, Antibes Juan-les-Pins, 2014, pp. 1-4.
- [4] A. Cozza and Abd el-Bassir Abou el-Aileh, "*Accurate Radiation-Pattern Measurements in a Time-Reversal Electromagnetic Chamber*", IEEE Antennas and Propagation Magazine, vol. 52, no. 2, pp. 186-193, April 2010.
- [5] H. Moussa, A. Cozza and M. Cauterman, "*Directive wavefronts inside a time reversal electromagnetic chamber*", 2009 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Austin, TX, 2009, pp. 159-164.
- [6] H. Moussa, "*Étude théorique et expérimentale des techniques de retournement temporel : application à la caractérisation de composants et dispositifs dans une chambre réverbérante*", thèse, 11 Juillet 2011.
- [7] M. Fink, "*Time reversal of ultrasonic fields. i. basic principles*", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 39, no. 5, pp. 555-566, 1992.
- [8] C. Lemoine, E. Amador, P. Besnier, J. M. Floch and A. Laisné, "*Antenna Directivity Measurement in Reverberation Chamber From Rician K Factor Estimation*", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, no. 10, pp. 5307-5310, Oct. 2013.
- [9] C. Holloway, D.A. Hill, J.M. Ladbury, P.F. Wilson, G. Koepke, J. Coder, "*On the Use of Reverberation Chambers to Simulate a Rician Radio Environment for the Testing of Wireless Devices*", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, no. 11, pp. 3167-3177, Nov. 2006.
- [10] M. Á García Fernández, D. Carsenat and C. Decroze, "*Antenna Radiation Pattern Measurements in Reverberation Chamber Using Plane Wave Decomposition*", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, no. 10, pp. 5000-5007, Oct. 2013.

- [11] M. Á García Fernández, D. Carsenat and C. Decroze, "*Antenna Gain and Radiation Pattern Measurements in Reverberation Chamber Using Doppler Effect*", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 62, no. 10, pp. 5389-5394, Oct. 2014.
- [12] Q. Xu, Y. Huang, L. Xing, Z. Tian, M. Stanley, S. Yuan, "*BScan in a Reverberation Chamber*", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 64, Issue. 5, May 2016.

Conclusion générale

La structure de ce manuscrit de thèse indique clairement que le travail effectué durant ce travail n'a pas concerné une application précise dans le domaine des chambres réverbérantes mais plutôt trois applications diverses et distinctes.

L'étude du spectre Doppler d'objets en mouvement circulaire présenté dans le chapitre 2 indique clairement qu'il s'agit d'une observable intéressante pour l'optimisation de la géométrie de brasseurs de modes. Cette contribution originale mériterait dans le futur d'être appliquée sur différentes configurations de brasseurs de modes réalistes ou mises en place dans des CRBM réelles. Il serait par exemple intéressant de comparer à l'aide de simulations numériques les résultats obtenus sur des brasseurs de modes constitués de plaques métalliques (tel que celui installé en temps habituel dans la CRBM du laboratoire XLIM) ou plutôt de type "volumiques". Ce deuxième type de brasseurs, à volume brassé similaire, possède des longueurs d'arête largement inférieures, ce qui pourrait selon nous diminuer leurs performances. On voit ici tout l'intérêt de la simulation numérique surtout lorsqu'elle doit être effectuée à quelques fréquences discrètes. En effet, il est pour le moins habituel de pouvoir comparer dans une CRBM existante différents types de brasseurs de modes déjà construits.

Les deux applications originales utilisant la méthode du fenêtrage temporel (ou time-gating) décrites dans les chapitre 3 et 4 de ce manuscrit n'utilisent pas à proprement parler les propriétés des CRBM mais plutôt celles des cavités surdimensionnées, aucun système de brassage n'étant utilisées. A ce stade, les méthodes présentées dans ces deux chapitres constituent plus des preuves que le principe de la méthode fonctionne que des validations complètes des méthodes proposées. En effet, de nombreux points restent encore à résoudre.

Par exemple, en ce qui concerne la mesure de SER, il apparaît clairement que le point clé concerne la sensibilité de la mesure, une cible dont on cherche à mesurer la SER étant généralement construite afin que la SER soit la plus faible possible. Il sera donc utile de poursuivre ces travaux afin de chercher à optimiser la sensibilité de la mesure par exemple à l'aide de moyens de post-traitement améliorés. Le second point clé concerne à notre avis le temps de réponse de la cible. En effet, dans le cas de réponses étalées dans le temps, la méthode peut être mise en défaut devant l'impossibilité de dissocier les trajets utiles et les trajets à supprimer. La méthode proposée a, à ce stade, été mise en défaut dans le cas de la mesure d'une demi-sphère (orientée vers l'antenne de mesure) dont les réflexions internes contribuent à rallonger la signature de la cible sur l'antenne de mesure.

L'application de la méthode de time-gating dans le cas de la mesure de diagramme de rayonnement nous apparaît à ce stade plus aboutie, les problèmes de sensibilité de la méthode et de temps de réponse de l'antenne sous test étant de moindre importance dans le cas d'une antenne optimisée pour générer un rayonnement important.

