



HAL
open science

Étude des chambres réverbérantes à brassage de modes en ondes millimétriques : application à l'étude des interactions ondes-vivant

Abdou Khadir Fall

► **To cite this version:**

Abdou Khadir Fall. Étude des chambres réverbérantes à brassage de modes en ondes millimétriques : application à l'étude des interactions ondes-vivant. Electronique. INSA de Rennes, 2015. Français. NNT : 2015ISAR0001 . tel-01165063

HAL Id: tel-01165063

<https://theses.hal.science/tel-01165063>

Submitted on 18 Jun 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse



THÈSE INSA Rennes
sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'INSA DE RENNES
Spécialité : Électronique et Télécommunications

présentée par

Abdou Khadir FALL

ÉCOLE DOCTORALE : MATISSE
LABORATOIRE : IETR

**Étude et conception
d'une chambre
réverbérante en ondes
millimétriques.
Application à la
dosimétrie**

Ronan SAULEAU

Professeur, Univ. de Rennes 1 / *Membre invité*

Thèse soutenue le 03.02.2015

devant le jury composé de :

Philippe LEVEQUE

Directeur de recherche CNRS, XLIM, Limoges / *Président*

Pierre BONNET

Professeur, Univ. de Clermont Ferrand / *Rapporteur*

Elodie RICHALOT

Professeur, Univ. Paris-Est Marne-la-Vallée (UPEM) / *Rapporteur*

Jean-François ROSNARHO

Directeur R&D Siepel / *Examineur*

Philippe BESNIER

Directeur de recherche CNRS, IETR / *Directeur de thèse*

Christophe LEMOINE

Maître de conférences, INSA de Rennes / *Co-encadrant de thèse*

Maxim ZHADOBOV

Chargé de recherche CNRS, IETR / *Co-encadrant de thèse*

Étude et conception d'une chambre réverbérante en ondes millimétriques. Application à la dosimétrie

Abdou Khadir FALL



De nos jours, on assiste à l'émergence massive de nouveaux systèmes électroniques exploitant des fréquences de plus en plus élevées, particulièrement en ondes millimétriques (30-300 GHz). Il apparaît de ce fait un besoin potentiel de développement de nouveaux moyens d'essai appropriés dans le domaine millimétrique. En particulier, l'étude de la biocompatibilité de ces systèmes est clairement identifiée comme une priorité de recherche en électromagnétisme. Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse consiste à concevoir et à évaluer les propriétés d'une chambre réverbérante à brassage de modes (CRBM) en bande Ka (26,5-40 GHz), en bande U (40-60 GHz) et en bande V (50-75 GHz). L'application visée dans cette thèse concerne la mise en place d'outils dosimétriques par caméra infrarouge en chambre réverbérante et la réalisation d'essais préliminaires sur des fantômes diélectriques à 60 GHz.

Dans un premier temps, nous avons analysé numériquement le comportement statistique du champ électrique dans une cavité pré-dimensionnée. Les simulations sont réalisées à l'aide d'un outil interne de modélisation du comportement d'une CRBM basé sur la théorie des images. A l'aide du test d'ajustement statistique d'Anderson-Darling, nous avons montré que le comportement de la chambre en ondes millimétriques est en adéquation avec le modèle de Hill (champ statistiquement homogène et isotrope dans le volume de l'enceinte).

Dans un second temps, nous avons réalisé un prototype de chambre réverbérante de dimensions internes : $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$. Un processus de brassage par saut de fréquence est utilisé pour l'obtention de l'uniformité statistique de la densité de puissance. La chambre est équipée d'un système de positionnement fin et précis permettant l'échantillonnage spatial de la puissance sur un axe à l'intérieur de la chambre. Les accès millimétriques ont également été étudiés de sorte à réduire d'éventuelles fuites significatives. Les liaisons entre la source millimétrique et l'antenne d'émission d'une part et celles entre l'antenne de réception et l'analyseur de spectre d'autre part sont assurées par des guides d'onde. Nous avons également mis en place l'ensemble des équipements nécessaires pour le fonctionnement de la chambre (source, analyseur de spectre, mélangeur). La chambre est caractérisée dans la bande 58,5-61,5 GHz. Les résultats obtenus sont satisfaisants en termes de coefficient de qualité et de comportement statistique de la puissance mesurée dans un volume de test donné.

Dans un troisième temps, nous avons modélisé puis réalisé une interface intégrée sur une des parois de la chambre pour la mesure de température par caméra infrarouge. Des mesures préliminaires sont réalisées sur un fantôme constitué essentiellement d'eau. Les résultats expérimentaux et théoriques de l'évaluation du gradient de la température sur le fantôme sont très proches. Ceci confirme que la chambre réverbérante ainsi conçue permet de soumettre l'objet sous test à une illumination statistiquement uniforme et calibrée en puissance.

Un tel dispositif est un atout précieux pour des tests de compatibilité électromagnétique d'équipements électroniques dans la bande 26,5-60 GHz. Cette CRBM pourrait également permettre de réaliser des essais préliminaires dans le cadre de l'étude des interactions des ondes avec la matière vivante en millimétrique.

Nowadays, there is a massive emergence of new electronic systems operating at increasing frequencies, especially in the millimeter waves range (30-300 GHz). As a consequence, development of new appropriate test facilities in the millimeter waves range is needed. In particular, the study of the biocompatibility of these systems is clearly identified as a research priority in electromagnetism. In this context, this thesis deals with the design and the evaluation of a mode-stirred reverberation chamber (RC) properties in the Ka band (26.5-40 GHz), U band (40-60 GHz) and V band (50-75 GHz). The intended application in this thesis concerns the development of a dosimetric tool using an infrared camera in a reverberation chamber.

Firstly, we numerically analyze the statistical behavior of the electric field in the test volume of such an RC. A numerical model based on image theory is used to simulate the cavity. With Anderson-Darling goodness-of-fit test, we show that the chamber behaves very well at millimeter waves frequency in terms of statistical distribution of the field in the test volume.

Secondly, a compact reverberation chamber is designed and built up, with the following internal dimensions $42.3 \times 41.2 \times 38.3$ cm³. The statistical uniformity of power density in the chamber volume is obtained by frequency stirring. The RC is associated with a positioning system for spatial sampling of power inside reverberation chamber. The interfaces are also studied in order to reduce any significant leakage. Waveguides are used in the transmission and reception chains to minimize losses. We have also set up all the equipment necessary for carrying out measurements (source, spectrum analyzer, mixer). The RC is characterized in the 58.5-61.5 GHz range. The results are satisfactory in terms of the quality factor level and the statistical distribution of the power in the test volume.

Thirdly, an interface is designed and integrated on one of the chamber walls for temperature measurement by an infrared camera. Preliminary measurements are performed on a phantom consisting essentially of water. Experimental results of the phantom temperature rise are in good agreement with theoretical predictions. This confirms that the designed reverberation chamber allows to expose the device under test with a statistically uniform and calibrated power.

Such a device is a valuable asset for EMC testing of electronic equipments in the 26.5 to 60 GHz frequency range. This RC could also permit to conduct preliminary tests in the context of the millimeter waves interactions with being organisms.

Remerciements

Ces travaux de thèse se sont déroulés au sein de l'Institut d'Electronique et de Télécommunications de Rennes (IETR) à l'INSA de Rennes. Cette thèse a été financée en partie par la Région Bretagne et en partie sur fonds propres de l'IETR.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur **Philippe Besnier**, Directeur de recherche CNRS, pour avoir assuré la direction de cette thèse et pour m'avoir donné l'opportunité de réaliser ces travaux de thèse au sein de l'IETR. Je le remercie particulièrement, pour le suivi sans faille de cette thèse, ainsi que pour les échanges fructueux durant ces trois dernières années.

Je tiens également à remercier Monsieur **Christophe Lemoine**, Maître de conférences à l'INSA de Rennes et co-encadrant de thèse. J'ai profité de son encadrement, son soutien et ses conseils éclairés sur le plan scientifique et son soutien moral.

Mes remerciements s'adressent à Monsieur **Maxim Zhadobov**, Chargé de recherche CNRS et mon second co-encadrant de ma thèse. Ce fut un plaisir de discuter avec lui, en particulier, sur les aspects bio-électromagnétiques.

Je remercie également Monsieur **Ronan Sauleau**, Professeur à l'Université de Rennes 1, pour ses interventions pertinentes et les échanges constructifs pendant les séances de réunion. Il a également donné de son temps pour la relecture des articles scientifiques et de mon manuscrit de thèse.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur **Philippe Levêque**, Directeur de recherche CNRS à XLIM, Limoges, de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Je tiens à remercier Madame **Elodie Richalot**, Professeur à l'Université Paris-Est Marne-la-Vallée (UPEM) et Monsieur **Pierre Bonnet**, professeur à l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, pour avoir accepté de rapporter sur ma thèse.

Je remercie Monsieur **Jean-François Rosnarho**, Directeur R&D de la société Siepel, pour avoir accepté de juger ces travaux de thèse en tant qu'examinateur, et pour nous avoir donné la possibilité d'évaluer l'efficacité de blindage de notre prototype de chambre réverbérante au sein de Siepel.

Mes remerciements s'adressent à toute l'équipe du Centre Commun de Mécanique de l'INSA de Rennes, en particulier à **Patrick Weber**, chef d'atelier du centre, à **Raphaël Léon** et à **Laurent**. Une part du mérite leur revient, ils ont pu relever le défi et répondre à toutes les contraintes que nous avons soulevées.

Durant cette thèse, j'ai eu à échanger avec plusieurs personnes que je tiens à remercier

sincèrement. Je pense notamment à **Jérôme Sol**, assistant ingénieur à l'ietr pour son accompagnement pour les mesures, à **Olivier De Sagazan**, ingénieur de recherche à l'ietr, pour nous avoir aidé à la métallisation des échantillons de CaF_2 , à Monsieur **Xiang-hua Zhang**, Directeur de recherche CNRS à l'Institut des Sciences chimiques de Rennes, pour la caractérisation des hublots en infrarouge et à **Carol Leduc**, doctorante à l'ietr, pour nous avoir fourni les propriétés thermiques de l'échantillon sous test qu'elle a mesuré au laboratoire de Thermocinétique de Nantes, et pour les échanges très instructifs que j'ai eus avec elle.

Je n'oublierai pas les doctorants que j'ai côtoyés durant mes trois années de thèse, je pense à **Georges**, mon voisin de bureau pour sa sympathie, **Mourad**, pour les échanges et les conseils, **Sofiane**, **Andries**, **Emmanuel**, **Zakaria**, **Benoit**, **Simon**, **Tony**, **Yvan**, **Thierry**, **Jessen**, **Lamjed**, **Charles**, **Hua**...

Mes remerciements vont à l'ensemble des membres du laboratoire, qui ont contribué à l'aboutissement de mon travail. Je remercie particulièrement **Pascal**, **Yolande** et **Katell** ainsi que **Aurore** du service de recherche pour leur sympathie et leur disponibilité.

Je tiens à remercier certains enseignants de l'INSA avec qui j'ai dispensé des enseignements durant ces trois années notamment **Renaud Loison**, **Matthieu Crussière**, **Ahmed Kadiri** et **Stephane Meric**.

Merci beaucoup également à mes compatriotes qui m'ont soutenu le jour de la soutenance, **Dame**, **Oumar**, **Mouhamadou**, **Pape Pham**, **Cherif**, **Cheikh D.D**, **Daouda**, **Tidiane**, **Pape Alioune**, un clin d'œil à **Uzumaki** également.

Enfin, je tiens à remercier toute ma famille, particulièrement mon père et ma mère à qui je dédicace cette thèse pour tout ce qu'ils m'ont offert.

Sommaire

1	Introduction générale	1
1.1	Description des chambres réverbérantes à brassage de modes	1
1.1.1	Principes	1
1.1.2	Définitions	1
1.2	Objectifs de la thèse	5
1.3	Organisation du manuscrit	5
	Références	8
I	État de l'art	9
2	Les ondes millimétriques	11
2.1	Introduction	11
2.2	Différentes applications des ondes millimétriques (OMM)	12
2.2.1	Nouveaux réseaux de transmission/détection sans fil en OMM	12
2.2.2	Systèmes de dispersion de la foule	13
2.3	Interaction ondes-vivant en millimétrique	14
2.3.1	Particularité de l'interaction des OMM avec le vivant	14
2.3.2	Pénétration et propagation des OMM dans les tissus biologiques	15
2.4	Fantômes expérimentaux en millimétrique	17
2.5	Valeurs limites d'exposition	20
2.6	Conclusion	20
	Références	21
3	Les chambres réverbérantes	23
3.1	Les chambres réverbérantes en ondes millimétriques	23
3.1.1	Travaux précurseurs sur les cavités micro-ondes non accordées	23
3.1.2	État de la recherche sur les CRBM en millimétrique	25
3.2	Positionnement de la CRBM comme outil de dosimétrie	27
3.2.1	État de l'art sur l'interaction ondes-vivant en CRBM	27
3.2.2	La chambre réverbérante en tant que système d'exposition	28
3.3	Positionnement de la thèse	31
	Références	32
II	Analyse de pré-dimensionnement de la CRBM	35
4	Impact des paramètres physiques et technologiques	37
4.1	Introduction	37
4.2	Pré-dimensionnement de la cage	37
4.3	Impact des paramètres géométriques et électriques	38
4.3.1	Densité de modes	38
4.3.2	Coefficient de qualité composite	41

4.4	Estimation du coefficient de qualité total	42
4.4.1	Contribution des parois	43
4.4.2	Impact des antennes	43
4.4.3	Pertes liées à l'absorption des gaz atmosphériques	44
4.4.4	Prise en compte des imperfections de fabrication	48
4.5	Le brassage de modes	49
4.6	Conclusion	49
	Références	51
5	Analyse numérique du champ électrique dans la cage	53
5.1	Introduction	53
5.2	Simulation de la cavité avec un modèle basé sur la théorie des images	53
5.2.1	Description du modèle numérique	53
5.2.2	Configuration de la cavité	54
5.2.3	Analyse du champ simulé	56
5.2.3.1	Étude de la corrélation des réalisations	57
5.2.3.2	Corrélation spatiale du champ électrique	59
5.2.3.3	Tests d'ajustement statistiques	61
5.2.4	Impact de l'orientation de la source sur la statistique du champ électrique	63
5.2.4.1	Motivations	63
5.2.4.2	Sensibilité par rapport à l'angle d'inclinaison	63
5.2.4.3	Sensibilité par rapport à l'angle azimutal	64
5.2.5	Conclusion	65
5.3	Modèle théorique d'estimation de la LUF d'une chambre réverbérante à vide	67
5.3.1	Description de l'approche	67
5.3.1.1	Comptage du nombre de modes excitables	67
5.3.1.2	Critère de détermination du seuil	69
5.3.2	Représentation modale dans l'espace des nombres d'onde	72
5.3.3	Conclusion	74
	Références	75
III	Conception de la CRBM	77
6	Aspects techniques et choix technologiques	79
6.1	Introduction	79
6.2	Spécifications	79
6.3	Principes généraux et description sommaire	80
6.4	Description et modélisation des éléments constitutifs de la CRBM	82
6.4.1	Les parois de la cavité	82
6.4.2	Le couvercle	84
6.4.3	L'interface Tx	85
6.4.4	L'interface Rx	86
6.4.4.1	Description	86
6.4.4.2	Évaluation de l'efficacité de blindage	87
6.4.5	Système de translation de la chambre	89
6.5	Synthèse	91
	Références	94
7	Mise en place de la thermographie par infrarouge	95
7.1	Introduction	95
7.2	Principes de la thermographie	96
7.2.1	Principes physiques de la thermographie	96
7.2.2	Principe de la mesure avec une caméra IR	98
7.2.3	Les principales caractéristiques d'une camera IR	99

7.2.3.1	Angle et champ de vision d'une camera	99
7.2.3.2	Résolution spatiale (IFOV)	100
7.2.3.3	La sensibilité thermique (NETD)	100
7.2.3.4	Les performances de la caméra SC5600-M FLIR	100
7.3	Description et caractérisation du substrat en CaF ₂	102
7.3.1	Description du substrat	102
7.3.2	Caractérisation du substrat à 60 GHz	103
7.4	Modélisation de la grille en millimétrique	104
7.4.1	Modélisation analytique de la grille 2D	104
7.4.1.1	Schéma équivalent	104
7.4.1.2	Modèles publiés dans la littérature	105
7.4.1.3	Coefficients de réflexion et de transmission	107
7.4.1.4	Discussion sur le choix du modèle analytique	107
7.4.1.5	Étude paramétrique	108
7.4.2	Modélisation de la grille sous HFSS	109
7.5	Modélisation quasi-optique de la grille	111
7.5.1	Approche basée sur la théorie de la diffraction	111
7.5.2	Transmittance optique d'une grille	113
7.6	Impact de la grille sur les performances de la CRBM	115
7.7	Métallisation du substrat en CaF ₂	117
7.8	Intégration du hublot dans la chambre	120
7.9	Conclusion	122
	Références	123

IV Caractérisation de la CRBM 125

8	Validations expérimentales de la CRBM à vide 127
8.1	Introduction 127
8.2	Mesures de l'efficacité de blindage 127
8.2.1	Évaluation de l'efficacité de blindage autour de 10 GHz 127
8.2.2	Évaluation de l'efficacité de blindage à 40 GHz 129
8.3	Caractérisation de la CRBM à vide dans la bande 2-18 GHz 131
8.3.1	Protocole de l'essai 131
8.3.2	Étude de la corrélation 132
8.3.3	Estimation du coefficient de qualité 133
8.3.4	Tests statistiques 135
8.3.5	Conclusion 135
8.4	Caractérisation de la CRBM à vide dans la bande 58,5-61,5 GHz 136
8.4.1	Description et caractérisation de la chaîne d'instrumentation 136
8.4.1.1	Source millimétrique 137
8.4.1.2	Mélangeur bande V 140
8.4.1.3	Les pertes dans la chaîne d'émission et de réception 141
8.4.2	Estimation du coefficient de qualité 141
8.4.3	Tests statistiques 143
8.5	Caractérisation de l'interface en CaF ₂ avec la métallisation 146
8.5.1	Évaluation du découplage de l'interface en CaF ₂ avec métallisation 146
8.5.2	Évaluation de l'impact de l'interface en CaF ₂ sur la chambre entre 58,5-61,5 GHz 147
8.6	Conclusion 149
	Références 150
9	Validation de la mesure de température par caméra en CRBM 151
9.1	Introduction 151
9.2	Modèle expérimental de l'objet sous test-fantôme 151
9.3	Problème général 155

9.3.1	Description du problème multi-physique	155
9.3.2	Évaluation de la quantité de chaleur dissipée dans le fantôme	156
9.3.2.1	Cas d'une onde plane en incidence normale	156
9.3.2.2	Généralisation en chambre réverbérante	159
9.3.3	Résolution de l'équation de la chaleur pour une géométrie finie	160
9.3.3.1	Exposition sur une face	160
9.3.3.2	Exposition sur deux faces parallèles	162
9.3.3.3	Synthèse	163
9.4	Mesures thermiques avec la caméra IR	165
9.4.1	Protocole de la fabrication du fantôme	165
9.4.2	Évaluation de la transmittance du hublot en espace libre	165
9.4.3	Mesure de l'élévation de la température du fantôme sous exposition	168
9.4.4	Analyse des résultats	170
9.4.5	Discussion	178
9.5	Conclusion	180
	Références	181
V	Bilan et perspectives	183
10	Conclusion générale et perspectives	185
10.1	Conclusion générale	185
10.2	Perspectives	188
	Références	190
	Publications	191
	Annexes	195
A	Lois de distribution usuelles	197
A.1	Loi normale	197
A.2	Loi de Rayleigh	197
A.3	Loi exponentielle	197
A.4	Loi de Weibull	197
A.5	Loi du χ^2	198
A.6	Loi du χ	198
B	Test statistique d'Anderson-Darling	199
C	Calcul de la directivité et de l'angle d'ouverture de la source de rayonnement utilisée pour la simulation de la cavité	201
D	Dessins techniques des pièces constitutives de la CRBM	205
E	Transmittance énergétique de la grille métallique aux fréquences quasi-optiques	223
F	Démonstration de la relation 9.29	227
G	Modèle analytique 3D de la distribution de la température sur la surface d'un fantôme homogène en CRBM	229
	Références	232

Liste des figures	233
Liste des tableaux	239

Introduction générale

1.1 Description des chambres réverbérantes à brassage de modes

1.1.1 Principes

Les chambres réverbérantes à brassage de modes (CRBM) sont des cavités généralement parallélépipédiques, constituées de parois métalliques (acier, aluminium). Ce sont des cages de Faraday dont l'environnement électromagnétique est ainsi isolé de l'extérieur. Leur principe de fonctionnement est très différent de celui des chambres anéchoïques. Contrairement à ces dernières où l'absence de réflexions est souhaitée, dans les chambres réverbérantes les réflexions sont exploitées au maximum. Le confinement de l'énergie rayonnée par un objet sous test ou par une antenne permet de générer des niveaux de champ très élevés. Un processus de brassage de modes permet d'assurer un champ statistiquement homogène et isotrope dans le volume de la chambre (sauf à proximité des parois). Le brassage de modes équivaut à une modification des conditions aux limites de l'environnement de propagation des ondes électromagnétiques. Le brassage est généralement effectué à l'aide d'un déplacement en rotation, d'un objet métallique de forme quelconque installé dans la chambre. Il peut également être effectué en modifiant légèrement la fréquence du signal émis dans la chambre réverbérante. Le déplacement de l'objet sous test est aussi équivalent au brassage de modes mécanique. Dans une chambre anéchoïque, on mesure des grandeurs déterministes, alors que dans une CRBM, on s'appuie sur des grandeurs aléatoires pour évaluer des paramètres globaux, par exemple l'efficacité de rayonnement d'une antenne. L'utilisation d'outils statistiques permet de déterminer en outre les incertitudes sur les grandeurs mesurées. La figure 1.1 montre une photo de la chambre réverbérante à brassage de modes de l'IETR.

1.1.2 Définitions

- **Description modale**

Considérons une cavité parallélépipédique de dimensions a , b et d constituée de parois parfaitement conductrices. Le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{H} dans la cavité sont décrits par les équations de Maxwell. La solution des équations de Maxwell est classiquement

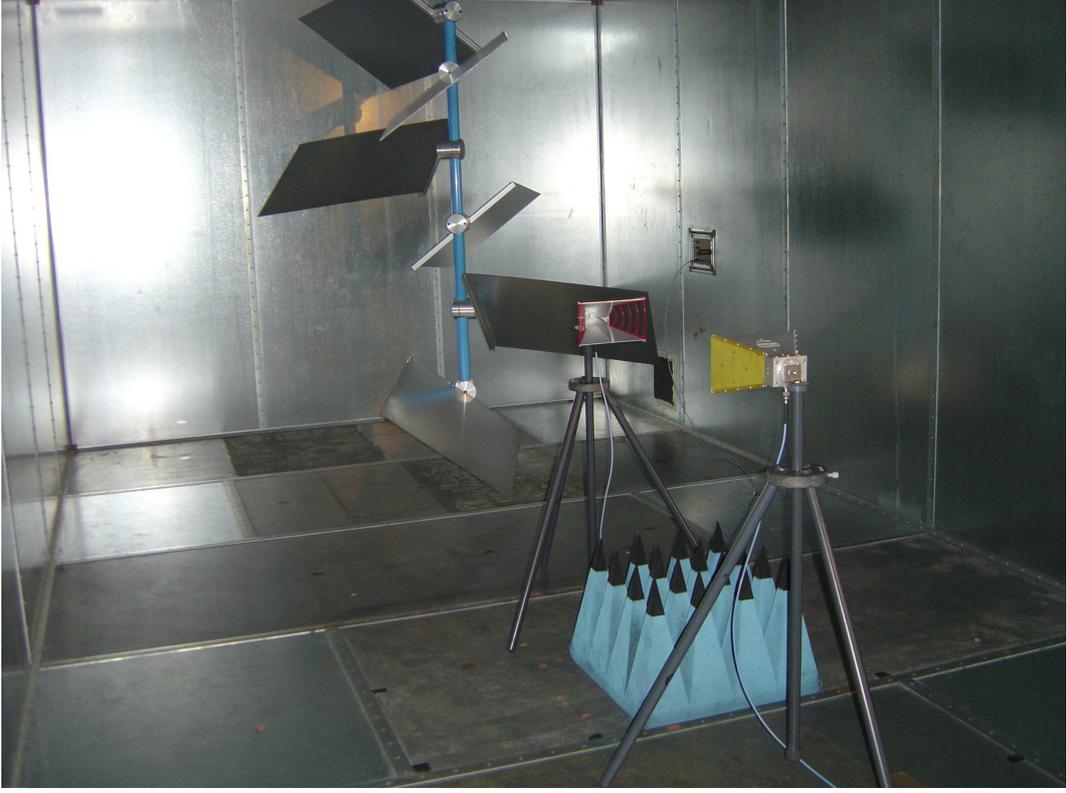


FIGURE 1.1 – Photo de la chambre réverbérante à brassage de modes de l'IETR de dimensions $8,7 \times 3,7 \times 2,9 \text{ m}^3$. La fréquence minimale d'utilisation de cette chambre est d'environ 250 MHz.

recherchée à partir de la formulation de l'équation d'onde d'Helmholtz [1] :

$$\begin{cases} (\nabla^2 + k^2)\vec{E} = 0, \\ (\nabla^2 + k^2)\vec{H} = 0, \end{cases} \quad (1.1)$$

où k désigne le nombre d'onde défini par $k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$, où ε_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide. La résolution du système d'équations 1.1 donne une infinité de solutions qui sont des fonctions propres dépendant d'entiers m , n et p . L'expression analytique des composantes cartésiennes du champ électrique pour les modes TE_{mnp} s'écrit [2], [3], [4] :

$$\begin{cases} E_x = \frac{j\omega\mu}{k_{mn}^2} \frac{n\pi}{b} H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right), \\ E_y = -\frac{j\omega\mu}{k_{mn}^2} \frac{m\pi}{a} H_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right), \\ E_z = 0, \end{cases} \quad (1.2)$$

où k_{mn} est une constante donnée par :

$$k_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}. \quad (1.3)$$

L'expression pour les modes TM_{mnp} s'écrit [2], [3], [4] :

$$\begin{cases} E_x = -\frac{1}{k_{mn}^2} \frac{m\pi}{a} \frac{p\pi}{d} E_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right), \\ E_y = -\frac{1}{k_{mn}^2} \frac{n\pi}{b} \frac{p\pi}{d} E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{d}z\right), \\ E_z = E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{d}z\right). \end{cases} \quad (1.4)$$

A ces fonctions propres, on associe des valeurs propres représentées par les fréquences de résonance des modes :

$$f_{mnp} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2}, \quad (1.5)$$

où c désigne la célérité de la lumière dans le vide. La direction suivant z est prise arbitrairement comme la direction de propagation des ondes électromagnétiques. Notons que deux sur trois des indices m , n et p doivent être non nuls.

La première fréquence de résonance encore appelée fondamentale correspond au mode TM_{110} , TE_{011} , ou TE_{101} en fonction des dimensions de la cavité. Pour une cavité réelle, la conductivité finie des parois entraîne une distribution des modes qui n'est pas discrète et la résonance des modes n'est pas d'amplitude infinie. Chaque mode est défini sur une bande Δf_{mnp} dont la largeur dépend du facteur de qualité Q_{mnp} telle que $Q_{mnp} = f_{mnp}/\Delta f_{mnp}$. Pour un fonctionnement adéquat d'une chambre réverbérante, la fréquence d'excitation f du signal doit être élevée devant la première fréquence de résonance des modes. Par conséquent, un nombre significatif de modes doivent être excités simultanément. Il en résulte un champ électromagnétique qui est la combinaison de plusieurs modes propres.

La fréquence minimale d'utilisation de la chambre désignée en anglais par *lowest usable frequency* (LUF) est généralement considérée de 3 à 6 fois la première fréquence de résonance de la chambre [5]. La LUF est la fréquence à laquelle on considère généralement que la chambre dispose des propriétés requises pour son utilisation en compatibilité électromagnétique (CEM), mais ne correspond pas encore à un fonctionnement idéal de la chambre.

• Densité de modes

Pour une cavité parallélépipédique de dimensions a , b et d , le nombre de modes excitables à la fréquence f est donné par l'expression suivante [2] :

$$N(f) = \frac{8\pi}{3} abd \frac{f^3}{c^3} - (a + b + d) \frac{f}{c} + \frac{1}{2}. \quad (1.6)$$

Si la fréquence est élevée et les dimensions de la cavité très grandes devant la longueur d'onde, alors la relation 1.6 converge vers :

$$N(f) = \frac{8\pi}{3} abd \frac{f^3}{c^3}. \quad (1.7)$$

La densité de modes correspond au nombre de modes disponibles par unité de fréquence. Plus la densité de modes est élevée, plus le processus de brassage est efficace. L'expression analytique de la densité de modes correspond à la dérivée de la relation 1.7 par rapport à la fréquence :

$$D(f) = \frac{dN}{df} = 8\pi abd \frac{f^2}{c^3}. \quad (1.8)$$

Nous remarquons que la densité de modes est proportionnelle au volume abd de la cavité et évolue avec la fréquence au carré. En haute fréquence la probabilité d'exciter un nombre significatif de modes est donc élevée.

• **Statistique dans une chambre réverbérante**

Nous avons vu que pour une cavité présentant des pertes, plusieurs modes peuvent être excités simultanément. On passe d'un fonctionnement mono-mode pour une cavité sans pertes à un fonctionnement multi-modes pour une cavité avec pertes. La distribution du champ électromagnétique découle de la superposition de plusieurs modes. Une approche déterministe peut être utilisée pour la description du champ électromagnétique dans la cavité. Cependant, ce travail est très complexe, et il l'est d'autant plus en présence d'un objet dans la cavité. Une approche stochastique basée sur la décomposition du champ en spectre d'ondes planes a été introduite par Hill [6]. Hill dégage quelques propriétés statistiques de grandeurs électromagnétiques dans un certain volume de test dans la chambre et sur un tour complet du brasseur, à partir d'hypothèses fondamentales. Dans le contexte d'une cavité pour laquelle le nombre de modes successivement excités lors du processus du brassage est important, on peut formuler l'hypothèse que le champ en un point représente la superposition d'ondes planes distribuées aléatoirement et uniformément en angles d'incidence et de polarisation ; le champ est alors idéalement désordonné. Les propriétés suivantes peuvent alors être dégagées :

– Parties réelle et imaginaire d'une composante cartésienne du champ électrique

La composante cartésienne E_x du champ électrique s'écrit :

$$E_x = E_{xr} + jE_{xi}, \quad (1.9)$$

et E_{xr} et E_{xi} suivent une distribution gaussienne. La densité de probabilité pour la partie réelle et imaginaire de E_x s'écrit :

$$\begin{cases} f(E_{xr}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{E_{xr}^2}{2\sigma^2}}. \\ f(E_{xi}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{E_{xi}^2}{2\sigma^2}}. \end{cases} \quad (1.10)$$

– Module d'une composante cartésienne de champ

Le module d'une composante cartésienne du champ électrique $E_R = \sqrt{E_{xr}^2 + E_{xi}^2}$ suit une loi du χ à 2 degrés de liberté, ou loi de Rayleigh. Sa densité de probabilité est de la forme :

$$f(E_R) = \frac{E_R}{\sigma^2} e^{-\frac{E_R^2}{2\sigma^2}}. \quad (1.11)$$

– Module du champ total

Le champ total s'exprime en fonction des trois composantes cartésiennes de la manière suivante :

$$E_T = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}. \quad (1.12)$$

Le champ total suit une loi du χ à 6 degrés de liberté ; sa densité de probabilité s'écrit :

$$f(E_T) = \frac{E_T^5}{8\sigma^6} e^{-\frac{E_T^2}{2\sigma^2}}. \quad (1.13)$$

1.2 Objectifs de la thèse

Ces dernières années se caractérisent par un développement très rapide de systèmes électroniques exploitant des fréquences de plus en plus élevées. Particulièrement dans la gamme des fréquences millimétriques (30-300 GHz), on assiste à l'émergence massive de nouvelles applications. Nous pouvons citer par exemple : les scanners corporels de sécurité à 30 GHz dans les aéroports, les réseaux de communication sans fil à courte portée dans la bande 57-64 GHz [7], les réseaux de communication corporels (BAN) [8], les radars automobiles à courte portée (77-81 GHz) [9]. Ces nouvelles applications émergentes ont suscité diverses activités de recherche portant sur l'étude des interactions entre les ondes millimétriques et le vivant [10]. Pour toutes ces raisons, il apparait un besoin potentiel sur le développement de nouveaux moyens d'essai appropriés dans le domaine millimétrique.

L'objectif de cette thèse consiste à concevoir et à évaluer les propriétés d'une chambre réverbérante à brassage de modes en bande Ka (26,5-40 GHz), en bande U (40-60 GHz) et en bande V (50-75 GHz). Le comportement d'une chambre réverbérante à brassage de modes dans le domaine millimétrique n'est pas connu à ce jour, par exemple en termes de fluctuations aléatoires du champ malgré des coefficients de qualité potentiellement limités. Les aspects métrologiques et technologiques sont également des défis à relever.

L'application visée dans cette thèse concerne la mise en place d'outils dosimétriques par caméra infrarouge en chambre réverbérante et la réalisation d'essais préliminaires sur des fantômes diélectriques de la peau. Il s'agit concrètement de réaliser sur une des parois de la chambre réverbérante une interface à la fois opaque aux ondes millimétriques dans les bandes spécifiées ci-dessus et transparente à l'infrarouge. Cette deuxième partie s'inscrit dans le contexte de l'étude des interactions entre les ondes millimétriques et le vivant. L'objectif consiste à montrer la faisabilité de la mesure de débit d'absorption spécifique (DAS) en ondes millimétriques en chambre réverbérante, on démontre à la fois que l'on maîtrise l'uniformité de l'illumination et l'effet induit sur un objet sous test en termes d'élévation de température.

1.3 Organisation du manuscrit

Cette thèse est constituée de neuf chapitres en dehors du chapitre introductif et de la conclusion.

- Le chapitre 2 de ce document est consacré aux ondes millimétriques. Nous revenons dans ce chapitre sur les principales applications des ondes millimétriques ayant récemment vu le jour et celles qui vont bientôt apparaître. Nous y abordons également les principes physiques de l'interaction des ondes millimétriques avec le vivant, l'état d'avancement des travaux de recherche sur les fantômes expérimentaux de la peau. Pour terminer ce chapitre, nous rappelons les valeurs limites d'exposition fixées par la commission internationale de protection contre les rayonnements non ionisants (ICNIRP) [11].

- Dans la première partie du chapitre 3, nous présentons l'état de l'art sur les travaux ayant un lien avec les chambres réverbérantes à brassage de modes en ondes millimétriques. Les travaux sur les cavités dites non accordées dans les bandes des fréquences millimétriques remontent aux années 40. Ces travaux précurseurs sur ces cavités non accordées sont initialement dédiés à la caractérisation de fluides, de gaz et de solides. Ces travaux ont permis la compréhension des principes physiques des chambres réverbérantes telles que nous les connaissons aujourd'hui. Cependant, il semble que la communauté CEM ne se soit pas encore penchée de manière significative sur l'étude des chambres réverbérantes en ondes millimétriques, peu d'études étant rapportées sur ce sujet. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'état de l'art sur la chambre réverbérante comme système d'exposition pour le vivant.
- Le chapitre 4 est dédié à l'analyse de pré-dimensionnement du prototype de la chambre réverbérante que nous avons conçue. Nous nous intéressons dans ce chapitre à l'impact des dimensions géométriques et de la conductivité électrique des parois de la chambre sur la densité de modes et sur le coefficient de qualité. En fonction des dimensions géométriques de la cavité qui découlent de cette analyse, nous estimons les coefficients de qualité associés aux différents mécanismes de pertes dans la chambre réverbérante. Nous constatons que les pertes au niveau des parois sont prépondérantes devant les autres sources de pertes sauf au voisinage de 60 GHz, où les pertes dues à l'absorption des ondes par les gaz atmosphériques ne sont pas négligeables.
- Dans le chapitre 5, d'une part nous simulons le comportement de la cavité à l'aide d'un outil de modélisation du comportement d'une chambre réverbérante basé sur la théorie des images [12]. En utilisant un processus de brassage par saut de fréquence, nous observons que chaque composante cartésienne du champ électrique suit une distribution de Rayleigh au-delà de la fréquence minimale d'utilisation de la chambre. L'analyse de la corrélation des séries d'échantillons du champ électrique ainsi que de la corrélation spatiale sont effectuées en amont des tests statistiques que nous utilisons. D'autre part, nous décrivons dans ce même chapitre, une approche théorique de détermination de la LUF d'une chambre réverbérante par le comptage du nombre de modes lors d'un processus de brassage par saut de fréquence. Cette approche est ensuite validée par des résultats expérimentaux.
- Nous abordons dans le chapitre 6 les aspects techniques et les choix technologiques analysés lors de la conception du prototype de la chambre. Nous y décrivons les principes généraux retenus et la modélisation des différents éléments constitutifs de la chambre.
- Le chapitre 7 est dédié à la modélisation et à la réalisation du hublot utilisé pour les mesures thermiques via la caméra infrarouge. Le hublot doit être à la fois opaque aux ondes millimétriques et transparent à l'infrarouge. La solution retenue consiste à imprimer une grille métallique sur un substrat en CaF_2 transparent à l'infrarouge à 90 %. Dans la première partie de ce chapitre nous rappelons les principes de base de la thermographie. Ensuite, nous présentons les approches permettant la modélisation du comportement de la grille aux fréquences millimétriques et aux fréquences quasi-optiques. Nous nous sommes intéressés également dans ce chapitre à l'impact sur le

coefficient de qualité, des ouvertures de la grille présente sur une des parois de la chambre.

- Le chapitre 8 est consacré à la caractérisation expérimentale de la chambre réverbérante à vide. D’une part, nous avons réalisé des essais via un analyseur de réseau dans la bande 2-18 GHz. Nous avons observé que le comportement statistique du module de la fonction de transfert entre deux antennes ($|S_{21}|$) placées dans la chambre est conforme à celle d’une chambre réverbérante idéale au-delà de la LUF. Le rapport du coefficient de qualité théorique sur le coefficient de qualité expérimental est inférieur au facteur de marge utilisé lors de la phase de pré-dimensionnement de la chambre. D’autre part, les mesures réalisées dans la bande 58,5-61,5 GHz ont donné également des résultats satisfaisants en terme de comportement statistique de la puissance mesurée par une antenne et en terme de coefficient de qualité. De plus nous avons vérifié que la présence des ouvertures de la grille que nous avons pré-dimensionnée ne dégrade pas le coefficient de qualité de la chambre.
- Le chapitre 9 concerne la validation de la mesure de DAS par la caméra infrarouge via le hublot et plus généralement de la mesure du gradient de température sur un fantôme sous exposition millimétrique dans la chambre réverbérante. Il s’agit dans ce chapitre de montrer que la caméra infrarouge mesure réellement la température sur le fantôme résultant de l’absorption des ondes électromagnétiques. Les résultats obtenus sont très satisfaisants et encouragent pour des travaux futurs.

Références

- [1] C. Balanis, *Antenna theory-analysis and design (2nd Edition)*. New York, USA : John Wiley and Sons Inc., 1997.
- [2] B. Liu, D. Chang, and M. Ma, *Eigenmodes and the Composite Quality Factor of a Reverberating Chamber*, ser. NBS Technical Note. National Bureau of Standards, 1983. [Online]. Available : <http://books.google.fr/books?id=e70AHAAACAAJ>
- [3] R. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. New York : McGraw-Hill Book Company, 1961.
- [4] D. M. Pozar, *Microwave engineering*. John Wiley & Sons, 2009.
- [5] *IEC 61000-4-21 : Reverberation chamber test methods*, International Electrotechnical Commission Std., 2003.
- [6] D. Hill, "Plane wave integral representation for fields in reverberation chambers," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 40, no. 3, pp. 209–217, Aug 1998.
- [7] C. Park and T. Rappaport, "Short-range wireless communications for next-generation networks : UWB, 60 GHz millimeter-wave WPAN, and zigbee," *IEEE Transactions on Wireless Communications*, vol. 14, no. 4, pp. 70–78, Aug. 2007.
- [8] A. Pellegrini, A. Brizzi, L. Zhang, K. Ali, Y. Hao, X. Wu, C. Constantinou, Y. Nechayev, P. Hall, N. Chahat, M. Zhadobov, and R. Sauleau, "Antennas and propagation for body-centric wireless communications at millimeter-wave frequencies : A review," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 55, no. 4, pp. 262–287, Aug 2013.
- [9] J. Hasch, E. Topak, R. Schnabel, T. Zwick, R. Weigel, and C. Waldschmidt, "Millimeter-wave technology for automotive radar sensors in the 77 GHz frequency band," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 60, no. 3, pp. 845–860, Mar. 2012.
- [10] M. Zhadobov, R. Sauleau, Y. Le Dréan, S. Alekseev, and M. Ziskin, "Numerical and experimental millimeter-wave dosimetry for in vitro experiments," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56, no. 12, pp. 2998–3007, Dec. 2008.
- [11] ICNIRP, "Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz)," *Health Phys*, vol. 74, no. 4, pp. 494–522, 1998.
- [12] E. Amador, C. Lemoine, P. Besnier, and A. Laisné, "Reverberation chamber modeling based on image theory : investigation in the pulse regime," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 52, no. 4, pp. 778–789, Nov. 2010.

Première partie

État de l'art

Les ondes millimétriques

2.1 Introduction

Le terme "ondes millimétriques" (OMM) désigne la gamme des fréquences comprises entre 30 GHz et 300 GHz ; la longueur d'onde des OMM se situe donc entre 1 mm et 10 mm.

Aux fréquences microondes, les pertes en propagation sont principalement les pertes en espace libre. Cependant, en bande millimétrique, d'autres facteurs de pertes entrent en jeu. Ces pertes sont dues à l'absorption des ondes EM par les gaz atmosphériques (oxygène, vapeur d'eau) et la pluie (cf Fig. 2.1). Les pics d'absorption coïncident avec les fréquences de relaxation des molécules des gaz atmosphériques (24, 60, 120 et 190 GHz). Certaines de ces fréquences sont utilisées pour les applications sans fil à courte portée, notamment la bande des 60 GHz. Entre les pics d'absorption, il existe des fenêtres de transmission (35, 94, 140 et 220 GHz) pour les applications longue portée.

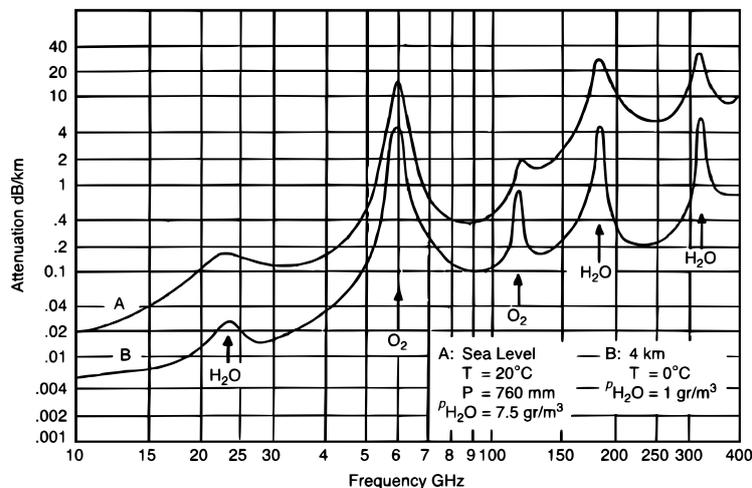


FIGURE 2.1 – Absorption des ondes millimétriques [1] par les gaz atmosphériques.

Après avoir énoncé la particularité des OMM en transmission, nous allons évoquer dans ce chapitre plusieurs applications des OMM. Puis nous allons décrire les principes de l'interaction des ondes EM avec le vivant en bande millimétrique.

2.2 Différentes applications des ondes millimétriques (OMM)

2.2.1 Nouveaux réseaux de transmission/détection sans fil en OMM

Les progrès technologiques en millimétrique et les besoins de communications à très haut débit ont entraîné un intérêt croissant au développement de nouvelles applications en OMM. Les principales applications grand public des OMM concernent :

- Le système de communications sans fil à très haut débit, LMDS (Local Multipoint Distribution Service), opérant dans la bande de fréquence de 10 à 66 GHz. Elle est utilisée pour distribuer de la voie, des données et des services de vidéos dans un périmètre limité (Fig. 2.2).
- Les systèmes de télécommunications sans fil à très haut débit dans les bandes 57-64 GHz (US), 57-66 GHz (Europe), 59-66 GHz (Japon) pour les réseaux personnels (WPAN pour Wireless Personal Area Network, Fig. 2.3(a)) [2] et locaux intra-bâtiments (WLAN pour Wireless Local Area Network, Fig. 2.3(b)) ainsi que les réseaux corporels dans un futur proche (BAN pour Body Area Network, Fig. 2.3(c)) [3]. Ces nouveaux systèmes de communications présentent de nombreux avantages. Dans ces bandes de fréquence, la taille des éléments rayonnants est réduite. Elles sont aussi disponibles ; de plus de très haut débit (jusqu'à 4 Gb/s) peuvent être atteints. La portée des ondes est typiquement de quelques mètres à quelques dizaines de mètres, ceci s'explique par la présence des pics d'absorption de l'oxygène et de la vapeur d'eau autour de 60 GHz (environ 16 dB/km) [1], [4]. Cette limitation de la zone de couverture est un avantage considérable en termes de confidentialité et de faibles interférences entre les réseaux voisins.
- Les systèmes de transport intelligents : communications inter-véhicules (Fig. 2.4(a)) et véhicules-infrastructures (63-64 GHz, Fig. 2.4(b)) ; radars automobiles (76-77 GHz et 77-81 GHz, Fig. 2.5) [5].
- Les scanners corporels utilisés dans les aéroports (autour de 30 GHz, Fig. 2.6).

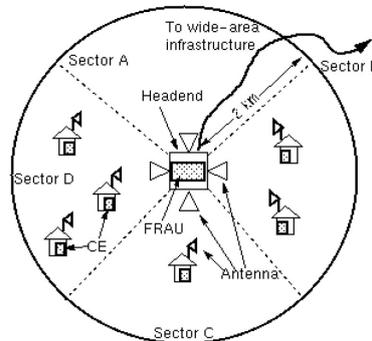


FIGURE 2.2 – Architecture d'un système LMDS

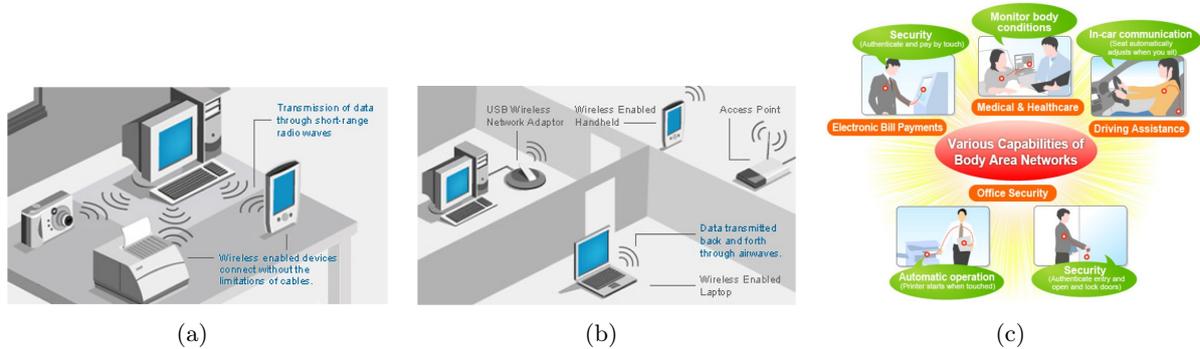


FIGURE 2.3 – Wireless Personal Area Network (WPAN) (a), Wireless Local Area Network (WLAN) (b), Body Area Network (BAN) (c).

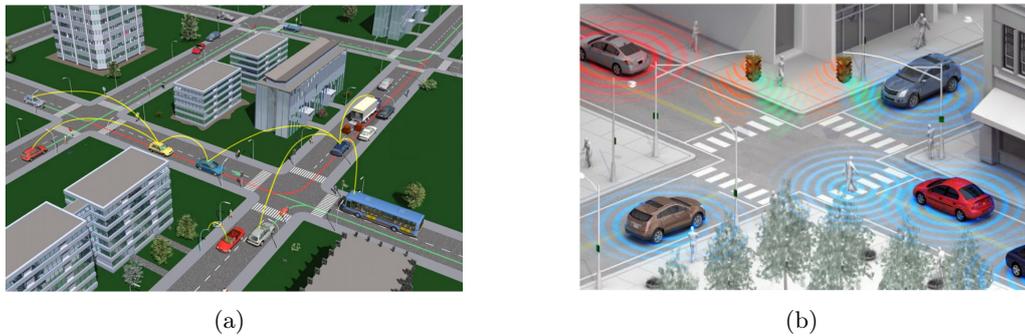


FIGURE 2.4 – Communications inter-véhicules (a) et communications véhicules-infrastructures (b).

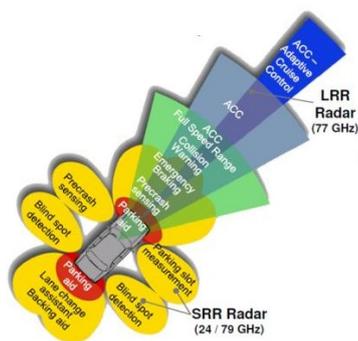


FIGURE 2.5 – Radars automobiles

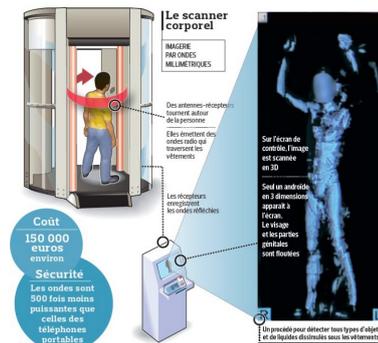


FIGURE 2.6 – Scanners corporels

2.2.2 Systèmes de dispersion de la foule

Ces systèmes sont basés sur un nouveau type d'arme non létale (connu sous le nom d'Active Denial System, ADS) [6] développés par l'armée américaine pour la dispersion de foule. Montés sur des véhicules militaires (Fig. 2.7), ils émettent des OMM de très fortes puissances à 94 GHz

qui provoquent de l'échauffement à la surface du corps chez les personnes exposées. Celles-ci ressentent une sensation de brûlure au niveau de la peau entraînant un réflexe de fuite.



FIGURE 2.7 – Systèmes de dispersion de la foule (ADS) montés sur véhicule blindée léger, Hummer.

2.3 Interaction ondes-vivant en millimétrique

2.3.1 Particularité de l'interaction des OMM avec le vivant

L'absorption des ondes EM par les molécules d'eau est le principal mécanisme de l'interaction des OMM avec les tissus biologiques. Une bonne connaissance des propriétés diélectriques de l'eau est donc essentielle pour la compréhension des mécanismes de pénétration et de propagation de l'énergie EM des OMM dans les tissus biologiques. La permittivité de l'eau proviendrait de la polarisation des molécules d'eau. L'eau possède deux fréquences de relaxation dans la bande 10-300 GHz (22,10 GHz et 234,61 GHz pour une température de 32 °C ; 24,83 GHz et 293,03 GHz pour une température de 37 °C). Il est important de noter que les fréquences de relaxation sont très sensibles aux variations de la température. Le modèle de Debye avec un seul temps de relaxation décrit bien les propriétés diélectriques de l'eau jusqu'à 90 GHz [7] (cf Fig. 2.8) :

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\Delta\varepsilon(T)}{1 + j2\pi f\tau(T)} \quad (2.1)$$

où ε_∞ est la permittivité à l'infini, $\Delta\varepsilon = \varepsilon_s - \varepsilon_\infty$ est l'amplitude spectrale de relaxation, ε_s est la permittivité statique, τ est le temps de relaxation et T est la température.

A partir de 90 GHz, le modèle de Debye simplifié ne suffit plus pour décrire correctement les propriétés diélectriques de l'eau. Dans ce cas, le second temps de relaxation est introduit à l'expression 2.1 ; c'est le modèle de Debye de second ordre [7] :

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\Delta\varepsilon_1(T)}{1 + j2\pi f\tau_1(T)} + \frac{\Delta\varepsilon_2(T)}{1 + j2\pi f\tau_2(T)} \quad (2.2)$$

avec τ_1 et τ_2 , les temps de relaxation correspondant aux deux fréquences de relaxation.

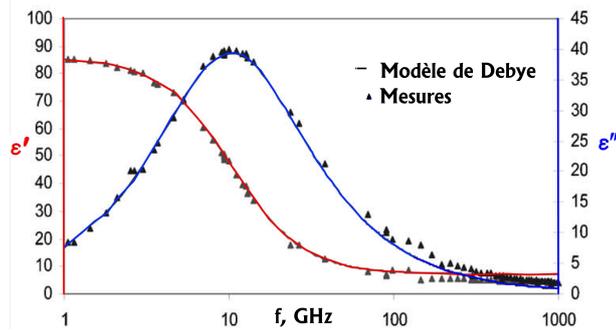


FIGURE 2.8 – Permittivité complexe de l’eau pure à la température de 5 °C : Modèle de Debye simplifié [7].

2.3.2 Pénétration et propagation des OMM dans les tissus biologiques

- Organes cibles des OMM

La peau est l’organe cible principale des OMM. Elle couvre plus que 95 % de la surface du corps humain. Du point de vue EM, la peau est une structure multicouche et dispersive. Elle est constituée de trois couches : l’épiderme, le derme et l’hypoderme (Fig. 2.9). La peau contient également des capillaires et des nerfs. Elle est composée de 65,3 % d’eau, 24,6 % de protéines et de 9,4 % de lipides [8].

Les yeux sont également des organes cibles pour les OMM. L’exposition des yeux conduit à une absorption de l’énergie EM par la cornée. Cette dernière est constituée de 75 % d’eau et a une épaisseur de 0,5 mm.

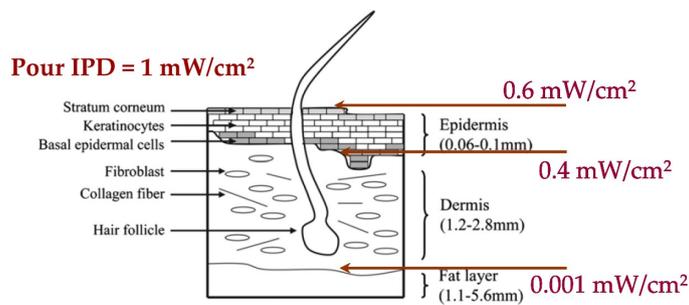


FIGURE 2.9 – Représentation de la structure de la peau et pénétration d’une onde plane à 60 GHz (incidence normale) [9].

- Grandeurs dosimétriques

Les principales grandeurs dosimétriques en OMM sont :

1. La densité de puissance incidente (*DPI*). Elle permet de caractériser l’exposition et est adoptée dans la plupart des normes internationales dans la bande 10-300 GHz. La *DPI* [W/m^2] dans l’espace libre est définie comme suit :

$$DPI = \frac{P}{S} = |\vec{E} \times \vec{H}|, \tag{2.3}$$

où P est la puissance incidente [W], S est l'aire de la surface exposée [m²], \vec{E} et \vec{H} sont respectivement les vecteurs du champ électrique [V/m] et du champ magnétique [A/m]. La DP à l'intérieur de la peau à une profondeur z est donnée par :

$$DP(z) = DP_0 \cdot e^{-2z/\delta} = DPI \cdot (1 - |\Gamma|^2) \cdot e^{-2z/\delta}, \quad (2.4)$$

DP_0 est la densité de puissance localisée à la surface de la peau, δ désigne l'épaisseur de peau et $|\Gamma|^2$ est le coefficient de réflexion en puissance de la peau.

2. Le débit d'absorption spécifique (DAS) ou specific absorption rate (SAR) en anglais. Le DAS [W/kg] est une grandeur qui quantifie la puissance absorbée par unité de masse. Contrairement à la DP , le DAS prend en compte les propriétés physiques de l'échantillon exposé :

$$DAS = \frac{P}{m} = \frac{\sigma |\vec{E}|^2}{\rho} = C \frac{dT}{dt} \Big|_{t=0}, \quad (2.5)$$

où m est la masse du tissu [kg], σ sa conductivité et ρ sa masse volumique [kg/m³]. C est la capacité calorifique [J/(kg.K)] et T la température [°C].

Le DAS à une profondeur z à l'intérieur de la peau est donné par [10] :

$$DAS(z) = DAS_0 \cdot e^{-2z/\delta} = \frac{2 \cdot DPI \cdot (1 - |\Gamma|^2)}{\delta \cdot \rho} \cdot e^{-2z/\delta}. \quad (2.6)$$

3. La température (T) est également importante dans le cas de moyenne ou haute puissance d'exposition.

• Réflexion, transmission à la surface de la peau

Les propriétés diélectriques de la peau déterminent la réflexion et la transmission à l'interface air/peau. Les coefficients de transmission T et de réflexion Γ sont différents pour les deux types de polarisation, à savoir la polarisation perpendiculaire (champ E perpendiculaire au plan d'incidence) et la polarisation parallèle (champ E parallèle au plan d'incidence).

Pour la polarisation perpendiculaire (mode transverse électrique) :

$$T_{\perp} = \frac{2\eta_2 \cos \alpha_1}{\eta_2 \cos \alpha_1 + \eta_1 \cos \alpha_2} \quad (2.7)$$

$$\Gamma_{\perp} = \frac{\eta_2 \cos \alpha_1 - \eta_1 \cos \alpha_2}{\eta_2 \cos \alpha_1 + \eta_1 \cos \alpha_2}$$

Pour la polarisation parallèle (mode transverse magnétique) :

$$T_{//} = \frac{2\eta_2 \cos \alpha_1}{\eta_2 \cos \alpha_2 + \eta_1 \cos \alpha_1} \quad (2.8)$$

$$\Gamma_{//} = \frac{\eta_1 \cos \alpha_1 - \eta_2 \cos \alpha_2}{\eta_2 \cos \alpha_2 + \eta_1 \cos \alpha_1}$$

où η_1 et η_2 sont respectivement l'impédance d'onde du milieu 1 (air) et du milieu 2 (peau), α_1 est l'angle d'incidence et α_2 est donné par la loi de Snell :

$$\sin \alpha_2 = \frac{\sqrt{\varepsilon_2 - j \frac{\sigma_2}{\omega}}}{\sqrt{\varepsilon_1}} \sin \alpha_1. \quad (2.9)$$

L'impédance d'onde d'un milieu se définit comme le rapport entre le champ électrique E sur le champ magnétique H de l'onde se propageant dans le milieu ; il est donné par :

$$\eta = \left(\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon} \right)^{1/2}. \quad (2.10)$$

2.4 Fantômes expérimentaux en millimétrique

Une bonne connaissance des propriétés diélectriques de la peau est essentielle pour la détermination de la réflexion, de la transmission et de l'absorption dans la peau mais aussi pour la modélisation. Les données existantes sur la permittivité des tissus en OMM sont très limitées contrairement aux fréquences inférieures à 20 GHz. Ceci est lié aux difficultés des techniques de mesures en OMM. Un état de l'art des travaux sur les propriétés diélectriques de la peau autour de 60 GHz est synthétisé dans [9].

A partir des mesures de la permittivité complexe de la peau chez l'homme en dessous de 20 GHz, Gabriel et *al.* [11] ont extrapolé les résultats jusqu'à 110 GHz. Gandhi et Riazi [12] ont également déterminé la permittivité de la peau de lapin à 60 GHz par extrapolation à partir des mesures effectuées à 23 GHz. Alabaster [13] a mesuré la permittivité complexe sur des échantillons de peau humaine en OMM avec une technique en espace libre. Hwang et *al.* [14] ont complété les mesures sur la peau humaine *in vivo* jusqu'à 110 GHz à l'aide d'une sonde coaxiale. Enfin, Alekseev et Ziskin [15] ont proposé un modèle multicouche et homogène de la peau humaine.

Les valeurs de permittivité de la peau à 60 GHz sont synthétisées dans la table 8.2. Nous présentons dans la figure 2.10, les valeurs de permittivité complexe extraites des modèles de Gabriel, Gandhi et Hwang dans la bande 55-65 GHz. Elles sont comparées aux valeurs théoriques issues de l'équation de mélange de Maxwell [16]. Des différences significatives sont notées pour la partie réelle (11 %) et pour la partie imaginaire (62 %). Le modèle de Gabriel est utilisé comme référence.

TABLE 2.1 – Synthèse des propriétés diélectriques de la peau à 60 GHz.

Référence	ε^*	T, °C	Méthode	Type
Gabriel [11]	7,98 - j10,90	37	E	In vivo
Gandhi [12]	8,89 - j13,15	37	E	In vitro
Hwang [14]	8,05 - j4,13	24 - 26	M	In vivo
Alabaster [13]	9,9 - j9,0	23	M	In vitro
Alabaster [13]	13,2 - j10,3	37	E	In vitro
Alekseev [15]	8,12 - j11,14	20-22	M	In vivo
Eq. de mélange [16]	9,38 - j12,49	30	T	-

E, extrapolation ; M, mesure directe ; T, théorique

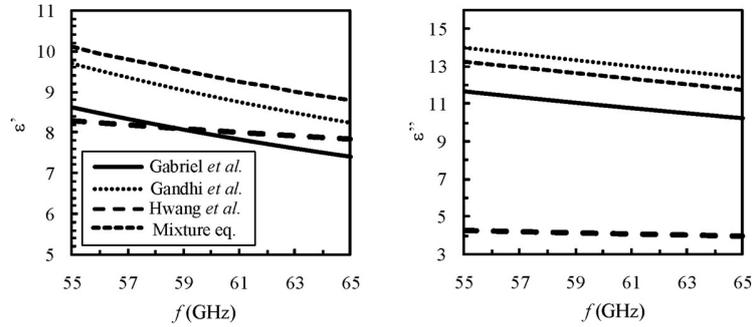


FIGURE 2.10 – Permittivité complexe de la peau dans la bande 55-65 GHz [9].

Par ailleurs, les premiers modèles expérimentaux (fantômes) [17], [18] avec des propriétés diélectriques équivalentes à celles de la peau à 60 GHz ont été développés au sein de l'IETR pour l'analyse dosimétrique ainsi que pour les mesures d'antennes sur le corps. Les propriétés diélectriques du fantôme dans la bande 57-64 GHz sont représentées dans la figure 2.11. La composition du fantôme est donnée dans la table 2.2.

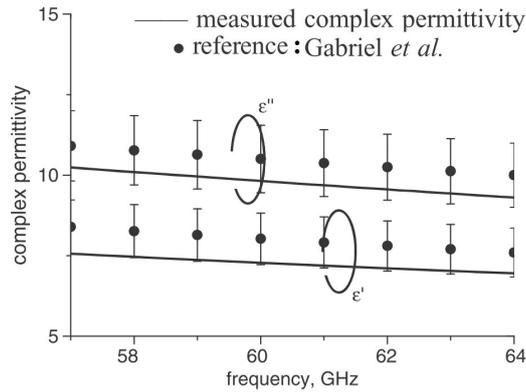


FIGURE 2.11 – Propriétés diélectriques de la peau et du fantôme dans [17]. La déviation (barres verticales) par rapport au modèle de référence (Gabriel *et al.* [11]) est de 10 %.

TABLE 2.2 – Composition du fantôme [17].

Composition	Quantité (g)
Eau dé-ionisée	100
Agar	1.5
Poudre de polyéthylène	20
TX-151	2.5
Azoture de sodium	0.2

D'autres types de fantôme [19] ont récemment été développés au sein de l'IETR. Ces fantômes présentent à leur surface un coefficient de réflexion équivalent à celui de la peau ; ils sont adaptés pour les mesures de propagation "on body" autour de 60 GHz.

Pour une illumination en onde plane à 60 GHz sur un modèle de peau homogène semi-infini, les coefficients de réflexion et de transmission calculés pour la polarisation perpendiculaire et la

polarisation parallèle sont tracés dans la figure 2.12. La puissance réfléchie dépend fortement de l'angle d'incidence et de la polarisation. Pour une incidence normale, 30 à 40 % de la puissance incidente est réfléchiée par la peau.

La puissance transmise dans la peau décroît exponentiellement en fonction de la profondeur

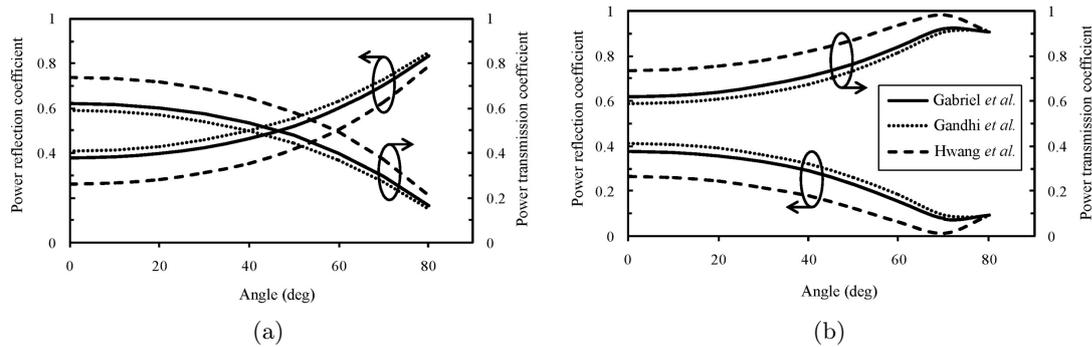


FIGURE 2.12 – Coefficients de transmission et de réflexion en puissance à l'interface air/peau à 60 GHz pour (a) la polarisation parallèle et (b) la polarisation perpendiculaire [9].

z (cf. Eq. 2.4). L'atténuation de la DP à 60 GHz est tracée dans la figure 2.13 pour l'incidence normale. Elle est calculée à l'aide de l'expression 2.4. Seulement 0,1 % (pour le modèle de Gabriel et Gandhi) et 10 % (pour le modèle de Hwang) de la puissance incidente atteint l'hypoderme. Par conséquent, seul l'épiderme et le derme sont à prendre en considération pour la dosimétrie.

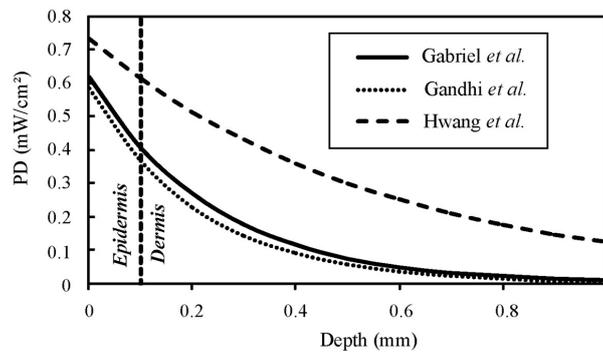


FIGURE 2.13 – Atténuation de la DP dans la peau pour une DPI de 1 mW/cm^2 à 60 GHz et pour différents modèles diélectriques de la peau [9].

Les OMM absorbées par la peau ne pénètrent pas à l'intérieur du corps. Elles sont localisées sur une épaisseur très faible ($\delta \approx 0,5 \text{ mm}$ à 60 GHz). Il en résulte des échauffements thermiques qui peuvent être relativement élevés ($> 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ pour une densité de puissance supérieure à 1 mW/cm^2 à 60 GHz). L'évolution de la température induite à l'intérieur du corps pour une densité de puissance incidente est donnée par l'équation de la biochaleur [10]. La "profondeur de pénétration" de la chaleur dans le corps pour une densité de puissance incidente de 1 mW/cm^2 est de 18 mm à 60 GHz [9], ce qui implique que la peau, les graisses et les muscles sont chauffés.

Par ailleurs, les effets biologiques des OMM ont fait l'objet de plusieurs publications. Une

synthèse des études se rapportant aux effets biologiques a été rapportée en 1998 [20] et plus récemment à l'IETR [9].

2.5 Valeurs limites d'exposition

En millimétrique, l'absorption localisée du champ EM se traduit par des valeurs de DAS et un échauffement relativement élevé comparé à l'échauffement aux fréquences microondes pour la même densité de puissance incidente. Entre 10 GHz et 300 GHz, la restriction de base est la densité superficielle de puissance (DSP), exprimée en mW/cm^2 , en raison de la faible pénétration de ces ondes. Les limites d'exposition fixées par la commission internationale de protection contre les rayonnements non ionisants (ICNIRP) [21] sont de $5 \text{ mW}/\text{cm}^2$ pour les travailleurs et de $1 \text{ mW}/\text{cm}^2$ pour le grand public. La densité de puissance incidente (DPI) doit être moyennée sur 20 cm^2 de surface exposée. De plus, le maximum local de DPI moyennée sur 1 cm^2 ne doit pas excéder une valeur 20 fois supérieure à celles listées précédemment, soit $100 \text{ mW}/\text{cm}^2$ pour les travailleurs et $20 \text{ mW}/\text{cm}^2$ pour le grand public.

2.6 Conclusion

Les principales conclusions sont :

- Pour une incidence normale, 37-42 % de la puissance incidente est réfléchié à l'interface peau/air.
- La réflexion, la transmission et l'absorption dépendent fortement de la polarisation et de l'angle d'incidence.
- Des fantômes homogènes avec des propriétés diélectriques équivalentes à celles de la peau sont adaptés pour la modélisation de l'homme à 60 GHz puisque seulement 0,1 % de la puissance incidente atteint l'hypoderme.
- Étant donné que la pénétration des OMM est superficielle (0,5 mm à 60 GHz), les valeurs de DAS sont beaucoup plus élevées qu'aux radiofréquences (téléphonie cellulaire par exemple) pour la même densité de puissance incidente. Par conséquent, il en résulte des échauffements thermiques qui sont relativement élevés même si la densité de puissance d'exposition est faible.

Références

- [1] M. Marcus and B. Pattan, "Millimeter wave propagation ; spectrum management implications," *Microwave Magazine, IEEE*, vol. 6, no. 2, pp. 54–62, June 2005.
- [2] C. Park and T. Rappaport, "Short-range wireless communications for next-generation networks : UWB, 60 GHz millimeter-wave WPAN, and zigbee," *IEEE Transactions on Wireless Communications*, vol. 14, no. 4, pp. 70–78, Aug. 2007.
- [3] A. Pellegrini, A. Brizzi, L. Zhang, K. Ali, Y. Hao, X. Wu, C. Constantinou, Y. Nechayev, P. Hall, N. Chahat, M. Zhadobov, and R. Sauleau, "Antennas and propagation for body-centric wireless communications at millimeter-wave frequencies : A review," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 55, no. 4, pp. 262–287, Aug 2013.
- [4] A. Straiton, "The absorption and reradiation of radio waves by oxygen and water vapor in the atmosphere," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 23, no. 4, pp. 595–597, Jul 1975.
- [5] J. Hasch, E. Topak, R. Schnabel, T. Zwick, R. Weigel, and C. Waldschmidt, "Millimeter-wave technology for automotive radar sensors in the 77 GHz frequency band," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 60, no. 3, pp. 845–860, Mar. 2012.
- [6] J.-C. Debouzy, D. Crouzier, V. Dabouis, R. Malabiau, C. Bachelet, and A. Perrin, "Effets biologiques des rayonnements millimétriques (94 GHz). quelles conséquences á long terme?" *Pathologie Biologie*, vol. 55, no. 5, pp. 246 – 255, 2007. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S036981140600023X>
- [7] W. Ellison, "Permittivity of pure water, at standard atmospheric pressure, over the frequency range 0–25 THz and the temperature range 0–100 °C," *Journal of physical and chemical reference data*, vol. 36, no. 1, pp. 1–18, 2007.
- [8] F. A. Duck, *Physical properties of tissues*. Academic Press, 1990.
- [9] M. Zhadobov, N. Chahat, R. Sauleau, C. Le Quement, and Y. Le Dréan, "Millimeter-wave interactions with the human body : state of knowledge and recent advances," *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, vol. 3, no. 02, pp. 237–247, 2011.
- [10] K. Foster, H. Kritikos, and H. Schwan, "Effect of surface cooling and blood flow on the microwave heating of tissue," *Biomedical Engineering, IEEE Transactions on*, no. 3, pp. 313–316, 1978.
- [11] S. Gabriel, R. Lau, and C. Gabriel, "The dielectric properties of biological tissues : Ii. measurements in the frequency range 10 Hz to 20 GHz," *Physics in medicine and biology*, vol. 41, no. 11, p. 2251, 1996.
- [12] O. Gandhi and A. Riazi, "Absorption of millimeter waves by human beings and its biological implications," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 34, no. 2, pp. 228–235, 1986.
- [13] C. Alabaster, "Permittivity of human skin in millimetre wave band," *Electronics Letters*, vol. 39, no. 21, pp. 1521–1522, 2003.
- [14] H. Hwang, J. Yim, J.-W. Cho, C. Cheon, and Y. Kwon, "110 GHz broadband measurement of permittivity on human epidermis using 1 mm coaxial probe," in *Microwave Symposium Digest, 2003 IEEE MTT-S International*, vol. 1. IEEE, 2003, pp. 399–402.
- [15] S. Alekseev and M. Ziskin, "Human skin permittivity determined by millimeter wave reflection measurements," *Bioelectromagnetics*, vol. 28, no. 5, pp. 331–339, 2007.
- [16] M. Zhadobov, R. Sauleau, Y. Le Dréan, S. Alekseev, and M. Ziskin, "Numerical and experimental millimeter-wave dosimetry for in vitro experiments," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56, no. 12, pp. 2998–3007, Dec. 2008.
- [17] N. Chahat, M. Zhadobov, S. Alekseev, and R. Sauleau, "Human skin-equivalent phantom for on-body antenna measurements in 60 GHz band," *Electronics letters*, vol. 48, no. 2, pp. 67–68, 2012.
- [18] N. Chahat, M. Zhadobov, and R. Sauleau, "Broadband tissue-equivalent phantom for ban applications at millimeter waves," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 60, no. 7, pp. 2259–2266, 2012.
- [19] A. Guraliuc, M. Zhadobov, O. De Sagazan, and R. Sauleau, "Solid phantom for body-centric propagation measurements at 60 GHz," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 62, no. 6, pp. 1373–1380, June 2014.
- [20] M. Rojavin and M. Ziskin, "Medical application of millimetre waves," *QJM*, vol. 91, no. 1, pp. 57–66, 1998.
- [21] ICNIRP, "Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz)," *Health Phys*, vol. 74, no. 4, pp. 494–522, 1998.

Les chambres réverbérantes

3.1 Les chambres réverbérantes en ondes millimétriques

Le but de cette section est de rappeler les principaux travaux ayant un lien avec les chambres réverbérantes à brassage de modes (CRBM) aux fréquences millimétriques. Dans un premier temps, nous nous intéressons aux travaux précurseurs sur les cavités résonantes à brassage de modes désignées par "untuned microwave cavities" que l'on pourrait traduire par cavités micro-ondes non accordées dont le principe de fonctionnement est similaire à celui des CRBM telles que nous les connaissons aujourd'hui. Ensuite nous allons dresser un état de l'art de la recherche sur les chambres réverbérantes (CR) utilisées aux fréquences millimétriques.

3.1.1 Travaux précurseurs sur les cavités micro-ondes non accordées

Les travaux précurseurs sur les cavités non accordées remontent à 1946 [1]. Les "untuned microwaves cavities" sont des cavités surdimensionnées par rapport à la longueur d'onde, aux parois très réfléchissantes. Utilisées en optique, elles disposent d'un brasseur mécanique qui tourne en continu permettant de maintenir une densité de photons uniforme et isotrope à l'intérieur du volume de la cavité dans une bande de fréquence assez large.

Bien que le principe de ces cavités micro-ondes soit proche de celui des CRBM utilisées en compatibilité électromagnétique, l'approche physique est différente. L'équation fondamentale de fonctionnement de ces cavités s'écrit [1] :

$$\frac{dN_k}{dt} = M_k(t) - \alpha_k S N_k - \beta_k V N_k. \quad (3.1)$$

Le terme dN_k/dt désigne le nombre photons stockés dans la cavité par unité de temps ; $M_k(t)$ le débit de photons générés par la source à l'instant t ; $\alpha_k S N_k$ le débit de photons absorbés par les parois de surface S ; $\beta_k V N_k$ le débit de photons absorbés par les gaz dans le volume V ; α_k et β_k sont des constantes de proportionnalité et l'indice k identifie la classe de photons (axial, tangentielle, oblique), c'est à dire le type de mode. Chaque mécanisme de pertes peut être associé à un facteur de qualité Q qui traduit le rapport entre l'énergie stockée dans la

cavité et l'énergie perdue par unité de temps au niveau de cette source de pertes :

$$\frac{1}{Q} = \frac{\text{débit de perte de photons}}{\omega \cdot \text{nombre de photons stockés dans la cavité}} \quad (3.2)$$

où ω est la pulsation.

Le facteur de qualité des parois et des gaz dans le volume de la cavité sont respectivement définis comme suit :

$$\frac{1}{Q_S(k)} = \frac{\alpha_k S N_k}{\omega_k \cdot N_k} = \frac{\alpha_k S}{\omega_k}, \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{Q_V(k)} = \frac{\beta_k V N_k}{\omega_k \cdot N_k} = \frac{\beta_k V}{\omega_k}. \quad (3.4)$$

En posant :

$$\frac{1}{Q(k)} = \frac{1}{Q_S(k)} + \frac{1}{Q_V(k)}, \quad (3.5)$$

l'équation 3.1 devient :

$$\frac{dN_k}{dt} + \frac{\omega_k N_k}{Q(k)} = M_k(t). \quad (3.6)$$

En moyennant l'expression 3.6 sur plusieurs impulsions et sur n modes excitables, nous obtenons [1] :

$$\bar{N} = \frac{Q}{\omega} \bar{M}. \quad (3.7)$$

La relation 3.7, dans laquelle \bar{N} est le nombre moyen de photons stockés dans la cavité et \bar{M} le nombre moyen de photons générés dans la cavité, est analogue à l'expression du facteur de qualité en CRBM reliant la puissance moyenne reçue au bord d'une antenne placée dans la chambre à la puissance émise dans la chambre. Dans l'approche utilisée pour formaliser la relation 3.7, la grandeur électrique manipulée est le nombre de photons. Une telle approche ne permet pas d'accéder à l'information sur la phase du signal ainsi que sur la polarisation contrairement à l'approche utilisée en chambre réverbérante qui s'appuie sur les grandeurs vectorielles, le champ électrique et le champ magnétique.

La technique des résonateurs avec brassage de modes trouve son origine dans l'analyse des propriétés des chambres acoustiques [2], [3]. Ces cavités ont été utilisées pour la première fois aux fréquences microondes par Becker et Autler (cf Fig. 3.1) [4] pour la spectroscopie de gaz : mesure de l'absorption des ondes centimétriques (λ compris entre 0,7 cm et 1,7 cm) par la vapeur d'eau. Becker et *al.* se sont basés sur les travaux de Lamb [1] qui a développé la théorie sur la spectroscopie aux fréquences microondes. Le principe de la mesure des pertes dans un échantillon sous test consiste à comparer les pertes d'absorption à celui d'une ouverture perforée dans une des parois de la cage et dont le diamètre est variable. Dans la plupart des travaux, l'utilisation de ces cavités est dédiée à l'étude de l'atténuation électromagnétique dans les liquides, gaz ou solides. L'ensemble des techniques de mesure sur ces types d'applications ont été rapporté par Kremer et *al.* [5] pour les fréquences millimétriques.

Une avancée technique très importante vient des travaux de Kremer et Izatt [6], [7] qui montrent que l'on peut déterminer les paramètres optiques (partie réelle et partie imaginaire) d'un diélectrique dans une cavité non accordée. Le principe consiste à réaliser plusieurs mesures sur des motifs lamellaires de l'échantillon et de tailles différentes et d'en déduire l'indice de réfraction et l'absorption de l'échantillon.

En particulier, des mesures à températures variables ont également été effectuées avec la cavité de Kremer et *al.* sur différents types de matériaux notamment sur du téflon, du polyéthylène, du plexiglas, de la glycérine, de l'eau, des molécules ARN à 70 GHz [6]-[8] ainsi que sur du polyacétyle [9]. Kremer et Genzel [10] ont rapporté dans leur papier des mesures d'absorption sur de la concentration de levure dans la bande 40-90 GHz pour des températures variant de $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $0\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Ces études ont participé à l'établissement des connaissances nécessaires à la propagation des ondes EM dans différents milieux aux fréquences millimétriques.

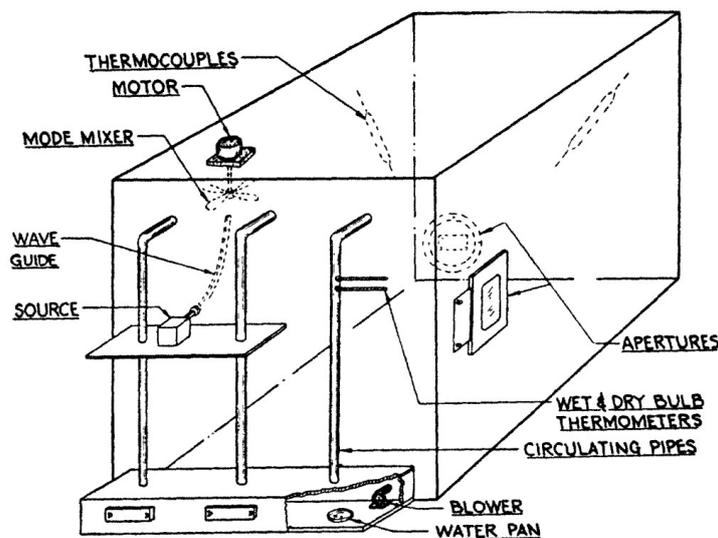


FIGURE 3.1 – Schématisation de la cavité utilisée par Becker et *al.* dans [4]. La cavité est constituée d'une boîte dont les parois sont faites en cuivre d'épaisseur 0,5 mm et de volume $15,5\text{ m}^3$.

3.1.2 État de la recherche sur les CRBM en millimétrique

Le nombre de travaux sur les chambres réverbérantes à brassage de modes aux fréquences millimétriques est insignifiant. Dans nos recherches bibliographiques, nous avons recensé un seul papier sur l'utilisation d'une CR autour de 60 GHz [11] et quelques travaux sur les chambres réverbérantes dans la bande 1-40 GHz [12], [13], [14], [15] et [16].

Dans [11], les auteurs utilisent une CRBM pour évaluer l'efficacité de rayonnement d'une antenne patch dans la bande 55-65 GHz. La chambre est constituée d'une cavité compacte en aluminium de dimensions $25 \times 25 \times 40\text{ cm}^3$, comprenant six brasseurs, chacun étant fixé sur une paroi différente (cf Fig. 3.2). Les résultats théoriques et expérimentaux présentés dans cet article sont très proches. Cependant, les performances électromagnétiques de la CRBM ne sont pas publiées.

Par ailleurs, Hallbjörner et *al.* [12] ont procédé à des mesures de caractérisation de matériaux dans une cavité cylindrique dans la bande 30-40 GHz. Leur but consistait à extraire la permittivité et la conductivité électrique de l'objet sous test à partir de mesures en CR. La cavité était initialement prévue pour caractériser des matériaux à 2 GHz avec des méthodes monomodales, sans disposer de brasseur mécanique. Son diamètre et sa hauteur sont respectivement de 10,9 cm et 9,5 cm, ce qui donne un volume de 890 cm^3 . A partir de 30 GHz,

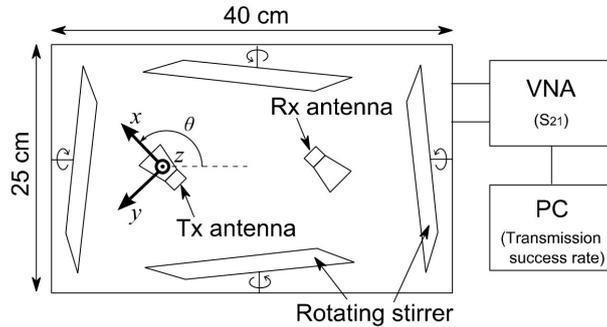


FIGURE 3.2 – Schéma de la chambre réverbérante présentée dans [11] pour une utilisation dans la bande 55-65 GHz.

la cavité cylindrique est électriquement large pour qu'elle puisse être considérée comme une chambre réverbérante. Le brassage fréquentiel dans des sous-bandes de 1 GHz est utilisé afin de produire un nombre suffisant d'échantillons. Les résultats expérimentaux concernant la mesure de la surface équivalente moyenne d'absorption (SEMA) sur du thermoplastique donnent des résultats très proches de la SEMA estimée théoriquement. Néanmoins, les résultats de la caractérisation de la cavité à vide, et donc des performances électromagnétiques de la CRBM, ne sont pas présentés dans cet article.

Récemment, des mesures d'émission rayonnée et d'efficacité de blindage de composants électriques et mécaniques montés sur des PCB (printed circuit board) de circuits électroniques ont été conduites dans des chambres réverbérantes ETS-LINGREN dans la bande 1-40 GHz [13]. La chambre réverbérante utilisée est en fait une chambre double (cf Fig. 3.3), constituée de deux compartiments (Rx et Tx) séparés par une plaque métallique dans laquelle est fixée l'objet sous test. La chambre Tx est attribuée à l'émission et la chambre Rx à la réception. Un brasseur mécanique est placé dans chacun des compartiments de la chambre. Elle est optimisée pour une uniformité de 3 dB dans la bande 1-40 GHz avec une dynamique de mesures de 60 à 85 dB dans toute la bande de fréquence.

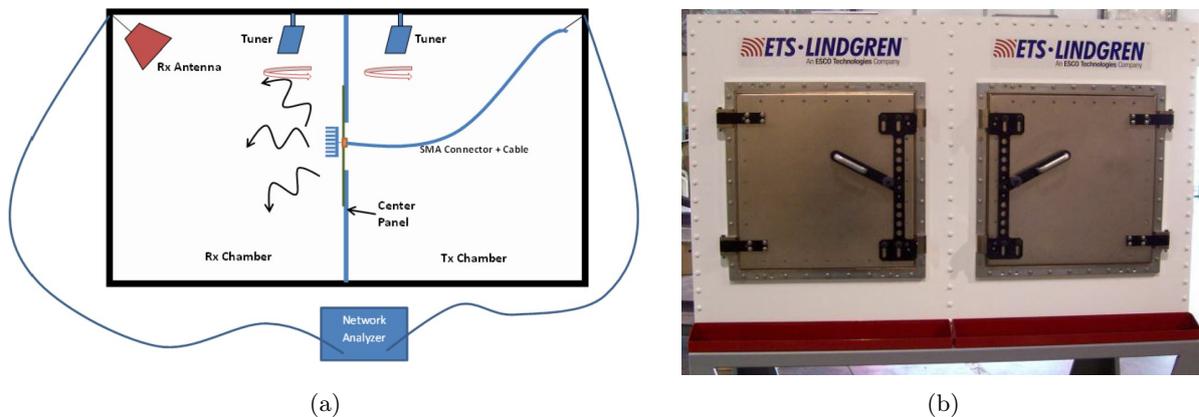


FIGURE 3.3 – Chambre réverbérante ETS-LINGREN [13].

Dans la même bande de fréquence, nous pouvons citer [14] et [15], dans les années 90, traitant de l'évaluation d'efficacité de blindage sur des câbles en chambre réverbérante, ainsi

que de tests de susceptibilité d'équipements électroniques d'un avion [16]. En outre, rappelons que la société Siepel commercialise des CR qui couvrent la bande de fréquence 80 MHz-40 GHz.

D'une manière générale, dans la plupart des articles référencés dans cette section, nous pouvons noter l'absence d'analyse et de résultats sur les performances électromagnétiques de la cavité (uniformité, isotropie, efficacité de blindage...) dans le domaine des fréquences millimétriques. C'est sur ce point essentiel que nos travaux apporteront une contribution significative et nouvelle.

3.2 Positionnement de la CRBM comme outil de dosimétrie

3.2.1 État de l'art sur l'interaction ondes-vivant en CRBM

L'utilisation de la chambre réverbérante pour des applications biologiques a été prédite dès 1976 [17] : *other uses for reverberation chambers were also predicted : besides the classical application, it is interesting to foresee some use in the biological field since it is possible to radiate isotropically specimens inside the chamber, obtaining a standard situation of irradiation not obtainable with a directive system.* Plus tard [18] montra que les CR peuvent être effectivement utilisées pour des expériences en bioélectromagnétisme.

En 2006, le National Institute of Environmental Health Science (NIEHS), dans le cadre de son programme "National Toxicological Program" (NTP), avait émis le souhait d'étudier le potentiel toxicologique et cancérigène de la téléphonie mobile associé à une exposition chronique sur des rongeurs aux fréquences GSM (900 MHz/1900 MHz). Dans le cahier des charges, il était impératif que le système d'exposition soit aussi uniforme que possible pour tous les sujets. Trois valeurs de DAS corps entier (1, 2,5 et 6 W/kg) étaient visées. Un bon rendement (le rapport du DAS corps entier sur le carré du module du champ généré par le système d'exposition) fut d'un intérêt particulier pour ce projet afin d'optimiser les exigences en puissance RF et les coûts associés, en raison du grand nombre d'animaux exposés dans les expériences (~ 3000) ainsi que des valeurs de DAS souhaitées. De plus, les sujets devaient être exposés sur leur cycle de vie entier, y compris les sujets jeunes, les adultes, les femelles enceintes et leurs progénitures.

Le défi de trouver le système d'exposition le plus approprié pour les expériences NIEHS a été pris en charge par le National Institute of Standards and Technology (NIST), aux Etats-Unis, proposant l'utilisation de la CR [19]. Cette solution offre une exposition statistiquement uniforme et isotrope dans un certain volume de la chambre et indépendamment de la position dans le volume. Un choix judicieux des dimensions de la chambre permet d'exposer simultanément des centaines de sujets (rats, souris). De plus les sujets peuvent être exposés sur de longues périodes. [19] démontre que d'excellentes performances des chambres (uniformité du champ, isotropie et uniformité du DAS) peuvent être obtenues malgré la présence des animaux. Ces travaux ont permis de montrer le potentiel des CR comme système d'exposition corps entier. D'autres travaux sur l'exposition de rongeurs en CR ont également été conduits dans plusieurs laboratoires [20], [21] dans des gammes de fréquence de la téléphonie mobile et du WIFI (2,4 GHz). Plusieurs projets ont été menés au sein du laboratoire de l'intégration du matériau au système (IMS) à Bordeaux. Ces études sont réalisées dans une chambre réverbérante conçue et adaptée pour exposer des souris [22], [23] (Fig. 3.4).

Nous pouvons également citer les travaux, réalisés à l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, portant sur l'étude des effets des rayonnements électromagnétiques sur des organismes

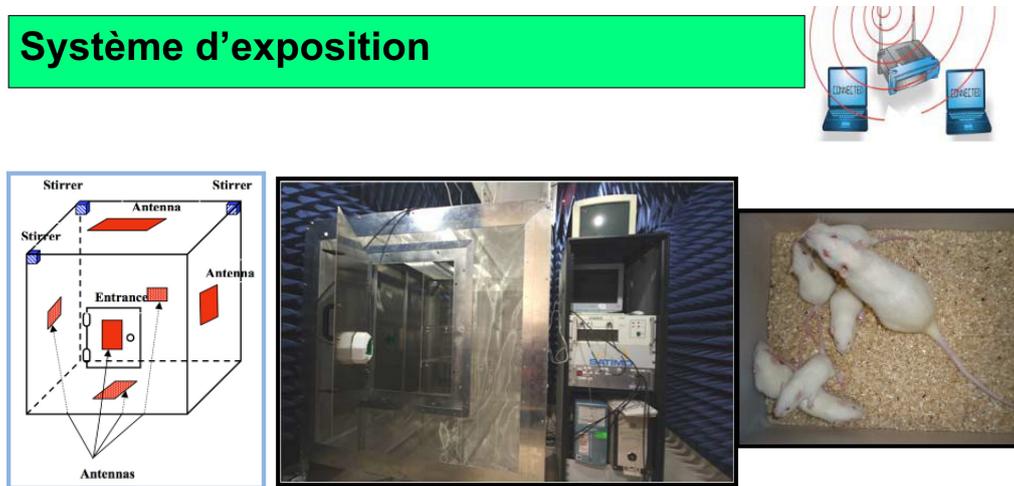


FIGURE 3.4 – Chambre réverbérante Satimo. Six antennes sont alimentées aléatoirement. Le signal wifi est généré par une communication entre 2 ordinateurs [22].

vivants en chambres réverbérantes [24], [25], [26], [27].

Quel que soit le moyen d'exposition, une maîtrise de la quantité de puissance absorbée est nécessaire pour l'étude des effets biologiques ou plus largement pour une comparaison de résultats issus de différents laboratoires. La détermination du DAS sur des rongeurs en CR par une hybridation de méthodes numériques et expérimentales a été proposée il y a quelques années [22], [28]. Dans les méthodes hybrides, on considère en simulation que l'environnement EM est idéalement désordonné (modèle de Hill), cependant cette configuration est difficilement réalisable en pratique. Le champ EM dans le volume utile dans la CR peut dépendre fortement du brasseur, des antennes, des dimensions de la cage. Par conséquent, le DAS calculé par une méthode hybride peut être différent du DAS réel. C'est la raison pour laquelle Chakarothai et *al.* [29] se sont intéressés à l'analyse de l'uniformité du DAS corps entier en CR, dans un environnement non idéal (fort couplage entre la chambre, l'antenne et le fantôme). En conclusion de leur travaux, ils préconisent des règles pour l'étude de la dosimétrie en CR : 1) éviter les trajets directs entre l'antenne et le fantôme ; 2) respecter une distance d'au moins la longueur d'onde entre deux fantômes.

3.2.2 La chambre réverbérante en tant que système d'exposition

La chambre réverbérante est un système d'exposition corps entier à l'image de la cellule TEM [30], du guide d'onde cylindrique [31], du guide d'onde radial [32], etc.

La principale exigence dans les systèmes d'exposition corps entier est l'uniformité de la dose absorbée par les animaux du même groupe et au sein de chaque sujet. Ceci est difficile à respecter en particulier pour des expériences à grande échelle. Dans une CR, l'animal exposé baigne dans un champ EM statiquement isotrope et uniforme et indépendamment de sa position dans un certain volume de la chambre. Sur cet aspect, la CR présente un avantage considérable face aux autres moyens d'exposition corps entier que sont les systèmes rayonnants en espace libre (reflecteur parabolique [33] (Fig. 3.5), antenne microstrip [34] (Fig. 3.6), antenne de type station de base [35], etc.) et les systèmes propagatifs ("Ferris-Wheel" [36] (Fig.