Publications et communications relatives à ce travail

- A. Soltane, G. Andrieu, A. Reineix, " Exploitation du Spectre Doppler en Chambre Réverbérante " , 18^{me} Colloque International et Exposition sur la Compatibilité ÉlectroMagnétique, Rennes, Juillet 2016.
- G. Andrieu, A. Soltane, A. Reineix, "Analytical Model of a Mechanically Stirred Reverberation Chamber Based on EM Field Modal", *International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC Europe*, Wroclaw, Poland, Septembre 2016.
- A. Soltane, G. Andrieu, A. Reineix, "Analytical Model for the Assessment of Doppler Spectrum of Rotating Objects", *International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC Europe*, Angers, France, September 2017.
- A. Soltane, G. Andrieu, A. Reineix, "Doppler Spectrum Exploitation in Reverberation Chamber", *GDR ondes*, Nice, France, Octobre 2017.
- A. Soltane, G. Andrieu, A. Reineix, "Monostatic Radar Cross-Section Estimation of Canonical Targets in Reverberating Room Using Time-Gating Technique", *International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC Europe*, Amsterdam, The Netherlands, August 27-30, 2018.
- A. Soltane, G. Andrieu, A. Reineix, "Doppler Spectrum Analysis for the Prediction of Rotating Mode Stirrer Performances in Reverberation Chamber", *IEEE Transactions on EM Compatibility*, Papier accepté, bientôt disponible en ligne sur IEEEExplore.

Annexe : Généralités sur les antennes

Un système de communication sans fil peut être définie comme un système composé de deux blocs : un bloc d'émission et un bloc de réception séparés par un canal de propagation. Quant à l'antenne, c'est l'élément indispensable de tout système de communication sans fil. En émission, une antenne reçoit les signaux électromagnétiques d'une ligne de transmission ou d'un guide d'onde et les rayonne dans l'espace. En réception, elle convertit l'onde électromagnétique incidente en une tension. Conformément au Standard IEEE, une antenne est "un système permettant de rayonner ou de recevoir des ondes radio".

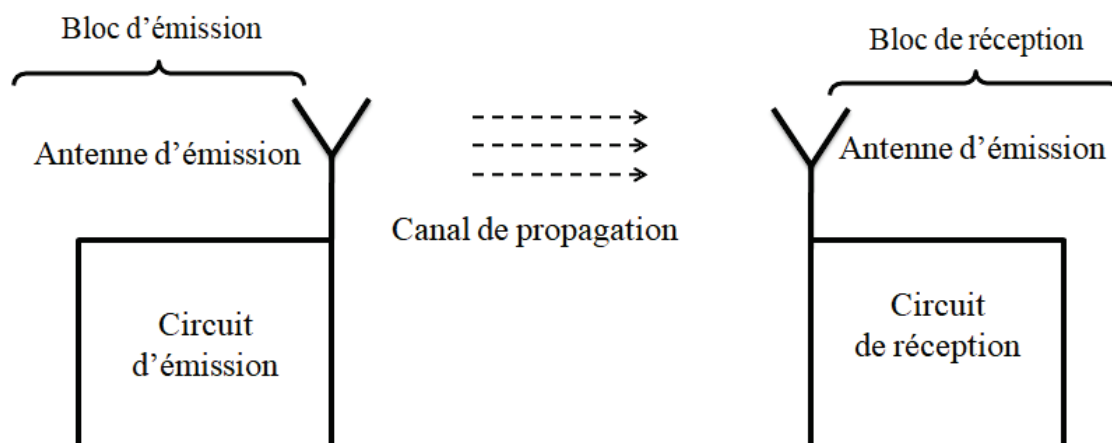


FIGURE 4.33 – Illustration d'un système de communication sans fil

Caractéristiques électriques d'une antenne

Une antenne peut être modélisée par un circuit passif RLC équivalent. La maîtrise de ce modèle est fondamentale afin de comprendre comment l'antenne convertit la puissance électrique en puissance rayonnée en espace libre. Aussi, la désadaptation entre la source électrique et l'antenne provoque une perte de puissance. Pour éviter cette perte, il faut assurer les conditions d'adaptation entre la source électrique et l'antenne.

Les caractéristiques électriques de l'antenne dépendent du couple formé par l'antenne et la source électrique. Dès lors, Il est possible de présenter ce couple par un circuit électrique.

$Z_e(f)$ représente l'impédance d'entrée de l'antenne et Z_g l'impédance interne du générateur. La partie réelle R_e de l'impédance d'entrée de l'antenne caractérise la puissance dissipée par rayonnement, les pertes ohmiques, les pertes diélectriques et d'autres diverses pertes de puissance active. Tandis que la partie imaginaire X_e caractérise les pertes de puissance réactive, essentiellement liées à la géométrie de l'antenne.

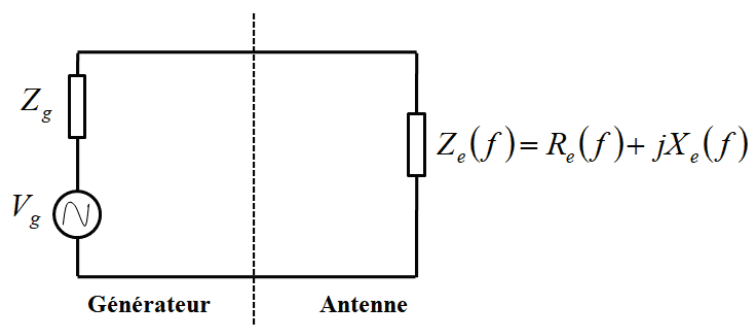


FIGURE 4.34 – Modèle électrique du couple antenne-générateur

L'antenne est reliée au générateur par une ligne de transmission d'impédance caractéristique $Z_c(f)$. Le plus souvent $Z_c(f) = 50 \Omega$.

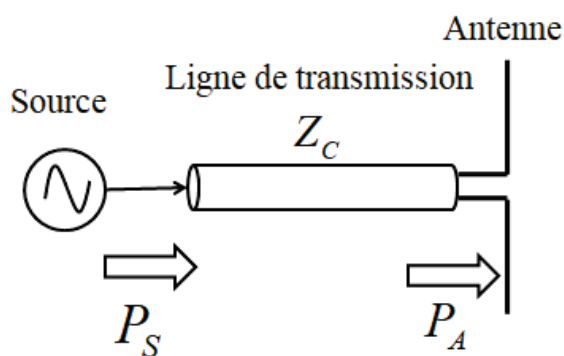


FIGURE 4.35 – Illustration de la ligne de transmission entre la source et l'antenne

L'impédance interne du générateur est généralement égale à 50Ω (valeur de l'impédance caractéristique). Le coefficient de réflexion quant à lui, est le rapport entre l'onde réfléchie et l'onde incidente à l'entrée de l'antenne. Il caractérise la discontinuité de l'impédance entre le générateur et l'antenne. Ce coefficient est directement lié à l'impédance d'entrée de l'antenne et à l'impédance caractéristique Z_c et il est définie, telle que :

$$\Gamma_{in} = \frac{Z_e - Z_c}{Z_e + Z_c} \quad (4.13)$$

Ainsi, il est indispensable d'assurer une adaptation d'impédance pour avoir un transfert maximal de puissance entre la source et l'antenne. Le transfert de puissance entre l'antenne et la source se calcule par l'équation suivante :

$$P_A = P_S(1 - |\Gamma_{in}|^2) \quad (4.14)$$

où P_S est la puissance délivrée par la source et P_A la puissance fournie par la source et reçu par l'antenne.

Une telle adaptation d'impédance est assurée lorsque le coefficient de réflexion est nul ($\Gamma_{in} = 0$), soit lorsque l'impédance d'entrée de l'antenne égale à l'impédance interne de générateur. En général, l'impédance interne de générateur est égale à l'impédance caractéristique Z_c (soit 50Ω). Dans le cas d'une mauvaise adaptation, une partie de puissance est renvoyée vers la source provoquant les pertes de désadaptation.

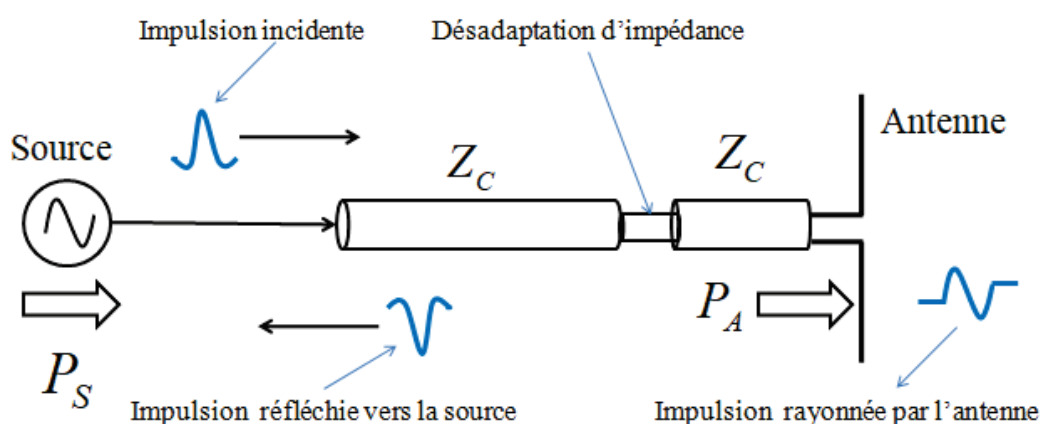


FIGURE 4.36 – Phénomène de désadaptation : le cas d'une excitation impulsionnelle de l'antenne

En pratique, le coefficient de réflexion d'antenne est l'équivalent de paramètre S_{11} . Ce paramètre de réflexion S_{11} est mesuré sur un analyseur vectoriel rigoureusement en chambre anéchoïque. L'antenne est considérée comme adaptée lorsque le module du coefficient S_{11} est inférieur à -10 dB . Ce que signifie que 90 pour-cents de l'énergie est transmise à l'antenne.