3.7), guide d'onde rectangulaire [37] (Fig. 3.8), guide d'onde radial [38] (Fig. 3.9), etc.). Ces derniers ne sont pas adaptés pour des expositions chroniques à long terme (exposition sur des jours voire des mois). Certains protocoles nécessitent que les animaux soient exposés pendant toute la durée de leur vie, de sorte qu'ils puissent se déplacer librement avec de la nourriture et de l'eau. Par ailleurs, dans une CR, les facteurs de stress chez l'animal sont limités par rapport à une exposition où l'animal est contraint à l'immobilisation (cf Fig. 3.10). De plus, un critère important dans un système d'exposition est le rendement : il s'agit du rapport du DAS corps entier sur le carré du module du champ généré par le système d'exposition. Le rendement des systèmes d'exposition rayonnants est généralement faible. Le rendement est plus élevé dans des structures propagatives telles que les guides d'onde rectangulaires ou radiaux, mais il est encore plus élevé dans les cavités résonantes. Par exemple, dans [19], les CR présentent un rendement de 70 % pour un rat adulte et 45 % pour une souris adulte. D'autre part, dans une exposition en CR, l'animal baigne dans l'environnement EM généré, ce qui confère à la CR une situation d'exposition comparable à des conditions réelles d'illumination EM. Par conséquent, la CR présente un intérêt significatif dans le cadre de l'interaction ondes-vivant. Elle fait donc partie des nouvelles approches de recherche en bio-électromagnétisme, en particulier dans le cadre des systèmes d'exposition envisageables dans le cas de sources multiples [39]. Cependant l'exposition en CR suscite aussi des interrogations quant à l'interprétation des résultats. Sachant que les grandeurs mesurées en CR sont des quantités moyennes, on peut se demander si la réponse chez l'animal est liée malgré tout à une valeur locale de champ EM ou bien à la valeur moyenne de la dose absorbée par le sujet. Des outils dosimétriques précis apparaissent donc nécessaires pour évaluer les effets des expositions EM sur les sujets examinés.

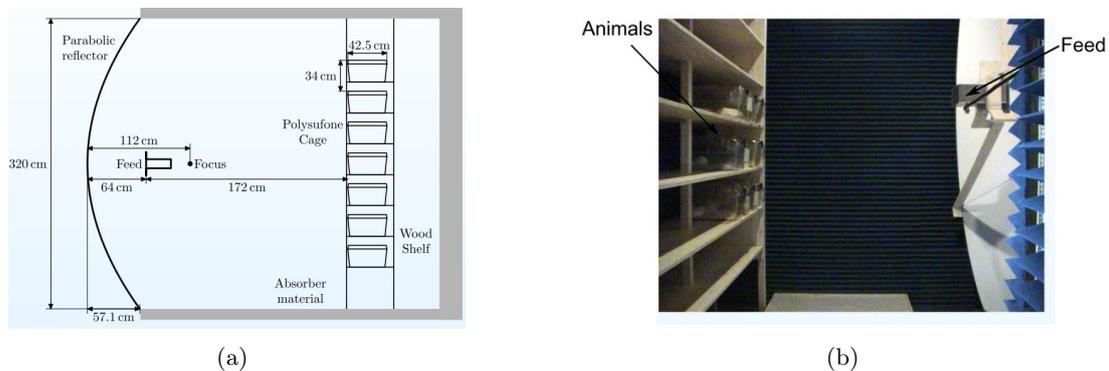


FIGURE 3.5 – Système d'exposition avec réflecteur parabolique [33].

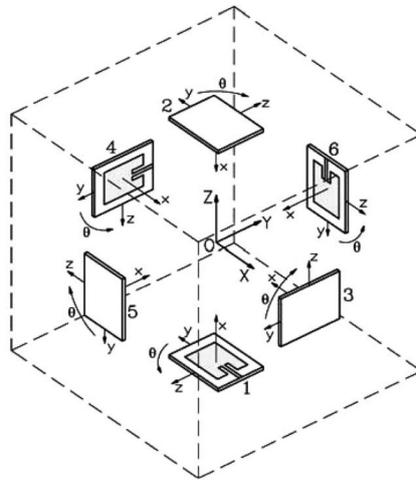


FIGURE 3.6 – Installation d'exposition avec 6 antennes microstrip [34].

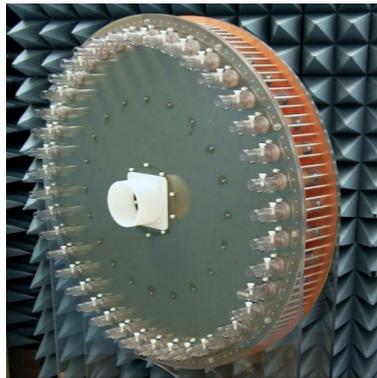


FIGURE 3.7 – Système d'exposition Ferris-Wheel [36].

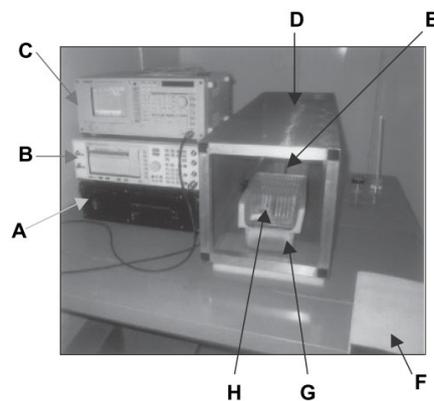


FIGURE 3.8 – Système d'exposition guide d'onde rectangulaire. (A) source DC, (B) générateur de fonction, (C) analyseur de spectre, (D) guide d'onde, (E) antenne du téléphone mobile, (F) mousse, (G) cage de l'animal exposé, (H) couvercle de la boîte de l'animal, [37].

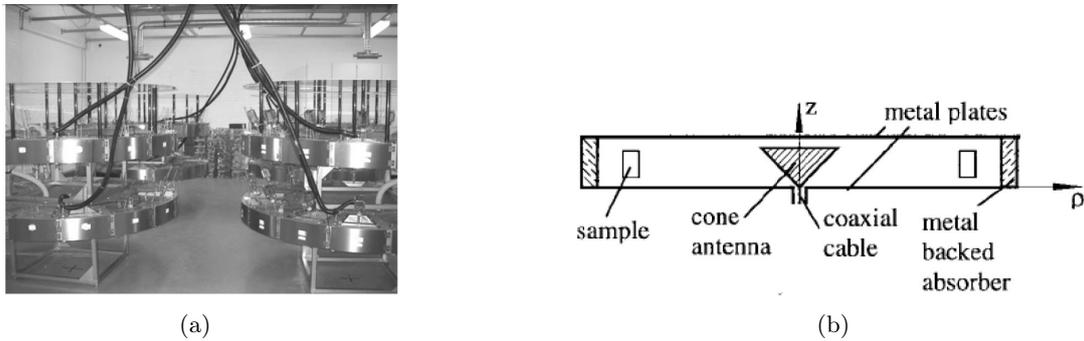


FIGURE 3.9 – Quatre empilements de deux guides d’onde radiaux [38] (a), vue en coupe d’un guide d’onde radial (b).

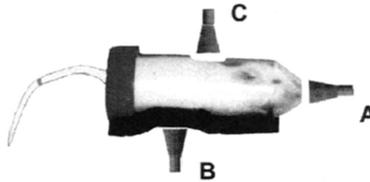


FIGURE 3.10 – Souris exposée en OMM dans une fusée [40].

3.3 Positionnement de la thèse

Le développement très rapide des systèmes électroniques qui exploitent des fréquences de plus en plus élevées nécessite en amont le développement de moyens d’essai appropriés à ces gammes de fréquences. Cette thèse vise d’abord à répondre à la question de la faisabilité d’une chambre réverbérante à brassage de modes pour réaliser des essais dans le domaine millimétrique. Le défi est de construire une CRBM compatible avec les OMM dans la gamme de fréquence couvrant le spectre 26,5 GHz - 75 GHz. A terme, un tel dispositif permettrait de réaliser des essais CEM en CR dans la bande millimétrique. Il s’agira de mettre à la disposition de la communauté CEM ce nouveau moyen d’essai.

Dans un second temps, nous souhaitons intégrer un système de mesure de DAS ou de la densité de puissance par caméra infrarouge. L’application visée s’inscrit dans le cadre de l’étude de l’interaction ondes-vivant qui est une priorité de recherche en bio-électromagnétisme. La cage conçue durant cette thèse n’est pas adaptée pour des expositions *in vivo*. Le but dans ce cadre est d’abord de mettre en place des outils dosimétriques afin de répondre à des questions préliminaires en vue de l’exposition *in vivo* en CRBM.

Références

- [1] W. E. Lamb, “Theory of a microwave spectroscopy,” *Phys. Rev.*, vol. 70, pp. 308–317, Sep. 1946. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.70.308>
- [2] P. M. Morse and R. H. Bolt, “Sound waves in rooms,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 16, pp. 69–150, Apr 1944. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.16.69>
- [3] R. V. Waterhouse, “Statistical properties of reverberant sound fields,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 43, no. 6, 1968.
- [4] G. E. Becker and S. H. Autler, “Water vapor absorption of electromagnetic radiation in the centimeter wave-length range,” *Phys. Rev.*, vol. 70, pp. 300–307, Sep. 1946.
- [5] F. Kremer, A. Poglitsch, D. Böhme, and L. Genzel, “The application of oversized cavities for millimetre-wave spectroscopy,” in *K. J. Button, Ed., Infrared and Millimetre Waves, New York : Academic Press*, vol. II, 1984.
- [6] F. Kremer and J. Izatt, “Millimeter-wave absorption measurements in low-loss dielectrics using an untuned cavity resonator,” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 2, no. 4, pp. 675–694, 1981. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1007/BF01007271>
- [7] J. R. Izatt and F. Kremer, “Millimeter wave measurement of both parts of the complex index of refraction using an untuned cavity resonator,” *Appl. Opt.*, vol. 20, no. 14, pp. 2555–2559, Jul 1981. [Online]. Available : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-20-14-2555>
- [8] F. Kremer, “Broadband mm-wave spectroscopy on biological samples,” in *Biological Effects and Dosimetry of Nonionizing Radiation*, ser. NATO Advanced Study Institutes Series, M. Grandolfo, S. Michaelson, and A. Rindi, Eds. Springer US, 1983, vol. 49, pp. 233–250. [Online]. Available : http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4684-4253-3_10
- [9] L. Genzel, F. Kremer, A. Poglitsch, G. Bechtold, K. Menke, and S. Roth, “Millimeter-wave and far-infrared conductivity of iodine- and AsF₅-doped polyacetylene,” *Phys. Rev. B*, vol. 29, pp. 4595–4601, Apr 1984. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.29.4595>
- [10] F. Kremer and L. Genzel, “Application of untuned cavities for millimeter wave spectroscopy,” in *Proc. 6th International Conference on Infrared and Millimeter Waves*, Miami, 1981, pp. paper T-1–4.
- [11] J. Asano, J. Hirokawa, Y. Hirachi, and M. Ando, “Design and experiments of a patch antenna on a thick resin layer fed through a hole in a silicon chip in the 60 GHz band,” in *Microwave Conference Proceedings (APMC), 2012 Asia-Pacific*, Dec. 2012, pp. 884–886.
- [12] P. Hallbjörner, U. Carlberg, K. Madsen, and J. Andersson, “Extracting electrical material parameters of electrically large dielectric objects from reverberation chamber measurements of absorption cross section,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 47, no. 2, pp. 291–303, May 2005.
- [13] X. Zhou, J. Li, H. Fan, A. Bhobe, P. Sochoux, and J. Yu, “High-frequency EMC design verification through full-wave simulations and measurements in reverberation chamber,” in *IEEE International Symposium on EMC*, Denver, USA, Aug. 2013, pp. 299–305.
- [14] B. Eicher and L. Boillot, “Very low frequency to 40 GHz screening measurements on cables and connectors ; line injection method and mode stirred chamber,” in *IEEE International Symposium on EMC*, Anaheim, USA, Aug. 1992, pp. 302–307.
- [15] A. McMahon, J. Weber, A. Prothe, and A. Pesta, “Shielding effectiveness measurements for an SHF/EHF field-to-wire coupling model,” in *Electromagnetic Compatibility, 1989, IEEE 1989 National Symposium on*, Denver, USA, May 1989, pp. 414–417.
- [16] M. Hagen, D. Johnson, and M. Slocum, “High-power radiated susceptibility testing of fadec systems in reverberation chambers,” in *Digital Avionics Systems Conference, 1999. Proceedings. 18th*, vol. 2, Oct. 1999, pp. 10.C.5–1–10.C.5–8.
- [17] P. Corona and G. Latmiral, “Valutazione ed impiego normativo della camera reverberante dell’istituto universitario navale, in atti,” in *I Riunione Nazionale di Elettromagnetismo Applicato, L’Aquila, Roma, Italy*, pp. 103–108, 1976.
- [18] G. d’Ambrosio, F. Di Meglio, and G. Ferrara, “Multimode time-varying enclosures for exposure and dosimetry in bioelectromagnetic experiments,” *Alta Frequenza*, vol. 49, pp. 89–94, 1980.
- [19] M. Capstick, N. Kuster, S. Kühn, V. Berdinas-Torres, J. Ladbury, G. Koepke, D. McCormick, J. Gauger, and R. Melnick, “A radio frequency radiation reverberation chamber exposure system for rodents,” in *Cranfield Multi-Strand Conference : Creating Wealth Through Research and Innovation*, vol. 6, 2008, p. 533.
- [20] K. Jung, T. Kim, J. Kim, H. Doh, Y. Chung, J. Choi, and J. Pack, “Development and validation of reverberation-chamber type whole-body exposure system for mobile-phone frequency.” *Electromagnetic*

- biology and medicine*, vol. 27, no. 1, pp. 73–82, 2007.
- [21] P. F. Biagi, L. Castellana, T. Maggipinto, G. Maggipinto, T. Ligonzo, L. Schiavulli, D. Loiacono, A. Ermini, M. Lasalvia, G. Perna, and V. Capozzi, “A reverberation chamber to investigate the possible effects of “in vivo” exposure of rats to 1.8 GHz electromagnetic fields : a preliminary study,” *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 94, pp. 133–152, 2009.
- [22] T. Wu, A. Hadjem, M.-F. Wong, A. Gati, O. Picon, and J. Wiart, “Whole-body new-born and young rats’ exposure assessment in a reverberating chamber operating at 2.4 GHz,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 55, no. 6, p. 1619, 2010.
- [23] I. Lagroye, F. P. De Gannes, S. Aït-Aïssa, E. Haro, A. Hurtier, M. Taxile, L. Le Montagner, A. Athané, S. Duleu, Y. Percherancier *et al.*, “Les effets du Wi-Fi : les résultats des études réalisées au laboratoire ims. wi-fi bioeffects : Data obtained in the ims laboratory.”
- [24] D. Roux, A. Vian, P. Goupil, G. Ledoigt, S. Girard, F. Paladian, and P. Bonnet, “Msrc measurements of high frequency non ionizing electromagnetic radiations (NIR) on living organisms,” in *16th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility*, 2004.
- [25] D. Roux, S. Girard, F. Paladian, P. Bonnet, S. Lalléchère, M. Gendraud, E. Davies, and A. Vian, “Human keratinocytes in culture exhibit no response when exposed to short duration, low amplitude, high frequency (900 MHz) electromagnetic fields in a reverberation chamber,” *Bioelectromagnetics*, vol. 32, no. 4, pp. 302–311, 2011.
- [26] D. Roux, C. Faure, P. Bonnet, S. Girard, G. Ledoigt, E. Davies, M. Gendraud, F. Paladian, and A. Vian, “A possible role for extra-cellular ATP in plant responses to high frequency, low amplitude electromagnetic field,” *Plant signaling & behavior*, vol. 3, no. 6, pp. 383–385, 2008.
- [27] D. Roux, A. Vian, S. Girard, P. Bonnet, F. Paladian, E. Davies, and G. Ledoigt, “High frequency (900 MHz) low amplitude (5 V m⁻¹) electromagnetic field : a genuine environmental stimulus that affects transcription, translation, calcium and energy charge in tomato,” *Planta*, vol. 227, no. 4, pp. 883–891, 2008.
- [28] B. Torres and J. Veronica, *Exposure systems and dosimetry of large-scale in vivo studies*, 2007, vol. 68, no. 04.
- [29] J. Chakarothai, J. Wang, O. Fujiwara, K. Wake, and S. Watanabe, “Dosimetry of a reverberation chamber for whole-body exposure of small animals,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 61, no. 9, pp. 3435–3445, Sep. 2013.
- [30] A. Saran, S. Pazzaglia, M. Mancuso, S. Rebessi, V. Di Majo, M. Tanori, G. Lovisolo, R. Pinto, and C. Marino, “Effects of exposure of newborn patched1 heterozygous mice to GSM, 900 MHz,” *Radiation research*, vol. 168, no. 6, pp. 733–740, 2007.
- [31] A. M. Sommer, A. K. Bitz, J. Streckert, V. W. Hansen, and A. Lerchl, “Lymphoma development in mice chronically exposed to UMTS-modulated radiofrequency electromagnetic fields,” *Radiation research*, vol. 168, no. 1, pp. 72–80, 2007.
- [32] J.-C. Cassel, B. Cosquer, R. Galani, and N. Kuster, “Whole-body exposure to 2.45 GHz electromagnetic fields does not alter radial-maze performance in rats,” *Behavioural brain research*, vol. 155, no. 1, pp. 37–43, 2004.
- [33] S. Schelkshorn, S. Tejero, and J. Detlefsen, “Exposure setup for animal experiments using a parabolic reflector,” *Radiation protection dosimetry*, vol. 124, no. 1, pp. 27–30, 2007.
- [34] R. Araneo and S. Celozzi, “Design of a microstrip antenna setup for bio-experiments on exposure to high-frequency electromagnetic field,” *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on*, vol. 48, no. 4, pp. 792–804, Nov 2006.
- [35] R. Anane, P.-E. Dulou, M. Taxile, M. Geffard, F.-L. Crespeau, and B. Veyret, “Effects of gsm-900 microwaves on dmba-induced mammary gland tumors in female sprague-dawley rats,” vol. 160, no. 4, pp. 492–497, Apr. 2003.
- [36] A. Faraone, W. Luengas, S. Chebrolu, M. Ballen, G. Bit-Babik, A. V. Gessner, M. Y. Kanda, T. Babij, M. L. Swicord, and C.-K. Chou, “Radiofrequency dosimetry for the ferris-wheel mouse exposure system,” *Radiation research*, vol. 165, no. 1, pp. 105–112, 2006.
- [37] R. Aitken, L. Bennetts, D. Sawyer, A. Wiklendt, and B. King, “Impact of radio frequency electromagnetic radiation on DNA integrity in the male germline,” *International journal of andrology*, vol. 28, no. 3, pp. 171–179, 2005.
- [38] T. Reinhardt, A. Bitz, A. El Ouardi, J. Streckert, A. Sommer, A. Lerchl, and V. Hansen, “Exposure set-ups for in vivo experiments using radial waveguides,” *Radiation protection dosimetry*, 2007.
- [39] N. Ticaud, “Système d’exposition multisource pour les études bioélectromagnétiques portant sur les signaux de communications sans fil,” Ph.D, Université de Limoges, 2012.

- [40] A. A. Radzievsky, M. A. Rojavin, A. Cowan, S. I. Alekseev, and M. C. Ziskin, "Hypoalgesic effect of millimeter waves in mice : Dependence on the site of exposure," *Life sciences*, vol. 66, no. 21, pp. 2101–2111, 2000.

Deuxième partie

Analyse de pré-dimensionnement de la
CRBM

Impact des paramètres physiques et technologiques

4.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'analyse de l'impact des paramètres géométriques et technologiques d'une CRBM sur les performances de celle-ci. Les paramètres géométriques jouent un rôle essentiel puisqu'ils fixent la fréquence minimale d'utilisation communément désignée en anglais par *lowest usable frequency* (LUF), la densité de modes et le coefficient de qualité. A ces paramètres géométriques, s'ajoutent les paramètres technologiques qui sont principalement les éléments constituant des parois, les accès RF et les ouvertures. Ces paramètres technologiques ont un impact sur le coefficient de qualité et donc sur le champ électrique moyen dans le volume de la CRBM.

La section 4.2 est consacrée à l'analyse de pré-dimensionnement de la chambre. Nous y expliquons comment les dimensions ainsi que le matériau constituant les parois de la chambre ont été choisis. La section 4.3 est dédiée à l'étude de l'impact des dimensions géométriques et de la conductivité des parois sur la densité de modes et sur le coefficient de qualité associé aux parois. Dans la section 4.4, on s'intéresse à l'estimation des différents coefficients de qualité associés aux différents mécanismes de pertes dans la chambre. Outre les pertes dans les parois, sont considérées tour à tour, les pertes dans les antennes, l'absorption due aux gaz atmosphériques et les fuites au niveau des ouvertures. Enfin, la section 4.5 est consacrée au choix du procédé de brassage.

4.2 Pré-dimensionnement de la cage

La cage d'expérimentation est conçue pour être utilisée en bande Ka (26,5-40 GHz), en bande U (40-60 GHz) et en bande V (50-75 GHz). L'idée de départ consiste à fabriquer une chambre d'expérimentation la plus petite possible fonctionnant dans ces bandes de fréquence. Il est convenu dans le cahier des charges que la chambre doit être compacte et transportable.

Généralement les chambres réverbérantes ont une forme parallélépipédique bien que différentes configurations géométriques puissent être utilisées. Pour une chambre de forme parallélépipédique, la fréquence minimale de fonctionnement peut être grossièrement estimée entre

3 et 6 fois la fréquence du mode fondamental [1]. Cette estimation repose sur l'hypothèse de l'existence d'une densité de modes suffisante à $3f_0$ ou $6f_0$ (f_0 -fréquence du mode fondamental). Pour une cavité parallélépipédique de dimensions a , b et d , les fréquences de résonance des modes propres sont données par :

$$f_{mnp} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2}, \quad (4.1)$$

où c représente la vitesse de la lumière et m , n , p des entiers positifs (au moins deux d'entre eux sont non nuls). La fréquence de résonance du mode fondamental correspond au choix des indices m , n et p donnant à f_{mnp} la plus basse fréquence de résonance de la cavité. Elle est calculée comme suit :

$$f_{011} = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{1}{b^2} + \frac{1}{d^2}}, \quad (4.2)$$

avec $a < b < d$ et $m = 0$, $n = 1$ et $p = 1$.

En utilisant l'expression 4.2 et le critère $6 \times f_{011}$ pour le calcul de la LUF, nous déterminons les dimensions d'une cavité de forme cubique dont la LUF est inférieure ou égale à 26,5 GHz (borne inférieure de la bande Ka). Il en résulte un cube qui a pour arête 4,8 cm. Sachant que le volume de la cavité doit être suffisamment grand afin de pouvoir contenir des objets sous test et les équipements (antennes, supports) nécessaires au fonctionnement de la chambre, nous avons initialement choisi un parallélépipède de dimensions $40 \times 40 \times 40$ cm³. La LUF, selon l'évaluation empirique ($6 \times f_{011}$) de cette cavité est alors de 3,2 GHz.

4.3 Impact des paramètres géométriques et électriques

4.3.1 Densité de modes

La densité de modes est un paramètre capital à prendre en considération lors du dimensionnement d'une chambre réverbérante. Elle désigne le nombre de modes ΔN qui peuvent exister dans une étroite bande de fréquence Δf centrée sur une fréquence f_0 , soit le rapport $\Delta N / \Delta f$. Son expression est donnée par la formule de Weyl [2] :

$$\frac{\Delta N}{\Delta f} = \frac{8\pi abd}{c^3} f_0^2 - \frac{(a+b+d)}{c}. \quad (4.3)$$

La densité de modes est importante puisqu'elle détermine le nombre de modes potentiellement excitables dans la chambre au voisinage de la fréquence d'intérêt. En théorie une modification des conditions aux limites dans la chambre (mouvement des parois, recours à un brasseur de modes efficace, saut de fréquence dans la bande Δf) est susceptible d'entraîner une excitation d'un grand nombre de modes avec des pondérations quasi-aléatoires. Plus le nombre de modes excités aléatoirement au cours d'un processus de brassage est important, plus les caractères d'homogénéité spatiale et d'isotropie statistique sont affirmés pour converger vers les propriétés d'un champ idéalement désordonné. Le coefficient de qualité limité de l'enceinte entraîne également l'excitation simultanée de modes lorsque la densité de modes est suffisamment élevée, ce qui peut permettre l'obtention plus aisée des caractères statistiques homogène et isotope du champ. Des parois non parallèles peuvent également permettre d'obtenir ces propriétés comme le démontre de récents travaux sur les cavités chaotiques électromagnétiques [3], [4].

Cependant pour des raisons physiques de conception, puisque la chambre sera très largement surdimensionnée aux fréquences d'intérêt, l'emploi de formes géométriques complexes ne présente aucune valeur ajoutée. Notons que c'est le volume abd de la chambre qui détermine le nombre de modes disponibles dans la bande Δf (cf Eq. 4.3). Le second terme de 4.3 a une influence très faible sur la densité de modes et ce terme est souvent omis. En somme, une chambre réverbérante avec un grand volume est clairement préférable pour l'amélioration de l'uniformité du champ électrique. Aux fréquences millimétriques, une chambre réverbérante avec un petit volume pourrait suffire étant donné que la densité de modes est asymptotiquement proportionnelle à la fréquence au carré. La figure 4.1 présente l'évolution de la densité de modes dans la bande 1-26,5 GHz pour la cavité de dimensions $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$ et pour $\Delta f = 200 \text{ MHz}$, 100 MHz , 50 MHz , 25 MHz . On observe que la densité de modes croît très rapidement avec la fréquence et que les valeurs obtenues sont très grandes comparées au nombre de modes nécessaire pour le fonctionnement adéquat d'une chambre réverbérante que nous estimerons dans la section 5.3.

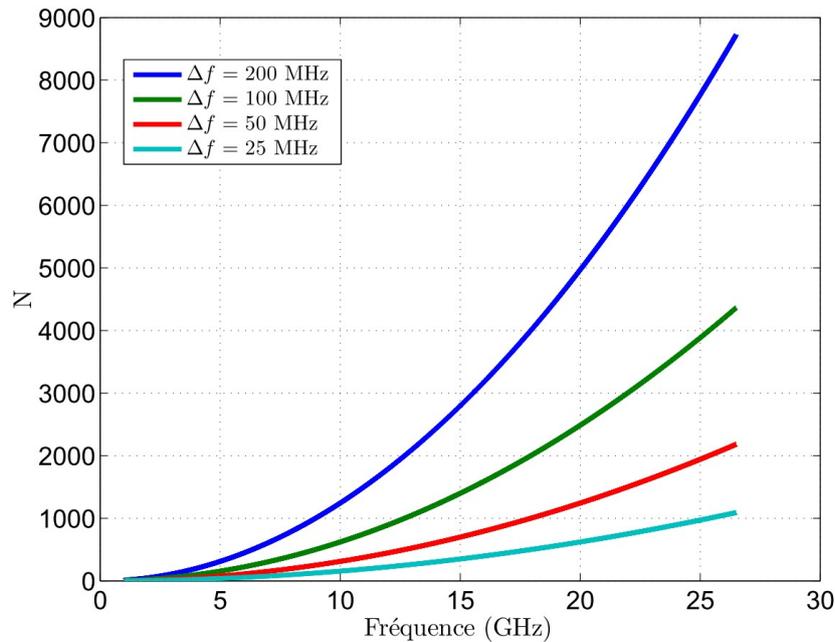
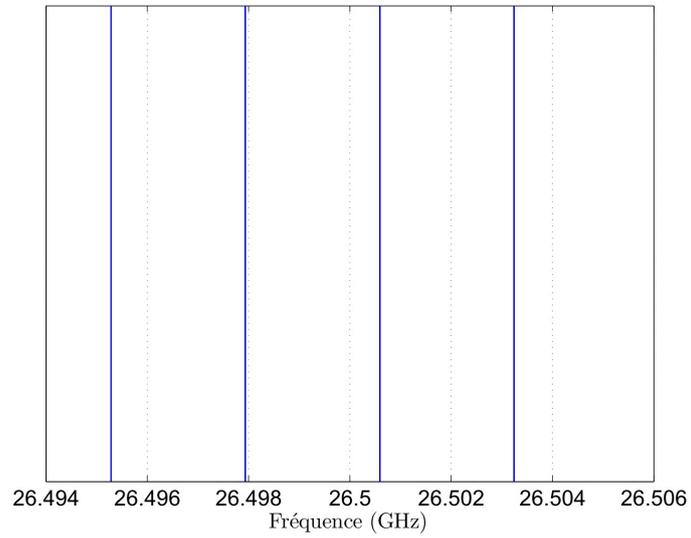


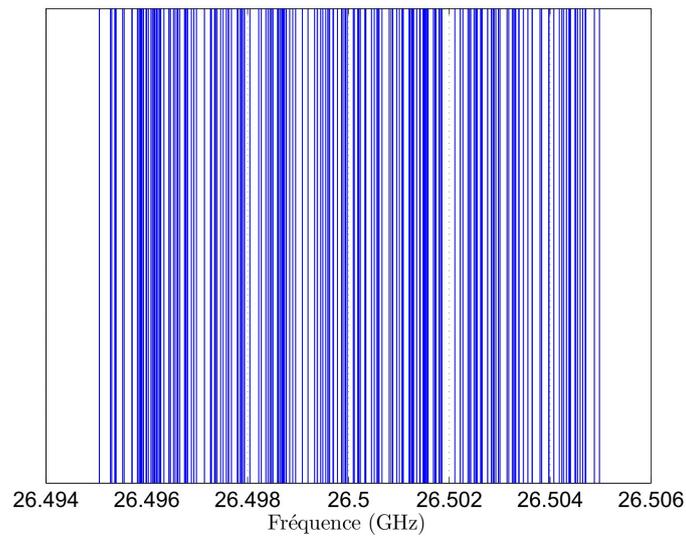
FIGURE 4.1 – Évolution de la densité de modes dans la bande 1-26,5 GHz pour la cavité de dimensions $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$ et pour $\Delta f = 200 \text{ MHz}$, 100 MHz , 50 MHz , 25 MHz .

Par ailleurs, notons que si les dimensions de la chambre sont régulières, il peut exister une dégénérescence de modes. Elle se traduit par le fait que plusieurs modes ont la même fréquence de résonance et sont excités simultanément dans les mêmes conditions, ce qui peut affecter l'uniformité du champ. Reprenons l'expression 4.1 qui détermine la fréquence de résonance des modes propres de la cavité. Si les termes a^2 , b^2 et d^2 sont égaux alors il existe au moins deux modes qui ont la même fréquence f_{mnp} . Afin d'éviter la dégénérescence de modes, les dimensions de notre cavité ont été légèrement modifiées : $a = 42,3 \text{ cm}$, $b = 41,2 \text{ cm}$ et $d = 38,3 \text{ cm}$. La figure 4.2 montre les positions des modes pour les cavités de dimensions $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$ et $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$ dans une bande $\Delta f = 10 \text{ MHz}$ centrée à 26,5 GHz en utilisant l'expression 4.1. Les résultats montrent une forte dégénérescence des modes dans le cas où la

cavité possède une forme cubique (Fig. 4.2(a)).



(a)



(b)

FIGURE 4.2 – Fréquences modales pour la cavité de dimensions $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$ (a) et celle de dimensions $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$ (b) dans une bande $\Delta f = 10 \text{ MHz}$ centrée à 26,5 GHz.

4.3.2 Coefficient de qualité composite

Dans cette section, nous analysons l'impact des dimensions géométriques et de la conductivité électrique des parois sur le coefficient de qualité de la chambre vide.

Le coefficient de qualité est utilisé pour décrire la capacité d'une chambre à stocker l'énergie. Il est défini comme le rapport de l'énergie stockée lors de la mise en résonance du système physique considéré sur la puissance dissipée par période (4.4).

$$Q = \omega \frac{E_s}{Pd}. \quad (4.4)$$

Ce coefficient joue un rôle crucial dans la conception et l'exploitation d'une chambre réverbérante puisqu'il est lié à plusieurs paramètres tels que la constante de temps, la bande passante des modes, le champ électrique moyen ainsi que les pertes totales dans la chambre. Pour une chambre vide de tout objet, les dissipations d'énergie proviennent de la résistance de surface des parois. L'expression du coefficient de qualité composite associé aux pertes dans les parois a été déterminé dans l'hypothèse d'une excitation simultanée de plusieurs modes dans un contexte où la densité de modes est importante [2], [5] :

$$Q = \frac{3}{2} \frac{V}{\mu_r S \delta_p}, \quad (4.5)$$

où

$$\delta_p = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_p \sigma_p}}. \quad (4.6)$$

Dans les expressions 4.5 et 4.6, apparaissent le volume V de la chambre, la surface S , l'épaisseur de peau δ_p , la perméabilité magnétique μ_p et la conductivité électrique des parois σ_p . Ainsi, le coefficient de qualité composite d'une chambre vide dépend de paramètres dimensionnels (rapport V/S) et des paramètres constitutifs des parois (μ_p et σ_p) à la fréquence considérée. Le coefficient de qualité associé aux parois augmente avec le rapport V/S ; si on multiplie les dimensions par un facteur k , le coefficient de qualité est multiplié par ce même facteur. S'agissant des paramètres électriques, le coefficient de qualité est proportionnel à la racine carrée de la conductivité électrique des parois. Par conséquent, un matériau très conducteur doit être choisi pour minimiser les pertes par effet Joule. En théorie, un coefficient de qualité très élevé (tendant vers l'infini) pourrait limiter la capacité à exciter significativement les modes de la cavité. En pratique, on cherche à utiliser des matériaux conventionnels permettant d'accéder à des valeurs de coefficients de qualité les plus élevées possible pour obtenir des valeurs de champ élevées dans la cavité. L'acier est généralement le conducteur le plus utilisé pour la fabrication de chambres réverbérantes, cependant d'autres matériaux qui ont une conductivité électrique plus élevée tels que l'aluminium, l'or ou le cuivre peuvent être utilisés à la place de l'acier afin d'augmenter le coefficient de qualité tout en conservant les mêmes dimensions de la cavité. La figure 4.3 montre les coefficients de qualité calculés selon l'expression 4.5 pour la cavité de dimensions $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$ aux parois en acier, en aluminium, en or et en cuivre.

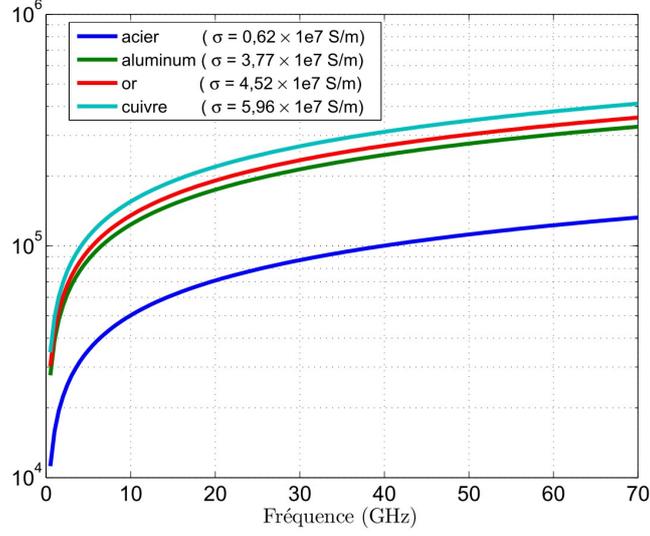


FIGURE 4.3 – Coefficient de qualité pour la cavité de dimensions $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$ aux parois en acier, en aluminium, en or et en cuivre.

Le rapport entre les coefficients de qualité de ces différents matériaux par rapport à celui de l'acier est de 2,46 pour l'aluminium, 2,7 pour l'or et 3,1 pour le cuivre. Ce facteur est du même ordre de grandeur pour l'aluminium, l'or et le cuivre. Dans le contexte de la recherche de matériaux dont le coût est raisonnable et dont les propriétés mécaniques et physiques permettent l'usinage et le soudage, un alliage d'aluminium et de magnésium (AlMg3,5 ou Ag3) est utilisé comme matériau de fabrication de la cage d'expérimentation. Il est constitué à plus de 90 % d'aluminium [6]. Il offre une bonne conductivité électrique ($\sigma = 1,8 \times 10^7 \text{ S/m}$), intermédiaire entre l'acier et l'aluminium. L'Ag3 présente par ailleurs une bonne aptitude à la transformation.

4.4 Estimation du coefficient de qualité total

En pratique, le coefficient de qualité d'une chambre réverbérante résulte de différents mécanismes de pertes. Il est alors nécessaire de quantifier la contribution associée à chaque source de pertes. On attribue à la chambre un coefficient de qualité total Q_{total} relié aux coefficients de qualité Q_{Parois} , Q_{Rx} , Q_{Tx} , Q_{gaz} correspondants aux différentes sources de dissipation d'énergie. Le coefficient de qualité total, en considérant que les différents mécanismes de pertes sont totalement dissociés les uns des autres, est donné par :

$$Q_{\text{total}} = \omega \frac{E_s}{\sum P_{d_i}}, \quad (4.7)$$

où P_{d_i} est la puissance dissipée dans l'un des mécanismes de pertes considéré. D'où [5] :

$$\frac{1}{Q_{\text{total}}} = \frac{1}{Q_{\text{Parois}}} + \frac{1}{Q_{\text{Rx}}} + \frac{1}{Q_{\text{Tx}}} + \frac{1}{Q_{\text{gaz}}}. \quad (4.8)$$

4.4.1 Contribution des parois

L'expression analytique du coefficient de qualité d'une cavité parallélépipédique est donnée par B.H. Liu et *al.* [2] pour les modes TE_{mnp} et TM_{mnp} :

$$Q_{mnp}^{TE} = \frac{\eta abd k_{xy}^2 k_{mnp}^3}{4R_s [bd(k_{xy}^4 + k_y^2 k_z^2) + ad(k_{xy}^4 + k_x^2 k_z^2) + abk_{xy}^2 k_z^2]}, \quad (4.9)$$

$$Q_{mnp}^{TM} = \frac{\eta abd k_{xy}^2 k_{mnp}}{4R_s [b(a+d)k_x^2 + a(b+d)k_y^2]}, \quad (4.10)$$

avec $k_x = \frac{m\pi}{a}$, $k_y = \frac{n\pi}{b}$, $k_z = \frac{p\pi}{d}$, $k_{xy} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, $k_{mnp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$.

η désigne l'impédance du milieu à l'intérieur de la chambre ($\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi$) et R_s est la résistance de surface des parois donnée par $R_s = 1/\sigma_p \delta_p$. Le coefficient de qualité effectif ou composite (ou moyenne) résulte de l'intégration des modes TE et TM sur une bande étroite de fréquence Δf_0 centrée sur une fréquence f_0 [7]. Les auteurs cités précédemment sont parvenus à la relation suivante :

$$\bar{Q} = \frac{3}{2} \frac{V}{S\mu_r \delta_p} \frac{1}{1 + \frac{3\pi}{8k_0} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{d} \right)}, \quad (4.11)$$

où k_0 désigne le nombre d'onde.

Quand la fréquence augmente, le second terme du dénominateur devient très inférieur à l'unité, on obtient une expression simplifiée du coefficient de qualité moyen :

$$\frac{3\pi}{8k_0} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{d} \right) \ll 1 \rightarrow \bar{Q} = \frac{3}{2} \frac{V}{S\mu_r \delta_p}. \quad (4.12)$$

La figure 4.4 montre l'évolution du coefficient de qualité moyen des parois calculé avec les expressions 4.11 et 4.12 pour l'alliage Ag3 et les dimensions de la cavité sélectionnée plus haut ($a = 42,3$ cm ; $b = 41,2$ cm ; $d = 38,3$ cm). Les deux courbes se superposent à partir de 7-8 GHz.

4.4.2 Impact des antennes

Le coefficient de qualité propre à une antenne réceptrice adaptée et sans pertes en chambre réverbérante s'exprime suivant la relation [7], [8] :

$$Q_{Rx} = 16\pi^2 \frac{V}{\lambda_0^3}, \quad (4.13)$$

et celui d'une antenne émettrice s'exprime [5], [8] :

$$Q_{Tx} = 8\pi^2 \frac{V}{\lambda_0^3}. \quad (4.14)$$

Dans les expressions 4.13 et 4.14 ne figurent que le volume V et la longueur d'onde λ_0 . Notons également que le coefficient de qualité de l'antenne réceptrice diffère de celui de l'antenne émettrice d'un facteur 1/2. Cette différence provient du fait que l'aire effective d'une antenne

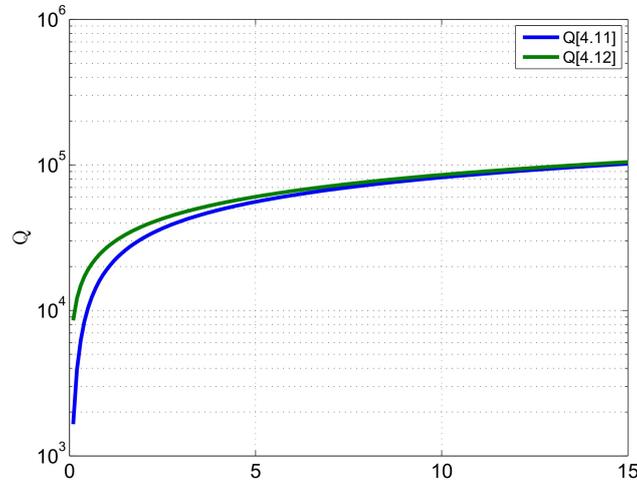


FIGURE 4.4 – Coefficient de qualité moyen des parois pour la cavité de dimensions $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$ avec $\sigma_p = 1,8 \times 1e7 \text{ S/m}$, à partir des expressions 4.11 et 4.12.

en réception en CRBM est de $\lambda_0/8\pi$ alors qu'elle est de $\lambda_0/4\pi$ pour une antenne en émission. En effet, l'aire effective d'une antenne en réception est moitié moindre que celle d'une antenne placée en espace libre. Ceci s'explique par la diversité et l'uniformité de la polarisation des ondes incidentes. Une antenne en émission, présente une situation différente. L'hypothèse avancée peut être la suivante. L'énergie émise par l'antenne est couplée à la chambre sous une polarisation contrôlée localement. L'excitation modale qui en résulte va à son tour se coupler sur la même antenne suivant la même polarisation.

En figure 4.5, nous avons tracé le coefficient de qualité des parois de la cavité (en rouge), de l'antenne réceptrice (en vert) et de l'antenne émettrice (en bleu). La contribution des antennes sur le coefficient de qualité total (en noir) de la chambre devient négligeable à partir de quelques dizaines de gigahertz. L'intersection entre le coefficient de qualité dû aux parois et ceux dus aux antennes est appelée la fréquence critique. Elle est calculée à partir de l'expression 4.15 [9] :

$$f_{cr} = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{9\pi^2 \mu_0 \sigma_p c^6}{32 S^2} N_a^2 \right]^{1/5}, \quad (4.15)$$

où N_a est le nombre d'antennes. Sa valeur numérique est de 7,2 GHz. Elle est conforme aux constatations dans la figure 4.5. Dans cette section, nous retenons que l'impact des pertes dans les antennes sur le coefficient de qualité total de la chambre est négligeable aux fréquences millimétriques.

4.4.3 Pertes liées à l'absorption des gaz atmosphériques

Comme nous l'avons souligné dans la section 2.1, en bande millimétrique, il existe des phénomènes d'absorption des ondes EM par les gaz atmosphériques. Dans la bande 1-100 GHz, il existe deux pics d'absorption : le premier est un pic d'absorption de la vapeur d'eau (H_2O) localisé à 24 GHz et le second est un pic d'absorption de l'oxygène (O_2) localisé à 60 GHz. Le pic d'absorption de l'oxygène est large bande, il est formé de nombreuses raies d'absorption avec une valeur maximale d'environ 16 dB/km (cf Fig. 4.6). Il semble donc indispensable

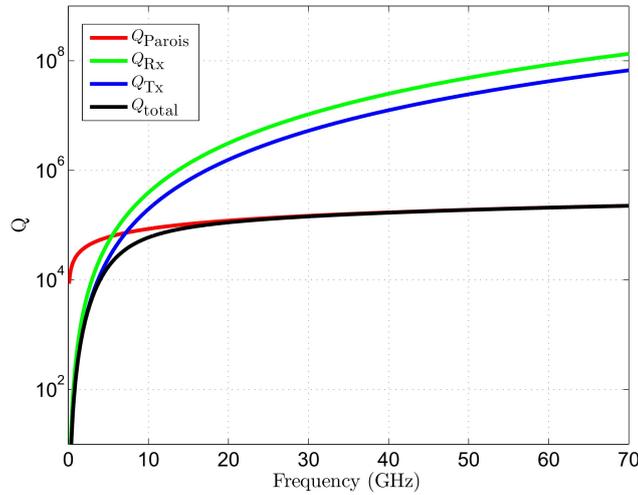


FIGURE 4.5 – Coefficient de qualité des parois (4.12), de l’antenne de réception (4.13) et de l’antenne d’émission (4.14).

d’évaluer l’éventuel impact de ces pertes d’absorption sur le coefficient de qualité total de la chambre.

Le facteur de qualité noté Q_{gaz} dû aux pertes d’absorption peut être déterminé en comparant les expressions 4.16 et 4.17 de la décroissance de l’énergie au cours du temps dans une cavité [11] :

$$W(t) = W_0 \exp(-\omega t / Q_{\text{gaz}}), \quad (4.16)$$

$$W(t) = W_0 \exp(-\gamma x) = W_0 \exp(-\gamma ct), \quad (4.17)$$

où ω désigne la pulsation, t le temps, γ le coefficient d’absorption en m^{-1} , x la longueur du trajet parcouru et c la vitesse de la lumière. Alors,

$$Q_{\text{gaz}} = \frac{\omega}{\gamma c}. \quad (4.18)$$

L’assemblée des radiocommunications de l’union internationale des télécommunications (UIT) recommande d’utiliser la procédure donnée dans [12] pour une évaluation de l’atténuation linéique (γ) due aux gaz de l’atmosphère aux fréquences comprises entre 1 et 350 GHz. La figure 4.7 illustre l’atténuation linéique calculée par cette méthode dans le cas de l’air avec une concentration en vapeur d’eau de $7,5 \text{ g/m}^3$, pour une pression de 1013 hPa et une température de $15 \text{ }^\circ\text{C}$. Dès lors que les valeurs de γ sont déterminées, nous estimons le coefficient de qualité associé aux pertes d’absorption dans la cavité (violet, Fig. 4.8). Il se trouve beaucoup plus élevé que le coefficient de qualité des parois (rouge, Fig. 4.8) dans le spectre de fréquence 26,5 - 70 GHz sauf autour de 60 GHz (largeur d’environ 3 GHz) où ils sont du même ordre de grandeur. Au voisinage de 60 GHz, l’absorption des ondes EM due à la présence d’oxygène entraîne une réduction du coefficient de qualité total de la chambre d’un facteur de l’ordre de 2 (courbe en noir, Fig. 4.8). Par conséquent, les pertes liées à l’absorption d’oxygène semblent avoir un impact du point de vue de l’analyse théorique, mais une division par 2 du coefficient

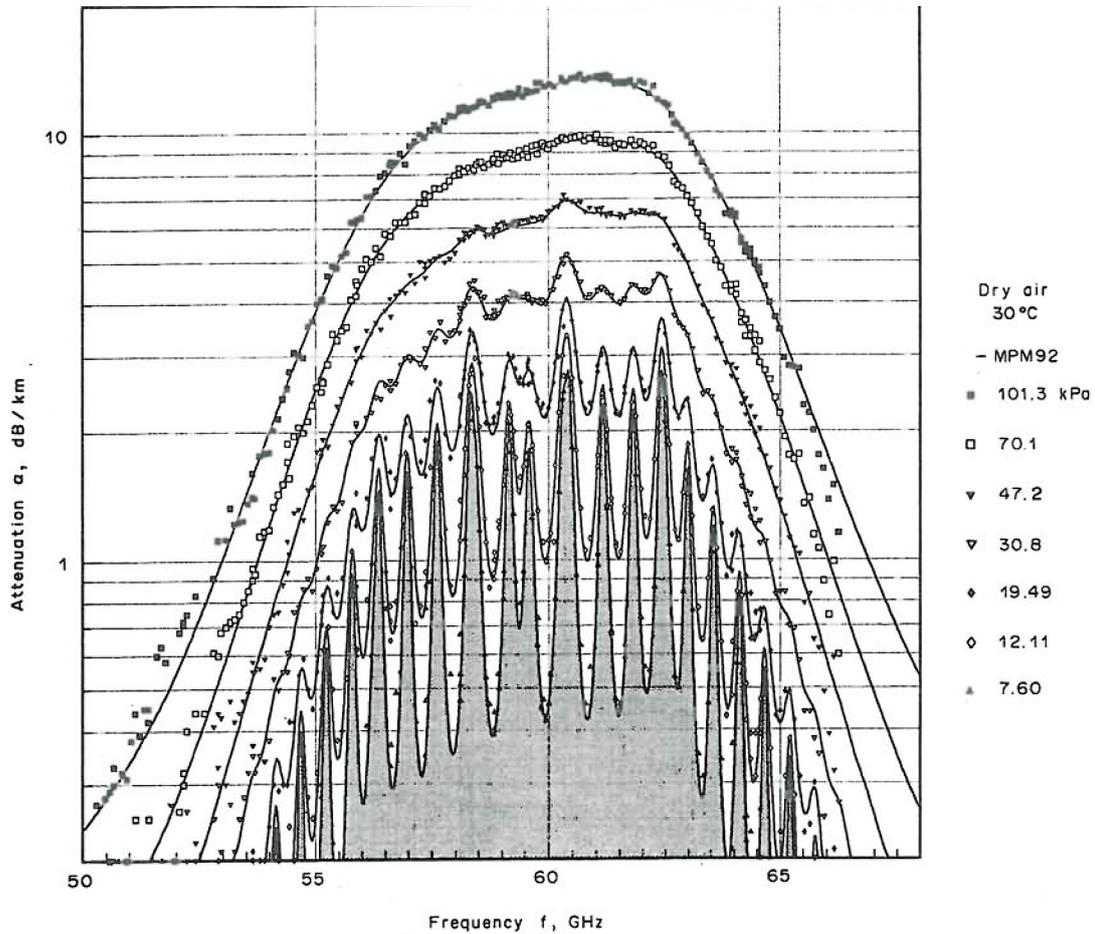
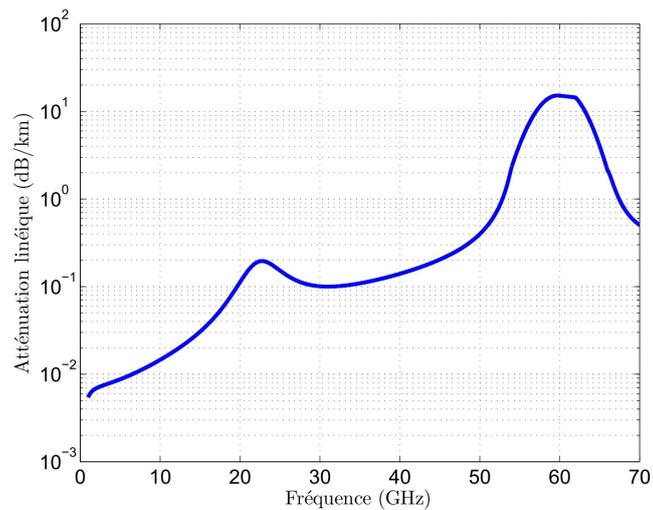


FIGURE 4.6 – Spectre d'absorption des gaz atmosphériques autour de 60 GHz [10].