Rapport d'onde stationnaire

Le rapport d'onde stationnaire (ROS) caractérise l'adaptation ou la désadaptation d'impédance entre deux éléments [1]. le ROS est calculé à partir de l'expression du coefficient de réflexion, Γ_{in} , tel que :

$$ROS = \frac{1 + |\Gamma_{in}|}{1 - |\Gamma_{in}|} \quad (4.15)$$

Ainsi, plus la valeur du ROS est importante, plus l'antenne est désadaptée. Une adaptation parfaite se traduit par une valeur de ROS qui est égale à 1, mais en pratique le problème de

désadaptation existe toujours. À titre d'exemple, un ROS égal à 3, signifie que le module du paramètre S_{11} vaut -6 dB .

Fréquence de résonance et bande passante d'une antenne

Comme nous venons de la voir, l'impédance d'entrée de l'antenne est composée d'une partie réelle et d'une partie imaginaire. La fréquence de résonance de l'antenne f_{rs} correspond parfaitement à la fréquence pour laquelle l'impédance d'entrée est réelle pure, lorsque sa partie imaginaire est nulle. On définit aussi la fréquence d'adaptation de l'antenne f_{ad} comme étant la fréquence pour laquelle le coefficient de réflexion S_{11} atteint ses minima et pour laquelle la partie réelle de l'impédance d'entrée d'antenne est proche de 50Ω . La bande passante d'une antenne, quant à elle, correspond à la bande de fréquence où un maximum du transfert d'énergie de l'alimentation vers l'antenne est accompli [2]. Le premier critère pour déterminer la bande passante d'une antenne est le coefficient de réflexion. En effet, la bande passante représente la bande de fréquences où le coefficient de réflexion assure des spécifications requises (par exemple pour un $S_{11} < -10 \text{ dB}$). Elle s'exprime généralement en pourcentage par rapport à la fréquence d'adaptation, définie précédemment, telle que :

$$BP = \frac{f_a - f_b}{f_{ad}} \times 100 \quad (4.16)$$

Où f_a et f_b représentent les fréquences limites pour lesquelles le maximum de coefficient de réflexion autorisé est atteint .

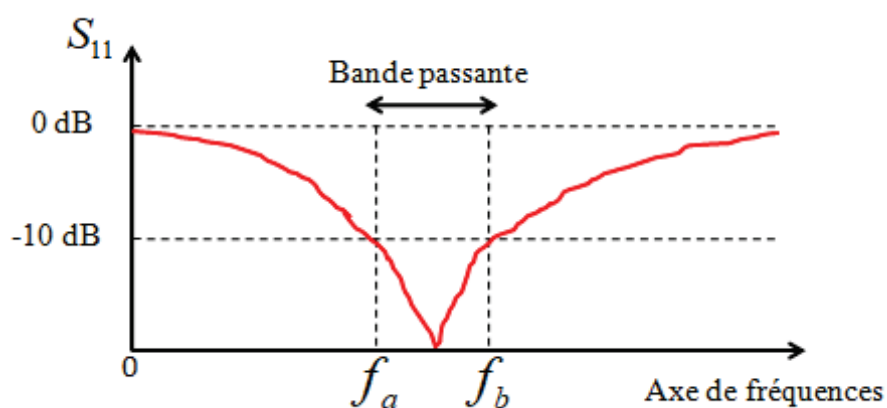


FIGURE 4.37 – Phénomène de désadaptation : le cas d'une excitation impulsionnelle de l'antenne

Zones du champ électromagnétique

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent, l'espace entourant une structure rayonnante, par exemple une antenne, peut être divisé en trois zones distinctes [3]. Soit D la plus grande dimension de la partie rayonnante de l'antenne, λ est la longueur d'onde d'étude et d la distance qui sépare l'antenne de point d'observation. Alors :

- La zone de Rayleigh (champ proche), pour une distance $d < \frac{D^2}{2\lambda}$, cette zone est marquée par un échange d'énergie réactive entre l'antenne et le milieu qui l'entoure. On note aussi que la densité de puissance est quasi constante dans cette zone.
- La zone de Fresnel (champ proche actif), pour $\frac{D^2}{2\lambda} < d < \frac{2D^2}{\lambda}$, cette zone est marquée par une densité de puissance fluctuante. On note aussi que le champ ne varie pas encore en $\frac{1}{d}$.
- la zone de Fraunhofer (champ lointain), pour $d > \frac{2D^2}{\lambda}$, cette zone est marquée par des champs rayonnés sous la forme d'une onde quasiment plane. On note aussi que la densité de puissance décroît en $\frac{1}{d}$.

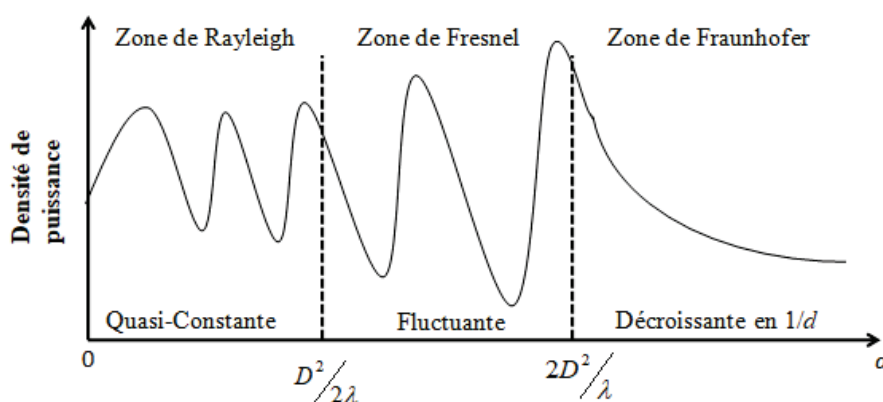


FIGURE 4.38 – Illustration des différentes zones de radiation d'une antenne

Fonction caractéristique de rayonnement

La fonction caractéristique de rayonnement est une des principales caractéristiques d'antennes. Considérons alors que l'antenne se situe en point o , M étant un point situé en champ lointain de l'antenne où le champ électromagnétique peut être considéré comme une onde plane. Dans cette section, on va procéder à la démonstration de l'expression de la fonction caractéristique de rayonnement d'antenne au point M dont les coordonnées

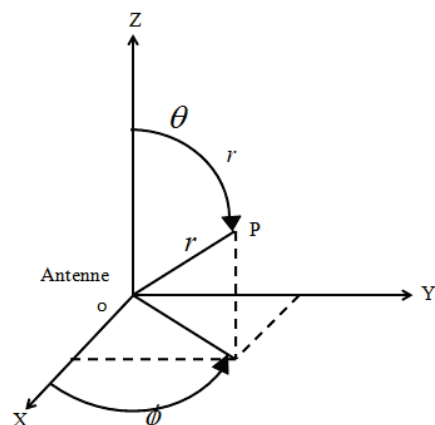


FIGURE 4.39 – Système de coordonnées sphériques

sont (r, θ, φ) dans un système de coordonnées sphériques. Le champ électrique E n'ayant pas une composante selon le vecteur radial \vec{u}_r est exprimé par l'équation ci-dessous [2] :

$$\vec{E} = E_\theta \vec{u}_\theta + E_\varphi \vec{u}_\varphi \quad (4.17)$$

Le champ magnétique quant à lui, est relié au champ électrique par la relation suivante :

$$\vec{H} = \frac{1}{\eta} (\vec{U} \wedge \vec{E}) \quad (4.18)$$

où η représente l'impédance du vide ($\eta = 377\Omega$)

De ce fait, on peut définir la densité surfacique de puissance du champ électromagnétique par l'expression suivante :

$$P^* = \frac{1}{2\eta} \cdot (|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2) \quad (4.19)$$

D'autre part, le champ électromagnétique rayonné par l'antenne contient un terme variant avec la distance, provenant du fait que le rayonnement au point M est la somme d'ondes sphériques émises par l'antenne [2]. Ainsi, Les composantes $E_\theta(r, \theta, \varphi)$ et $E_\varphi(r, \theta, \varphi)$ du champ électriques au point M peuvent s'écrire sous la forme de :

$$E_\theta(r, \theta, \varphi) = \frac{\exp(-jkr)}{r} f_1(\theta, \varphi) \quad (4.20)$$

$$E_\varphi(r, \theta, \varphi) = \frac{\exp(-jkr)}{r} f_2(\theta, \varphi) \quad (4.21)$$

Par la suite, la densité surfacique peut être exprimé par :

$$P^* = \frac{1}{2\eta r^2} (|f_1(\theta, \varphi)|^2 + |f_2(\theta, \varphi)|^2) \quad (4.22)$$

Cette expression représente un découplage entre une variation angulaire qui dépend de l'antenne, et une variation radiale sous la forme d'une variation en inverse du carré de la distance. La variation radiale est identique pour toute antenne et elle traduit l'atténuation liée à l'expansion d'une onde sphérique. Ainsi, La fonction caractéristique de rayonnement ne fait intervenir que les variables angulaires et est donnée par :

$$R(\theta, \varphi) = \frac{1}{2\eta} (|f_1(\theta, \varphi)|^2 + |f_2(\theta, \varphi)|^2) \quad (4.23)$$

Enfin, la fonction caractéristique normalisée est définie par l'équation ci-dessous et peut être exprimée soit de façon linéaire (sans unité), soit de façon logarithmique (en dB). :

$$r(\theta, \varphi) = \frac{R(\theta, \varphi)}{R_{max}(\theta, \varphi)} \quad (4.24)$$

Puissance isotrope rayonnée équivalente

La puissance isotrope rayonnée équivalente d'une antenne (PIRE) correspond à la puissance électrique qu'il faudrait apporter à une antenne isotrope pour obtenir la même puissance rayonnée dans la direction de rayonnement maximal.

$$PIRE = G \times P_{in} \quad (4.25)$$

Réciprocité

Une antenne peut être utilisée de la même manière en mode d'émission ou en mode de réception. La réciprocité du comportement de l'antenne en émission et en réception est démontré aussi par le théorème de réciprocité de Lorentz [1] :

$$\frac{P_r}{P_e}(d) = \frac{\left| \iint_S (\vec{H}_2 \wedge \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \wedge \vec{H}_1) \cdot \vec{n} ds \right|^2}{4 \left[\Re \int_{S_1} (\vec{E}_1 \wedge \vec{H}_1^*) \vec{n}_1 ds_1 \right] \left[\Re \int_{S_2} (\vec{E}_2 \wedge \vec{H}_2^*) \vec{n}_2 ds_2 \right]} \quad (4.26)$$