FIGURE 4.7 – Atténuation linéique calculée dans le cas de l'air avec une concentration en vapeur d'eau de $7,5 \text{ g/m}^3$, pour une pression de 1013 hPa et une température de $15 \text{ }^\circ\text{C}$.

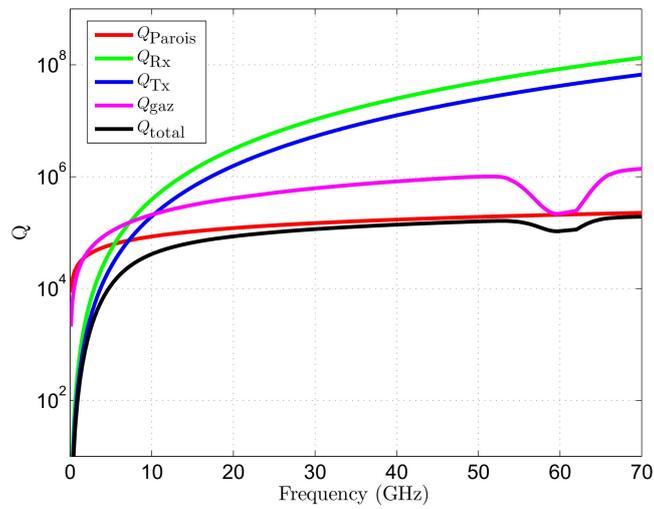


FIGURE 4.8 – Synthèse des coefficients de qualité associés aux différents mécanismes de pertes de la cavité.

de qualité n'est pas une situation critique pour le fonctionnement de la chambre. La prise en compte d'éventuelles imperfections de la chambre relativise également ce constat.

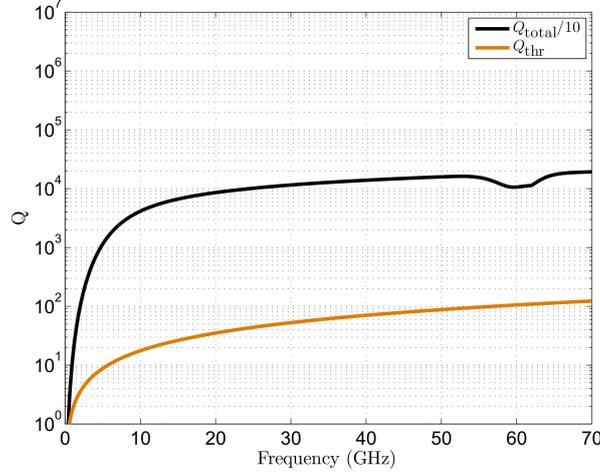


FIGURE 4.9 – Comparaison du coefficient de qualité total de la chambre avec un facteur de marge de 1/10 (Q_{simul}) au seuil du coefficient de qualité (Q_{thr}).

4.4.4 Prise en compte des imperfections de fabrication

En dehors des mécanismes de pertes que nous venons de voir, la porte d'accès et les ouvertures communiquant avec le milieu extérieur peuvent avoir un impact sur le coefficient de qualité. Cependant, il est difficile d'établir un lien direct entre les fuites électromagnétiques et le coefficient de qualité [7]. En général, le coefficient de qualité expérimental diffère du coefficient de qualité analytique d'un facteur de 2 à 5. Par précaution, nous affaiblissons le coefficient de qualité total de la chambre d'un facteur 1/10 dans la partie consacrée à la simulation de la cavité. Par souci de clarté, il est noté Q_{simul} pour le distinguer au coefficient de qualité total (Q_{total}) non réduit. Q_{simul} est donné par :

$$Q_{\text{simul}} = \frac{Q_{\text{total}}}{10}. \quad (4.19)$$

Après avoir estimé le coefficient de qualité de la chambre, on se demande si la valeur de Q est suffisamment élevée pour garantir un bon fonctionnement de la chambre. Pour apporter un élément de réponse, nous évaluons le seuil du facteur de qualité de la chambre noté Q_{thr} dans [13], en dessous duquel les performances d'une chambre réverbérante se dégradent significativement ; Q_{thr} est défini par :

$$Q \gg Q_{\text{thr}}, \quad (4.20)$$

avec

$$Q_{\text{thr}} = \left(\frac{4}{3}\pi\right)^{2/3} \frac{V^{1/3}}{2\lambda}. \quad (4.21)$$

L'établissement de la relation 4.21 repose sur la détermination d'une valeur de V_e , appelé volume effectif, centré sur l'antenne d'émission et à l'intérieur duquel on considère que l'énergie non brassée est prédominante devant l'énergie brassée. En dehors de ce volume, l'énergie brassée est prédominante. La densité de puissance S_d résultante d'une puissance P_t délivrée

par une antenne isotrope en espace libre est donnée par :

$$S_d = \frac{P_t}{4\pi r^2} \quad (4.22)$$

où r représente la distance par rapport à l'antenne.

La densité de puissance moyenne en chambre réverbérante est donnée par [5] :

$$\langle S_d \rangle = \frac{\lambda Q P_t}{2\pi V}, \quad (4.23)$$

où V désigne le volume, λ est la longueur d'onde et Q est le facteur de qualité. A la distance effective notée r_e , les expressions 4.22 et 4.23 sont égales. Dans ce cas, r_e équivaut à :

$$r_e = \sqrt{\frac{V}{2\lambda Q}}. \quad (4.24)$$

Le rayon r_e correspond à un volume de sphère :

$$V_e = \frac{4}{3}\pi r_e^3 = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{V}{2\lambda Q}\right)^{3/2}. \quad (4.25)$$

Pour qu'on puisse considérer effectif le fonctionnement de la chambre, il faut que :

$$V \gg V_e. \quad (4.26)$$

Le seuil sur le facteur de qualité peut être calculé en utilisant les expressions 4.25 et 4.26, ce calcul aboutit aux expressions 4.20 et 4.21.

La figure 4.9 montre l'évolution de Q_{simul} et de Q_{thr} dans la bande 1-70 GHz. La condition (4.20) est alors largement satisfaite.

4.5 Le brassage de modes

En général, une CRBM dispose d'un brasseur mécanique qui permet de créer le champ électromagnétique aléatoire. Une homogénéité statistique de l'espérance empirique ou du maximum du champ est alors constatée à partir d'un nombre suffisant de positions de brasseurs. Pour notre chambre d'expérimentation, nous avons choisi d'utiliser un brassage électronique par saut de fréquence [14] et de ne pas opter pour un brassage mécanique. Le brassage électronique est aujourd'hui clairement identifié comme une alternative au brassage mécanique. Celui-ci présente plusieurs avantages devant le brassage mécanique. En plus de la complexité de la mise en œuvre d'un brasseur mécanique, il a été montré que le brassage mécanique de modes n'est pas uniformément efficace [7], [15]. D'autre part, avec le brassage électronique, l'énergie de la source est répartie dans une bande de fréquence Δf , les modes propres localisés dans la bande Δf sont alors potentiellement excités quasi-simultanément. Ainsi l'homogénéité du champ est obtenue presque en "temps réel". Ceci permet de réduire les durées des tests.

4.6 Conclusion

Ce chapitre consacré à l'analyse de pré-dimensionnement de la chambre réverbérante s'est intéressé d'une part à la détermination des dimensions et de la conductivité électrique des

parois de la cavité. Nous avons vu que les dimensions géométriques doivent être choisies d'une manière générale très grandes pour une meilleure homogénéité du champ électrique. Cependant puisque nous nous intéressons à un spectre de fréquence qui est très élevé, alors les contraintes sur les dimensions géométriques de la cavité deviennent très souples. D'autre part, nous nous sommes intéressés à l'estimation des différents coefficients de qualité de la chambre réverbérante. Il a été constaté que les pertes au niveau des parois sont prépondérantes comparées aux autres mécanismes de pertes sauf ponctuellement au voisinage de 60 GHz où les pertes dues à l'absorption de l'oxygène deviennent comparables à celles des parois.

Références

- [1] *IEC 61000-4-21 : Reverberation chamber test methods*, International Electrotechnical Commission Std., 2003.
- [2] B. Liu, D. Chang, and M. Ma, *Eigenmodes and the Composite Quality Factor of a Reverberating Chamber*, ser. NBS Technical Note. National Bureau of Standards, 1983. [Online]. Available : <http://books.google.fr/books?id=e70AHAAACAAJ>
- [3] K. Selemani, J.-B. Gros, E. Richalot, O. Legrand, O. Picon, F. Mortessagne *et al.*, “Comparison of reverberation chamber shapes inspired from chaotic cavities,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 2014.
- [4] J.-B. Gros, U. Kuhl, O. Legrand, F. Mortessagne, O. Picon, E. Richalot *et al.*, “Statistiques de la réponse électromagnétique d’une chambre réverbérante chaotique,” 2014.
- [5] 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.
- [6] *Aluminium et alliages d’aluminium - Composition chimique et forme des produits corroyés - Partie 1 : système de désignation numérique*, Comité européen de normalisation Std., 1994. [Online]. Available : <http://www.euralliage.com/normalumin.htm>
- [7] P. Besnier and B. Démoulin, *Electromagnetic Reverberation Chambers*. Wiley-ISTE, Aug. 2011.
- [8] I. Junqua, P. Degauque, M. Liénard, and F. Issac, “On the power dissipated by an antenna in transmit mode or in receive mode in a reverberation chamber,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 54, no. 1, pp. 174–180, Feb. 2012.
- [9] T. A. Loughry, “Frequency stirring : An alternate approach to mechanical mode-stirring for the conduct of electromagnetic susceptibility testing,” Tech. Rep., Nov. 1991.
- [10] H. Liebe, P. Rosenkranz, and G. Hufford, “Atmospheric 60-GHz oxygen spectrum : New laboratory measurements and line parameters,” *Journal of quantitative spectroscopy and radiative transfer*, vol. 48, no. 5, pp. 629–643, 1992.
- [11] W. E. Lamb, “Theory of a microwave spectroscopy,” *Phys. Rev.*, vol. 70, pp. 308–317, Sep. 1946. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.70.308>
- [12] RECOMMANDATION UIT-R P.676-6, “Affaiblissement dû aux gaz de l’atmosphère,” Tech. Rep., 2005.
- [13] C. Holloway, D. Hill, J. Ladbury, and G. Koepke, “Requirements for an effective reverberation chamber : unloaded or loaded,” *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on*, vol. 48, no. 1, pp. 187–194, Feb. 2006.
- [14] D. A. Hill, “Electronic mode stirring for reverberation chambers,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 36, no. 4, pp. 294–299, Nov. 1994.
- [15] C. Lemoine, P. Besnier, and M. Drissi, “Evaluation of frequency and mechanical stirring efficiency in a reverberation chamber,” in *Electromagnetic Compatibility - EMC Europe, 2008 International Symposium on*, Sept 2008, pp. 1–6.

Analyse numérique du champ électrique dans la cage

5.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'analyse numérique du comportement de la cavité aux fréquences millimétriques. L'objectif est de vérifier si les propriétés statistiques du champ électrique sont en adéquation avec celles du champ électrique idéalement désordonné décrites par le modèle de Hill [1]. Dans la première partie de ce chapitre, nous simulons la cavité avec un outil numérique basé sur la théorie des images. Cet outil [2] a été conçu et réalisé à l'IETR par E. Amador dans le cadre de sa thèse de doctorat. Les données issues de la simulation seront ensuite analysées en utilisant les tests d'ajustement statistiques. Dans la seconde partie, nous décrivons une approche théorique d'estimation de la LUF d'une chambre réverbérante s'appuyant sur le comptage du nombre de modes excitables au cours d'un processus de brassage électronique par saut de fréquence. Cette approche nous a également permis de rapprocher le nombre de modes excitables au cours du brassage fréquentiel du taux de rejet du test d'Anderson-Darling.

5.2 Simulation de la cavité avec un modèle basé sur la théorie des images

5.2.1 Description du modèle numérique

L'outil numérique de simulation de la cavité est un modèle 3-D reposant sur la théorie des images. Il a été développé et validé dans le cadre d'une thèse qui s'est déroulée à l'IETR [2]. Le principe de modélisation d'une chambre réverbérante par la théorie des images ne nécessite ni la résolution des équations intégrales ou différentielles de Maxwell, ni la discrétisation spatiale de la cavité. La source d'excitation de la cavité est un courant élémentaire orienté et placé de manière quelconque. Ensuite, la position et l'orientation des images de la source principale sont calculées dans une fenêtre temporelle T_m . Les sources images sont le résultat des réflexions multiples sur les parois de la source principale. La réponse impulsionnelle en un point P dans la cavité s'obtient en sommant la contribution de toutes les sources images.

La réponse fréquentielle de la chambre au point P est ensuite donnée par la transformée de Fourier rapide (FFT). Elle donne accès au comportement fréquentiel de la chambre dans la bande de fréquence d'excitation de la cavité. Le modèle ne permet pas de décrire un brasseur mécanique, le comportement statistique du champ électrique est observé selon sa distribution spatiale dans la cavité, ou en une position fixe selon un brassage fréquentiel.

5.2.2 Configuration de la cavité

Les paramètres d'entrée du modèle de simulation sont : les dimensions géométriques de la cavité ($a = 42,3$ cm, $b = 41,2$ cm et $d = 38,3$ cm), la position, l'orientation et le diagramme de rayonnement de la source, les positions du récepteur ainsi que les pertes. La source de rayonnement est placée au point A($x_0 = 2,5$ cm ; $y_0 = 20$ cm ; $z_0 = 20$ cm) ; son orientation est définie par l'angle d'inclinaison α et l'angle azimutal β (ici $\alpha = \pi/4$ et $\beta = \pi/4$, cf Fig. 5.1). On attribue au courant élémentaire \bar{I}_0 d'excitation de la cavité un rayonnement de

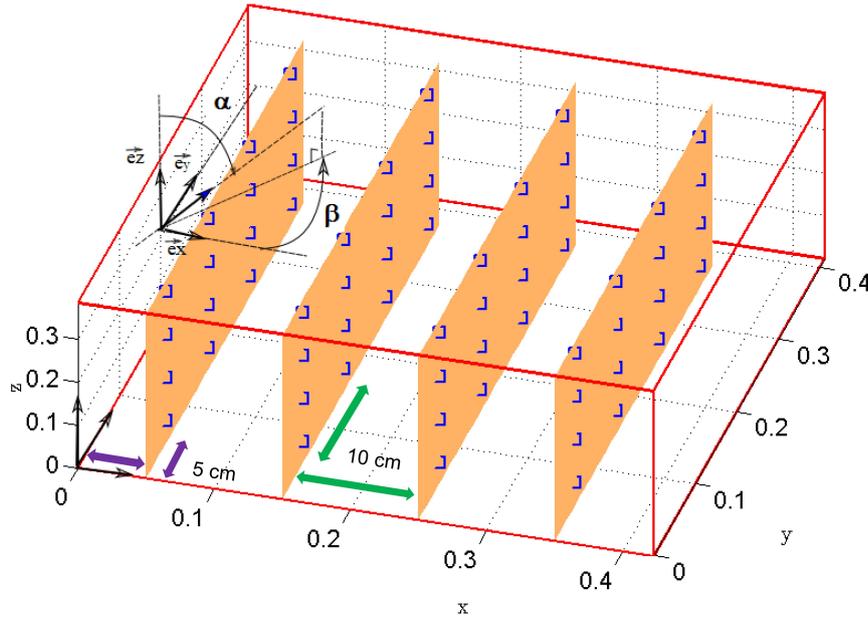


FIGURE 5.1 – Configuration de la cavité simulée. La source de rayonnement est placée au point A($x_0 = 2,5$ cm ; $y_0 = 20$ cm ; $z_0 = 20$ cm). Son orientation est définie par $\alpha = \pi/4$ et $\beta = \pi/4$. Les symboles de couleur bleue sur la figure indiquent les 64 positions récepteur. Une distance de 10 cm est respectée entre les positions voisines du récepteur. Le volume de test est à une distance de 5 cm par rapport aux parois de la chambre.

type dipolaire. Afin de conserver une approche large bande, la source n'a pas de dimension physique. Elle est alors parfaitement adaptée pour toutes les fréquences [2]. Le diagramme de rayonnement du dipôle élémentaire peut être légèrement transformé dans le but de diminuer son angle d'ouverture. Ceci permet de minimiser d'éventuels couplages directs pouvant exister entre la source et le récepteur (*line of sight*, LOS). Le champ lointain ($kr \gg 1$) de la source de rayonnement en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) est donné par :

$$E_\theta \approx i\eta \frac{kI_0 e^{-ikr}}{4\pi r} \sin^n \theta, \quad (5.1)$$

$$E_r \approx E_\phi = H_r = H_\theta = 0, \tag{5.2}$$

$$H_\phi \approx i\eta \frac{kI_0 l e^{-ikr}}{4\pi r} \sin^n \theta, \tag{5.3}$$

où η désigne l'impédance du milieu, k le nombre d'onde, l la longueur du dipôle avec $\eta k I_0 l / 4\pi = 1 \text{ V}$, $\forall k$. L'angle d'ouverture à -3 dB de la source de rayonnement est de $\pi/6$ dans le cas $n = 10$ (cf. annexe C) tandis qu'il est de $\pi/2$ pour un dipôle élémentaire [3].

Afin de prendre en considération des pertes dans le modèle, l'amplitude des courants images est réduite à l'aide d'un facteur d'atténuation noté γ après chaque réflexion sur une paroi. Chaque courant image après une réflexion est égal au courant avant la réflexion que multiplie le facteur $1-\gamma$. Le terme $R = 1 - \gamma$, est utilisé par la suite pour introduire des pertes équivalentes à la cavité que l'on cherche à simuler. Le paramètre R permet de prendre en considération toutes les pertes dans la chambre. Il est relié au facteur de qualité total de la chambre par la relation suivante [2] :

$$R = 1 - \frac{\pi f L}{c Q}, \tag{5.4}$$

avec

$$L = \frac{2abd}{ab + bd + ad}, \tag{5.5}$$

où L désigne la distance moyenne entre deux réflexions sur les parois. Elle dépend uniquement des paramètres géométriques de la cavité. Dans l'expression 5.4, Q est remplacé par Q_{simul} que nous avons déterminé à l'aide de la relation 4.19. Q_{simul} est le coefficient de qualité composite total de la chambre. La figure 5.2 présente l'évolution du coefficient R dans le spectre 1-70 GHz. On constate que R croît rapidement entre 1 et 10 GHz. Ceci s'explique par la variation

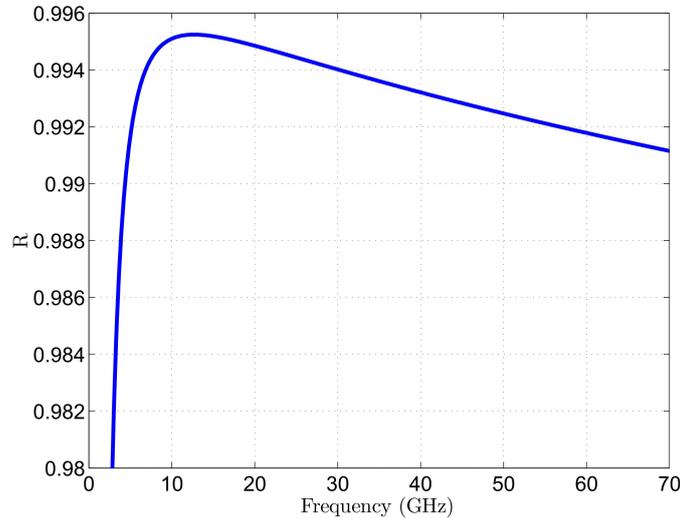


FIGURE 5.2 – Coefficient de perte (R).

très rapide du coefficient de qualité aux fréquences inférieures à 10 GHz. Cependant, R décroît lentement (0,3 %) entre 10 et 70 GHz. Dans les simulations, la valeur de R est prise constante et égale à 0,993 dans toute la bande de fréquence à étudier. Cette simplification reste acceptable étant donné que la simulation vise à représenter approximativement le comportement statistique de la chambre.

Le récepteur est placé en 64 positions qui sont régulièrement réparties dans le volume de test (cf Fig. 5.1). Une distance de 10 cm est respectée entre les positions voisines du récepteur. Ainsi, elles sont supposées décorréées à partir de 1,5 GHz [4]. De plus, la distance entre les parois et les positions du récepteur est d'au moins 5 cm. Puisque le volume utile d'une chambre réverbérante est défini à $\lambda/2$ des parois [5], les positions du récepteur sont alors contenues dans le volume utile de la chambre pour les fréquences supérieures à 3 GHz.

5.2.3 Analyse du champ simulé

On lance une simulation sur une fenêtre temporelle T_m de 1 μ s, puis on extrait les composantes cartésiennes complexes du champ électrique au point P ($x_0 = 35$ cm ; $y_0 = 15$ cm ; $z_0 = 15$ cm) situé dans le volume de test de la cavité. La figure 5.3 présente la réponse fréquentielle

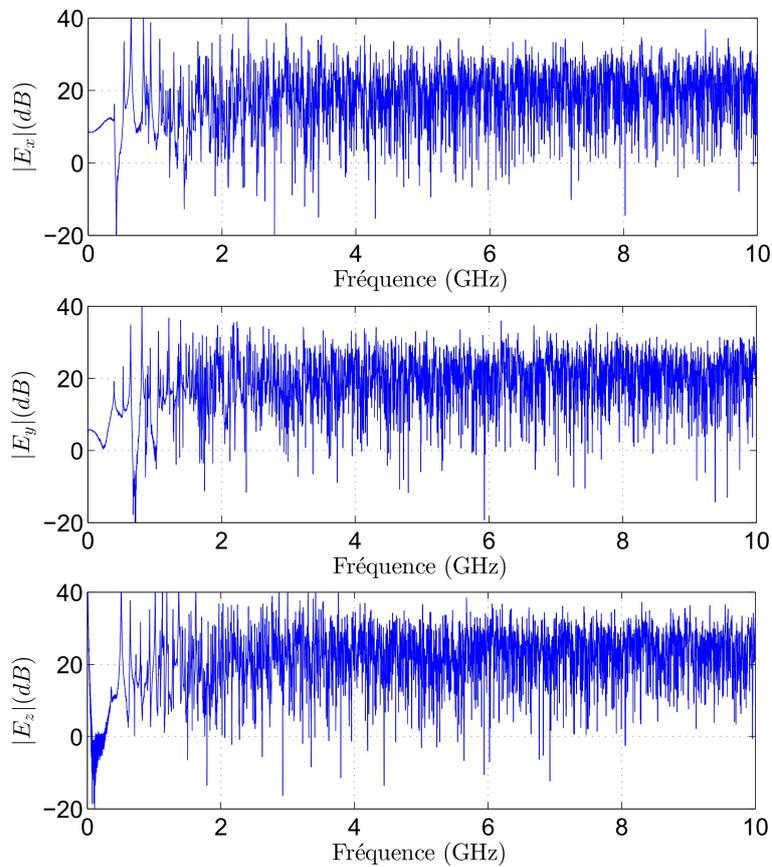


FIGURE 5.3 – Transformée de Fourier rapide de la réponse impulsionnelle au point P ($x_0 = 35$ cm ; $y_0 = 15$ cm ; $z_0 = 15$ cm) selon les composantes E_x , E_y et E_z .

de la chambre au point P selon les composantes E_x , E_y et E_z . On peut distinguer en-dessous de 2 GHz les résonances qui correspondent aux modes de la cavité simulée. On peut également noter que les trois composantes sont semblables du point de vue de la valeur moyenne des amplitudes.

Afin de disposer d'un nombre suffisant d'échantillons, on extrait les trois composantes rectangulaires du champ électrique aux 64 positions du récepteur indiquées en bleu dans la figure 5.1, dans la bande 1-50 GHz. Pour passer de la réponse impulsionnelle à la réponse

fréquentielle, on effectue une FFT avec une fréquence d'échantillonnage $F_S = 100$ GHz. De ce fait, le nombre N de points est de 100000 sur une fenêtre temporelle égale à $1 \mu\text{s}$. On applique un zero padding afin d'éviter une troncature de la réponse impulsionnelle. Alors N devient $N_{FFT} = 2^P \geq N = 131000$, d'où une résolution fréquentielle de 762 kHz.

Afin de réaliser le traitement statistique, nous devons organiser convenablement les données issues de la simulation. A cet effet, on subdivise la bande 1-50 GHz en sous-bandes notées Δf_i à l'intérieur desquelles s'opère le brassage électronique. Les fréquences centrales f_{c_i} des sous-bandes Δf_i sont régulièrement réparties dans la bande 1-50 GHz avec un pas de 100 MHz. Il en résulte 490 couples $(\Delta f_i, f_{c_i})$. La largeur de chaque sous-bande Δf_i est égale à 1 % de la fréquence centrale f_{c_i} . On suppose qu'une largeur de $1\% \times f_{c_i}$ est suffisamment étroite pour qu'on puisse considérer que les paramètres physiques de la chambre ne varient pas. Dans chaque bande Δf_i , nous sélectionnons $N = 30$ fréquences d'excitation régulièrement distribuées, et utilisons en plus 64 positions du récepteur. Par conséquent, pour chaque fréquence centrale, nous disposons de 1920 échantillons (cf Fig. 5.4).

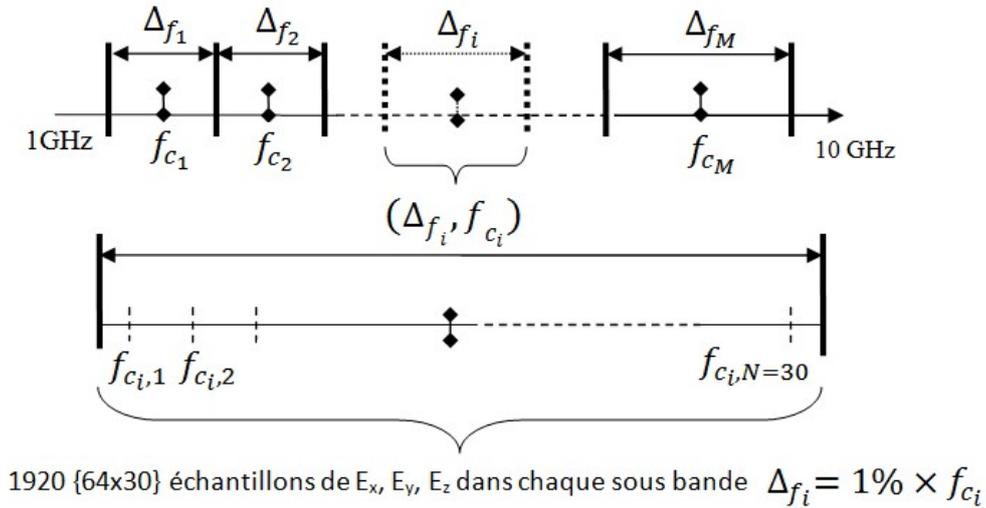


FIGURE 5.4 – Principe de subdivision du brassage.

5.2.3.1 Étude de la corrélation des réalisations

Avant de procéder à une analyse statistique du champ électrique simulé, il faut s'assurer que les échantillons sont non linéairement corrélés. Afin de vérifier si les échantillons d'une série de taille N sont corrélés, on calcule la fonction d'autocorrélation (ACF) à l'ordre 1. On définit l'échantillon $x_{f_{c_i}}$ des valeurs du champ, selon l'une des composantes x , y ou z , enregistrées en l'une des 64 positions mentionnées, autour de la fréquence f_{c_i} :

$$x_{f_{c_i}} = \{x_{f_{c_i},1}, x_{f_{c_i},2}, \dots, x_{f_{c_i},N}\}. \quad (5.6)$$

La fonction d'autocorrélation de cette série au premier ordre est définie par :

$$r_{f_{c_i}} = \frac{\text{covar}(x_{f_{c_i}}, y_{f_{c_i}})}{\sqrt{\text{var}(x_{f_{c_i}})}\sqrt{\text{var}(y_{f_{c_i}})}}, \quad (5.7)$$

où $y_{f_{c_i}}$ est la même série d'échantillons que $x_{f_{c_i}}$, mais décalée d'un rang. Ceci permet de comparer deux à deux les éléments voisins de la série. Les notations "covar" et "var" désignent respectivement la covariance et la variance. La fonction d'autocorrélation est comprise entre $[-1; 1]$. Plus $|r|$ est élevé, plus la corrélation est forte. Il faut noter que r représente une estimation de la corrélation sous-jacente ρ recherchée. Si l'on disposait d'une infinité de données ($N \rightarrow \infty$), alors on pourrait identifier r à ρ . Cependant, puisque l'on ne dispose que d'un nombre fini N d'échantillons, l'estimateur r de l'espérance ρ est distribué aléatoirement autour de ρ . La fonction d'autocorrélation est une variable aléatoire dont la densité de probabilité $\Psi(r)$ dépend de N [6] :

$$\Psi(r) = \frac{N-2}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{\Gamma(N-1)}{\Gamma(N-1/2)} \cdot \frac{(1-\rho^2)^{(N-1)/2} (1-r)^{(N-4)/2}}{(1-\rho r)^{N-3/2}} \times \left\{ 1 + \frac{1+\rho r}{4(2N-1)} + \dots \right\}. \quad (5.8)$$

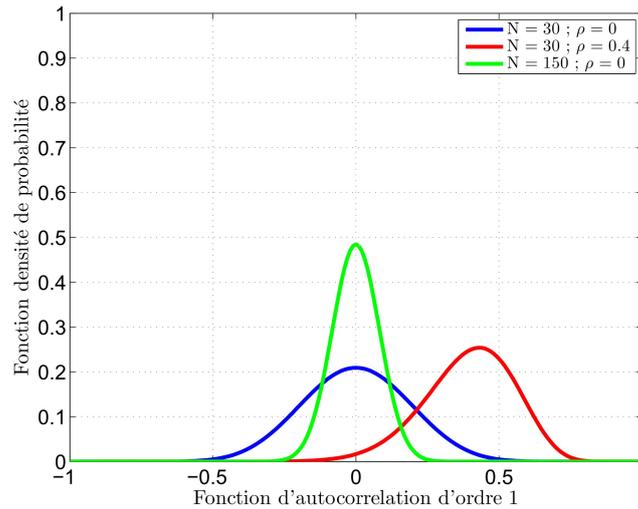


FIGURE 5.5 – Densité de probabilité de la fonction d'autocorrélation calculées d'après 5.8 pour différentes tailles N d'échantillons et pour différentes espérances ρ .

La figure 5.5 montre une représentation de la fonction de densité de probabilité théorique à partir de l'expression 5.8 pour différentes valeurs de ρ et de N . Les courbes obtenues sont centrées autour de ρ qui est la valeur de la corrélation recherchée. Si $\rho = 0$ alors la série ne contient que des échantillons décorrélés. Comparer l'espérance ρ de la fonction d'autocorrélation à la valeur nulle nous semble trop sévère. La démarche consiste à estimer l'espérance ρ de la fonction d'autocorrélation par un intervalle de confiance $[\rho_1, \rho_2]$ [6].

Dans notre cas, on cherche à évaluer la corrélation entre les fréquences successives dans chaque bande Δf_i . En vue de cela, la fonction d'autocorrélation est évaluée sur chaque bande Δf_i ($N = 30$), et pour une position du récepteur donnée. Puis on calcule la corrélation moyenne à partir des 64 positions du récepteur. Estimer la corrélation à partir de 64 séries d'échantillons de taille $N = 30$, revient à estimer ρ à partir 1920 réalisations. La figure 5.6 présente la corrélation moyenne $r_{f_{c_i}}$ à chaque fréquence centrale f_{c_i} estimée à partir de 64 estimations de corrélation. On estime que la valeur critique adéquate pour une estimation de ρ à partir

de 1920 réalisations est de $0,1 \pm 0,05$ pour un niveau de confiance d'au moins 95 %. Alors, on conclut que les échantillons sont exempts de corrélation à partir de 11-12 GHz.

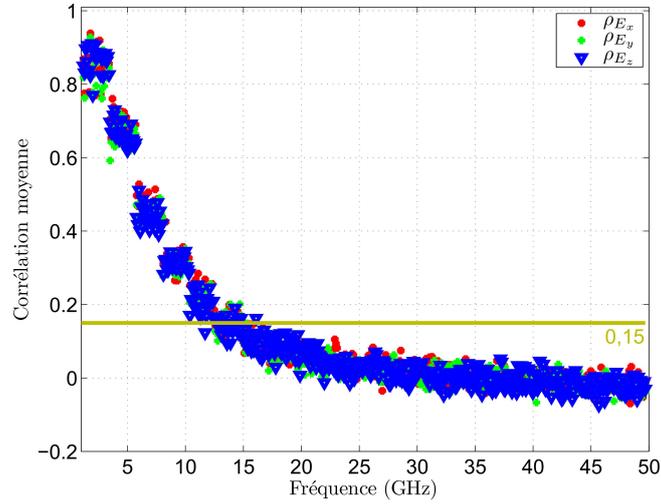


FIGURE 5.6 – Corrélation du champ électrique $r_{f_{c_i}}$ estimée à partir des simulations.

5.2.3.2 Corrélation spatiale du champ électrique

Dans cette section, nous cherchons à évaluer la corrélation spatiale du champ électrique issu de la simulation. Nous devons vérifier que les échantillons collectés dans des positions voisines de la chambre sont indépendants. Dans [4], Hill définit la corrélation spatiale du

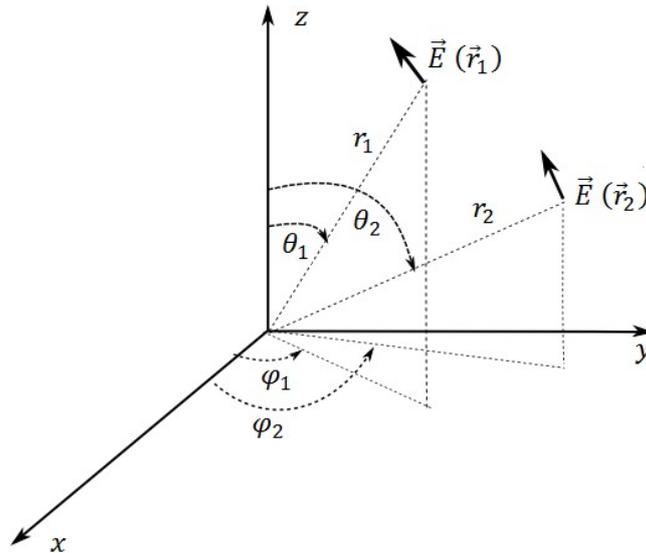


FIGURE 5.7 – Repère pour le calcul du coefficient de corrélation.

champ électrique en s'appuyant sur le modèle du spectre d'ondes planes. Soient deux points A et B situés dans l'espace d'un repère géométrique (Fig. 5.7) ; A est situé au point défini par

$(r_1, \theta_1, \varphi_1)$ et B au point défini par $(r_2, \theta_2, \varphi_2)$. Le champ électrique total aux points A et B s'écrivent respectivement $\vec{E}(\vec{r}_1)$ et $\vec{E}(\vec{r}_2)$ où \vec{r}_1 et \vec{r}_2 correspondent aux vecteurs positions de A et B. Hill définit la corrélation spatiale du champ \vec{E} , notée $\rho(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$:

$$\rho(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\langle \vec{E}(\vec{r}_1) \cdot \vec{E}^*(\vec{r}_2) \rangle}{\sqrt{\langle |\vec{E}(\vec{r}_1)|^2 \rangle \langle |\vec{E}(\vec{r}_2)|^2 \rangle}} = \frac{\sin(k|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)}{k|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}, \quad (5.9)$$

où * indique la valeur complexe conjuguée, $\langle X \rangle$ correspond à l'espérance de X et k est le nombre d'onde.

Afin d'estimer la corrélation spatiale du champ électrique simulé, nous évaluons, à l'aide de la formule 5.9, le coefficient de corrélation entre deux positions voisines du récepteur dans le volume de test. La figure 5.8 montre le coefficient de corrélation du champ électrique simulé (ρ_{sim}) entre A(25 cm; 25 cm; 15 cm) et B(25 cm; 25 cm; 25 cm), comparée à la valeur théorique (ρ_{theo}). Les résultats montrent d'une part que les valeurs de ρ_{sim} sont faibles. Ce qui signifie que les échantillons collectés en deux positions voisines sont décorrélés. D'autre part on s'aperçoit que la corrélation du champ simulé suit la corrélation théorique. La dispersion des valeurs de ρ_{sim} est liée au fait que la taille N des séries est finie ($N = 30$). Remarquons également que les valeurs sont distribuées de part et d'autre de la corrélation théorique. Si on augmente la taille N des séries, la largeur des bandes Δf_i restant inchangée, alors la dispersion diminue (cf Fig. 5.9, pour des séries de taille $N = 100$) et ρ_{sim} tend vers ρ_{theo} .

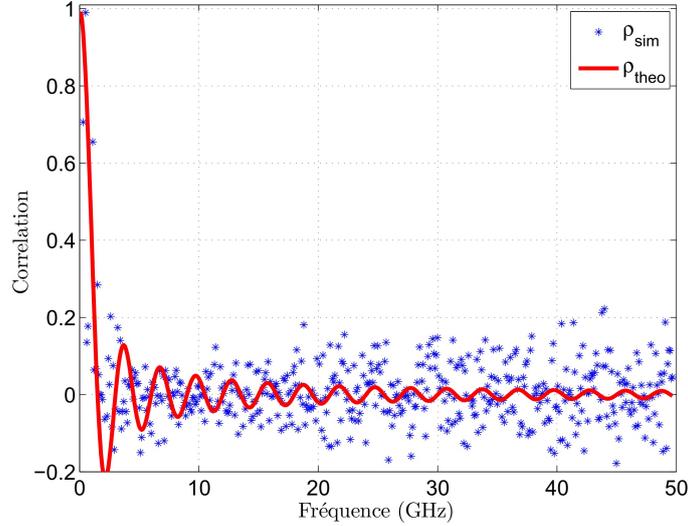


FIGURE 5.8 – Corrélation du champ électrique estimée à partir des simulations (ρ_{sim}) et comparée à sa valeur théorique (ρ_{theo}). La taille des séries $N = 30$.

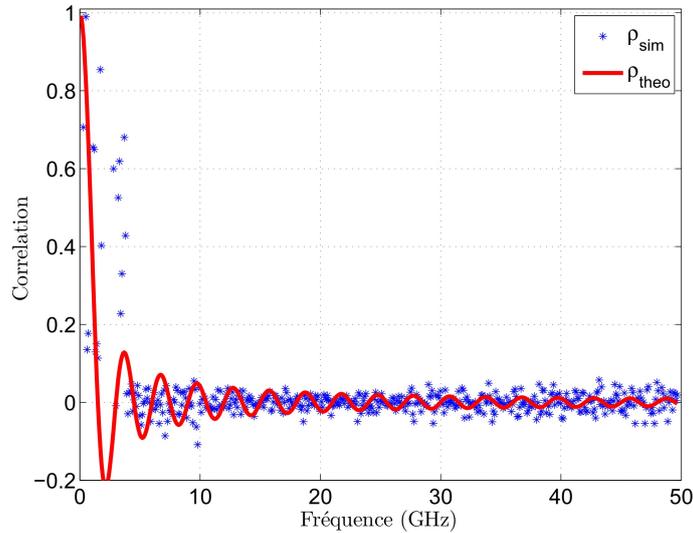


FIGURE 5.9 – Corrélation du champ électrique estimée à partir des simulations (ρ_{sim}) et comparée à sa valeur théorique (ρ_{theo}), pour des séries de taille $N = 100$.

5.2.3.3 Tests d'ajustement statistiques

Dans cette partie, nous cherchons à caractériser la distribution statistique des composantes cartésiennes du champ électrique simulé dans la chambre. Dans une chambre réverbérante en fonctionnement idéal, les parties réelle et imaginaire de chaque composante cartésienne du champ électrique suivent une loi normale [1]; par conséquent le module de chaque composante cartésienne suit une loi du χ à 2 degrés de liberté ou loi de Rayleigh [1]. L'utilisation de test d'ajustement statistique permet de déterminer si une série d'échantillons suit une loi de probabilité théorique connue. Les tests d'Anderson-Darling et de Kolmogorov-Smirnov sont souvent utilisés en chambre réverbérante [7]. Dans notre analyse, nous utilisons le test d'Anderson-Darling (cf annexe B) qui est plus sévère que celui de Kolmogorov-Smirnov [7]. Dans chaque bande Δf_i contenant un échantillon de taille $N = 30$ réalisations du module d'une composante cartésienne du champ électrique, on lance le test d'Anderson-Darling qui renvoie 0 si les échantillons suivent une distribution de Rayleigh ou 1 si le test est défavorable. Cette opération est itérée à 64 reprises puisque que le champ électrique est collecté en 64 positions du récepteur dans la chambre. On détermine ensuite le taux de rejet du test comme le rapport du nombre de tests défavorables sur le nombre total de tests.

La figure 5.10 présente le taux de rejet du test d'ajustement d'Anderson-Darling à la loi de Rayleigh pour les trois composantes cartésiennes du champ électrique (E_x , E_y et E_z). Le taux de rejet du test est très élevé entre 1 GHz et 7-8 GHz. L'hypothèse selon laquelle les échantillons suivent une distribution de Rayleigh est clairement rejetée dans cette bande. Au-delà de 7-8 GHz, le taux de rejet du test est très faible. Cette analyse suggère alors que la cavité simulée se comporte à l'image d'une chambre réverbérante idéale au-dessus de 7-8 GHz.

Nous avons vu que le test est particulièrement rejeté aux fréquences basses. Il convient d'utiliser une autre distribution qui est plus générale pour examiner le fonctionnement de la chambre réverbérante en régime non idéal. Nous reprenons la même analyse en effectuant le test sur une distribution de Weibull [7]. La figure 5.11 montre le taux de rejet du test d'ajustement statistique d'Anderson-Darling à la loi de Weibull pour E_x , E_y et E_z . Nous

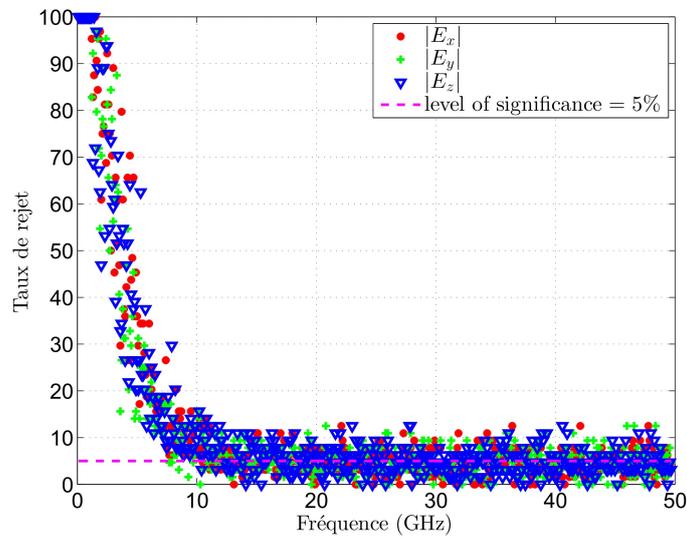


FIGURE 5.10 – Taux de rejet du test d’ajustement d’Anderson-Darling à la loi de Rayleigh pour les trois composantes cartésiennes du champ électrique simulé ($N = 30$).

constatons que la loi de Weibull est acceptée à partir de 5 GHz. Par ailleurs, on rappelle que la distribution de Rayleigh est une distribution de Weibull avec le paramètre de forme β qui est égal à 2. L’estimation du paramètre β est aussi un moyen de vérifier le comportement statistique du champ électrique. La figure 5.12 montre le facteur de forme β estimé à partir des échantillons du champ électrique. Le paramètre β tend très rapidement vers 2. Ce résultat est en adéquation avec les tests d’ajustement statistiques sur la loi de Rayleigh.