Avec :

- P_r et P_e représentent les puissances reçues et émises

- \vec{H}_1 , \vec{H}_2 et \vec{E}_1 , \vec{E}_2 sont les champs électromagnétiques se rapportant respectivement aux deux antennes

- \vec{n}_1 et \vec{n}_2 sont les vecteurs unitaires des normales aux surfaces rayonnantes S_1 et S_2

- \vec{n} le vecteur unitaire normal à la surface d'intégration S

- S étant une surface fermée quelconque entourant l'une des deux antennes

Par conséquent, que ce soit en émission ou en réception, les diagrammes de rayonnement d'une antenne ainsi que sa puissance rayonnée sont identiques.

Efficacité de désadaptation, efficacité de rayonnement et efficacité totale d'une antenne

Une antenne présente des pertes liées aux matériaux utilisés (les pertes ohmiques et diélectriques) et des pertes liées à la désadaptation de l'antenne (Voir l'annexe). L'efficacité totale de l'antenne quant à elle, prend en considération les deux types de pertes. En effet, l'efficacité de désadaptation et l'efficacité de rayonnement sont indispensables et indissociables pour le calcul de l'efficacité totale de l'antenne.

Ainsi, l'efficacité de désadaptation η_{des} ne dépend que du coefficient de réflexion de l'antenne (paramètre S_{11}), telle que :

$$\eta_{des} = 1 - |S_{11}|^2 \quad (4.27)$$

Ensuite, l'efficacité de rayonnement η_{ray} traduit l'aptitude de l'antenne à transmettre la puissance électrique en entrée P_{in} sous forme de puissance rayonnée P_R dans l'espace. Elle définie comme étant le rapport de la puissance totale rayonnée par une antenne sur la puissance qui lui est injectée. Par conséquent, l'efficacité de rayonnement de l'antenne relie de la même manière le gain à la directivité (équation (4.19)).

$$\eta_{ray} = \frac{P_R}{P_{in}} \Rightarrow P_R = \eta_{ray} \cdot P_{in} \quad (4.28)$$

$$G = \eta_{ray} \cdot D \quad (4.29)$$

Enfin, l'efficacité totale η_{tot} qui tient compte des pertes de l'antenne est exprimée par l'expression ci-dessous :

$$\eta_{tot} = (1 - |S_{11}|^2) \times \eta_{ray} \quad (4.30)$$

Polarisation

La polarisation d'une antenne est déterminé par la direction du champ électrique \vec{E} de l'onde qu'elle reçoit ou qu'elle rayonne. Si le vecteur \vec{E} de l'onde rayonnée par l'antenne conserve une direction fixe au cours du temps dans le plan perpendiculaire à \vec{k} qui marque la direction de propagation, la polarisation est dite linéaire ou rectiligne. La polarisation de l'onde peut être également elliptique ou circulaire. La polarisation est une propriété fondamentale pour étudier une telle antenne. Généralement, une antenne

ne reçoit qu'une seule polarisation. En plus, il faut que la polarisation de l'antenne de réception soit accordée sur la polarisation de l'antenne d'émission pour que la puissance reçue soit maximale.

Dispersion du signal

On parle de dispersion du signal par une antenne lorsque la durée du champ rayonné par cette antenne est étalée par rapport à la durée de la tension d'alimentation. Autrement dit, l'antenne ne doit pas trop disperser le signal émis. Plusieurs facteurs peuvent être à l'origine de la dispersion du signal transitoire rayonné par l'antenne, telle que : variation non linéaire de la phase ou mauvaise adaptation sur la bande souhaitée. Afin de déterminer les distorsions, on peut s'intéresser aux variations du temps de groupe. Il est déterminé à partir de la phase de la fonction de transfert harmonique [4] et il se calcule selon l'équation (4.25).

$$\tau_g = \frac{\partial \varphi}{2\pi \partial f} \quad (4.31)$$

où φ représente la phase et f la fréquence.

L'écart entre la valeur maximale et la valeur minimale de ce temps de groupe nous donne le temps de groupe différentiel $\Delta\tau_g$. Ainsi, plus la valeur de $\Delta\tau_g$ est réduite, moins le signal sera dispersé par l'antenne.

En pratique, il suffit de visualiser la variation de la phase du paramètre S_{11} de l'antenne pour savoir si l'antenne est dispersive ou non sur une bande de fréquence donnée. En effet, si on a une variation linéaire de la phase du paramètre S_{11} , alors l'antenne n'est pas dispersive.

Bilan de liaison entre deux antennes : Formule de Friis

Le bilan de liaison permet d'évaluer les puissances reçues dans une liaison entre un émetteur et un récepteur et d'estimer la qualité du signal. Ainsi, le bilan de liaison est relié principalement aux trois facteurs suivants : Les caractéristiques de l'émetteur (notamment son gain et la puissance émise), les caractéristiques du récepteur et Les pertes propagation.

Maintenant, si deux antennes sont séparées par une distance R , alors la puissance reçue P_r par l'antenne en réception de gain G_r s'écrit :

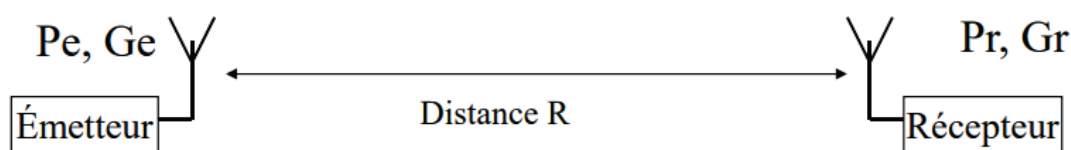


FIGURE 4.40 – Illustration de bilan d’une liaison

$$P_r = P_e \cdot G_e \cdot G_r \cdot \left(\frac{\lambda}{4\pi R} \right)^2 \quad (4.32)$$

où :

- P_e représente la puissance émise
- G_e représente le gain de l’antenne d’émission
- λ représente la longueur d’onde d’études

Par conséquent, si on connaît en avance toutes les caractéristiques de l’antenne en émission et la distance qui sépare les deux antennes, il est possible alors de déterminer le diagramme de rayonnement de l’antenne en réception avec cette formule.

Classification des antennes en fonction du type de rayonnement

Plusieurs critères peuvent être considérés pour classer les antennes. En effet, il est possible de classer les antennes selon leurs géométries, leurs utilisations, leurs types, leurs caractéristiques de rayonnement ou bien leurs largeurs de bande. En général, les antennes sont groupées selon leur largeur de bande. On rappelle que la largeur de bande ou la bande passante d’une antenne peut être déterminé en mesurant le paramètre de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence. Alors, si $|S_{11}| < -10dB$, on admet que la puissance de rayonnement est suffisante, et que les fréquences correspondantes à ces valeurs définissent la bande passante. Ainsi, on peut distinguer les antennes à bande étroite, les antenne large bande, ultra-large bande ainsi que multi-bandes.

Exemples d’antennes large bande : Antenne cornet, Antenne log-périodique

Antenne cornet :

Si on veut faire propager librement en espace libre l’onde électromagnétique guidée par

un guide d'onde, il faut simplement laisser l'extrémité du guide ouverte. Cependant, dans ce cas on constate que la majeure partie de l'énergie est réfléchi à cause de la rupture d'impédance au niveau de l'ouverture. La solution donc c'est de prévoir une transition entre le guide d'onde et l'espace libre, en augmentant progressivement les dimensions du guide, on se rapproche des conditions de propagation en espace libre, et la transition avec l'espace libre se fera plus naturellement [4]. Ainsi, on réalise une antenne cornet. La section de l'ouverture rayonnante peut être rectangulaire, carrée ou circulaire.

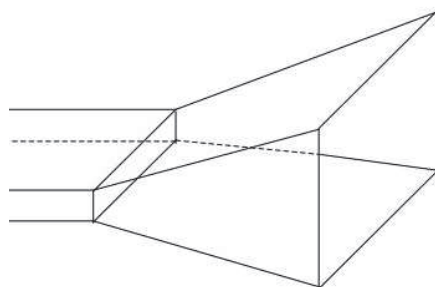


FIGURE 4.41 – Illustration d'un cornet obtenu en augmentant progressivement les dimensions du guide

Les antennes cornets sont énormément utilisées dans les bases de mesures ainsi que pour des autres applications. Notamment, dans des applications qui nécessitent une large bande passante. Cette antenne est largement utilisée pour sa large bande, son gain élevé ainsi que la pureté de polarisation qu'elle offre. L'inconvénient de ce type d'antenne est son encombrement et son poids.

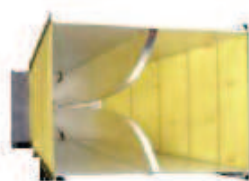


FIGURE 4.42 – Photo d'une antenne cornet

Antenne log-périodique :

L'antenne log-périodique est une antenne directive et large-bande, utilisée en télévision numérique terrestre, en télécommunications ou en mesure d'antenne. Elle est constituée d'une succession de dipôles électriques alimentés en opposition de phase.

Dans une antenne log-périodique, les distances et les longueurs des dipôles sont

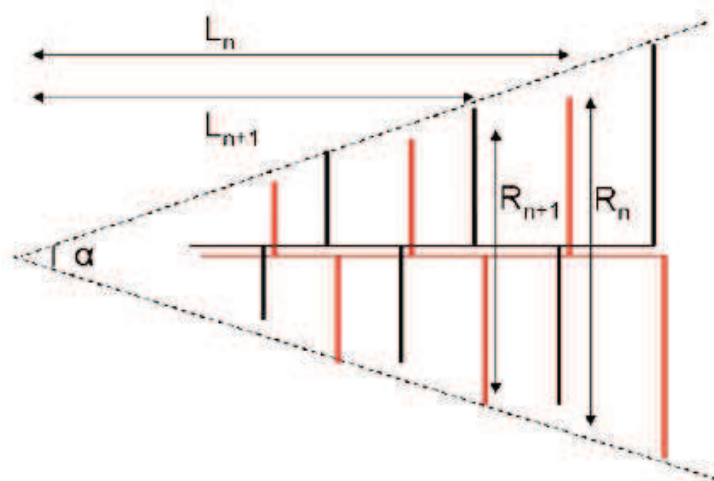


FIGURE 4.43 – Schéma simplifié d'une antenne log périodique

dimensionnées suivant une progression géométrique de raison T , telle que :