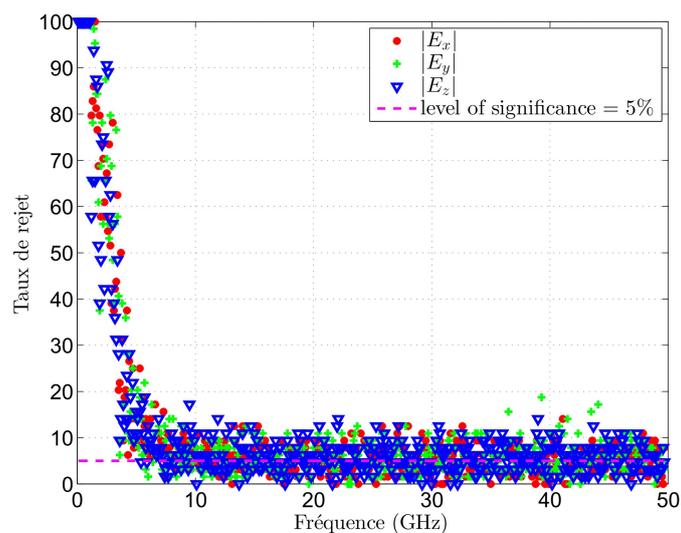
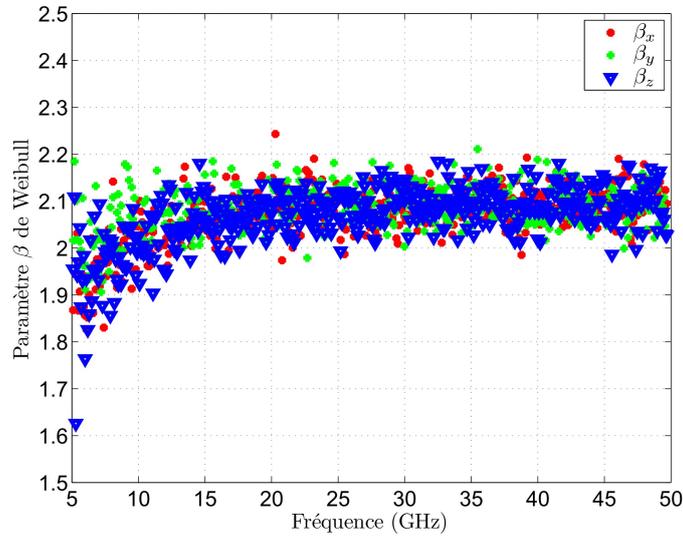


FIGURE 5.11 – Taux de rejet du test d’ajustement d’Anderson-Darling à la loi de Weibull pour les trois composantes cartésiennes du champ électrique simulé ($N = 30$).

FIGURE 5.12 – Paramètre β des distributions de Weibull estimé.

5.2.4 Impact de l'orientation de la source sur la statistique du champ électrique

5.2.4.1 Motivations

Dans la configuration de la cavité simulée (section 5.2.2), l'orientation (α , β) de la source de rayonnement est judicieusement choisie afin de minimiser son impact sur l'homogénéité et l'isotropie du champ électrique. Le champ reçu au niveau d'une antenne de réception provient idéalement du couplage entre l'émetteur et la cavité dont l'amplitude varie selon le processus de brassage (mécanique ou fréquentiel). Cependant le couplage direct entre antennes d'émission et de réception peut subsister particulièrement dans une chambre de faible volume. Cette énergie non brassée (ou faiblement brassée dans le cadre d'un brassage fréquentiel sur une bande de fréquence limitée) doit être minimisée par rapport à l'énergie brassée associée au processus gaussien [8]. Compte tenu de l'exiguïté de la chambre, le champ reçu en une position pourrait être sensible à l'orientation de la source de rayonnement. Il convient alors de chercher les configurations optimales de la source de rayonnement. La démarche consiste à faire varier soit l'angle d'inclinaison (l'angle azimutal étant fixé), soit l'angle azimutal (l'angle d'inclinaison étant fixé), tout en observant l'effet sur le test d'ajustement d'Anderson-Darling.

5.2.4.2 Sensibilité par rapport à l'angle d'inclinaison

Dans un premier temps nous nous intéressons à l'effet de la variation de l'angle d'inclinaison α sur le test. La figure 5.13 présente le taux de rejet du test d'ajustement d'Anderson-Darling à la loi de Rayleigh pour différentes valeurs de α (5° , 30° , 60° et 90°) avec $\beta = 45^\circ$. Nous constatons que le test d'Anderson-Darling est sensible à la variation de α dans le spectre de fréquence inférieur à 20 GHz. Particulièrement lorsque α vaut 5° , le test converge plus lentement vers le seuil de risque. La loi de Rayleigh est acceptée dans ce cas à partir de 17-18 GHz. Nous remarquons également que la dispersion des valeurs du taux de rejet est plus importante pour α égal à 5° ou 90° . Ce résultat peut se justifier par le fait que lorsque α est proche de 0° , la plupart des positions de réception sont illuminées de manière directe et

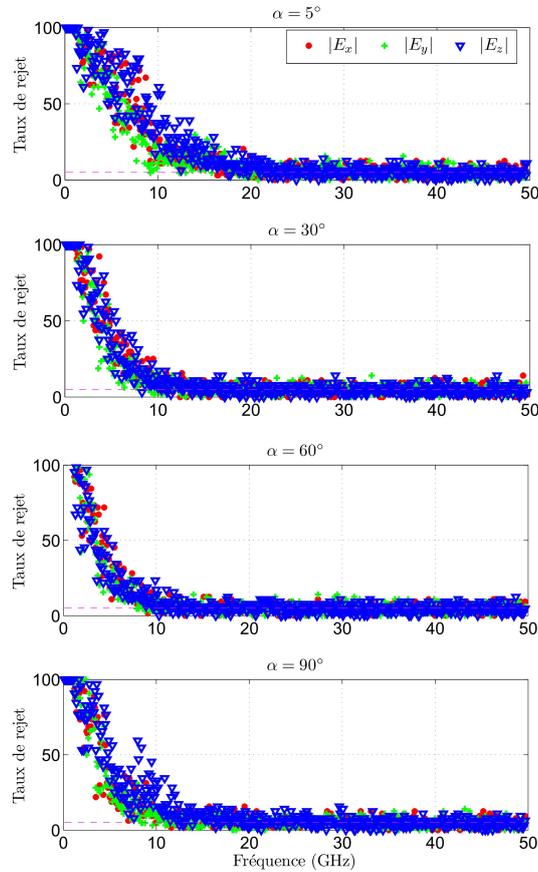


FIGURE 5.13 – Test d’ajustement d’Anderson-Darling à la loi de Rayleigh pour $\alpha = 5^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ et $\beta = 45^\circ$.

en plus l’antenne de réception admet la même polarisation que la source de rayonnement (cf Fig. 5.1). Pour éviter ce scénario, il suffit de dépointer l’axe de la source de rayonnement de quelques dizaines de degrés (Fig. 5.13, $\alpha = 30^\circ, 60^\circ$).

5.2.4.3 Sensibilité par rapport à l’angle azimutal

La figure 5.14 présente le résultat du test d’ajustement d’Anderson-Darling à la loi de Rayleigh pour différentes valeurs de β avec α fixé à 45° . Le test est moins sensible à la variation de l’angle azimutal β comparé à la sensibilité du test par rapport à l’angle d’inclinaison α . Pour cause, la source de rayonnement admet une symétrie de révolution suivant l’angle azimutal. Alors une modification de β ne change pas le nombre de positions du récepteur qui se trouvent en zone d’illumination directe.

A l’issue de cette étude, nous constatons que pour certaines configurations de la source de rayonnement, il peut y avoir un effet destructeur de l’homogénéité du champ électrique, mais seulement à des fréquences inférieures à 20 GHz (pour la cavité simulée). Néanmoins, cet impact sur le champ électrique est particulièrement observé lorsque l’angle d’inclinaison de la source de rayonnement est proche de 0° ou de 90° . Si le capteur est dans la même orientation de champ que la polarisation de l’antenne d’émission et qu’une majorité des positions du

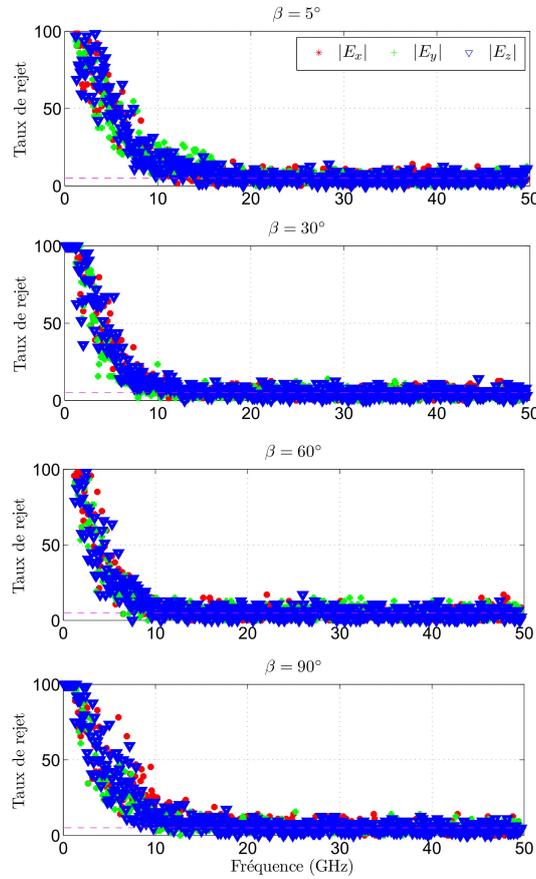


FIGURE 5.14 – Test d’ajustement d’Anderson-Darling à la loi de Rayleigh pour $\beta = 5^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ et $\alpha = 45^\circ$.

récepteur se trouvent en zone d’illumination directe ou indirecte via une paroi, il y a un risque de couplage particulièrement en-dessous de 20 GHz. Cette constatation est à prendre en considération lors de la conception et lors de l’utilisation de la chambre.

5.2.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons étudié le comportement de la cavité pré-dimensionnée, avec un outil de simulation basé sur la théorie des images. Nous avons montré à l’aide du test d’ajustement statistique d’Anderson-Darling que le module de chaque composante cartésienne (E_x , E_y et E_z) du champ électrique suit une distribution de Rayleigh aux fréquences millimétriques (au-delà de 26,5 GHz) et même dès 10 GHz. L’estimation du paramètre de forme de la loi de Weibull à partir des échantillons du champ simulé confirme les résultats du test d’ajustement. Par déduction, on peut admettre que la cavité se comporte idéalement au sens du modèle de Hill. Nous avons également tenté de caractériser la cavité au voisinage de la LUF en réalisant des tests d’ajustement à la loi de Weibull qui est généralement utilisée pour le régime de fonctionnement non idéal de la chambre. La loi de Weibull est acceptée à partir de 5 GHz et converge bien vers une distribution de Rayleigh aux environs de 10 GHz. Nous pouvons donc conclure à partir de ces simulations que l’obtention du fonctionnement idéal

sera garantie pour peu que l'on parvienne à obtenir en réalisation un coefficient de qualité conforme aux prévisions effectuées. L'établissement de la LUF reste un point de discussion dans la communauté "chambre réverbérante". C'est pourquoi une étude concernant la LUF a également été réalisée en complément à notre analyse sur le régime de fonctionnement non idéal de la chambre, elle est présentée dans la partie suivante.

5.3 Modèle théorique d'estimation de la LUF d'une chambre réverbérante à vide

L'objectif de cette partie est de présenter une méthode théorique de détermination de la LUF d'une chambre réverbérante vide. L'approche, basée sur le comptage du nombre de modes excitables au cours du processus de brassage fréquentiel, est inspirée des travaux d'A. Cozza [9].

Le régime de fonctionnement d'une chambre réverbérante peut être considéré comme idéal lorsque la fréquence est élevée (par rapport aux premières fréquences de résonance de la cavité). Lorsque la fréquence est basse, la densité de modes n'est pas suffisamment élevée pour produire un environnement statistiquement uniforme. Comme nous l'avons évoqué en section 4.2, la LUF est généralement observée à partir de 3 à 6 fois la première fréquence de résonance de la cavité. En pratique, elle est déterminée à partir du calibrage après l'analyse de l'uniformité du champ électromagnétique dans le volume de test de la chambre et en comparant les résultats aux seuils normatifs [10], [11]. Cette méthode est largement utilisée dans la communauté CEM malgré une absence de justification. Aujourd'hui, une méthode alternative basée sur les tests d'ajustement statistiques est aussi utilisée [7].

Par ailleurs Cozza a établi dans ses travaux de HDR [9] la relation 5.20 présentée plus loin dans cette partie. Elle lie l'erreur relative sur la variance de la densité d'énergie en chambre réverbérante notée, ϵ_{ζ_2} , au nombre de modes excitables M . Cette relation est fondamentale puisqu'elle permet de quantifier l'erreur sur une grandeur électrique de la chambre par rapport au régime de fonctionnement idéal de la chambre. Nous explicitons cette relation en section 5.3.1.2. Nous proposons de relier le taux de rejet du test d'Anderson-Darling à l'erreur sur la variance normalisée de la densité d'énergie afin de dégager un critère pour calculer le seuil du régime de fonctionnement idéal de la chambre.

5.3.1 Description de l'approche

5.3.1.1 Comptage du nombre de modes excitables

Cette section est consacrée à la description de la technique de détermination du nombre de modes excitables (Modes TE et TM) au cours du processus de brassage électronique par saut de fréquence. Rappelons que pour une cavité rectangulaire et à vide, les fréquences de résonance des modes peuvent être déterminées par la relation :

$$f_{\text{mnp}} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2}. \quad (5.10)$$

Effectuer un brassage électronique par saut de fréquence revient à considérer une bande Δf_i centrée autour d'une fréquence centrale f_{c_i} , et à l'intérieur de laquelle on choisit N fréquences d'excitation de la cavité notées $f_{j(j=1\dots N)}$. Une série d'échantillons est alors constituée des grandeurs du champ électrique collectées aux différentes fréquences f_j . La bande Δf_i ne doit pas être trop large pour éviter une variation du facteur de qualité de la chambre. Elle ne doit pas non plus être trop petite, les échantillons risqueraient alors d'être corrélés. On choisit arbitrairement la largeur de Δf_i égale à 1 % fois la fréquence centrale f_{c_i} . Les différentes étapes de l'algorithme pour l'évaluation du nombre de modes excitables sont décrites ci-dessous ; l'analyse est réalisée dans le spectre 1-10 GHz (Fig. 5.15) :

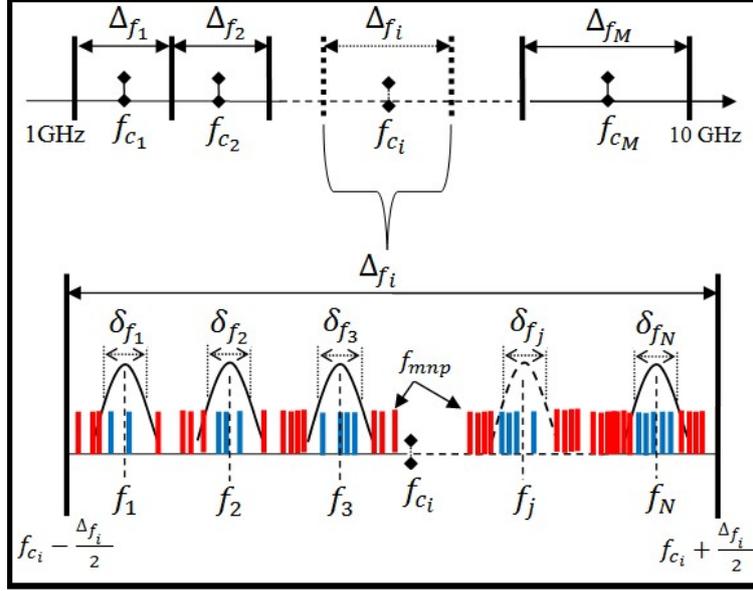


FIGURE 5.15 – Illustration du processus d'évaluation des modes excitables (en bleu) dans chaque bande Δf_i .

- Les fréquences centrales f_{c_i} des bandes de brassage Δf_i sont régulièrement réparties entre 1 GHz et 10 GHz avec un pas $P = 100$ MHz :

$$\begin{aligned} f_{c_1} &= 1,05 \text{ GHz}, \\ f_{c_{i+1}} &= f_{c_i} + P, \text{ avec } i = 1, 2, \dots, m, \end{aligned} \quad (5.11)$$

où m est entier qui désigne le nombre de couples $(\Delta f_i, f_{c_i})$ entre 1 GHz et 10 GHz.

- La largeur des bandes Δf_i est donnée par :

$$\Delta f_i = 1 \% \times f_{c_i} \text{ pour } i = 1, 2, \dots, m. \quad (5.12)$$

- N fréquences d'excitation f_j de la chambre sont régulièrement distribuées dans chaque Δf_i :

$$f_j = \left(f_{c_i} - \frac{\Delta f_i}{2}\right) + j \times \frac{\Delta f_i}{N+1} \text{ avec } j = 1, 2, \dots, N. \quad (5.13)$$

- Ensuite, on calcule la bande passante à -3 dB associée à chaque fréquence d'excitation f_j par l'intermédiaire du facteur de qualité :

$$\delta f_j = \frac{f_j}{Q(f_j)}, \quad (5.14)$$

avec $Q(f_j)$ qui désigne le facteur de qualité composite de la chambre à la fréquence f_j (expression 4.19).

- Dans chaque bande Δf_i , on dénombre le nombre de modes qui sont situés dans la bande passante à -3 dB, δf_j , des fréquences modales. Leurs fréquences de résonance sont indiquées dans la figure 5.15 par les barres verticales de couleur bleue. Nous considérons que ce sont ces modes qui participent significativement au brassage parmi tant d'autres modes qui pourraient être significativement excités.

Mathématiquement, l'ensemble des modes excitable dans chaque bande Δf_i noté par $F_{\text{mnp},i}^{\text{ex}}$ est calculé comme suit :

$$F_{\text{mnp},i}^{\text{ex}} = \{f_{\text{mnp}}\} \text{ tel que } f_j - \frac{\delta f_j}{2} < f_{\text{mnp}} < f_j + \frac{\delta f_j}{2}, \quad (5.15)$$

$$\text{avec } f_j = \left(f_{c_i} - \frac{\Delta f_i}{2}\right) + j \times \frac{\Delta f_i}{N+1} \text{ pour } j = 1, 2, \dots, N, \quad (5.16)$$

et $i = 1, 2, \dots, m$.

La figure 5.16 montre le nombre de modes excitable évalués pour la cavité de dimensions $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$ dans le spectre de fréquence 1-10 GHz. On observe que le nombre de modes excitable ne constitue pas une fonction monotone de la fréquence. Ce résultat est la conséquence de la nature discrète de la répartition des fréquences de résonance. Des fluctuations importantes sont observées et résultent du caractère non chaotique des cavités parallélépipédiques [12]. Connaissant le nombre de modes excitable en fonction de la fréquence, la question est de savoir combien de modes suffisent pour que l'on puisse considérer idéal le régime de fonctionnement de la chambre réverbérante. Nous essayons d'apporter des éléments de réponse à cette question dans la section suivante.

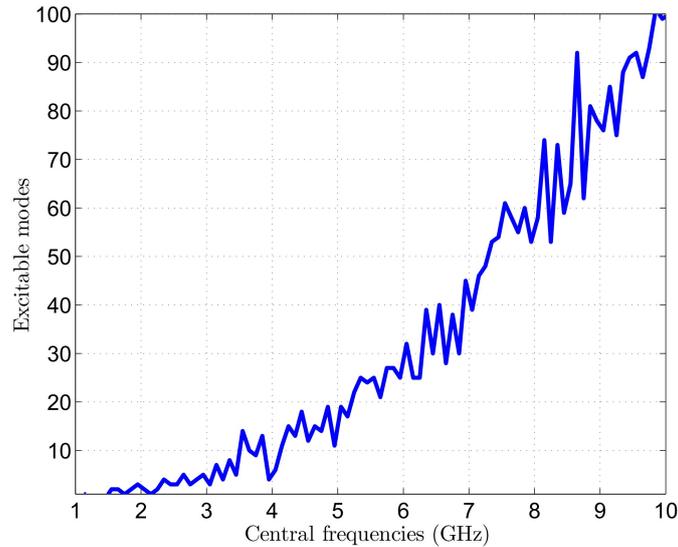


FIGURE 5.16 – Nombre de modes excitable évalué pour la cavité de dimensions $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$.

5.3.1.2 Critère de détermination du seuil

Il est admis que dans une CRBM idéale, la densité d'énergie est une variable aléatoire qui suit une loi χ_6^2 (khi 2 à 6 degrés de liberté) [1]. Il est important de noter que la frontière entre le régime idéal et le régime non idéal d'une chambre réverbérante n'est pas explicitement définie dans la littérature scientifique. [9] a établi une relation entre la variance normalisée à l'espérance au carré ζ_W^2 ($\zeta_W^2 = \sigma_W^2 / \mu_W^2$) de la densité d'énergie W et le nombre de modes excitable M (Eq. 5.17 et Eq. 5.18).

$$\zeta_W^2 = \frac{1}{3} + \frac{1}{\pi} \frac{\mu_4}{\mu_2^2} \frac{1}{M}. \quad (5.17)$$

$$\lim_{M \rightarrow +\infty} \zeta_W^2 = \frac{1}{3}. \quad (5.18)$$

Dans l'expression 5.17, le rapport $\frac{\mu_4}{\mu_2^2}$ est lié au kurtosis (coefficient d'aplatissement) k de la partie réelle (ou imaginaire) des pondérations modales tel que :

$$\frac{\mu_4}{\mu_2^2} = \frac{1}{2}(1 + k). \quad (5.19)$$

La valeur de k dépend de la distribution des pondérations modales. Or on suppose généralement que c'est une loi normale et dans ce cas le rapport $\frac{\mu_4}{\mu_2^2}$ vaut 2.

A partir des expressions de la variance normalisée de la densité d'énergie (5.17 et 5.18), l'erreur relative sur la variance est déduite :

$$\epsilon_{\zeta^2} = \frac{\zeta_W^2 - \zeta_{\chi_6^2}^2}{\zeta_{\chi_6^2}^2} = \frac{3}{\pi} \frac{\mu_4}{\mu_2^2} \frac{1}{M} = \frac{6}{\pi} \frac{1}{M}. \quad (5.20)$$

On montre en figure 5.17 l'évolution de ϵ_{ζ^2} en fonction de la fréquence pour notre cavité. ϵ_{ζ^2} est représentée à partir de l'expression 5.20, en remplaçant M par le nombre de modes représenté en figure 5.16. La décroissance de l'erreur sur la variance est très rapide en-dessous de 6 GHz.

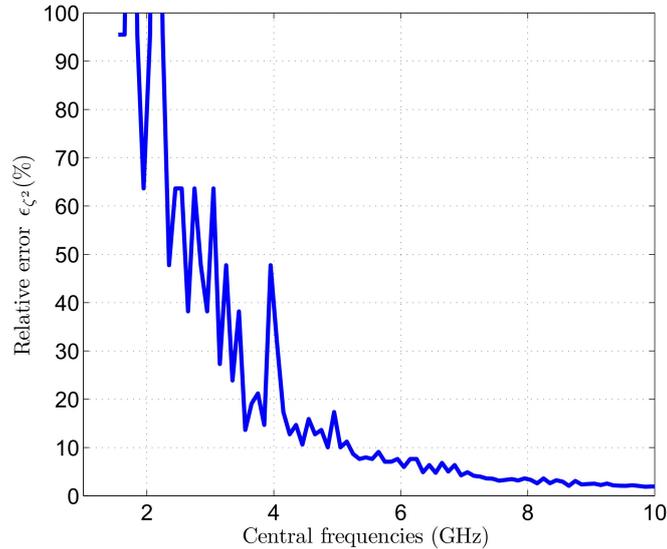


FIGURE 5.17 – Erreur relative sur la variance de la densité d'énergie par rapport au régime idéal de la chambre.

On peut admettre que la quantification de l'erreur relative sur la variance en fonction de la fréquence est suffisante pour déterminer la LUF. Dans ce cas, le choix du seuil acceptable serait à l'appréciation de l'opérateur. Au-delà de ce constat, nous avons tenté d'introduire un

critère qui sera conjointement associé à l’erreur sur la variance. L’idée est de relier l’erreur sur la variance au taux de rejet du test d’ajustement d’Anderson-Darling. Il est connu que dans une CRBM idéale, la puissance mesurée aux bornes d’une antenne est une variable aléatoire qui suit une distribution exponentielle [1] alors que si la CRBM est en régime non idéal, la puissance suit une loi de Weibull [9], [13]. De plus la loi exponentielle est une loi particulière de la loi de Weibull avec le paramètre de forme β qui vaut 1. La démarche consiste à générer numériquement des séries d’échantillons avec une distribution de Weibull avec le paramètre de forme β proche de 1, puis on réalise des tests d’ajustement d’Anderson-Darling à la loi exponentielle. Enfin on représente le taux de rejet du test en fonction de l’erreur sur la variance des séries d’échantillons. Les différentes étapes de la procédure sont décrites :

- On génère les séries d’échantillons de taille N à partir d’une distribution de Weibull avec le paramètre de forme $\beta = 1 + \epsilon_\beta$ et le paramètre d’échelle $\alpha = 1$. ϵ_β représente l’offset sur β , il nous sert à perturber la distribution de Weibull.
- On évalue la variance normalisée des séries.

Le moment d’ordre 1 et la variance d’une variable aléatoire de Weibull sont respectivement calculés par :

$$\mu_X = \alpha \Gamma\left(1 + \frac{1}{\beta}\right) \tag{5.21}$$

et

$$\sigma_X^2 = \alpha^2 \Gamma\left(1 + \frac{2}{\beta}\right) - \mu_X^2, \tag{5.22}$$

où Γ est la fonction Gamma [14].

A partir des expressions 5.21 et 5.22, la variance normalisée à l’espérance au carré s’écrit :

$$\frac{\sigma_X^2}{\mu_X^2} = \frac{\Gamma\left(1 + \frac{2}{\beta}\right)}{\left[\Gamma\left(1 + \frac{1}{\beta}\right)\right]^2} - 1. \tag{5.23}$$

- On en déduit l’erreur relative sur la variance normalisée ϵ_{ζ^2} :

$$\epsilon_{\zeta^2} = \frac{\frac{\sigma_X^2}{\mu_X^2} - 1}{1}. \tag{5.24}$$

Notons que le rapport $\frac{\sigma_X^2}{\mu_X^2}$ vaut 1 si $\beta = 1$.

- On réalise les tests d’ajustement d’Anderson-Darling à une distribution exponentielle. Les valeurs de ϵ_β sont prises dans l’intervalle [-20 %, 0 %] avec un pas de 0,01, ce qui correspond à une excursion de ϵ_{ζ^2} comprise entre 50 % et 0. Pour chaque valeur de ϵ_β , on évalue ϵ_{ζ^2} ainsi que le taux de rejet du test sur les séries d’échantillons générées. Le tableau des valeurs critiques de Stephens est utilisé pour les tests. Pour un seuil de risque de 5 %, la valeur critique correspondante est de 1,341 [7]. Dans les tests le paramètre d’échelle α est fixé à 1. En revanche si les échantillons sont normalisés au moment du premier ordre, alors α est relié à β :

$$\alpha = \left[\Gamma\left(1 + 1/\beta\right)\right]^\beta. \tag{5.25}$$

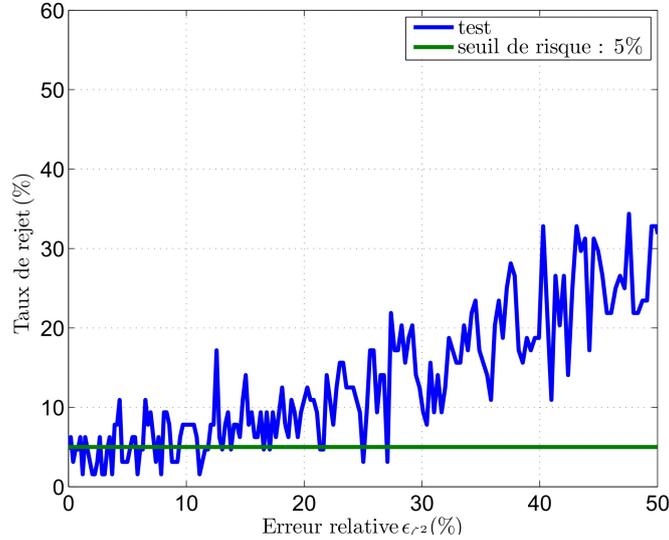


FIGURE 5.18 – Taux de rejet du test d’ajustement d’Anderson-Darling à la loi exponentielle sur des séries d’échantillons générés avec la loi de Weibull.

La figure 5.18 montre que le taux de rejet du test est confondu au seuil de risque (5 %) lorsque l’erreur sur la variance ϵ_{r-2} est inférieure à 10 %. En d’autres termes la distribution de Weibull est acceptée par le test effectué sur une loi exponentielle tant que ϵ_{r-2} n’excède pas 10 %. Une valeur de 10 % d’erreur relative semble raisonnable d’un point de vue ingénierie. Par ailleurs, 10 % d’erreur relative sur la variance correspond à 20 modes excités (expression 5.20). Ceci semble suffisant pour qu’on puisse considérer le régime de la chambre idéal du point de vue des tests d’ajustement statistiques. Dans ces conditions, la LUF de la cavité est d’environ 5-6 GHz (cf Fig. 5.17), soit environ 10 fois la première fréquence de résonance de la cavité.

5.3.2 Représentation modale dans l’espace des nombres d’onde

L’objectif de cette section consiste à comparer l’approche de détermination de la LUF présentée dans la section précédente, à une approche géométrique reposant sur la représentation du spectre d’ondes planes. À l’aide de l’outil de la transformée de Fourier, les expressions analytiques (formules associées aux modes TE_{mnp} et TM_{mnp}) du champ électromagnétique dans une cavité peuvent être projetées dans un domaine spectral, désigné par l’espace des nombres d’onde. La projection dans l’espace des nombres d’onde d’un mode de résonance de la cavité parallélépipédique correspond à 8 ondes planes [15]. Afin de l’illustrer, considérons un mode transverse magnétique $TM_{m_0n_0p_0}$. La composante E_z du champ électrique en fonction des variables spatiales x , y et z s’écrit :

$$E_z = \frac{B_z}{j\omega\epsilon_0} \left(k^2 - \frac{p_0^2\pi^2}{d^2} \right) \sin(k_{x0}x) \sin(k_{y0}y) \cos(k_{z0}z), \quad (5.26)$$

avec $k_{x0} = m_0 \frac{\pi}{a}$, $k_{y0} = n_0 \frac{\pi}{b}$ et $k_{z0} = p_0 \frac{\pi}{d}$.

où a , b et d sont les dimensions de la cavité et B_z est une constante. En appliquant la transformée de Fourier 3-D sur l'expression 5.26 du champ E_z , il en résulte dans le domaine spectral :

$$\mathbf{E}_z(k_x, k_y, k_z) = \iiint_D E_z(x, y, z) e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} dx dy dz, \quad (5.27)$$

$$\mathbf{E}_z(k_x, k_y, k_z) = \frac{B_z}{j\omega\epsilon_0} \left(k^2 - \frac{p_0^2 \pi^2}{d^2} \right) F_x(k_x) F_y(k_y) F_z(k_z), \quad (5.28)$$

avec

$$F_x(k_x) = j \frac{1}{2} \delta(k_{x0} + k_x) - j \frac{1}{2} \delta(k_{x0} - k_x), \quad (5.29)$$

$$F_y(k_y) = j \frac{1}{2} \delta(k_{y0} + k_y) - j \frac{1}{2} \delta(k_{y0} - k_y), \quad (5.30)$$

$$F_z(k_z) = j \frac{1}{2} \delta(k_{z0} + k_z) + j \frac{1}{2} \delta(k_{z0} - k_z). \quad (5.31)$$

Les triplets $(k_x ; k_y ; k_z)$ pour lesquels \mathbf{E}_z est non nul sont 8 ondes planes dont les nombres d'ondes coïncident aux sommets du parallélépipède dans l'espace des nombres d'onde (cf Fig. 5.19). Chaque valeur de k définit une direction propagation d'une onde plane dont la source se trouve à l'infini. Généralisons le raisonnement sur une infinité de modes excités

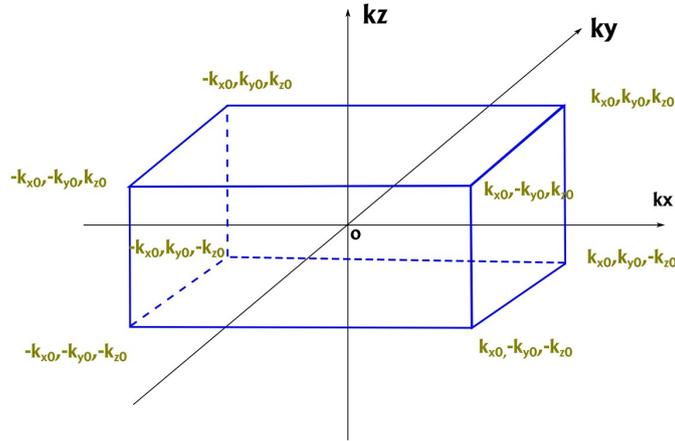


FIGURE 5.19 – Spectre d'ondes planes du mode transverse magnétique $TM_{m_0 n_0 p_0}$.

dans la chambre. Avec cette hypothèse, le spectre d'ondes planes couvrirait une sphère centrée sur l'origine du repère. Nous proposons de représenter le spectre d'ondes planes des modes excitables dans chaque bande Δf_i centrée sur f_{c_i} , définie dans la section 5.3.1.1. Le graphe 5.20 montre la forme des différents spectres obtenus à chaque fréquence f_{c_i} .

Nous remarquons que plus la fréquence augmente, plus la sphère prend forme. C'est à partir de 3,75 GHz que l'on commence à reconnaître la forme de la sphère même si une grande partie de sa surface est creuse. Avec cette technique, on peut approximativement situer la position de la LUF. Ce résultat peut être corrélé avec la méthode d'estimation de la LUF décrite dans la section précédente. Cependant, il est très difficile de déterminer avec exactitude la LUF en visualisant des nuages de points. L'utilisation d'outils statistiques basés sur l'estimation des moments de la distance entre les points pourrait conduire à un critère supplémentaire.

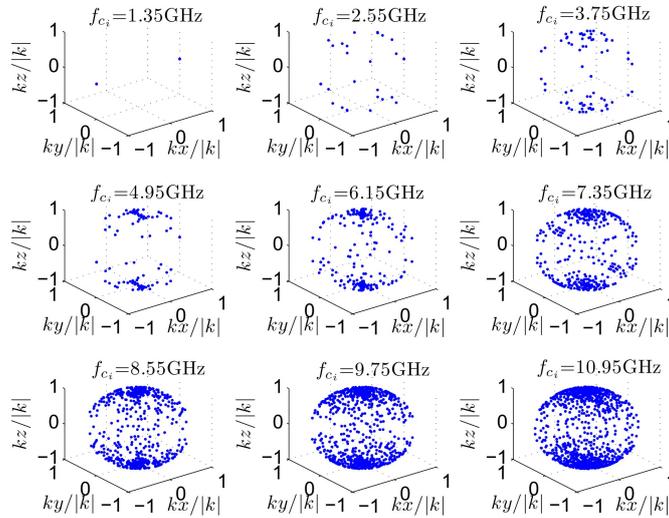


FIGURE 5.20 – Spectre d'ondes planes à chaque fréquence centrale f_{c_i} pour notre cavité.

5.3.3 Conclusion

Cette partie consacrée à l'estimation de la LUF dans une chambre réverbérante s'est intéressée d'une part à l'estimation de la LUF par le comptage du nombre de modes qui conduit au régime idéal de la chambre. Nous avons tenté de relier deux approches différentes de caractérisation du régime de fonctionnement de la chambre. La première est basée sur le calcul de l'erreur relative sur la variance de la densité d'énergie en fonction du nombre de modes excités tandis que la seconde approche repose sur les tests d'ajustement. Finalement, nous avons montré en particulier qu'une distribution exponentielle est acceptée par le test d'Anderson-Darling si l'erreur relative sur la variance normalisée n'est pas supérieure à 10 % (soit au minimum 20 modes excités). Ce résultat peut servir de référence pour déterminer théoriquement la LUF d'une CRBM qui utilise un brassage électronique. D'autre part, en utilisant une approche géométrique basée sur la représentation du spectre d'ondes planes, nous avons montré qu'il est possible de situer approximativement la LUF. Par ailleurs, l'estimation de la LUF expérimentale de la chambre dans la section 8.3 valide ces résultats théoriques.

Références

- [1] D. Hill, "Plane wave integral representation for fields in reverberation chambers," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 40, no. 3, pp. 209–217, Aug 1998.
- [2] E. Amador, C. Lemoine, P. Besnier, and A. Laisné, "Reverberation chamber modeling based on image theory : investigation in the pulse regime," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 52, no. 4, pp. 778–789, Nov. 2010.
- [3] C. Balanis, *Antenna theory-analysis and design (2nd Edition)*. New York, USA : John Wiley and Sons Inc., 1997.
- [4] D. A. Hill and J. M. Ladbury, "Spatial-correlation functions of fields and energy density in a reverberation chamber," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 44, no. 1, pp. 95–101, Feb. 2002.
- [5] D. Hill, "Boundary fields in reverberation chambers," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 47, no. 2, pp. 281–290, May 2005.
- [6] C. Lemoine, "Contribution to the statistical analysis of measurements data in mode-stirred reverberation chamber : Applications for the evaluation of stirring efficiency and measurements uncertainty in the context of radiofrequencies and EMC," Ph.D, INSA de Rennes, France, 2008.
- [7] C. Lemoine, P. Besnier, and M. Drissi, "Investigation of reverberation chamber measurements through high-power goodness-of-fit tests," *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on*, vol. 49, no. 4, pp. 745–755, Nov. 2007.
- [8] C. Lemoine, E. Amador, and P. Besnier, "On the K-factor estimation for Rician channel simulated in reverberation chamber," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 59, no. 3, pp. 1003–1012, Mar. 2011.
- [9] A. Cozza, "The role of losses in the definition of the overmoded condition for reverberation chambers and their statistics," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 53, no. 2, pp. 296–307, May 2011.
- [10] *IEC 61000-4-21 : Reverberation chamber test methods*, International Electrotechnical Commission Std., 2003.
- [11] *DO-160D/E : Environmental conditions and test procedures for airborne equipment*, RTCA Std., 2000.
- [12] K. Selemani, J.-B. Gros, E. Richalot, O. Legrand, O. Picon, F. Mortessagne *et al.*, "Comparison of reverberation chamber shapes inspired from chaotic cavities," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 2014.
- [13] G. Orjubin, E. Richalot, S. Mengué, and O. Picon, "Statistical model of an undermoded reverberation chamber," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 48, no. 1, pp. 248–250, Feb. 2006.
- [14] N. L. Johnson, S. Kotz, and N. Balakrishnan, *Continuous univariate distributions*. New York, USA : John Wiley and Sons, 1995.
- [15] P. Besnier and B. Démoulin, *Electromagnetic Reverberation Chambers*. Wiley-ISTE, Aug. 2011.

Troisième partie

Conception de la CRBM

Aspects techniques et choix technologiques

6.1 Introduction

Ce chapitre est consacré aux différents aspects relatifs à la conception de notre cage d'expérimentation. La réalisation d'une chambre réverbérante peut paraître classique. Cependant, en régime de longueurs d'onde millimétriques, des facteurs d'ordre technologiques et métrologiques complexifient significativement la mise en œuvre. Le prototype de chambre que nous proposons ici est l'aboutissement d'un long travail et d'échanges entre chercheurs et ingénieurs. En suivant un processus rigoureux, nous avons essayé d'anticiper et de résoudre les difficultés rencontrées afin de parvenir à une chambre fonctionnelle. Tout d'abord, nous rappelons les besoins et les contraintes spécifiés dans notre cahier des charges. Ensuite nous allons dépeindre de façon succincte les principes généraux retenus. Enfin, nous décrivons les éléments constitutifs de la chambre, ainsi que les solutions proposées pour le blindage des accès de la chambre.

6.2 Spécifications

L'objectif principal de cette thèse est de construire une CRBM compatible avec les OMM dans la gamme de fréquence couvrant la bande Ka (26,5-40 GHz), la bande U (40-60 GHz) et la bande V (50-75 GHz). Ces trois bandes couvrent la quasi-totalité des applications actuelles dans le spectre des OMM. De plus, nous avons voulu mettre en place un système de dosimétrie par caméra infrarouge.

Le principal défi de la mise en œuvre d'une chambre réverbérante fonctionnant aux fréquences millimétriques est d'ordre technologique. Les choix technologiques essentiels sont liés aux portes d'accès, aux voies de communication de la chambre avec le milieu extérieur et à la constitution physique des parois. L'impact de ces facteurs technologiques concerne principalement le coefficient de qualité des modes de propagation de la cavité (ou du coefficient de qualité composite d'un ensemble de modes excités au cours d'un processus de brassage) qui gouverne en partie le fonctionnement de la chambre réverbérante. Il convient également de s'assurer de la meilleure efficacité de blindage possible de l'enceinte. En effet, en phase d'essai, la

densité de puissance générée dans la chambre peut être relativement élevée. Dans ce contexte, on cherche à réduire l'émanation de rayonnements en millimétrique à l'extérieur de la chambre d'essai. Le défi pour cette étude consiste donc à mettre en place des solutions garantissant une efficacité de blindage suffisante.

Le choix du processus de brassage de modes est discuté dans la section 4.5 consacrée à l'analyse de pré-dimensionnement de la CRBM. Pour le prototype de notre CRBM, nous nous contenterons uniquement du brassage électronique par saut de fréquence. Nous avons montré en simulation, que l'on peut parvenir à une homogénéité du champ électrique grâce au brassage fréquentiel dans la bande de fréquence d'intérêt.

La maîtrise des aspects métrologiques est également un défi à relever en termes d'acquisition de mesure de champ ou de puissance. L'acquisition du champ ou de la puissance est plus délicate en millimétrique. Le calibrage (calibrage en puissance dans le plan des interfaces des antennes) est très sensible au déplacement des antennes et des câbles. Il s'agit donc de bien positionner les antennes dans une configuration dans laquelle l'impact de la chaîne de mesure est minimal sur les résultats de mesure. A cet effet nous avons prévu de mettre en place un système de positionnement de l'antenne de réception dans la chambre. Le but recherché est de pouvoir effectuer un échantillonnage spatial du champ sans intervenir manuellement à l'intérieur de la cavité. Ceci permettra de collecter un nombre suffisant d'échantillons pour la caractérisation de la chambre. De plus l'automatisation des mesures peut aider à garantir la répétabilité des mesures et à réduire également les durées de mesure.

Par ailleurs, les différentes pièces constitutives de la chambre doivent être usinées avec une précision très fine. Certes ceci ne nécessite pas de prouesses en mécanique, mais la précision sur certaines pièces doit être inférieure au dixième de millimètre. La chambre doit disposer de parois suffisamment rigides afin d'éviter les déformations dans le temps pouvant entraîner une non répétabilité des mesures. La compacité et la modularité du système sont également des critères importants. Ce qui nous permettra de changer facilement les différents éléments de la chambre. Le poids de la chambre doit également être optimisé afin de faciliter le déplacement de la chambre. Le défi majeur est d'assurer la reproductibilité des mesures, d'où la nécessité de disposer d'un outil de précision.

6.3 Principes généraux et description sommaire

La figure 6.1 montre une vue 3D de la CRBM millimétrique que nous proposons. Elle est modélisée à l'aide du logiciel Solidworks [1]. Précisons que les dimensions grandeurs nature de la chambre et de ses éléments constitutifs sont respectées sur cette illustration. Le prototype que nous proposons n'est pas équipé de brasseur mécanique, nous avons opté pour le brassage fréquentiel. La chambre dispose de deux voies de communication RF : un panneau Tx pour la transmission du signal millimétrique à la chambre et un panneau Rx à travers lequel on mesure le champ électrique (ou la puissance) dans la chambre (Fig. 6.1(1 et 2)). La liaison entre les panneaux techniques, les antennes, la source millimétrique et l'analyseur de spectre est faite par des guides d'ondes. Les guides d'ondes ont l'avantage de présenter de faibles pertes en hautes fréquences et de plus, ils sont large bande. Ils offrent également une panoplie de possibilités en fonction de la forme (sections droites, coudes, transitions pour passer de la polarisation V à la polarisation H et vice versa,...) et des dimensions.

Par ailleurs, l'échantillonnage spatial du champ électrique (ou de la puissance) dans la chambre se fait le long de l'axe (xx') indiqué sur la figure Fig. 6.1. Le but est de mesurer le

champ électrique en différentes positions dans la chambre en faisant coulisser à travers l'interface Rx, un tube cylindrique solidaire à l'antenne de réception. La solution retenue consiste à faire translater la chambre y compris la source millimétrique et son alimentation DC, sur deux rails porteurs parallèles (6 et 7) tout en immobilisant le tube cylindrique solidaire à l'antenne de réception. Le tube cylindrique (12) est immobilisé à l'aide du support vertical (3). Les plaques métalliques (4 et 5) servent de support pour la source millimétrique et son alimentation solidaires à la chambre. Un module de guidage linéaire est utilisé pour la translation de la chambre. Il est monté à la place de l'un des deux rails porteurs. Ainsi on parvient à mesurer le champ électrique en différentes positions sans avoir à accéder à l'intérieur de la chambre. Il faut préciser ici le rôle particulier joué par le tube cylindrique. Son déplacement dans l'enceinte peut être apparenté à un rôle de brasseur mécanique mais ce n'est pas celui qu'on lui prête dans les expériences qui seront menées au chapitre 8. Certes, l'insertion du cylindre va contribuer à modifier la structure des modes au même titre que différents dispositifs insérés dans la cavité (antenne d'émission, guide d'onde, dispositif sous test...). Cependant c'est la capacité du brassage par saut de fréquence à générer un champ statistiquement homogène que l'on cherche à déterminer en testant cette hypothèse pour différentes positions (sans manipulations excessives).

Le couvercle (9) se situe sur la partie supérieure de la chambre. Il est amovible et est fixé à la chambre à l'aide de quatre charnières (10). Quatre panneaux techniques (11) ont été conçus, un sur chaque face de la cage. Ils peuvent servir d'interface pour la caméra à infrarouge ou en cas d'un besoin ultérieur. L'ensemble constitué par la cavité, les rails porteur, et le module de guidage linéaire est posé sur une base métallique (8). L'encombrement de la base est de $122,9 \times 81,2 \times 1,2 \text{ cm}^3$. Le poids de la chambre sans le système de translation est d'environ 60 kg.

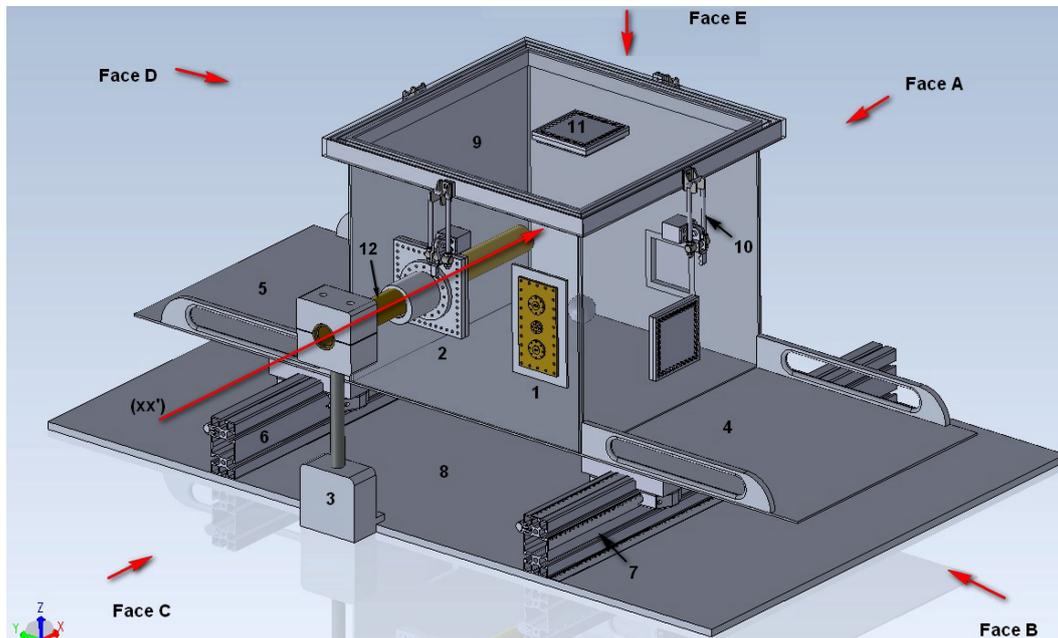


FIGURE 6.1 – Vue 3D de la CRBM millimétrique : interface Tx (1), interface Rx (2), support du guide cylindrique (3), support de la source millimétrique et de son alimentation DC (4, 5), rails (6, 7), Embase (8), couvercle (9), fermeture sauterelle (10), interface pour la caméra (11), tube cylindrique (12).

6.4 Description et modélisation des éléments constitutifs de la CRBM

6.4.1 Les parois de la cavité

Le matériau de fabrication de la chambre est un alliage d'aluminium et de magnésium avec une concentration de plus de 90 % en aluminium. Sa désignation normalisée selon la norme EN 573-1 [2] est AlMg3,5. Il est plus connu sous l'appellation de l'AG3. La table 6.1 montre la composition chimique de l'AG3. Il s'agit d'un matériau très conducteur, sa conductibilité électrique étant de 32 % IACS¹ ($\sigma = 1,8 \times 10^7$ S/m). L'AG3 a été choisi en plus de sa bonne conductibilité électrique, pour son aptitude aux transformations à chaud ou à froid, son excellente soudabilité, une moyenne résistance mécanique et un bon état de surface après polissage.

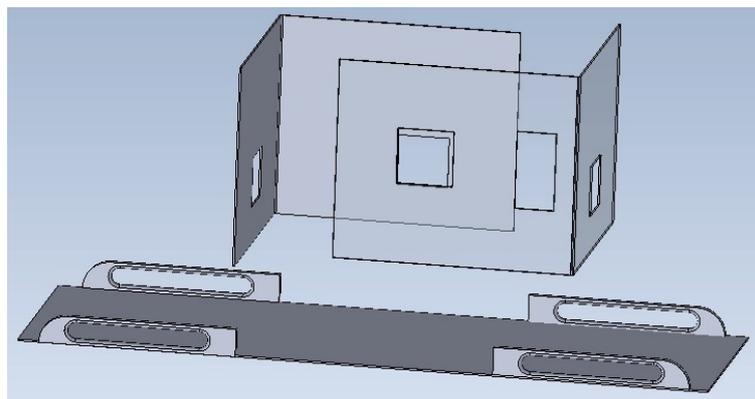
L'épaisseur des parois doit être suffisamment grande devant l'épaisseur de peau. Sachant que l'épaisseur de peau décroît avec la fréquence, la valeur de l'épaisseur de peau aux fréquences basses est prise comme valeur de référence. A 3 GHz, l'épaisseur de peau de l'AG3 est de $2 \mu\text{m}$. Une épaisseur des parois de l'ordre de 10 fois cette valeur est largement suffisante. Cependant pour assurer une rigidité des parois, l'épaisseur des parois a été initialement fixée à 3 mm. Durant la phase d'usinage, on a cependant constaté des déformations mécaniques importantes des tôles. Nous sommes donc passés à une deuxième version de la cage avec une épaisseur de 10 mm. Les figures 6.2(a) et 6.2(b) montrent respectivement une vue en éclaté et en monté des parois de la chambre. Elles sont constituées de quatre tôles verticales posées sur un grand

1. Conductivité électrique normalisée par rapport au cuivre

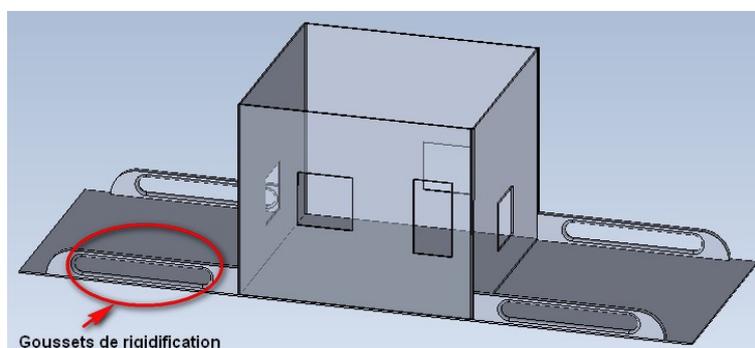
fond. Les différentes pièces sont assemblées par soudure appliquée sur le coté extérieur de la cage. Par ailleurs, quatre goussets sont soudés sur les parois latérales de la cage et sur les supports du générateur et de l'alimentation afin de faciliter le transport de la cage. Ils servent également à rigidifier les supports.

TABLE 6.1 – Composition chimique nominale (%) de l'AG3 selon la norme EN 573-1 [2].

Si	Fe	Cu	Mn	Mg	Cr	Zn	Remarques	Ti	Autres	Al
0,5	0,5	0,1	0,5	3,1-3,9	0,25	0,2	0,1-0,5 Mn+Cr	0,2	0,15	Reste



(a)



(b)

FIGURE 6.2 – Vue en éclaté (a) et en monté (b) des parois de la chambre.

6.4.2 Le couvercle

Afin de faciliter les opérations durant les mesures, le couvercle est positionné sur la face supérieure de la boîte. Le couvercle est amovible, il vient s'encaster sur un support en forme de U soudé sur le haut de la cage (cf Figs. 6.3(a) et 6.3(b)). Le couvercle est maintenu sur la cage à l'aide de fermetures de type sauterelle (cf Fig. 6.3(c)). La pression des sauterelles sur la cage est réglable à l'aide de vis et écrous. Nous avons choisi de placer une sauterelle sur chaque face de la cage afin de bien répartir la force mécanique appliquée sur la boîte. Pour l'aspect étanchéité, nous avons utilisé des films métalliques en cuivre béryllium appelés bandes de contact. Celles-ci subissent un traitement de surface pour augmenter leur conductivité et améliorer leur compatibilité galvanique avec les surfaces en présence. La forme choisie donne un effet de ressort de très faible rémanence et assure une bonne conductivité électrique. Les bandes de contact sont généralement utilisées pour le blindage électromagnétique de cages de Faraday de laboratoire. Pour notre chambre, les bandes de contact sont posées sur le support du couvercle en forme de U et fixées par adhésif (voir Fig. 6.4).

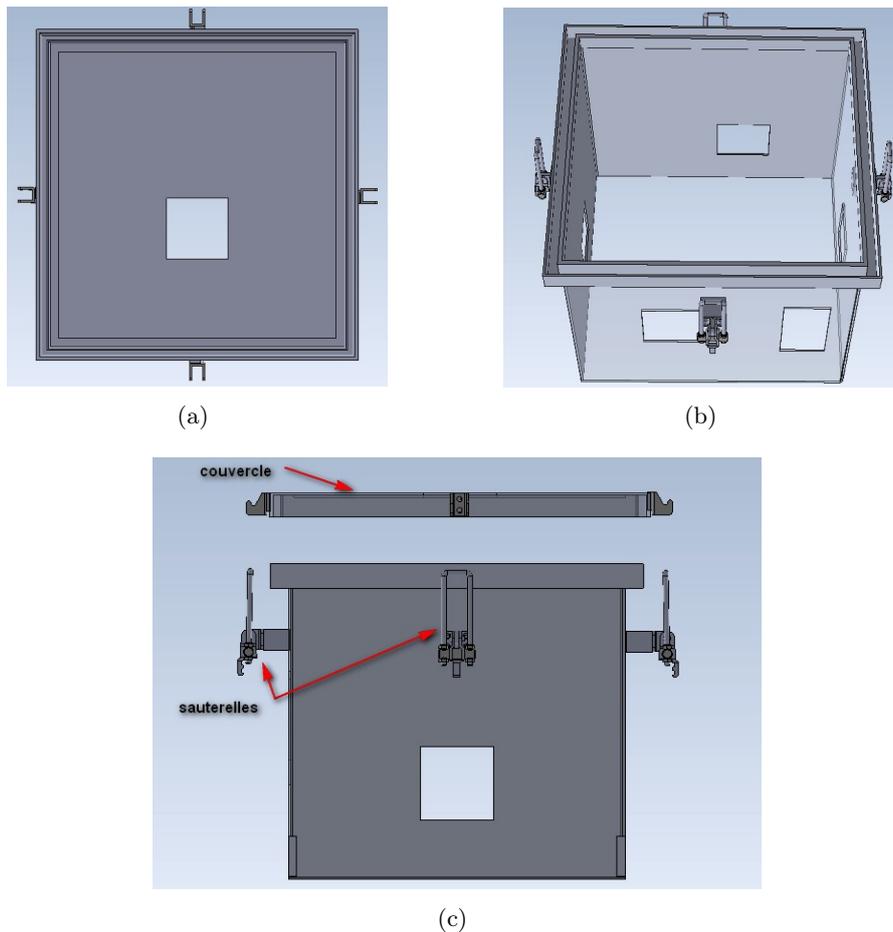


FIGURE 6.3 – Vue de la face intérieure du couvercle (a). Support du couvercle en forme de U soudé sur le haut de la cage (b). Vue de face de la cage et du couvercle (c).

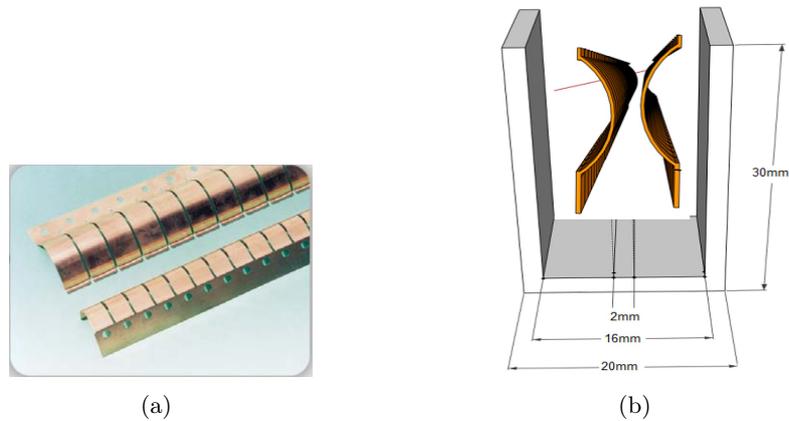


FIGURE 6.4 – Bandes de contact "fingerstrips"(a). Illustration de l'intégration des bandes de contact sur le support en forme de U soudé sur le haut de la cage (b).

6.4.3 L'interface Tx

L'interface Tx (cf Fig. 6.5) sert à connecter la source millimétrique posée sur la plaque 4 (Fig. 6.1) à l'antenne émettrice située à l'intérieur de la chambre. Du côté extérieur de la chambre, des guides d'ondes sont utilisés pour connecter la source millimétrique à l'interface Tx. Du côté intérieur de la chambre, un seul guide relie la source de rayonnement (guide d'onde ouvert) à l'interface Tx. L'interface Tx dispose de trois accès pour guide d'onde ($WR - 15$, $WR - 22$ et $WR - 28$). Chaque accès correspond à une bande de fréquence spécifiée par le cahier des charges à savoir les bandes Ka, U et V. Les trois accès sont réalisés par micro-usinage sur une plaque de laiton d'épaisseur 4 mm. Notons au passage que le laiton a une bonne conductibilité électrique ($\sigma = 1,4 \times 10^6$ S/m). Lors de l'utilisation de la chambre sur un des trois accès, les deux autres accès sont court-circuités à l'aide de bouchons. L'interface Tx est fixée à la cage à l'aide de 26 vis avec un espacement de 15 mm entre deux vis.

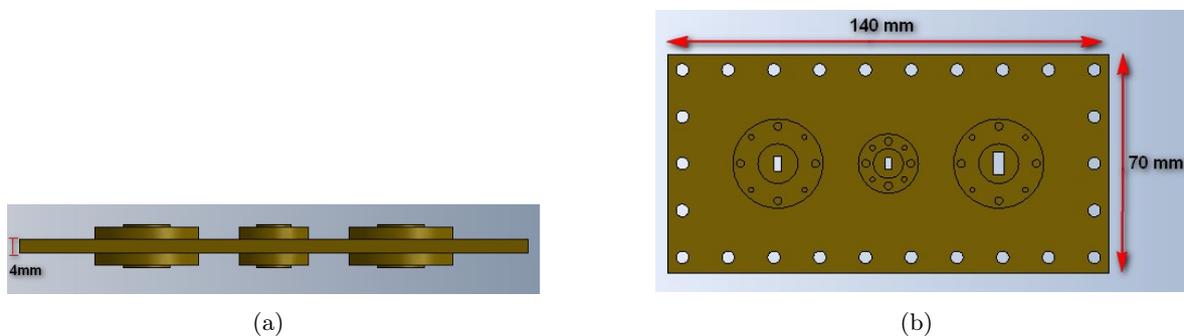


FIGURE 6.5 – Vues de côté (a) et de face (b) de l'interface Tx.

6.4.4 L'interface Rx

6.4.4.1 Description

L'interface Rx (Fig. 6.6) sert à connecter l'antenne de réception à l'analyseur de spectre (ou analyseur de réseau). Un tube cylindrique est monté à travers un anneau vissé sur une plaque métallique. Le contact entre le tube et l'anneau est glissant. De plus, un guide d'onde rectangulaire utilisé pour la mesure de la puissance dans la chambre est soudé à l'intérieur du tube cylindrique. En immobilisant le tube cylindrique et en faisant déplacer la cage sur l'axe du tube, on mesure la puissance (ou le champ) en plusieurs positions sur un axe à l'intérieur de la chambre. Nous avons réalisé trois tubes cylindriques de même diamètre extérieur ; une pour chaque bande de fréquence. En pratique, il suffit juste d'interchanger les tubes cylindriques quand on passe d'une bande de fréquence à une autre, la plaque d'accès et l'anneau restant inchangés. Le tube cylindrique est en Au4G, sa longueur est de 457 mm et son diamètre extérieur est de 40 mm. Afin de faciliter le coulissage du tube cylindrique sur l'anneau, un espacement de 1 mm est laissé entre le tube et l'anneau. Par conséquent, ceci pourra engendrer des fuites électromagnétiques (Fig. 6.8(a)). Les mouvements de translation répétés au cours des expériences ajoutent une contrainte de plus sur le découplage. La solution doit assurer une efficacité de blindage suffisante, sans gêner les mouvements de coulissage du tube. La solution retenue consiste à utiliser des bagues de contact en cuivre béryllium. Ce sont des bandes de contact ayant une forme cylindrique sur laquelle on réalise des fentes de manière périodique (Fig. 6.8(b)). La figure 6.8 illustre l'intégration des bagues de contact montées en cascade autour du guide coulissant.

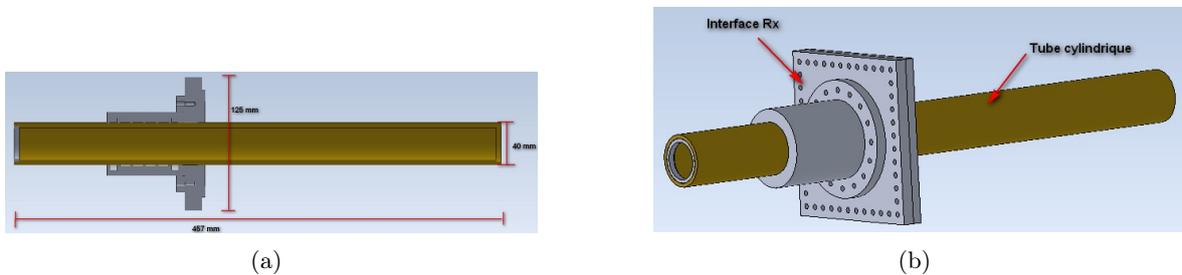


FIGURE 6.6 – Coupe transversale (a) et vue en 3D (b) de l'interface Rx.

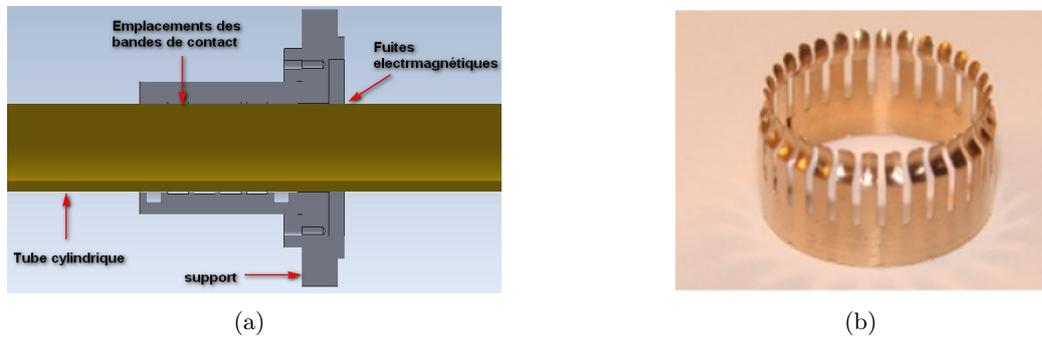


FIGURE 6.7 – Illustration des fuites électromagnétiques dans l’interface Rx (a). La bague de contact en cuivre béryllium utilisée pour le blindage de l’interface Rx (b).

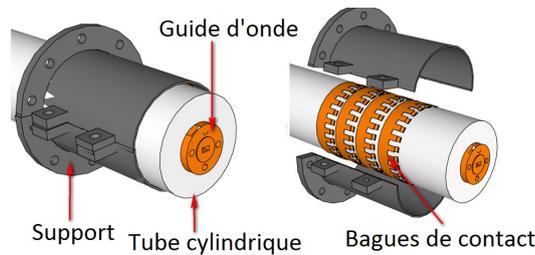


FIGURE 6.8 – Illustration de l’intégration de quatre bagues de contact montées autour du tube cylindrique.

6.4.4.2 Évaluation de l’efficacité de blindage

L’objectif dans cette section est d’évaluer l’efficacité de blindage des bagues de contact à l’aide du logiciel de simulation HFSS [3]. Afin de déterminer l’ordre de grandeur du découplage d’une bague de contact, on modélise la structure (tube cylindrique, support du tube et la bague de contact) par un modèle simple (Fig. 6.9), mais réaliste. Étant donné que la structure est symétrique, seulement un quart de la structure est simulée. Le tube est modélisé par un cylindre en cuivre de rayon 20 mm et de longueur 30 mm. Un espacement de 1 mm est laissé entre le tube et son support modélisé par un PEC (perfect electric conductor). Pour modéliser la bande de contact, on dessine un anneau en cuivre épousant la forme du tube cylindrique dans lequel on réalise des fentes (en couleur rouge, Fig. 6.9). La largeur des fentes est de 0,5 mm avec un espacement de 1 mm entre elles. Les ports d’excitation se situent sur les bases du cylindre. Ils sont localisés sur l’espacement entre le tube et le support. La figure 6.10(a) montre les résultats de simulation de la structure en absence de la bague de contact, dans la bande 59-61 GHz. On observe que la transmission est quasi parfaite entre le port 1 et le port 2, le module de S_{21} est de l’ordre de 0 dB. La figure 6.10(b) illustre le comportement de l’amplitude du champ électrique à 60 GHz entre le tube et le support. On observe que l’onde se propage normalement dans l’ouverture de 1 mm. Ce résultat s’explique par le fait que la taille de l’ouverture n’est pas très petite devant la longueur d’onde ($\lambda_0 = 5$ mm).

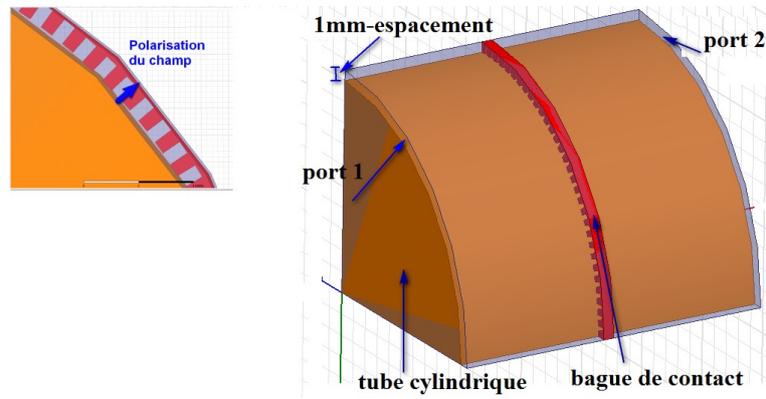
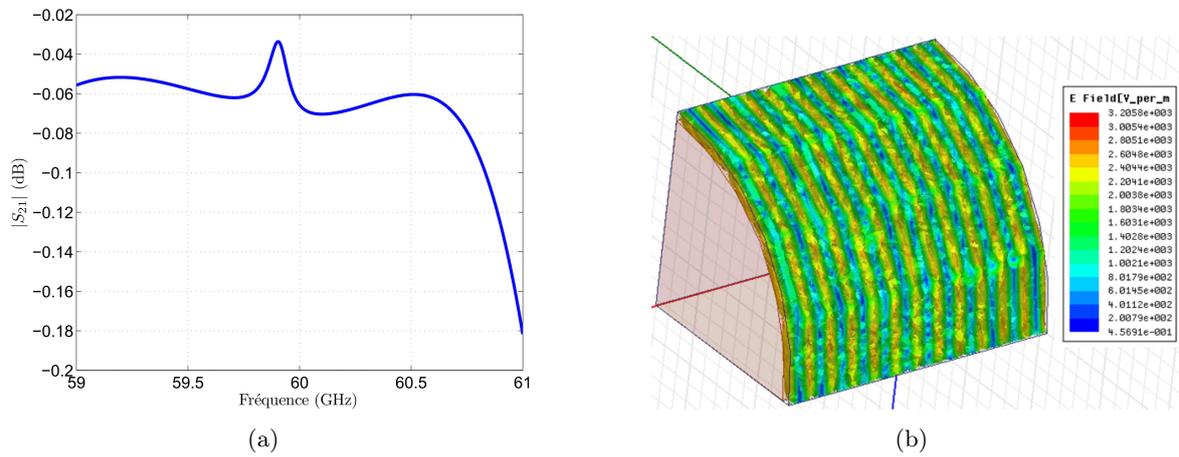


FIGURE 6.9 – Modèle de la structure simulée sous HFSS.

FIGURE 6.10 – Le module du paramètre de transmission $|S_{21}|$ en absence de la bague de contact (a) et la cartographie du champ le long du tube cylindrique (b).

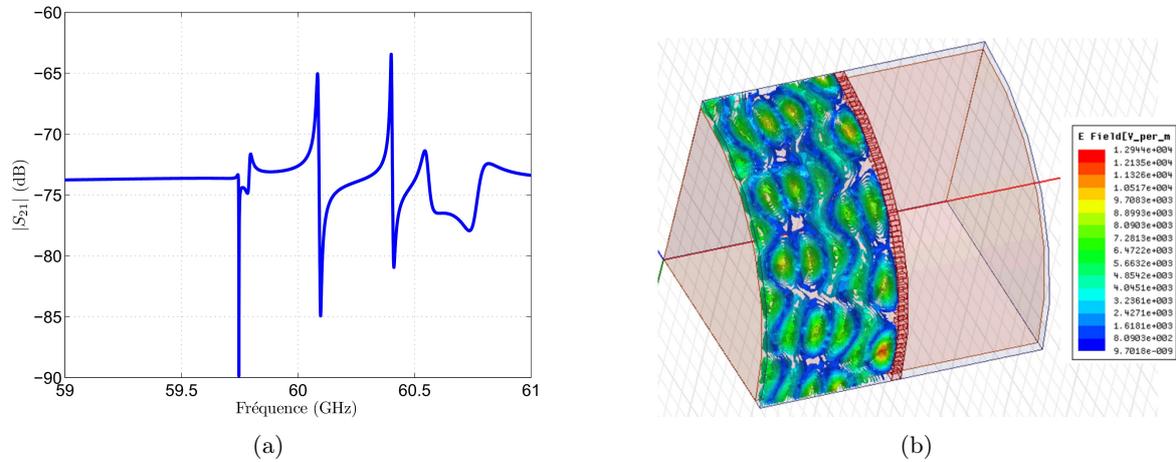


FIGURE 6.11 – Le module du paramètre de transmission $|S_{21}|$ en présence de la bague de contact (a) et la cartographie du champ le long du tube cylindrique (b).

La figure 6.11(b) montre la cartographie du champ électrique dans l'espace entre le tube et le support, en présence de la bague de contact. On constate que la propagation du champ électrique le long du tube est fortement perturbée par la bague de contact. Le champ électrique incident est totalement réfléchi du côté du port 1, nous avons une présence d'ondes stationnaires. La figure 6.11(a) démontre que l'atténuation due à la présence de la bague de contact est supérieure à 60 dB à 60 GHz, ce qui signifie que la transmission entre le port 1 et le port 2 est quasi nulle. Ainsi, on peut conclure que les bagues de contact en cuivre béryllium permettent d'obtenir des niveaux de découplage très élevés aux fréquences millimétriques. De plus, elles permettent également d'assurer un bon contact entre le tube et son support. Dans la réalisation finale, quatre bagues de contact seront disposées en cascade afin de rendre le système plus robuste.

6.4.5 Système de translation de la chambre

Afin de réaliser des mesures en plusieurs positions dans la cage sans pour autant intervenir manuellement à l'intérieur de celle-ci, deux solutions s'offrent à nous. La première consiste à fixer la chambre et à translater le guide coulissant à travers l'interface Rx. La seconde consiste à fixer le guide coulissant et à translater la cage. La deuxième solution a été préférée à la première puisque le déplacement de la chaîne de mesure affecte considérablement le calibrage aux fréquences millimétriques. De plus, le matériel utilisé en millimétrique est très fragile. Le système de translation doit assurer un déplacement longitudinal de la cage. Il faut cependant éviter d'avoir un jeu fonctionnel dans le système vis-écrou. Pour cela, on utilise un système de translation de type glissière sans jeu permettant le déplacement de l'ensemble de la cage avec un niveau de fiabilité élevé en termes de fonctionnement et de précision. Afin de disposer d'un procédé de mouvement contrôlé ayant des vitesses de déplacement faibles, le déplacement de la chambre doit se faire à l'aide d'une manivelle dans l'axe de translation. Au regard de ces exigences, nous avons proposé le module linéaire *VST 2015* (cf Fig. 6.12) fourni par la société MK group. La transmission du mouvement linéaire se fait à l'aide d'un vis trapézoïdale 16×4 pouvant supporter de gros efforts. La charge axiale de l'arbre est de 500 N. La longueur de course pour un tour complet du vis est de 4 mm. Le module dispose d'une longueur de course

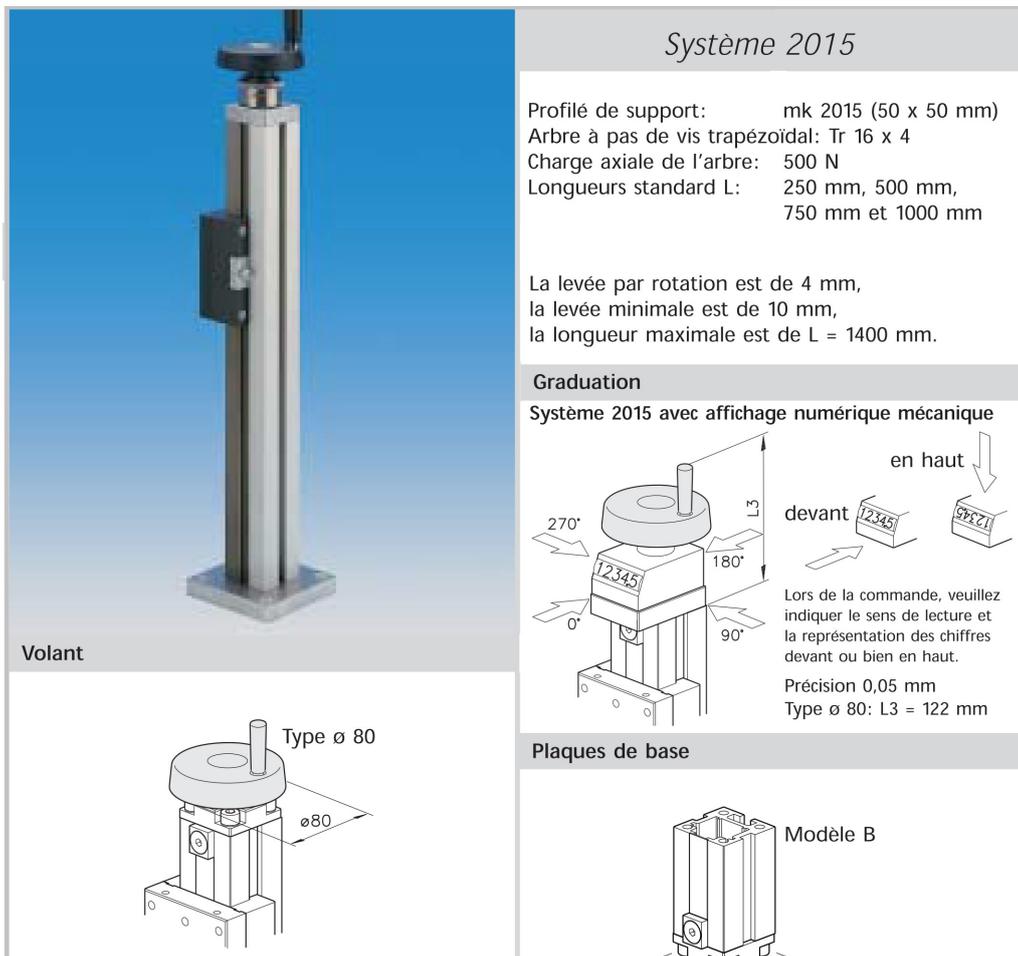


FIGURE 6.12 – Module linéaire de translation de la cage VST 2015 MK TECHNOLOGY GROUP.

linéaire de 650 mm. Il est également équipé d'un afficheur numérique avec une précision de lecture égale à 0,05 mm. Notons qu'un moyen de lecture rapide et précis de la position de la cage par rapport à un repère est nécessaire. Cela permettra à l'utilisateur de garantir une certaine répétabilité des mesures. Pour une question d'équilibre, la chambre est posée sur deux chariots montés sur des guidages de profilés (Fig. 6.13). Les guidages de profilés sont fixés sur une plaque en aluminium suffisamment rigide (épaisseur de 12 mm) tout en respectant scrupuleusement le parallélisme nécessaire au bon fonctionnement du guidage. Le système requiert un réglage géométrique fin et précis assurant le déplacement de la cage sans un risque de détérioration des bagues d'étanchéité. La figure 6.14 montre la solution retenue avec différentes possibilités d'ajustement du tube cylindrique.

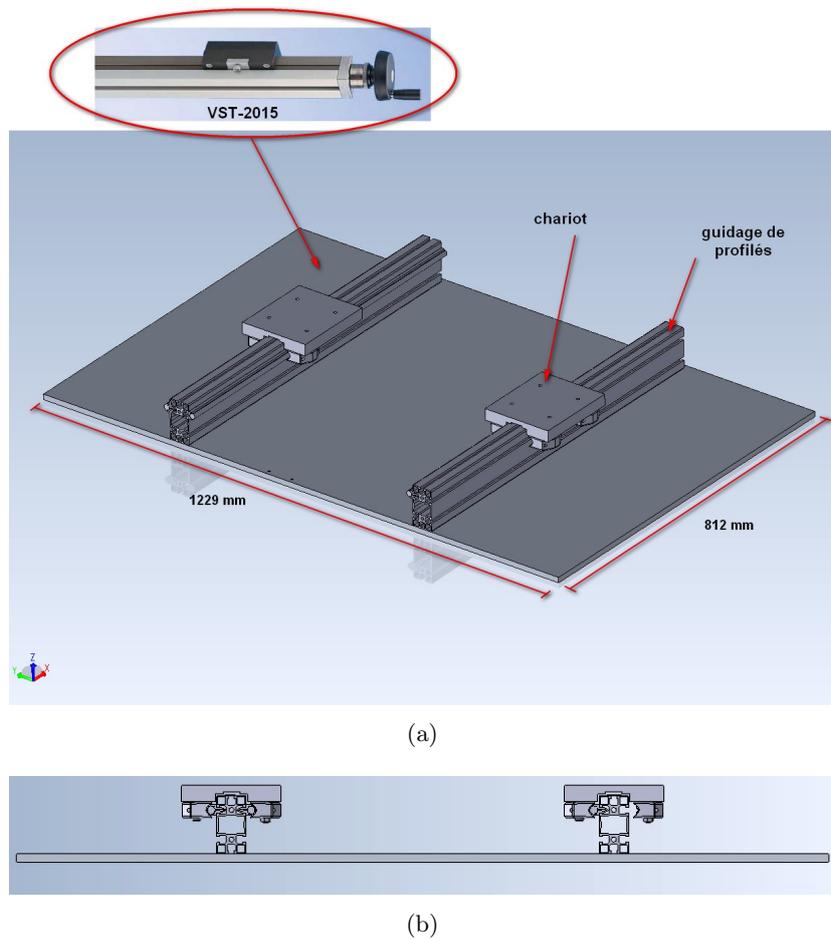


FIGURE 6.13 – Embase sur laquelle sont fixés le module linéaire de translation de la cage et le guidage de profilés (a). Coupe transversale de l’embase (b).

6.5 Synthèse

La figure 6.15 montre une photo de la réalisation de la chambre. Nous avons essayé de trouver des solutions répondant aux besoins qui ont été spécifiés dans le cahier des charges. Le prototype de la chambre que nous proposons est très compact, son encombrement, y compris le système de translation est de $122,9 \times 81,2 \times 51 \text{ cm}^3$. La chambre n’est pas équipée de brasseur mécanique, nous avons montré au chapitre 5, à partir d’analyses basées sur des simulations numériques, que l’utilisation du brassage électronique par saut de fréquence pourrait suffire pour obtenir un champ uniforme dans la chambre. L’assemblage des parois, les différents accès communiquant avec le milieu extérieur ont été minutieusement pensés de manière à minimiser, a priori, les fuites électromagnétiques. En outre, la chambre est constituée de plusieurs modules dont l’assemblage est assez facile. Cela offre à la chambre une certaine flexibilité. Nous avons mis en place un système de mesure de la puissance par translation de la chambre. Cette solution nous permet de mesurer la puissance dans la chambre tout en connaissant avec une précision inférieure à 1 mm la position spatiale à laquelle on réalise la mesure. De plus cette solution présente l’avantage de pas perturber la chaîne de mesure du signal millimétrique. Les

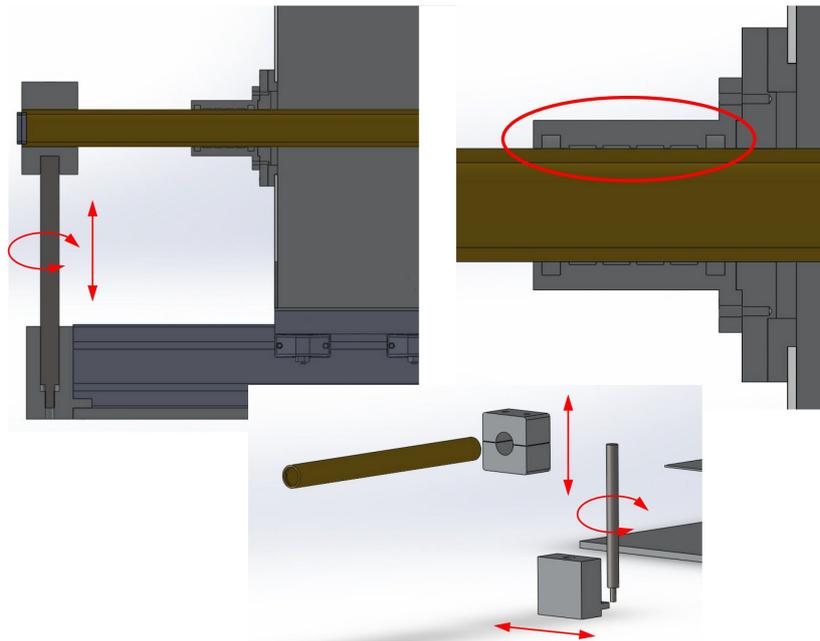


FIGURE 6.14 – Possibilités de réglage du tube cylindrique.

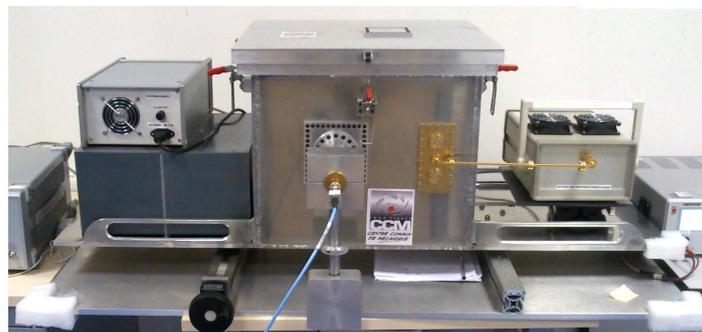
dessins techniques des différentes pièces constitutives de la chambre sont présentés en annexe D.



Antenne Rx



Antenne Tx



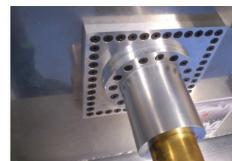
Volume utile de la CRBM :
42,3 x 41,2 x 38,3 cm³



Système 2015
avec affichage
numérique



Mélangeur



Panneau Rx



Panneau Tx

FIGURE 6.15 – Photo de la réalisation de la chambre.

Références

- [1] Solidworks. [Online]. Available : <http://www.solidworks.fr/>
- [2] *Aluminium et alliages d'aluminium - Composition chimique et forme des produits corroyés - Partie 1 : système de désignation numérique*, Comité européen de normalisation Std., 1994. [Online]. Available : <http://www.euralliage.com/normalumin.htm>
- [3] HFSS 13.0. [Online]. Available : http://www.ansys.com/fr_fr

Mise en place de la thermographie par infrarouge

7.1 Introduction

L'un des principaux objectifs de cette thèse consiste en la mise en place d'outils de dosimétrie par caméra infrarouge (IR) en CRBM. Nous envisageons de placer la caméra à l'extérieur de la chambre puisque elle pourrait perturber le champ électromagnétique à l'intérieur de la chambre. De plus, les fortes valeurs de puissance générées à l'intérieur de la chambre pourraient engendrer un dysfonctionnement de la caméra. On peut ajouter également les problèmes liés à l'échauffement de la caméra. La problématique consiste à pouvoir mesurer les élévations de température dans la chambre réverbérante à l'aide d'une caméra placée à l'extérieur de celle-ci (cf Fig. 7.1). La difficulté est de trouver un matériau à la fois transparent en IR et opaque en mm. La solution proposée consiste à utiliser un matériau transparent en IR (dans la bande de notre caméra) et d'y associer une grille métallique afin d'altérer la propagation des ondes millimétriques. Ce chapitre est consacré à la mise en œuvre de l'interface pour la

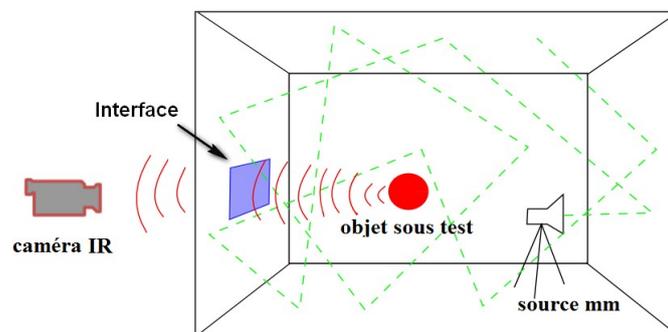


FIGURE 7.1 – Schéma de la mesure de température par caméra IR en chambre réverbérante.

caméra IR, il est organisé de la manière suivante. Dans la section 7.2, nous allons revenir sur les principes de base de la thermographie. La section 7.3 est consacrée à la description et à la caractérisation du substrat de la grille métallique, transparent en infrarouge. Les sections 7.4 et 7.5 sont respectivement consacrées à la modélisation de la grille métallique en mm et

aux fréquences quasi-optiques. Nous allons ensuite étudier l'impact de la grille métallique sur les performances de la chambre dans la section 7.6. Il s'agira dans cette partie de quantifier l'impact des ouvertures de la grille sur le coefficient de qualité global de la chambre. Enfin, l'intégration du hublot dans la chambre est décrite dans la section 7.8.

7.2 Principes de la thermographie

7.2.1 Principes physiques de la thermographie

La thermographie utilise la bande IR, se situant entre le visible et la bande THz (Fig. 7.2). Le spectre IR est souvent subdivisé en quatre sous-bandes : IR proche ($0,75\text{-}3\ \mu\text{m}$), IR moyen ($3\text{-}6\ \mu\text{m}$), IR lointain ($6\text{-}15\ \mu\text{m}$) et IR extrême ($15\text{-}100\ \mu\text{m}$). Il n'existe pas de différence fondamentale entre les différentes sous-bandes. Les rayonnements dans les différentes sous-bandes sont gouvernés par les mêmes lois et la seule différence est due à la différence de la longueur d'onde.

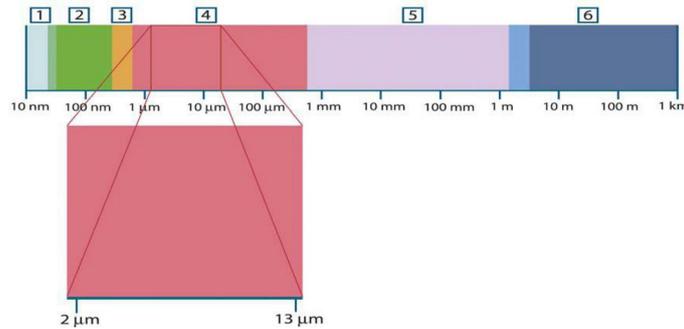


FIGURE 7.2 – Spectre électromagnétique. 1 : rayons X ; 2 : ultraviolet ; 3 : visible ; 4 : infrarouge ; 5 : micro-ondes ; 6 : ondes radio [1].

Afin de comprendre le principe de la thermographie, nous allons rappeler la définition d'un corps noir et introduire les équations de base du rayonnement d'un corps noir. Un corps noir est défini comme un objet qui absorbe toute l'énergie qu'il reçoit, sans la réfléchir ni la diffuser, à toutes les longueurs d'ondes. Le corps noir a été introduit par le physicien Gustave Robert Kirchhoff, 1824-1887. Il stipula aussi que tout corps capable d'absorber toute l'énergie électromagnétique incidente à toutes les longueurs d'ondes, a la même capacité en émission. Par ailleurs, Max Planck (1858-1947) définit la distribution de luminance énergétique monochromatique du rayonnement thermique d'un corps noir. La luminance énergétique monochromatique est un flux énergétique par unité de surface, par unité d'angle solide et par unité de longueur d'onde ; elle s'exprime donc en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ en unités SI [1] :

$$W_{\lambda n} = \frac{2hc^2}{\lambda^5(e^{hc/\lambda kT} - 1)}, \quad (7.1)$$

où

- $W_{\lambda n}$: distribution de luminance énergétique,
- c : vitesse de la lumière = 3×10^8 m/s,
- h : constante de Planck = $6,6 \times 10^{-34}$ J.s,
- k : constante de Boltzmann = $1,4 \times 10^{-23}$ J/K,

- T : température absolue (K),
- λ : la longueur d'onde dans le vide (m).

La figure 7.3 présente une famille de courbes tracées à partir de la formule de Planck (7.1) pour différentes valeurs de la température et en fonction de la longueur d'onde. La distribution énergétique est nulle pour $\lambda = 0$, elle croît en fonction de λ et atteint un maximum. Elle décroît ensuite jusqu'à s'annuler. La longueur d'onde à laquelle a lieu le maximum (λ_{\max}) décroît avec la température.

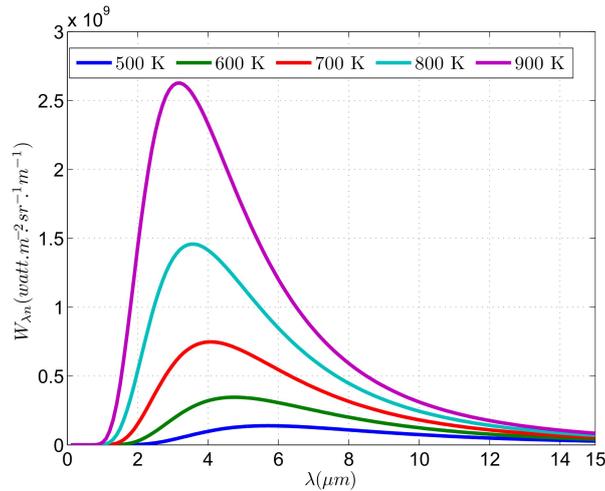


FIGURE 7.3 – Luminance énergétique spectrale d'un corps noir à partir de la formule de Planck (7.1), pour différentes valeurs de température.

En dérivant la formule de Planck suivant longueur d'onde, on obtient l'expression de λ_{\max} en μm :

$$\lambda_{\max} = \frac{2898}{T}. \quad (7.2)$$

L'expression 7.2 représente la loi de déplacement de Wien (Wilhelm Wien, 1864-1928). Cette relation traduit mathématiquement la variation de la couleur (du rouge au jaune) émise par le corps noir quand la température de la source thermique augmente. Par ailleurs, en intégrant la formule de Planck de $\lambda = 0$ à $\lambda = \infty$, on obtient la puissance totale émise par le corps noir par unité de surface exprimée en Watt/m² :

$$W_n = \sigma T^4, \quad (7.3)$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann, et vaut $5,67 \times 10^{-8}$ Watt/m²K⁴. La loi de Stefan-Boltzmann (Josef Stefan, 1835-1893 et Ludwig Boltzmann, 1844-1906) stipule que la puissance totale émise par un corps noir est proportionnelle à la température absolue à la puissance 4. Graphiquement, W_n représente l'aire sous la courbe de Planck pour une température quelconque.

Jusqu'ici, nous avons discuté uniquement le cas d'une source de rayonnement de type corps noir. Les lois de rayonnement évoquées ci-dessus, ne sont pas conformes pour un objet réel. Trois processus font qu'un objet réel se comporte différemment d'un corps noir : une fraction de l'énergie incidente ρ_λ peut être réfléchie, une fraction τ_λ transmise et une fraction α_λ absorbée. Ces trois facteurs peuvent dépendre plus ou moins de la longueur d'onde λ . La

somme de ces trois facteurs à chaque longueur d'onde vaut 1. Un autre facteur est également nécessaire pour décrire un objet réel, il s'agit de l'émissivité notée ε_λ . ε_λ désigne la fraction de la puissance totale émise par un objet réel par rapport à un corps noir, il est défini par :

$$\varepsilon_\lambda = \frac{W_{\lambda 0}}{W_{\lambda n}}, \quad (7.4)$$

où $W_{\lambda 0}$ et $W_{\lambda n}$ désignent respectivement les puissances émises par un objet réel et par un corps noir. Précisons que la valeur de ε_λ est toujours inférieure à 1. Selon la loi de Kirchhoff, l'émissivité et l'absorbance spectrales d'un objet sont égales ($\alpha_\lambda = \varepsilon_\lambda$). Ainsi si on considère un matériau opaque ($\tau_\lambda = 0$), $\varepsilon_\lambda + \rho_\lambda = 1$.