$$T = (R_{n+1}/R_n) = (L_{n+1}/L_n) \quad (4.33)$$

Angle d'ouverture d'une antenne

L'angle d'ouverture d'une antenne est définie comme l'angle entre les 2 directions autour du lobe principal pour lequel la puissance rayonnée est la moitié (-3dB) de la puissance rayonnée dans la direction de rayonnement maximal. Il caractérise la largeur du lobe principal et détermine la partie de l'espace dans lequel la majorité de la puissance est rayonnée.

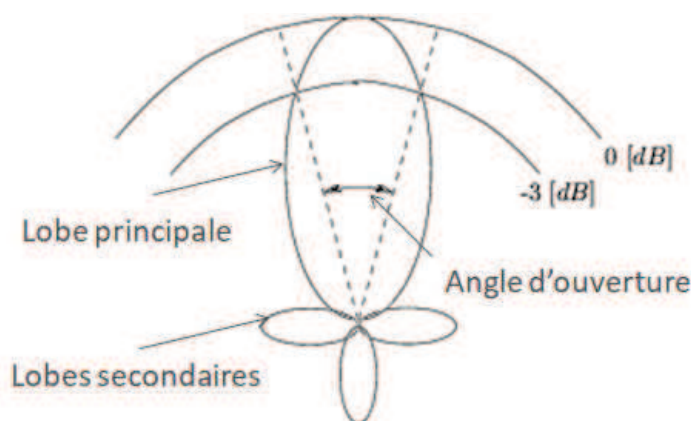


FIGURE 4.44 – Illustration de l'angle d'ouverture à 3 [dB]

Principales sources d'erreurs de mesure

Les performances théoriques d'une antenne peuvent être évaluées par des simulations numériques, en revanche, ses performances réelles ne peuvent être évaluées que par mesure. Mais, il faut noter que les mesures sont sensibles aux erreurs multiples, telles que, les erreurs de positionnement et les erreurs dues aux réflexions. Il existe évidemment d'autres sources d'erreurs comme par exemple l'erreur de couplage dans la zone du champ proche réactif, l'erreur de phase ou bien notamment l'erreur liée à la température d'antennes [5]. De ce fait, une bonne mesure est assurée en évitant au maximum toute source d'erreur.

Bibliographie

- [1] R. Garg, P. Barthia, I. Bahl and A. Ittipiboon, "*Microstrip Antenna Design Handbook*", Artech House, 2001.
- [2] Odile Picon et coll, "*Les Antennes, théorie, conception et applications*," Dunod, Paris, 2009.
- [3] C. A. Balanis, "*Antenna Theory, Analysis and Design*", 2nd Ed., J.Wiley, New York.
- [4] Les antennes cornets, [http : //patrick.vaudon.pagesperso – orange.fr/ant_cornet.pdf](http://patrick.vaudon.pagesperso-orange.fr/ant_cornet.pdf).
- [5] Constantine A. Balanis, "*Modern Antenna handbook*", A. John Wiley and Sons, Inc., 2008.

Contributions expérimentales originales en chambres réverbérantes à brassage de modes et en cavités surdimensionnées

Résumé :

La chambre réverbérante à brassage de modes (CRBM) est une cavité métallique fermée surdimensionnée, équipée d'un brasseur de modes. Le brassage de modes rend le champ électromagnétique homogène et isotrope à l'intérieur de la CRBM (dans son volume utile). Cette thèse illustre tout d'abord une nouvelle méthode pour évaluer les performances d'un brasseur de modes (via le spectre Doppler). Ensuite, elle présente une nouvelle méthode permettant de mesurer la surface équivalente radar (SER) d'un objet canonique en utilisant la technique de fenêtrage temporel ou time-gating. Enfin, elle présente une nouvelle méthode permettant de mesurer le diagramme de rayonnement d'une antenne dans une cavité surdimensionnée via la technique de time-gating. **Mots clés :** Chambre réverbérante, spectre Doppler, fenêtrage temporel, SER, Diagramme de rayonnement d'antenne.

Original experimental contributions in reverberation chambers and in oversized cavities

Abstract :

The reverberation chamber (RC) is an oversized closed metal cavity, equipped with a mode-stirrer. The mode stirring makes the electromagnetic field homogeneous and isotropic inside the RC (in its useful volume). This thesis illustrates firstly a new method for evaluating the performance of a mode-stirrer (via the Doppler spectrum). Then, it presents a new method for measuring the radar cross section (RCS) of a canonical object using the time-gating technique. Finally, it presents a new method for measuring the antenna radiation pattern in an oversized cavity via the time-gating technique.

Keywords : Reverberation chamber, Doppler spectrum, Time-gating, RCS, antenna radiation pattern.

XLIM - UMR CNRS n°6172

123, avenue Albert Thomas - 87060 LIMOGES CEDEX