La formule de Stefan-Boltzmann pour un objet réel devient :

$$W_\lambda = \varepsilon_\lambda \sigma T^4. \quad (7.5)$$

7.2.2 Principe de la mesure avec une caméra IR

Considérons un cas assez simple où l'objet et la caméra se trouvent dans un environnement où il n'existe pas de sources secondaires perturbantes. La caméra reçoit le rayonnement thermique de l'objet mais également les réflexions de l'environnement où se trouve l'objet sur la surface de celui-ci. Ces deux contributions sont atténuées par l'atmosphère. Il faut ajouter une troisième contribution résultante du rayonnement de l'atmosphère. La figure 7.4 illustre la description de la situation décrite. A partir de cette figure, on peut déterminer la formule permettant de calculer la température de l'objet en fonction de la sortie de la caméra après calibrage. La puissance W_{source} reçue par la caméra génère une tension U_{source} qui est pro-

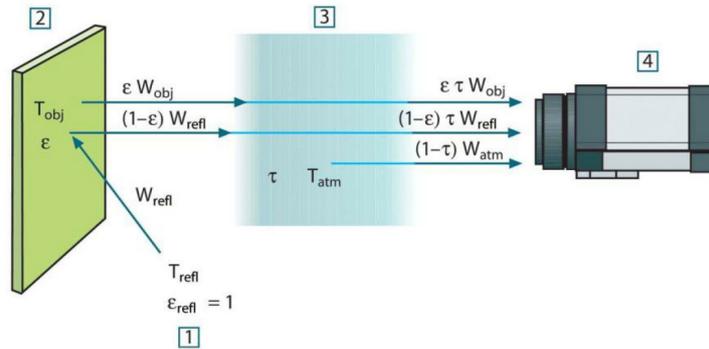


FIGURE 7.4 – Une représentation schématique de la mesure thermographique [1] décrite ci-dessus.

portionnelle à la puissance, en supposant que la caméra est linéaire en puissance. On peut écrire :

$$U_{\text{source}} = C W_{\text{source}}, \quad (7.6)$$

où C est une constante. Dans la configuration décrite dans la figure 7.4, la puissance totale qui arrive à la caméra s'exprime :

$$W_{\text{total}} = \varepsilon \tau W_{\text{obj}} + (1 - \varepsilon) \tau W_{\text{ref}} + (1 - \tau) W_{\text{atm}}. \quad (7.7)$$

Si on multiplie chaque terme par la constante C de l'équation 7.6 et on remplace le produit CW par la tension U correspondante, on obtient :

$$U_{\text{total}} = \varepsilon\tau U_{\text{obj}} + (1 - \varepsilon)\tau U_{\text{refl}} + (1 - \tau)U_{\text{atm}}. \quad (7.8)$$

La résolution de l'équation 7.9 pour le calcul de U_{obj} donne :

$$U_{\text{obj}} = \frac{1}{\varepsilon\tau}U_{\text{total}} - \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon}U_{\text{refl}} - \frac{1 - \tau}{\varepsilon\tau}U_{\text{atm}}. \quad (7.9)$$

L'équation 7.9 représente la formule générale pour la mesure de la température utilisée dans les systèmes thermographiques FLIR. Pour le calcul de U_{obj} , l'opérateur doit fournir l'émissivité de l'objet ε , la distance de l'objet par rapport à la caméra, ainsi que la température ambiante au voisinage de l'objet T_{refl} et de l'atmosphère T_{atm} .

7.2.3 Les principales caractéristiques d'une camera IR

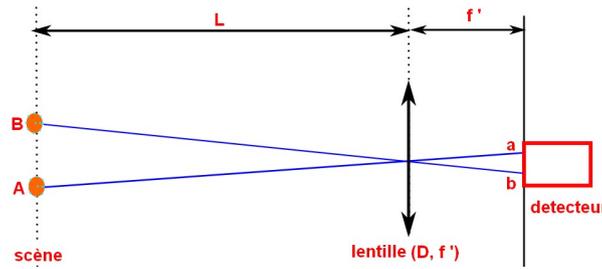


FIGURE 7.5 – Schéma simplifié d'un système d'imagerie thermique.

Un système d'imagerie thermique est composé d'un système optique (lentille, miroir, etc.), d'un imageur et d'un réseau de détecteurs placé au plan focal du système optique. Le système optique a un diamètre D et une distance focale f' . La scène se trouve à une distance L loin de la lentille, et L est très grande devant la distance focale f' .

7.2.3.1 Angle et champ de vision d'une camera

L'angle de vision est un paramètre très important d'un système d'imagerie thermique. Il désigne l'étendue angulaire d'une scène vue par le détecteur. Il est exprimé en degré angulaire et dépend fortement de la taille du détecteur. Généralement la forme du détecteur est rectangulaire, on parle alors de champ de vision horizontal et vertical (θ_h et θ_v). Considérons un détecteur de taille $N_H \times N_V$ pixels et soit p , le pas de pixellisation. Alors θ_h et θ_v sont respectivement donnés par les expressions 7.10 et 7.11 (voir illustration dans la figure 7.6).

$$\theta_H = 2 \times \arctan \frac{N_H p}{2f'}. \quad (7.10)$$

$$\theta_V = 2 \times \arctan \frac{N_V p}{2f'}. \quad (7.11)$$

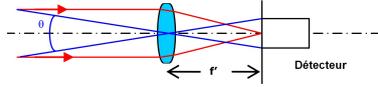


FIGURE 7.6 – Illustration de l'angle de vision [1].

7.2.3.2 Résolution spatiale (IFOV)

Pour mesurer la résolution spatiale d'une caméra, on calcule l'étendue angulaire vue par un pixel du détecteur. Cette quantité est désignée par "instantaneous field of view" (IFOV) :

$$IFOV = 2 \times \arctan \frac{p}{2f'} \quad (7.12)$$

7.2.3.3 La sensibilité thermique (NETD)

La sensibilité thermique correspond à la valeur minimale de température que la caméra peut détecter. Elle est désignée sous l'appellation "Noise Equivalent Temperature Difference" ou (NETD) et est donnée par l'expression 7.13.

$$NETD = \frac{4N^2\sqrt{\Delta\nu}}{\sqrt{A}} \frac{1}{\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{d(\frac{dR}{d\lambda})}{dT} \cdot D^*(\lambda) \cdot \tau_{op}(\lambda) \cdot d\lambda}, \quad (7.13)$$

où

- N est l'ouverture numérique de la lentille. $N = f'/D$ où D désigne le diamètre de la lentille.
- $\Delta\nu$ désigne la bande passante du détecteur, en Hz.
- A est l'aire du détecteur (cm^2).
- λ_a et λ_b sont les limites du domaine spectral, en μm
- R est donné par la formule de Planck, en $\text{Watt}/\text{m}^2/\text{sr}$.
- D^* désigne la détectivité du détecteur exprimée en $\text{cm}/\text{Watt}/\sqrt{\text{Hz}}$.
- τ_{op} est la transmittance optique de la lentille (sans unité).

7.2.3.4 Les performances de la caméra SC5600-M FLIR

L'IETR dispose d'une caméra IR dont la référence est SC5600-M FLIR (Fig. 7.7). C'est avec cette caméra que nous réalisons nos mesures. Les principales caractéristiques de la caméra sont présentées dans la table 7.1.



FIGURE 7.7 – Caméra SC5600-M FLIR.

TABLE 7.1 – Caractéristiques de la caméra SC5600-M FLIR

Matériau de détecteur	InSb
Bande passante	2,5 μm - 5 μm (cf Fig. 7.8)
Résolution en pixels	640 \times 512
Taille d'un pixel	15 μm \times 15 μm
Distance focale de la lentille	27 mm
NETD	< 25 mK (valeur typique 20 mK)
Champ de vision	20° \times 15°
Fréquence d'image	5 Hz à 100 Hz
Plage de température opérationnelle	-20 °C +55 °C
Dimensions	320 \times 141 \times 159 mm ³
Poids	3,8 kg

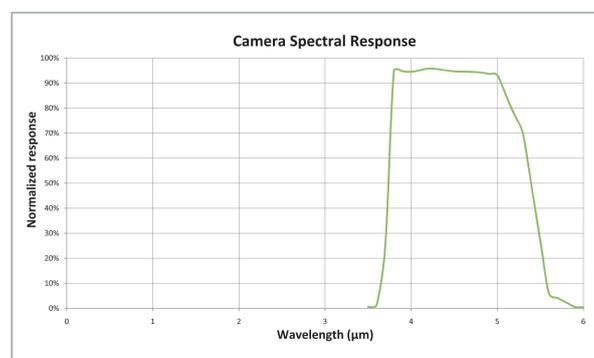


FIGURE 7.8 – Réponse spectrale de la caméra.

7.3 Description et caractérisation du substrat en CaF_2

On rappelle que la solution retenue pour l'interface de la caméra est d'utiliser un matériau transparent à l'IR et d'y associer une grille métallique. Cette section est consacrée à la description et à la caractérisation du substrat en millimétrique.

7.3.1 Description du substrat

Les fabricants offrent un grand panel de matériaux transparents en IR. Parmi les plus utilisés, on peut citer le Fluorure de Calcium (CaF_2), le Fluorure de Magnésium (MgF_2), le Fluorure de Baryum (BaF_2), le Silicium (Si), le germanium (Ge) et le Séléniure de Zinc (ZnSe). Nous avons retenu le Fluorure de Calcium car il possède des propriétés très intéressantes. Le CaF_2 a une très forte transmission (90 %) et elle est quasiment constante dans la bande de 250 nm à 7 μm . Il a en outre un faible indice de réfraction. Le substrat est livré sous forme de disque avec les spécifications décrites dans la figure 7.9. La figure 7.10 présente la courbe de la transmission du substrat que nous avons caractérisé au laboratoire de chimie à Rennes 1. La transmission est légèrement supérieure à 90 % dans la bande de notre caméra à IR (2,5 μm - 5 μm). La présence du pic au voisinage de 4,3 μm est due à la présence du CO_2 dans l'air.



Diamètre (mm)	50.0
Tolérance Diamètre (mm)	+0.0/-0.1
Épaisseur (mm)	3.0
Tolérance Épaisseur (mm)	±0.1
Précision de Surface (λ)	1/2 @ 632.8nm
Qualité de Surface	40 - 20
Ouverture Utile (%)	90
Parallélisme (arcminutes)	<1
Substrat	Vacuum UV Grade CaF_2
Traitement	Uncoated
Type	Protective Window
Longueur d'Onde (μm)	0.25 - 7.0

FIGURE 7.9 – Spécifications du disque de CaF_2 .

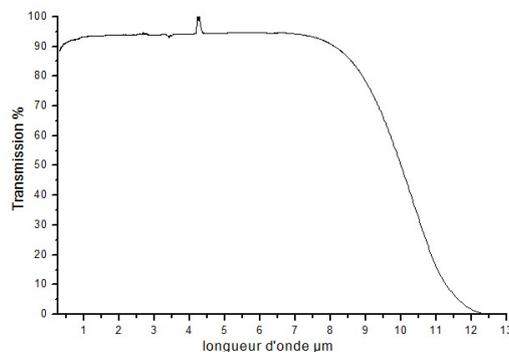


FIGURE 7.10 – Mesure de la transmission en IR du CaF_2 .

7.3.2 Caractérisation du substrat à 60 GHz

La connaissance des propriétés diélectriques du substrat est nécessaire pour le dimensionnement de la grille métallique. Nous présentons ici la méthode de mesure de la permittivité diélectrique et des pertes du substrat à 60 GHz. La technique de caractérisation est basée sur l'utilisation du banc de mesure AB millimètre (société AB Millimètre, cf Figs. 7.11 et 7.12). Ce banc a été développé spécifiquement pour extraire les caractéristiques diélectriques ou magnéto-diélectriques de matériaux massifs en bande millimétrique. Le poste de mesure comprend le banc de caractérisation (constitué de deux cornets (émetteur et récepteur) et de deux lentilles convergentes biconvexes en polyéthylène à haute densité ($\epsilon_r = 2,277$ et indice de réfraction $n = 1,509$ à $f = 38$ GHz), l'échantillon sous test, l'analyseur de réseaux vectoriel associé (Fig. 7.12) et un ordinateur avec un logiciel traitant en direct les données brutes de mesure.

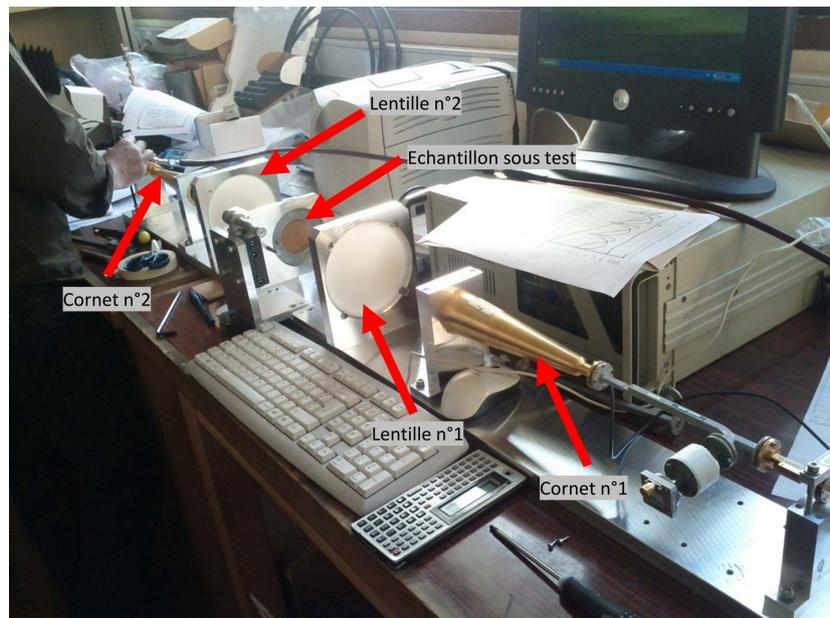


FIGURE 7.11 – Banc de mesure AB millimètre pour la caractérisation de diélectrique de matériaux massifs en espace libre.

La méthode d'extraction des caractéristiques diélectriques ϵ_r^* ($\epsilon_r^* = \epsilon_r' + j\epsilon_r''$) à chaque fréquence f est basée sur l'interaction de l'onde électromagnétique avec le matériau sous test en espace libre. Le cornet émetteur envoie l'onde électromagnétique polarisée linéairement vers une lentille diélectrique positionnée devant l'échantillon sous test. Cette lentille focalise l'onde électromagnétique sur l'échantillon. Une deuxième lentille diélectrique, identique à la première, est positionnée derrière l'échantillon à caractériser, et renvoie l'onde électromagnétique vers le cornet en réception (Fig. 7.11). La première étape de la mesure consiste à calibrer le banc, en prenant l'air comme matériau diélectrique de référence. Puis la mesure en transmission, avec l'échantillon positionné à équidistance des deux lentilles, est réalisée. A l'aide de l'analyseur de réseaux vectoriel (Fig. 7.12) et du traitement (programme GMVNA811) des coefficients de transmission (S_{21}), les caractéristiques diélectriques (ϵ_r' et $\tan \delta = \epsilon_r''/\epsilon_r'$) de l'échantillon sous test sont extraites en fonction de la fréquence. Concernant notre substrat en CaF_2 , sa



FIGURE 7.12 – Analyseur de réseaux vectoriel associé au banc de mesure AB millimètre.

valeur de la permittivité relative mesurée à 60 GHz est égale à 6,9 et la tangente de pertes est évaluée à $3,5 \times 10^{-3}$.

7.4 Modélisation de la grille en millimétrique

Cette section est consacrée au dimensionnement de la grille métallique sur le substrat de CaF_2 . Dans un premier temps, nous utilisons un modèle analytique simple d'une grille métallique pour observer l'impact des paramètres dimensionnels sur le coefficient de réflexion de la grille. Dans un second temps, nous utilisons le logiciel HFSS afin de dimensionner correctement la grille métallique.

7.4.1 Modélisation analytique de la grille 2D

7.4.1.1 Schéma équivalent

Le comportement électromagnétique d'une grille 2D métallique de conductivité finie peut être modélisé par une impédance équivalente $Z_{\text{eq}} = R_{\text{eq}} + jX_{\text{eq}}$ dont la réactance X_{eq} est inductive. La partie réelle de Z_{eq} représente les pertes; elle dépend des dimensions et de la conductivité électrique du réseau. La figure 7.13 représente le schéma équivalent d'une grille périodique située à l'interface entre deux diélectriques semi-infinis. La période de la grille est notée par ' a ' et la largeur de la métallisation par ' d '. Dans le modèle, il a été supposé que l'épaisseur de la grille notée ' t ' est négligeable devant la longueur d'onde.

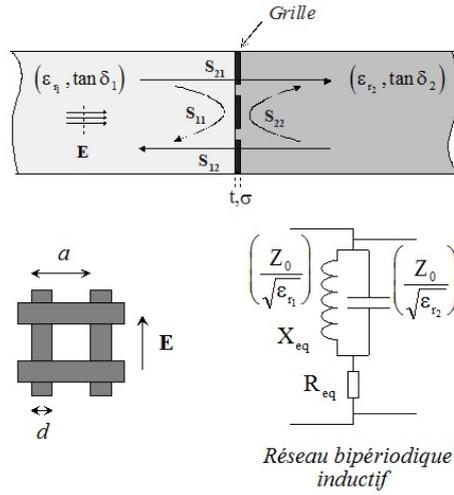


FIGURE 7.13 – Schéma équivalent d’une grille située entre deux milieux diélectriques semi-infinis [2].

7.4.1.2 Modèles publiés dans la littérature

Ulrich [3] fut l’un des premiers auteurs à proposer une expression analytique pour l’impédance équivalente d’un réseau de grille 2D. Son modèle provient de données expérimentales obtenues en IR lointain. La réactance équivalente $X_{\text{eq,U1}}$ définie par Ulrich est :

$$\frac{X_{\text{eq,U1}}}{Z_0} = -\omega_0 \ln \left(\frac{1}{\sin\left(\frac{\pi d}{2a}\right)} \right) \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^{-1}, \quad (7.14)$$

avec

$$\omega = \frac{a}{\lambda_0}, \quad (7.15)$$

$$\omega_0 = 1 - 0,27 \frac{d}{2a}. \quad (7.16)$$

Z_0 est l’impédance du vide donnée par $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$. λ_0 désigne la longueur d’onde. ω est appelée fréquence normalisée ou fréquence relative. ω_0 fixe la position de la fréquence de résonance de la grille. Il est important de noter que l’expression de $X_{\text{eq,U1}}$ est précise pour $d/a < 40\%$ et pour $a/\lambda_0 < 0,8$.

D’autres formulations ont également été publiées dans la littérature pour modéliser une grille 2D. Chen [4] a proposé un modèle valable pour $d/a < 50\%$ et $a/\lambda_0 < 0,5$, en ne considérant qu’un seul mode guidé :

$$\frac{X_{\text{eq,Ch}}}{Z_0} = \frac{1}{2A}, \quad (7.17)$$

où :

$$A = 2\sqrt{\left(\frac{\lambda_0}{a}\right)^2 - 1} \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi(a-d)}{a}\right)}{1 - \left[\frac{2(a-d)}{a}\right]^2} \right]^2 - \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{\lambda_0}{a}\right)^2 - 1}} \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi(a-d)}{a}\right)}{\frac{\pi(a-d)}{a}} \right]^2 + \left[2\sqrt{2\left(\frac{\lambda_0}{a}\right)^2 - 1} - \frac{2}{\sqrt{2\left(\frac{\lambda_0}{a}\right)^2 - 1}} \right] \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi(a-d)}{a}\right)}{1 - \left[\frac{2(a-d)}{a}\right]^2} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi(a-d)}{a}\right)}{\frac{\pi(a-d)}{a}} \right]^2. \quad (7.18)$$

En se basant sur les résultats numériques de Chen [4], Lee et *al.* [5] ont établi un modèle :

$$\frac{X_{\text{eq, Lee}}}{Z_0} = \frac{1}{2}(\beta - \beta^{-1})^{-1} \frac{\ln\left(\frac{1}{\sin\left(\frac{\pi d}{2a}\right)}\right)}{\frac{a}{a-d} + \frac{1}{2}\left(\frac{a}{\lambda_0}\right)^2}, \quad (7.19)$$

avec

$$\beta = \frac{1 - 0,41\frac{d}{2a}}{\frac{a}{\lambda_0}}. \quad (7.20)$$

Le modèle de Lee et *al.* est précis pour $d/a < 30\%$ et $a/\lambda_0 < 1$.

Dans les expressions 7.14, 7.17 et 7.19, les auteurs supposent que la grille se situe dans un milieu homogène. Dans certains cas, la grille se trouve à l'interface entre deux milieux. Whitbourn et *al.* [6] ont proposé un modèle en intégrant la permittivité relative des deux milieux dans l'expression analytique de la réactance :

$$\frac{X_{\text{eq, Wh}}}{Z_0} = -\omega'_0 \ln\left(\frac{1}{\sin\left(\frac{\pi d}{2a}\right)}\right) \left(\frac{\omega}{\omega'_0} - \frac{\omega'_0}{\omega}\right)^{-1}, \quad (7.21)$$

pour $a/\lambda_0 < 1/\text{Max}(\sqrt{\varepsilon_{r1}}, \sqrt{\varepsilon_{r2}})$ et pour de faibles valeurs de d/a . La position de la fréquence de résonance est définie par :

$$\omega'_0 = \omega_0 \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_{r1} + \varepsilon_{r2}}}, \quad (7.22)$$

On peut remarquer que pour une grille située dans l'espace libre, les modèles de Ulrich et de Whitbourn sont identiques.

Dans tous ces modèles, les auteurs considèrent le cas d'une onde plane en incidence normale. Peu d'auteurs ont considéré le cas d'une onde plane en incidence non normale. [7–9].

Les pertes métalliques dues à la conductivité fini σ de la grille 2D sont prises en compte via [3] :

$$\frac{R_{\text{eq}}}{Z_0} = \frac{a}{d} \sqrt{\pi f \frac{\varepsilon_0}{\sigma}}, \quad (7.23)$$

où f désigne la fréquence.

7.4.1.3 Coefficients de réflexion et de transmission

Les coefficients de réflexion et de transmission sont ensuite calculés par une analyse classique de type circuit. Pour la grille représentée dans la figure 7.13, ils ont pour expressions [2] :

$$S_{11}(n_1, n_2) = \frac{\frac{Z_{\text{eq}}}{Z_0}(n_1 - n_2) - 1}{\frac{Z_{\text{eq}}}{Z_0}(n_1 + n_2) + 1}, \quad (7.24)$$

$$S_{22}(n_1, n_2) = S_{11}(n_2, n_1) = \frac{\frac{Z_{\text{eq}}}{Z_0}(n_2 - n_1) - 1}{\frac{Z_{\text{eq}}}{Z_0}(n_2 + n_1) + 1}, \quad (7.25)$$

$$S_{21}(n_1, n_2) = S_{12}(n_1, n_2) = \frac{2\sqrt{n_1 n_2} \frac{Z_{\text{eq}}}{Z_0}}{\frac{Z_{\text{eq}}}{Z_0}(n_1 + n_2) + 1}, \quad (7.26)$$

où n_i désigne l'indice de réfraction du milieu i ($n_i = \sqrt{\varepsilon_{r_i}}$, $i=1,2$).

Par définition, la réflectivité $R_1(n_1, n_2)$ de la grille vue du milieu 1 s'écrit :

$$R_1(n_1, n_2) = |S_{11}(n_1, n_2)|^2, \quad (7.27)$$

et la transmittance $T(n_1, n_2)$ de la grille s'écrit :

$$T(n_1, n_2) = |S_{21}(n_1, n_2)|^2 = |S_{12}(n_1, n_2)|^2. \quad (7.28)$$

7.4.1.4 Discussion sur le choix du modèle analytique

[2] a mené une étude afin d'évaluer quantitativement le domaine de validité de ces quatre modèles analytiques. En utilisant la FDTD (Finite-difference Time-domain), il évalue les écarts absolus de réflectivité et de phase entre les modèles et la simulation FDTD. Pour le cas d'une grille située dans l'espace libre, tous les modèles présentent un bon accord avec la FDTD pour de faibles valeurs de a/λ_0 (inférieures à 0,1) et quel que soit d/a .

Les modèles de Lee et *al.* et de Chen suivent la même évolution. La formulation de Chen est plus précise que celle de Lee et *al.* L'écart avec la FDTD reste inférieur à $\pm 2\%$ en réflectivité et $\pm 1^\circ$ en phase pour $a/\lambda_0 < 0,4$ et $d/a > 30\%$.

Il a également souligné que contrairement aux modèles de Chen et de Lee et *al.*, la précision des formulations de Ulrich et Whitbourn dépend faiblement de d/a et croît continument si a/λ_0 augmente.

Il a également noté que ces deux modèles conduisent à une sous-estimation de la réflectivité et de la phase du coefficient de réflexion.

Au regard de cette analyse, nous utiliserons le modèle de Chen pour évaluer la réflectivité de la grille en mm.

7.4.1.5 Étude paramétrique

Le but de cette partie est de déterminer les combinaisons de a et d pour lesquelles, on obtient un niveau de découplage suffisant de la grille métallique. En utilisant les expressions 7.17, 7.23 et 7.27, on réalise une étude paramétrique sur les dimensions de la grille. La figure 7.14 présente la réflectivité d'une grille 2D à 60 GHz dont les valeurs de la période sont prises entre $100 \mu\text{m}$ et $600 \mu\text{m}$ et la largeur de la métallisation entre $1 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$. On constate que la réflectivité de la grille est élevée lorsque le taux de remplissage de la grille a/d est élevé et que le rapport a/λ_0 faible. Elle est supérieure à 90 % si $a \leq 100 \mu\text{m}$ et $d \geq 16 \mu\text{m}$. La valeur de la transmittance correspondante est à peu près de -20 dB (Fig. 7.15). Le modèle analytique de Chen nous permet de dimensionner la grille de façon approximative (l'épaisseur de la métallisation n'est pas prise en compte) et rapide. Dans la section suivante, nous utilisons le logiciel HFSS pour dimensionner plus précisément la grille.

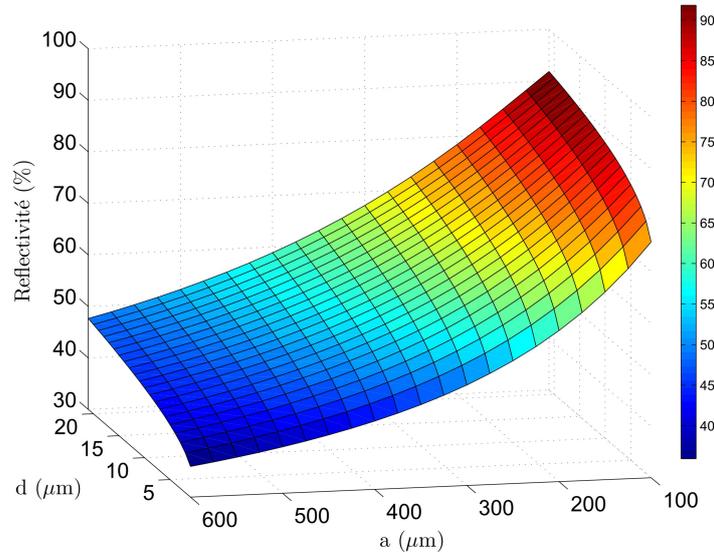


FIGURE 7.14 – Réflectivité de la grille 2D à 60 GHz avec le modèle de Chen.

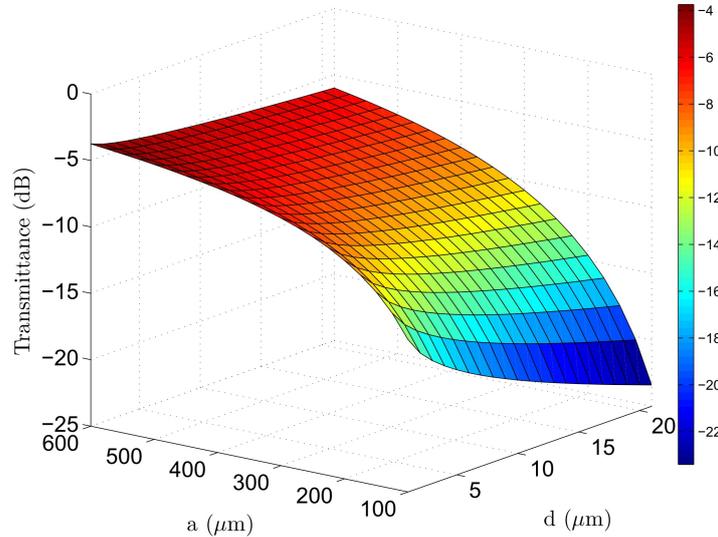


FIGURE 7.15 – Transmission de la grille 2D à 60 GHz avec le modèle de Chen.

7.4.2 Modélisation de la grille sous HFSS

Afin de simuler une grille métallique sous HFSS, plusieurs approches peuvent être utilisées. Ici, nous avons utilisé les modes de Floquet [2] qui consistent à représenter une structure périodique et infinie par une cellule élémentaire. Cette approche présente l'avantage d'être rapide comparée aux autres approches de simulation d'une structure périodique. La figure 7.16 présente la structure de la grille modélisée sous HFSS par approche de Floquet. La métallisation est en aluminium, la valeur de la conductivité électrique est de $37,7 \times 10^6$ S/m. Nous avons également ajouté le substrat de CaF_2 d'épaisseur 3 mm, de permittivité relative $\varepsilon = 6,9$. Tout d'abord, on s'intéresse à évaluer l'impact de l'épaisseur de la métallisation sur la transparence de la grille. A cet effet, on lance des simulations en faisant varier l'épaisseur de la métallisation que l'on exprimera en fonction de l'épaisseur de peau. La période de la grille est prise égale à $200 \mu\text{m}$ et la largeur de la métallisation à $20 \mu\text{m}$. Les résultats de simulation synthétisés dans la table 7.2 montrent que la transmittance est légèrement sensible à l'épaisseur de métallisation de la grille. En réalité, l'effet de blindage provient essentiellement de la réflexion sur la grille dont l'impédance équivalente est inductive.

TABLE 7.2 – Transmittance en dB de la grille de dimensions $a = 200 \mu\text{m}$ et $d = 20 \mu\text{m}$, simulée à 60 GHz.

Epaisseur de la grille	$\delta = 0,26 \mu\text{m}$	$2\delta = 0,52 \mu\text{m}$	$4\delta = 1,04$	$8\delta = 2,08 \mu\text{m}$	$16\delta = 4,16 \mu\text{m}$
Transmittance (dB)	-16,3	-16,6	-16,7	-17,4	-18,8

Ensuite, on réalise une étude en faisant varier les dimensions a et d de la grille tout en fixant l'épaisseur de la métallisation à $2 \mu\text{m}$ soit 8 fois l'épaisseur de peau. Les résultats sont regroupés dans la table 7.3. Les valeurs de découplage obtenues sont comparables à celles obtenues avec le modèle analytique de Chen. Les niveaux de découplage les plus significatifs sont obtenus pour $a = 100 \mu\text{m}$ et pour $d = 10, 15, 20$ et $25 \mu\text{m}$. En conclusion, le choix des dimensions de la grille minimisant la transmittance aux fréquences millimétriques est dicté

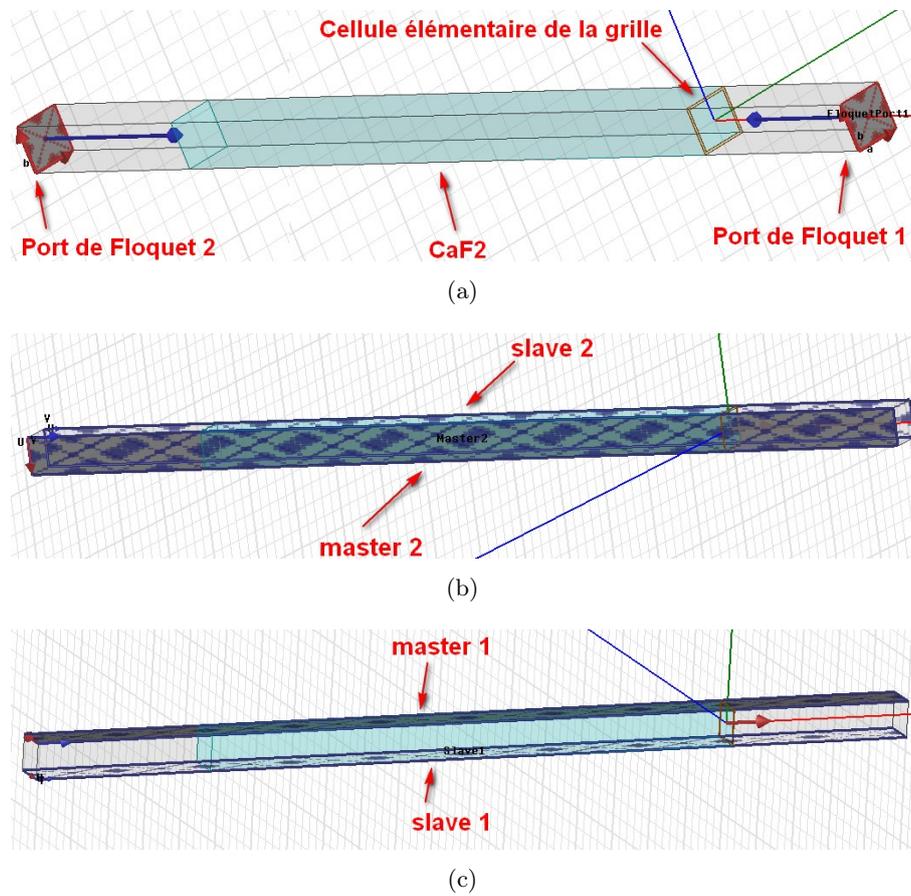


FIGURE 7.16 – Structure de la grille modélisée sous HFSS (a), avec les conditions aux limites sur les faces latérales (a) et (b).

par le rapport a/λ_0 qui doit être le plus petit possible et un taux de remplissage le plus élevé possible.

TABLE 7.3 – Transmittance (dB) de la grille simulée à 60 GHz.

d (μm) \backslash a (μm)	100	200	300	400
5	-22	-13	-7	-4
10	-25	-14	-9	-5
15	-27	-16	-10	-6.8
20	-29	-17	-11	-7.4
25	-31	-18	-12,6	-8,5

7.5 Modélisation quasi-optique de la grille

Dans cette section, nous nous intéressons au comportement d'une grille métallique en IR. Il s'agit de déterminer la transparence énergétique d'une grille métallique. Puisque les dimensions des ouvertures de la grille sont de l'ordre de quelques centaines de micromètres, les fréquences IR peuvent être assimilées à des fréquences quasi-optiques. Dans notre analyse, nous avons utilisé une approche basée sur la théorie de la diffraction [10], [11], [12].

7.5.1 Approche basée sur la théorie de la diffraction

La théorie scalaire de la diffraction permet un traitement des processus optiques en termes de fréquences spatiales. Cette technique basée sur le principe de Huygens-Fresnel permet de résoudre un grand nombre de problèmes optiques. Nous avons recensé quelques travaux ayant utilisé cette approche pour déterminer la transparence d'une grille métallique [13],[14]. Nous allons essayer de rappeler quelques notions relatives à la théorie de la diffraction : la diffraction de *Fraunhofer* et la *réponse impulsionnelle optique* ou *point spread function*.

Considérons une onde plane qui arrive sur une ouverture métallique (cf Fig. 7.17). On cherche à déterminer la projection du champ électrique sur un écran d'observation placé à une distance r de l'ouverture.

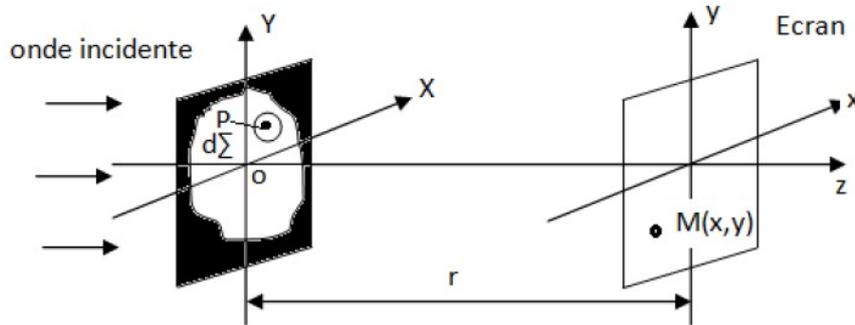


FIGURE 7.17 – Diffraction de la lumière sur une ouverture.

Soit $E(X, Y)$, l'amplitude de l'onde en un point P situé dans l'ouverture. L'amplitude de l'onde émise par la source secondaire de surface $d\Sigma$ autour de P est de la forme $KE(P)d\Sigma$ d'après le principe de Huygens [10]. Lorsque qu'elle arrive au point d'observation M de coordonnées (x, y) dans le plan $z = r$, cette onde a pour amplitude :

$$dE(M) = \frac{1}{PM} K.E(P)d\Sigma e^{j \frac{2\pi PM}{\lambda}}, \quad (7.29)$$

et l'amplitude totale en M est obtenue en sommant toutes les contributions de tous les points de l'ouverture :

$$E(M) = K \iint_{\Sigma} \frac{E(P)}{PM} \cdot e^{j \frac{2\pi PM}{\lambda}} d\Sigma. \quad (7.30)$$

On introduit la fonction caractéristique t de l'ouverture qui est telle que :

$$E(P) = E_0 \times t(P), \quad (7.31)$$

où E_0 est l'amplitude de l'onde incidente sur l'ouverture. E_0 est indépendante de X et Y . Ainsi, on a :

$$E(M) = K E_0 \iint_{\Sigma} \frac{t(X, Y)}{PM} \cdot e^{j \frac{2\pi PM}{\lambda}} d\Sigma. \quad (7.32)$$

La diffraction de *Fraunhofer* est un cas particulier où le plan d'observation est situé loin de l'objet diffractant, l'ouverture étant éclairée par une onde plane (source ponctuelle à l'infini). D'après cette hypothèse, la taille des ouvertures et de la figure de diffraction sont petites devant la distance r d'observation ($r \gg (x - X)$ et $r \gg (y - Y)$). Alors,

$$PM = \sqrt{r^2 + (x - X)^2 + (y - Y)^2} \simeq r \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x - X}{r} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{y - Y}{r} \right)^2 \right], \quad (7.33)$$

ce qui implique :

$$E(M) = K' \iint_{\Sigma} t(X, Y) \exp \left[\frac{j\pi}{\lambda r} [(x - X)^2 + (y - Y)^2] \right] dX dY, \quad (7.34)$$

avec

$$K' = \frac{K}{r} E_0 \exp \left[j \frac{2\pi r}{\lambda} \right], \quad (7.35)$$

L'expression 7.34 peut être simplifiée si $X^2/\lambda r + Y^2/\lambda r \ll 1$ (condition de Fraunhofer). Dans ce cas :

$$E(M) = K'' \iint_{\Sigma} t(X, Y) \exp \left[\frac{-2j\pi}{\lambda r} (xX + yY) \right] dX dY, \quad (7.36)$$

avec

$$K'' = K' \exp \left[\frac{j\pi}{\lambda r} (x^2 + y^2) \right], \quad (7.37)$$

et

$$K' = \frac{K}{r} E_0 \exp \left(j \frac{2\pi r}{\lambda} \right). \quad (7.38)$$

Finalement, l'amplitude en un point P de l'écran d'observation s'écrit :

$$E(M) = K'' TF \left[t(X, Y) \right] \left(\frac{x}{\lambda r}, \frac{y}{\lambda r} \right), \quad (7.39)$$

et l'éclairement sera :

$$I(M) = \left| K'' TF \left[t(X, Y) \right] \left(\frac{x}{\lambda r}, \frac{y}{\lambda r} \right) \right|^2. \quad (7.40)$$

La réponse impulsionnelle optique ou point spread function (PSF) d'un système optique est la réponse du système lorsque celui-ci est éclairé par une source ponctuelle se trouvant à l'infini. Elle est donnée par le module au carré de la transformée de Fourier de l'ouverture [11].

7.5.2 Transmittance optique d'une grille

La présence d'une grille métallique sur le trajet d'un faisceau d'un système optique entraîne quelques effets indésirables notamment une réduction de la transmittance optique [13]. Aux fréquences quasi-optiques, la grille se comporte comme un réseau diffractant. Pour que l'analyse soit valide, on suppose que la conductivité de la métallisation est infinie et que son épaisseur est infiniment petite. Soit un réseau d'ouvertures de largeur $N \times a$ et de hauteur $N \times a$ (cf Fig. 7.18). La fonction de transmission des ouvertures s'écrit [13] :

$$t(X, Y) = \left[\text{rect} \left(\frac{X}{a-d}, \frac{Y}{a-d} \right) ** \sum_m \sum_n \delta(X - ma, Y - na) \right] \times \text{rect} \left(\frac{X}{Na}, \frac{Y}{Na} \right), \quad (7.41)$$

où $**$ est la convolution en 2D, m et n sont des entiers ($\dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots$) et $\text{rect}(X, Y)$ est la fonction porte à 2D [13]. Nous avons vu dans la section 7.5.1 que l'éclairement énergétique d'une ouverture est proportionnel au carré du module de la transformée de Fourier de la fonction transmittance. Le développement du calcul de la transformée de Fourier sur la fonction transmittance $t(X, Y)$ aboutit à (cf. annexe E) :

$$I(\theta_x, \theta_y) \propto |TF[t(X, Y)]|^2 = \frac{(a-d)^4}{a^4} (Na)^4 \\ \times \left[\sum_m \sum_n \text{sinc} \left[\frac{m(a-d)}{a} \right] \times \text{sinc} \left[\frac{n(a-d)}{a} \right] \times \text{sinc} \left[\frac{Na}{\lambda} \left(\theta_x - \frac{m\lambda}{a} \right) \right] \times \text{sinc} \left[\frac{Na}{\lambda} \left(\theta_y - \frac{n\lambda}{a} \right) \right] \right]^2, \quad (7.42)$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière incidente. Les variables $\theta_x = m\lambda/a$ et $\theta_y = n\lambda/a$ définissent les ordres de diffraction de la grille.

Afin de déterminer la dégradation de la transmittance due à la présence de la grille sur le trajet du signal optique, on normalise l'éclairement énergétique de la grille par le niveau maximum de l'éclairement énergétique d'une ouverture sans grille dont l'aire est $(N \times a)^2$:

$$I_n(\theta_x, \theta_y) \propto |TF[t(X, Y)]|^2 = \frac{(a-d)^4}{a^4} \\ \times \left[\sum_m \sum_n \text{sinc} \left[\frac{m(a-d)}{a} \right] \times \text{sinc} \left[\frac{n(a-d)}{a} \right] \times \text{sinc} \left[\frac{Na}{\lambda} \left(\theta_x - \frac{m\lambda}{a} \right) \right] \times \text{sinc} \left[\frac{Na}{\lambda} \left(\theta_y - \frac{n\lambda}{a} \right) \right] \right]^2. \quad (7.43)$$

Le fraction de l'énergie contenue dans chaque ordre de diffraction est donné par :

$$\frac{\text{énergie contenue dans l'ordre (m,n)}}{\text{énergie de l'ouverture sans grille}} = \frac{(a-d)^4}{a^4} \text{sinc} \left[\frac{m(a-d)}{a} \right] \times \text{sinc} \left[\frac{n(a-d)}{a} \right] \quad (7.44)$$

Dans les systèmes optiques, seule la diffraction d'ordre (0,0) est utile [13]. Si on considère uniquement cette dernière, on a :

$$T(0,0) = \frac{(a-d)^4}{a^4} = \left(\frac{\text{surface non obstruée}}{\text{surface totale de la grille}} \right)^2. \quad (7.45)$$

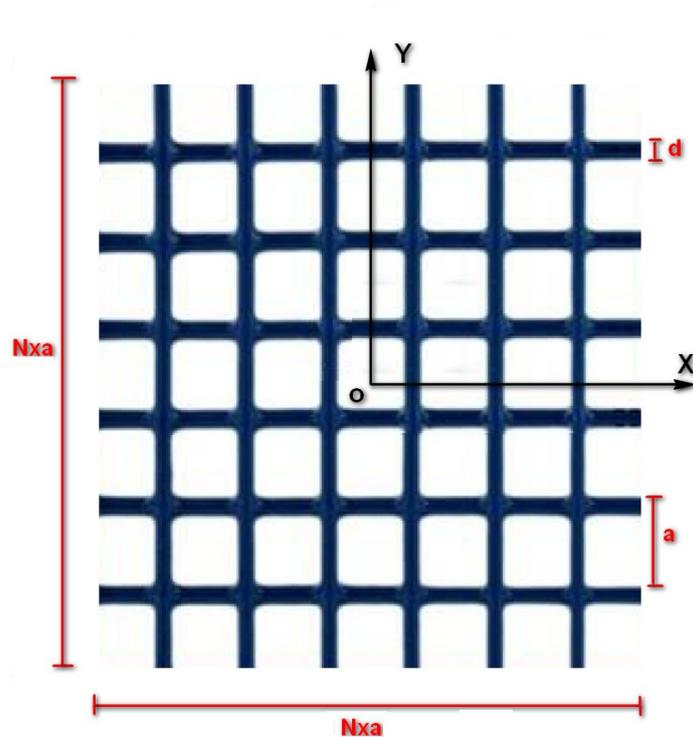


FIGURE 7.18 – Grille inductive.

En résumé la transmittance optique de la grille est le ratio de la surface non obstruée sur la surface totale de la grille, le tout élevé au carré. Ainsi, pour maximiser l'énergie optique transmise à travers la grille, le remplissage de la grille d/a doit être le plus faible possible.

On trace dans la figure 7.19, la transmittance optique de la grille en faisant varier la période entre $100 \mu\text{m}$ et $600 \mu\text{m}$ et l'épaisseur de métallisation entre $1 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$. La transmittance optique de la grille est élevée lorsque le taux de remplissage de la grille est faible; elle est supérieure à 90 % si le ratio $d/a < 2,6 \%$. A l'issue de cette étude, on est parvenue à la conclusion que la maximisation de la transmittance optique se fait au détriment du découplage de la grille métallique en millimétrique et vice versa. Un compromis doit être trouvé pour parvenir à un niveau de découplage suffisant et une transmittance optique raisonnable. Finalement, nous avons choisi de métalliser deux échantillons dont les configurations sont données dans la table 7.4.

TABLE 7.4 – Configurations retenues concernant la métallisation du substrat de CaF_2

Configurations	config-1 $a = 100 \mu\text{m}$, $d = 10 \mu\text{m}$	config-2 $a = 200 \mu\text{m}$, $d = 5 \mu\text{m}$
Transmittance optique (%)	65	90
Découplage à 60 GHz (dB)	-25	-13

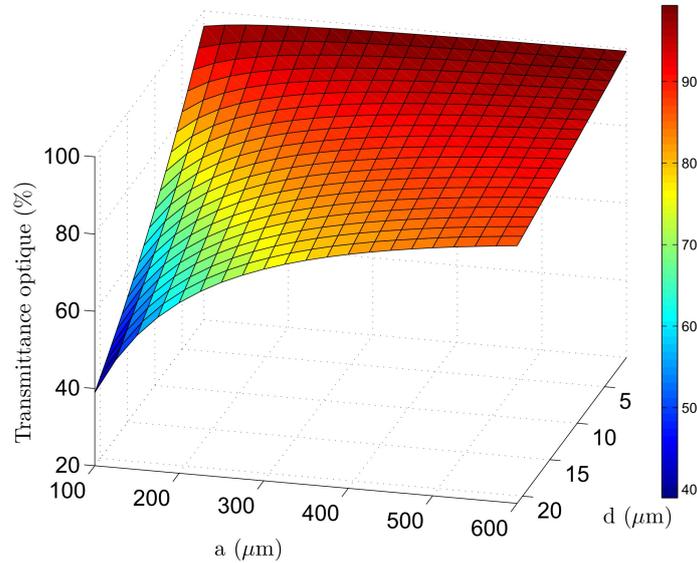


FIGURE 7.19 – Transmittance optique d’une grille calculée à partir de l’expression 7.45.

7.6 Impact de la grille sur les performances de la CRBM

Dans cette section, on s’intéresse à l’évaluation de l’impact de la grille métallique sur les performances de la chambre. D’un point de vue fonctionnel, une chambre réverbérante doit être parfaitement isolée de l’extérieur. La présence d’ouvertures communicantes avec l’extérieur de la chambre entraîne une réduction du facteur de qualité et de l’efficacité de blindage. Notons également que la résistance de la grille est certainement inférieure à la résistance des parois de la chambre. Ceci pourrait entraîner des pertes localement importantes et donc une dégradation de l’uniformité du champ électrique. Un moyen d’évaluation de l’impact de la grille sur les performances de la chambre consiste à déterminer le coefficient de qualité des ouvertures et le comparer au coefficient de qualité de la chambre vide. Hill et *al.* [15] ont montré que le coefficient de qualité d’une ouverture présente sur les parois d’une chambre réverbérante s’exprime :

$$Q_a = \frac{4\pi V}{\lambda \langle \sigma_a \rangle}, \quad (7.46)$$

où V désigne le volume de la chambre et $\langle \sigma_a \rangle$ représente la surface efficace moyenne d’absorption de l’ouverture. σ_a est homogène à une surface ; elle correspond à la surface effective d’un objet que multiplie la densité de puissance incidente sur l’objet pour parvenir à la puissance absorbée. Hill et *al.* [15] ont également montré que dans le cas où le mécanisme d’absorption s’opère à travers une ouverture circulaire de rayon a présente sur les parois de la chambre, alors :

$$\langle \sigma_a \rangle = \frac{16}{9\pi} k^4 a^6, \quad (7.47)$$

où k désigne le nombre d’onde ($\frac{\omega}{c}$). L’expression 7.47 est valable pour une ouverture électriquement petite.

Revenons à l’établissement de l’expression 7.46. Par définition, le coefficient de qualité d’une

chambre réverbérante est défini par [15] :

$$Q = \frac{\omega U_s}{P_d}, \quad (7.48)$$

où ω désigne la pulsation, U_s l'énergie stockée dans la chambre en régime permanent et P_d la puissance dissipée par les différents mécanismes de pertes. Supposons une chambre vide et la présence d'une ouverture dans la chambre. La puissance P_d s'exprime comme la somme de la puissance P_{d_1} dissipée dans les parois et P_{d_2} la puissance perdue à travers l'ouverture, alors l'expression 7.48 devient :

$$Q = \frac{\omega U_s}{P_d} = \frac{\omega U_s}{P_{d_1} + P_{d_2}} = \frac{1}{\frac{P_{d_1}}{\omega U_s} + \frac{P_{d_2}}{\omega U_s}} = \frac{1}{\frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2}}, \quad (7.49)$$

où $Q_1 = \omega U_s / P_{d_1}$ et $Q_2 = \omega U_s / P_{d_2}$ désignent respectivement les coefficients de qualité attribués aux parois et à l'ouverture.

L'énergie U_s stockée dans la chambre en régime permanent s'exprime par la relation :

$$U_s = \varepsilon_0 W = \varepsilon_0 E^2 V, \quad (7.50)$$

où W et E sont respectivement la densité d'énergie et le module du champ électrique moyen dans la chambre.

La puissance perdue à travers l'ouverture est reliée à la densité de puissance $S_c = E^2 / Z_0$ via la section efficace moyenne d'absorption σ_a de l'ouverture par :

$$P_{d_2} = S_c \times \frac{\langle \sigma_a \rangle}{2} = \frac{E^2 \langle \sigma_a \rangle}{2 Z_0}. \quad (7.51)$$

Le facteur 1/2 introduit dans l'expression 7.51 repose sur le fait que, en CRBM, le champ électromagnétique résulte de la superposition d'ondes planes de tous les angles d'incidence et de toutes les polarisations. Par conséquent, seules les composantes qui se propagent suivant la direction de l'ouverture contribuent aux pertes d'énergie dans l'ouverture.

A partir des relations 7.50 et 7.51, Q_2 vaut :

$$Q_2 = \frac{\omega \varepsilon_0 E^2 V}{\frac{E^2 \langle \sigma_a \rangle}{Z_0} \frac{1}{2}} = \frac{4\pi f \varepsilon_0 V \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}}{\langle \sigma_a \rangle} = \frac{4\pi V}{\lambda \langle \sigma_a \rangle}. \quad (7.52)$$

La section efficace moyenne d'absorption d'un réseau de M ouvertures, comme par exemple dans notre configuration (Fig. 7.20), équivaut à [15] :

$$\langle \sigma_a \rangle = \sum_M \langle \sigma_{a_i} \rangle. \quad (7.53)$$

Nous évaluons le coefficient de qualité pour les deux configurations que nous avons choisies dans la section précédente ($a = 100 \mu\text{m}$, $b = 10 \mu\text{m}$; $a = 200 \mu\text{m}$, $b = 5 \mu\text{m}$). Pour les deux configurations, le diamètre du réseau est de 50 mm. Sachant que nous savons déterminer la section efficace d'absorption moyenne d'une ouverture circulaire, nous avons considéré qu'une ouverture de forme carrée ayant une surface réelle S est équivalente à une ouverture circulaire de même surface, donc de rayon $\sqrt{S/\pi}$. Les résultats de l'analyse sont présentés dans les figures 7.21 et 7.22; ils montrent que le coefficient de qualité attribué aux ouvertures de la grille métallique est très grand devant le coefficient de qualité des parois. Par conséquent, les ouvertures n'auront aucune incidence sur le coefficient de qualité total de la chambre.

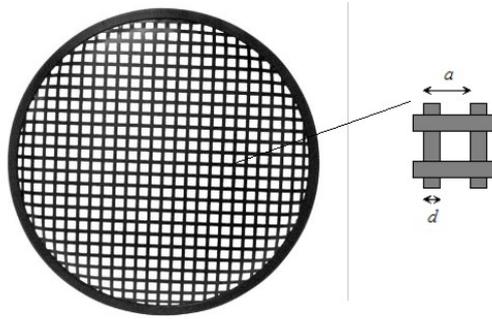


FIGURE 7.20 – Esquisse du substrat de CaF_2 de diamètre $D = 50$ mm avec la métallisation.

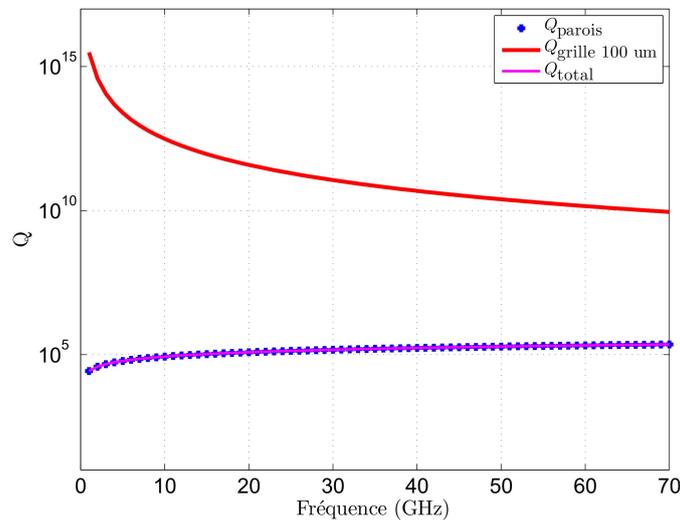


FIGURE 7.21 – Coefficient de qualité d'un réseau d'ouvertures de période $a = 100 \mu\text{m}$ et de largeur de métallisation $d = 10 \mu\text{m}$ comparé au coefficient de qualité des parois de la chambre.

7.7 Métallisation du substrat en CaF_2

La métallisation des substrats de CaF_2 a été réalisée au sein du département microélectronique de l'IETR. Les figures 7.23(b) et 7.23(c) montrent les configurations qui ont été retenues concernant la métallisation du hublot. La métallisation du substrat est faite avec de l'aluminium, son épaisseur est de $2 \mu\text{m}$. La circonférence du substrat est métallisée sur une largeur de 4 mm ; l'intérêt est d'assurer un bon contact électrique entre la grille et les parois de la chambre. La figure 7.24 synthétise les différentes étapes de la méthode du lift off. Dans la première étape, la résine positive est déposée sur le substrat en CaF_2 . Ensuite, le masque de la grille est posé sur la résine. Puis la plaquette est flashée à l'ultraviolet. La partie de la résine non masquée est enlevée après développement. Dans l'étape 4, une couche d'aluminium d'épaisseur $2 \mu\text{m}$ est déposée sur la plaquette. Enfin, la plaquette est plongée dans de l'acétone pour dissoudre la résine.

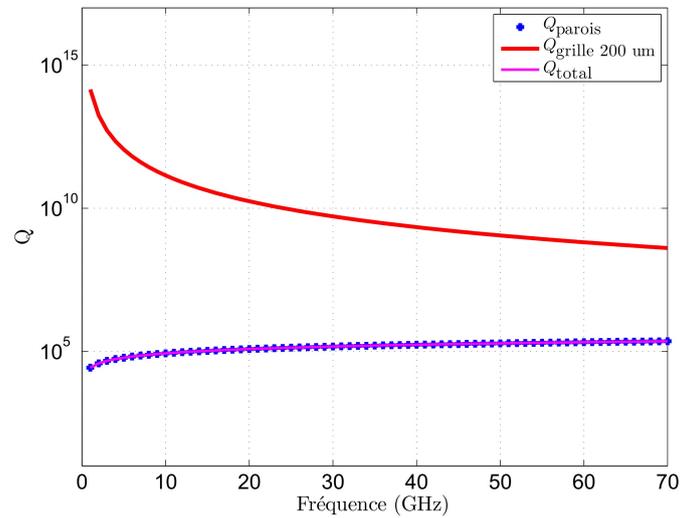


FIGURE 7.22 – Coefficient de qualité d’un réseau d’ouvertures de période $a = 200 \mu\text{m}$ et de largeur de métallisation $d = 5 \mu\text{m}$ comparé au coefficient de qualité des parois de la chambre.

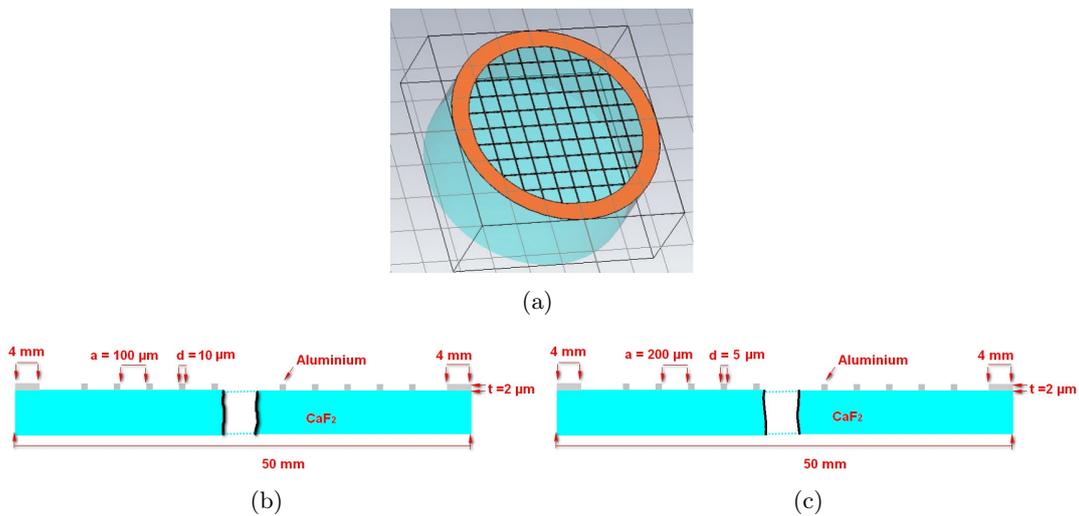


FIGURE 7.23 – Vue en 3D du substrat de CaF_2 avec la métallisation, coupe transversale pour la configuration 1 (a) et pour la configuration 2 (b).

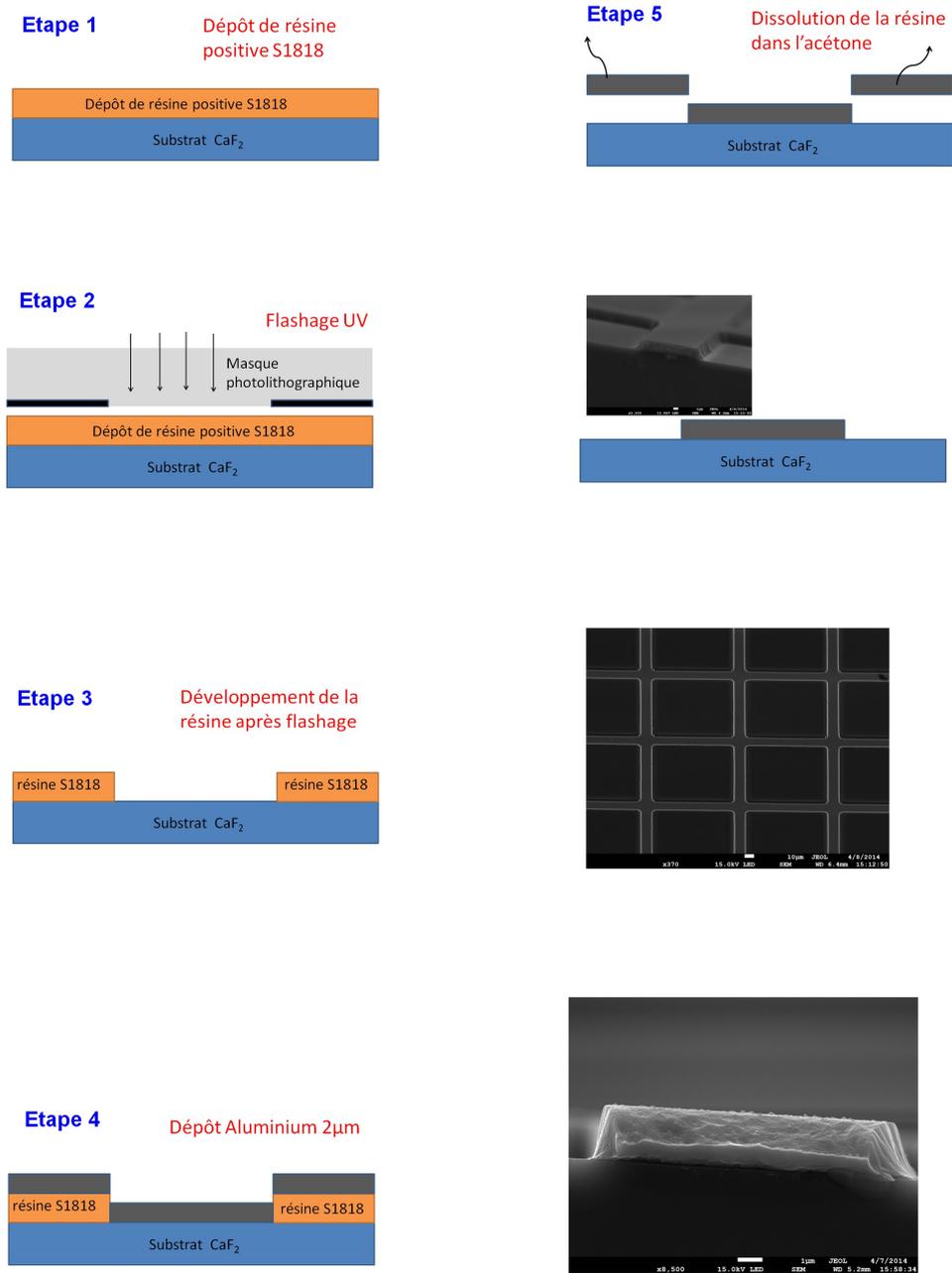


FIGURE 7.24 – Méthode du lift off.

7.8 Intégration du hublot dans la chambre

Quatre panneaux ont été prévus pour positionner l'interface de la caméra à infrarouge, trois sur les faces latérales sauf la face de devant et un sur le couvercle (cf Fig. 7.25). Les quatre panneaux ont été astucieusement positionnés de sorte que, si l'objet sous test est placé à une position stratégique dans la chambre, il sera en face de la caméra quel que soit le panneau utilisé (Fig. 7.26).

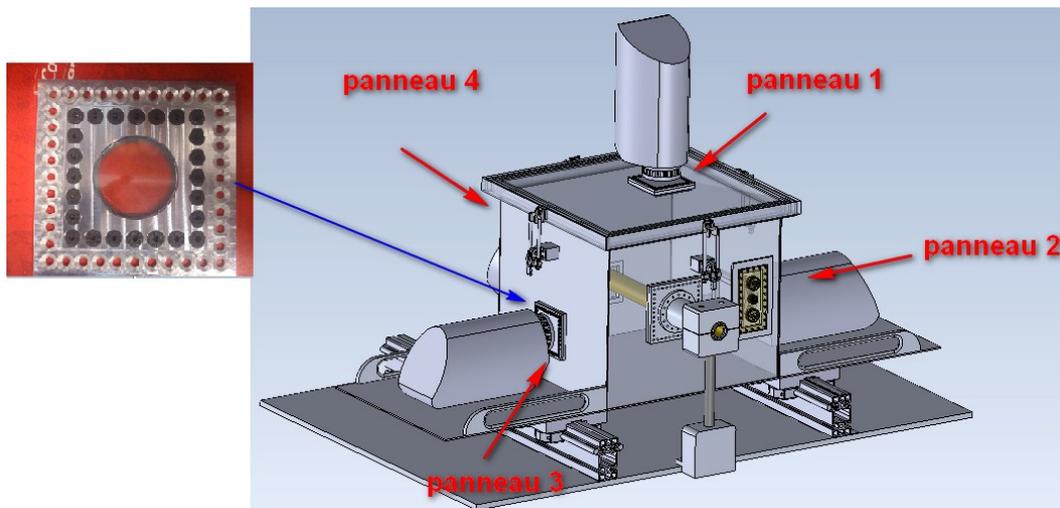
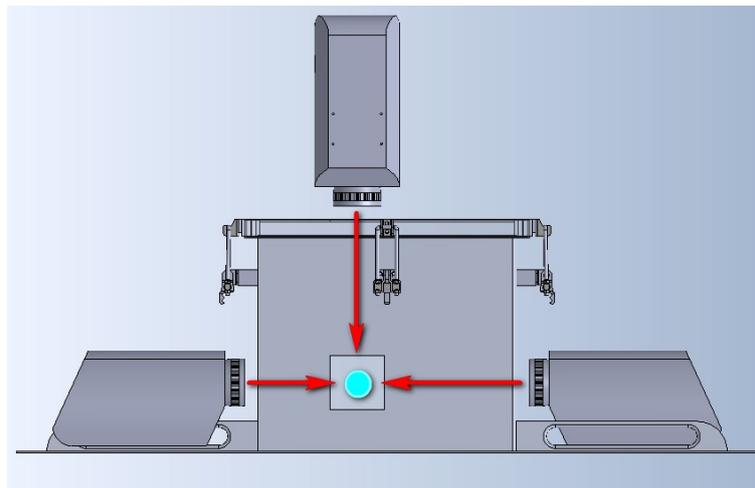
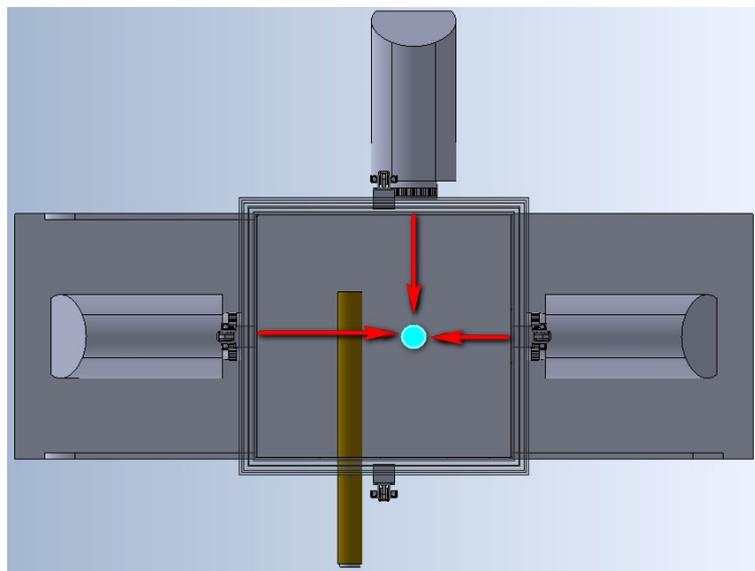


FIGURE 7.25 – Vue 3D de la CRBM millimétrique.



(a)



(b)

FIGURE 7.26 – Vue 3D de la CRBM millimétrique illustrant la position des interfaces pour la caméra. Coupe transversale (a) et vue de dessus (b).

7.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les étapes de la réalisation du hublot utilisé comme interface de la caméra IR. Le hublot est constitué d'un substrat en CaF_2 , sur lequel on imprime une grille métallique. Le substrat a été successivement caractérisé à 60 GHz et dans le spectre IR couvrant la bande de la caméra (2,5-5 μm). La permittivité relative du substrat mesurée est de 6,9 et la tangente de pertes est égale à $3,5 \times 10^{-3}$ à 60 GHz. Sa transmittance dans la bande passante de la caméra est égale à 90 %.

Pour analyser le comportement de la grille en millimétrique, nous avons utilisé, dans un premier temps, le modèle analytique de Chen qui permet de calculer le modèle équivalent circuit (inductance + résistance) d'une grille métallique 2D. Ce modèle analytique ne tient pas compte de l'épaisseur de la métallisation ; il suppose que la longueur d'onde doit être largement plus grande que l'épaisseur de métallisation. Avec une étude paramétrique sur les dimensions de la grille, nous sommes parvenus à la conclusion que pour une meilleure réflectivité de la grille, il faut deux conditions : a/λ_0 le plus petit possible et un taux de remplissage de la grille d/a le plus élevé possible. Ensuite nous avons utilisé le logiciel HFSS pour dimensionner correctement la grille métallique à 60 GHz. D'autre part, en utilisant une approche basée sur la théorie scalaire de la diffraction, nous avons calculé la transmittance optique de la grille. Elle correspond au rapport de la surface non obstruée sur la surface totale de la grille le tout au carré. Donc pour maximiser l'énergie optique à travers la grille métallique, le taux de remplissage de la grille d/a doit être faible. A l'issue de cette étude, deux configurations (configuration 1 : $a_1 = 100 \mu\text{m}$, $d_1 = 10 \mu\text{m}$ et configuration 2 : $a_2 = 200 \mu\text{m}$, $d_2 = 5 \mu\text{m}$) ont été retenues, puis envoyées pour la métallisation. En phase de réalisation, les largeurs de métallisation ont été légèrement modifiées ($d_1 = 9 \mu\text{m}$ et $d_2 = 6 \mu\text{m}$) ; cela est lié à la technique du lift off.

Références

- [1] *DG001U-E Photometry Form*, FLIR Std. [Online]. Available : <http://www.flir.fr/Home/>
- [2] R. Sauleau, "Etude de résonateurs de pérot-fabry et d'antennes imprimées en ondes millimétriques. conception d'antennes à faisceau gaussien," Ph.D, université de Rennes 1, France, 1999.
- [3] R. Ulrich, "Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure," *Infrared Physics*, vol. 7, no. 1, pp. 37–55, 1967.
- [4] C.-C. Chen, "Transmission of microwave through perforated flat plates of finite thickness," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 21, no. 1, pp. 1–6, 1973.
- [5] S.-W. Lee, G. Zarrillo, and C.-L. Law, "Simple formulas for transmission through periodic metal grids or plates," *IEEE Transactions on antennas and propagation*, vol. 30, no. 5, pp. 904–909, 1982.
- [6] L. B. Whitbourn and R. C. Compton, "Equivalent-circuit formulas for metal grid reflectors at a dielectric boundary," *Applied optics*, vol. 24, no. 2, pp. 217–220, 1985.
- [7] M. I. Astrakhan, "Averaged boundary conditions on the surface of a lattice with rectangular cells," *Radio Engineering and Electronic Physics*, vol. 9, no. 8, pp. 1239–1241, August 1964.
- [8] M. I. Kontorovich, "Averaged boundary conditions at the surface of a grating with square mesh," *Radio Engineering and Electronic Physics*, vol. 8, no. 9, pp. 1446–1454, September 1963.
- [9] H. M. Pickett, J. Farhoodmand, and A. E. Chiou, "Performance of metal meshes as a function of incidence angle," *Applied Optics*, vol. 23, no. 23, pp. 4228–4232, December 1984.
- [10] E. Hecht and A. Zajac, *Optics*. Addison-Wesley publishing company, 1974.
- [11] J.-P. Pérez and E. Anterrieu, *Optique : fondements et applications : avec 250 exercices et problèmes résolus*. Dunod, 2004.
- [12] J. Goodman, *Introduction to Fourier optics*. McGraw-hill, 2008.
- [13] M. Kohin, S. J. Wein, J. E. Chapman, J. D. Traylor, and R. C. Chase, "Analysis and design of transparent conductive coatings and filters," *Optical Engineering*, vol. 32, no. 5, pp. 911–925, 1993.
- [14] J. Tan and Y. Liu, "Optimization of optical communication window mesh through full-wave analysis of periodic mesh," *Optics Communications*, vol. 281, no. 19, pp. 4835–4839, 2008.
- [15] 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.

Quatrième partie

Caractérisation de la CRBM

Validations expérimentales de la CRBM à vide

8.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la caractérisation expérimentale de notre chambre réverbérante. Il s'agira d'analyser le comportement du champ ou de la puissance dans la chambre afin de voir si son fonctionnement est en adéquation avec celui d'une CRBM idéale. Dans un premier temps, nous présentons les résultats de la mesure de l'efficacité de blindage de la CRBM dans la section 8.2. Ensuite, la caractérisation de la chambre dans les bandes 2-18 GHz et 58,5-61,5 GHz est respectivement présentée dans les sections 8.3 et 8.4. Nous nous attachons en particulier à évaluer la statistique de la puissance reçue au cours du processus de brassage fréquentiel retenu, puis à la confronter à l'hypothèse du champ idéalement désordonné. Enfin, dans la section 8.5, nous évaluons l'influence de la mise en place du hublot installé en paroi de la chambre sur le coefficient de qualité total de la chambre. Ce hublot en matériau CaF_2 , transparent aux infrarouges est muni, on le rappelle, d'une grille métallique en vue de préserver l'efficacité de blindage de l'enceinte et son coefficient de qualité.

8.2 Mesures de l'efficacité de blindage

8.2.1 Évaluation de l'efficacité de blindage autour de 10 GHz

Nous aurions voulu évaluer l'efficacité de blindage de la CRBM dans une bande de fréquence très large, cependant nous ne disposons pas assez de dynamique de mesure pour la réalisation de l'ensemble de ces mesures. C'est la raison pour laquelle, cette caractérisation est limitée à la bande 10-10,5 GHz.

Pour mesurer l'efficacité de blindage de la chambre, nous nous sommes appuyés sur l'approche présentée dans [1]. Le principe de cette technique consiste à placer l'enceinte (petite chambre) dont on souhaite évaluer l'efficacité de blindage, dans une grande CRBM. On évalue le rapport de la puissance moyenne à l'intérieur de la petite chambre sur la puissance moyenne dans la grande chambre. Pour accéder à la puissance moyenne, on effectue un brassage de modes (brassage mécanique ou électronique dans la grande chambre et brassage électronique

dans la petite chambre). Cette approche est adaptée pour des cavités de petites dimensions physiques et électriquement larges. Par électriquement large, on veut dire que le nombre de modes doit être suffisamment élevé pour que le brassage soit efficace à la fréquence d'intérêt. Cette méthode est plus sévère que les approches classiques [2] de mesure d'efficacité de blindage. Bien entendu, l'emploi d'une technique de brassage, permet d'accéder directement aux grandeurs moyennes (puissance, champ moyen) dans chaque enceinte sans être tributaire de la distribution spatiale du champ.

Dans notre cas, les mesures ont été réalisées à l'aide d'un analyseur de réseau et avec trois antennes (deux antennes sont placées dans la grande chambre et la troisième antenne est placée dans la petite chambre (cf illustration Fig. 8.1)).

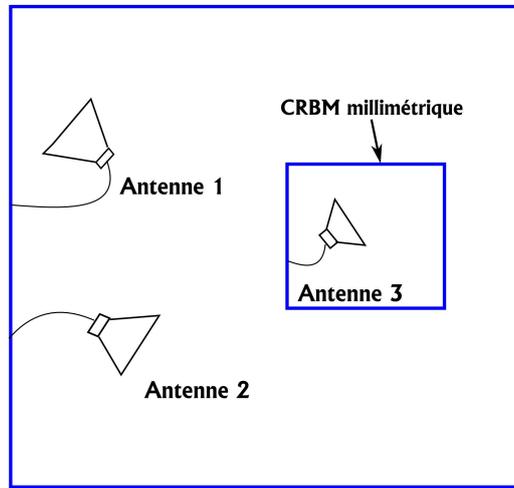


FIGURE 8.1 – Configuration pour la mesure de l'efficacité de blindage dans la bande 10-10,5 GHz à l'aide d'une grande CRBM.

Le couplage entre les antennes 1 et 3 est défini par :

$$C_{31} = \frac{\langle |S_{31}|^2 \rangle}{(1 - \langle |S_{33}|^2 \rangle)(1 - \langle |S_{11}|^2 \rangle)}. \quad (8.1)$$

Le couplage entre les antennes 1 et 2 est défini par :

$$C_{21} = \frac{\langle |S_{21}|^2 \rangle}{(1 - \langle |S_{22}|^2 \rangle)(1 - \langle |S_{11}|^2 \rangle)}. \quad (8.2)$$

L'efficacité de blindage notée SE est exprimée comme suit :

$$SE = \frac{C_{21}}{C_{31}} = \frac{\langle |S_{21}|^2 \rangle (1 - \langle |S_{33}|^2 \rangle)}{\langle |S_{31}|^2 \rangle (1 - \langle |S_{22}|^2 \rangle)}. \quad (8.3)$$

Les mesures sont effectuées dans la grande CRBM de l'IETR, dont les dimensions sont $8,7 \times 3,7 \times 2,9 \text{ m}^3$. La fréquence minimale d'utilisation de cette chambre est d'environ 250 MHz. A l'aide d'un analyseur de réseau, on prélève les paramètres S sur les trois ports reliés aux différentes antennes, dans la bande 10-10,5 GHz. Dans la grande chambre, on effectue un brassage par saut de fréquence sur des bandes de largeur $\Delta f = 10 \text{ MHz}$ (taille des échantillons $N = 20$) en plus du brassage mécanique avec $P = 100$ positions du brasseur. Tandis que dans

la petite chambre, on effectue seulement un brassage fréquentiel ($\Delta f = 10$ MHz et $N = 20$). Donc chaque valeur de SE est évaluée à partir de 2000 échantillons de mesure à l'extérieur, mais seulement 20 échantillons à l'intérieur de la petite chambre. La figure 8.2 montre les résultats de l'évaluation de l'efficacité de blindage à partir de l'expression 8.3. L'efficacité de blindage est supérieure à 40 dB à 10 GHz.

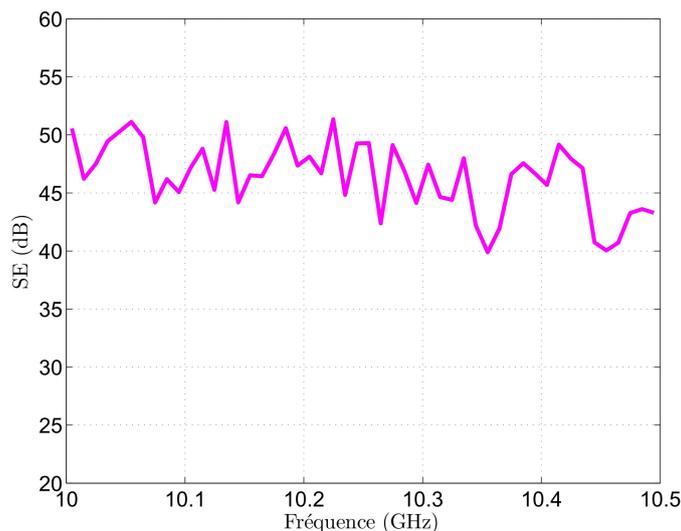


FIGURE 8.2 – Résultats de l'évaluation de l'efficacité de blindage.

8.2.2 Évaluation de l'efficacité de blindage à 40 GHz

L'efficacité de blindage de la chambre à 40 GHz n'est pas évaluée de la même manière qu'à 10 GHz puisque nous ne disposons pas des équipements pour suivre le même protocole. La limitation est liée à la dynamique de mesure, faute d'amplification de puissance dans cette bande. Nous avons bénéficié des moyens techniques de la société SIEPEL (La Trinité-sur-Mer, 56). L'approche utilisée consiste à mesurer la puissance en transmission directe, notée P_{el} , entre deux antennes cornets en espace libre. Puis, on place une des antennes dans la chambre, l'autre antenne étant placée à l'extérieur de la chambre et face à une paroi. On mesure la puissance reçue par l'antenne placée à l'extérieur de la chambre, notée P_{out} . La distance entre les deux antennes est la même pour la mesure en espace libre et pour la mesure dans la chambre. On définit l'efficacité de blindage $SE = P_{out}/P_{el}$, relative à une paroi (cf illustration Fig. 8.3).

Pour chaque position de l'antenne de réception face à une paroi, on effectue 5 fois la mesure de P_{out} . Les résultats sont synthétisés dans la table 8.1. Les valeurs d'efficacité de blindage sont en moyenne supérieures à 70 dB sur les 4 faces A, B, D et E et d'au moins 50 dB sur la face C où se trouvent les interfaces d'émission et de réception du signal millimétrique.

Contrairement à ce que l'on pensait, l'efficacité de blindage à 40 GHz est supérieure à celle de la chambre à 10 GHz. Ceci est certainement lié au fait que la méthode qui consiste à placer la petite chambre dans une grande CRBM (illumination globale et mesure d'ensemble) est plus sévère que la méthode classique (illumination locale et mesures ponctuelles).

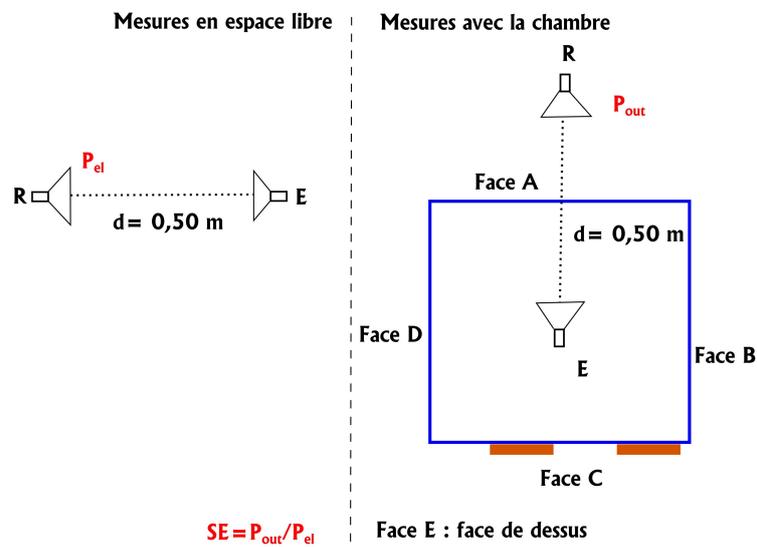


FIGURE 8.3 – Illustration de l’approche utilisée pour la mesure de l’efficacité de blindage à 40 GHz.

TABLE 8.1 – Résultats de la mesure de l’efficacité de blindage à 40 GHz pour les différentes faces de la CRBM.

	Face A	Face B	Face C	Face D	Face E
Mesure-1 SE (dB)	72	70	54	74	70
Mesure-2 SE (dB)	72	63	57	74	70
Mesure-3 SE (dB)	70	70	56	70	70
Mesure-4 SE (dB)	73	69	52	66	70
Mesure-5 SE (dB)	72	69	57	70	70

8.3 Caractérisation de la CRBM à vide dans la bande 2-18 GHz

L'objectif de cette section consiste à analyser le comportement de la chambre dans la bande 2-18 GHz. Tout d'abord, nous décrivons la configuration de la mesure avant d'entreprendre l'étude de la corrélation des échantillons de mesure, du coefficient de qualité, puis du comportement statistique des paramètres de transmission dans la chambre.

8.3.1 Protocole de l'essai

Pour caractériser la chambre dans la bande 2-18 GHz, nous utilisons le panneau technique situé sur une des faces latérales de la chambre dans laquelle nous mettons en place deux connecteurs SMA. Les mesures sont réalisées à l'aide de deux antennes cornets large bande (COBHAM H-1498 series). L'antenne de réception est fixée sur le tube cylindrique, afin d'effectuer des prélèvements d'échantillons en plusieurs positions dans la chambre (Fig. 8.4).



FIGURE 8.4 – Configuration de la mesure en chambre réverbérante dans la bande 2-18 GHz.

Les mesures ont été réalisées dans la bande 2-18 GHz avec un pas en fréquence de 500 kHz et 19 positions de l'antenne de réception dans la chambre. La figure 8.5 présente les résultats de mesure des paramètres S en une position de l'antenne de réception. Les paramètres de réflexion (S_{11} et S_{22}) sont moyennés sur des sous-bandes de largeur 25 MHz. Les résultats obtenus prouvent que les deux antennes sont adaptées dans la bande d'analyse (Figs. 8.5(a) et 8.5(b)). Le paramètre S_{21} met en évidence les pertes en transmission dans la chambre en fonction de la fréquence. En régime de fonctionnement d'une chambre pour lequel les pertes ne sont liées qu'aux parois, le coefficient de qualité évolue en \sqrt{f} , la puissance reçue sur une antenne évolue en $1/f^{5/2}$, et $|S_{21}|$ en $1/f^{5/4}$. Ainsi, cela correspond à un écart théorique de 23,8 dB entre l'atténuation à 2 GHz et à 18 GHz.

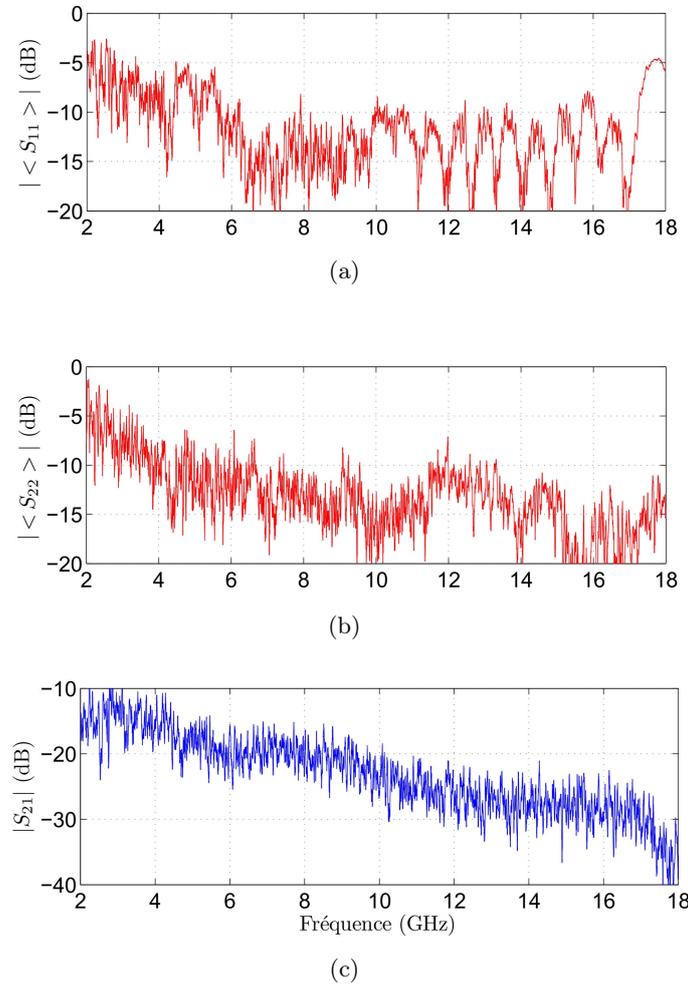


FIGURE 8.5 – Paramètres S mesurés en chambre réverbérante dans la bande 2-18 GHz : $\langle S_{11} \rangle$ en dB (a), $\langle S_{22} \rangle$ en dB (b) et $|S_{21}|$ en dB (c). Nous avons appliqué un moyennage glissant sur des bandes de largeur 25 MHz.

8.3.2 Étude de la corrélation

Nous choisissons 160 fréquences centrales qui sont régulièrement réparties dans la bande 2-18 GHz avec un espacement de 100 MHz. L'analyse de la corrélation est faite à chaque fréquence centrale f_{c_i} sur une excursion Δf_i de largeur 1 % de la fréquence centrale f_{c_i} . Dans chaque sous-bande Δf_i , nous sélectionnons $N = 30$ échantillons régulièrement répartis dans la sous-bande, et utilisons en plus 19 positions du récepteur. Par conséquent nous disposons de 570 échantillons pour chaque fréquence centrale. L'analyse de la corrélation est effectuée de la même manière que dans la section 5.2.3.1. Nous calculons la fonction d'autocorrélation à l'ordre 1 à partir des 570 échantillons dans chaque sous-bande Δf_i que nous comparons à une valeur ρ avec un intervalle de confiance $[\rho_1, \rho_2]$. Les valeurs de corrélation obtenues (cf Fig. 8.6) sont inférieures à 0,15 au-delà des fréquences de 5 à 6 GHz. Pour une séries d'échantillons comprenant 570 (19×30) mesures, nous pouvons considérer qu'une estimation du coefficient

de corrélation inférieure ou égale à 0,15 est un bon indicateur de non corrélation des mesures au sein de la série d'échantillons.

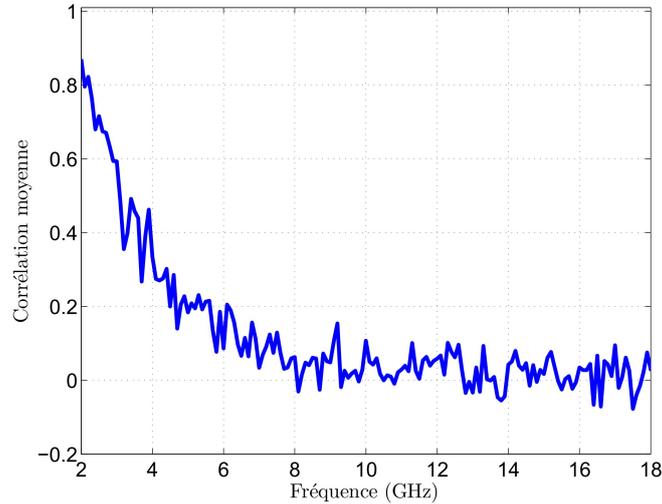


FIGURE 8.6 – Corrélation moyenne des échantillons de $|S_{21}|$ estimée à partir des mesures.

8.3.3 Estimation du coefficient de qualité

Le coefficient de qualité expérimental d'une chambre réverbérante est déterminé par l'expression suivante [3] :

$$Q = \frac{16\pi^2 V \langle P_r \rangle}{\lambda^3 P_t}, \quad (8.4)$$

où V désigne le volume de la chambre, λ est la longueur d'onde, P_r la puissance reçue sur une antenne et P_t la puissance transmise dans la chambre. L'opération $\langle X \rangle$ correspond à la moyenne empirique de X (mesuré à partir des 30 échantillons ou états correspondant au brassage de fréquence autour de la fréquence centrale f_{ci}). Le ratio de la puissance reçue P_r sur la puissance transmise P_t peut être relié aux paramètres S mesurés en chambre réverbérante :

$$\frac{P_r}{P_t} = \frac{|S_{21}|^2}{(1 - |\langle S_{11} \rangle|^2)(1 - |\langle S_{22} \rangle|^2)\eta_e\eta_r}. \quad (8.5)$$

où η_e et η_r désignent respectivement l'efficacité de rayonnement de l'antenne d'émission et de réception. Les résultats de l'estimation de coefficient de qualité à partir des échantillons issus de la mesure sont présentés dans la figure 8.7. Aux fréquences basses (inférieures à 10 GHz), le coefficient de qualité de la chambre croît rapidement. Ensuite, son évolution est moins rapide au-delà de 10 GHz. On note également que le ratio du coefficient de qualité théorique sur le coefficient de qualité expérimental est de l'ordre de 10. Ce qui rentre bien dans la marge que nous nous sommes fixés en phase de conception.

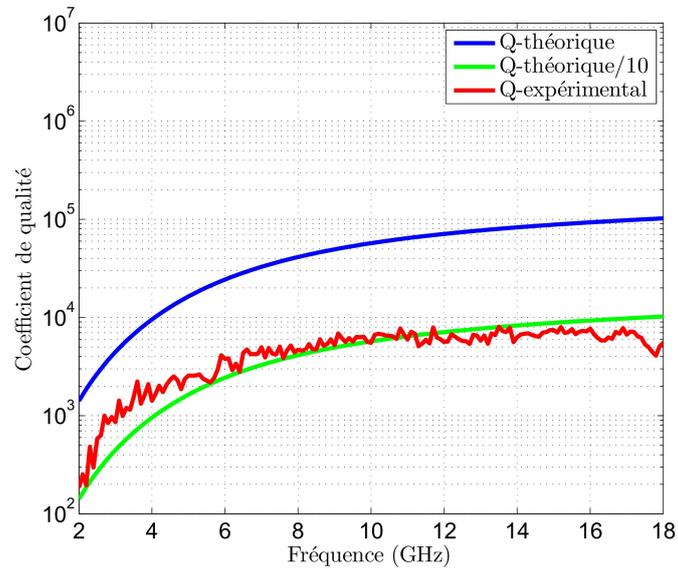


FIGURE 8.7 – Comparaison du coefficient de qualité total théorique au coefficient de qualité expérimental de la chambre.

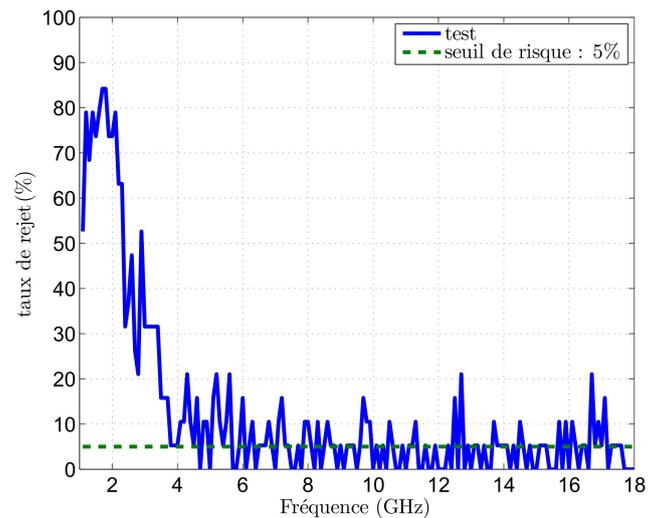


FIGURE 8.8 – Test d'ajustement statistique d'Anderson Darling à la distribution de Rayleigh sur les échantillons de mesure de $|S_{21}|$.

8.3.4 Tests statistiques

Il est admis que dans une chambre réverbérante idéale, le module du paramètre S_{21} homogène au comportement du module du champ électrique suit une distribution de Rayleigh [4–6]. Pour caractériser le comportement statistique de la chambre, nous effectuons un test d’ajustement statistique d’Anderson Darling à une loi de Rayleigh sur les échantillons de mesures de $|S_{21}|$. Chaque test est réalisé dans une sous-bande de fréquence constituée d’échantillons de taille $N = 30$ mesures de $|S_{21}|$ obtenues par un brassage en fréquence. Nous retenons ensuite le taux de rejet calculé à partir de 19 tests (en 19 positions du récepteur dans la chambre). En figure 8.8, nous observons que le taux de rejet du test est très faible dès 5 GHz et converge bien vers le seuil de risque. Par conséquent l’hypothèse selon laquelle les échantillons expérimentaux suivent une distribution de Rayleigh est acceptée par le test. De plus, le paramètre de forme β des distributions de Weibull suivies par les échantillons issus de la mesure est très proche de 2 (Fig. 8.9). Les performances sont donc meilleures que les prévisions en ce qui concerne la LUF, ce qui peut être lié à la forme non parallélépipédique (répartition des modes) notamment du fait de la présence du guide d’onde, de l’antenne d’émission.

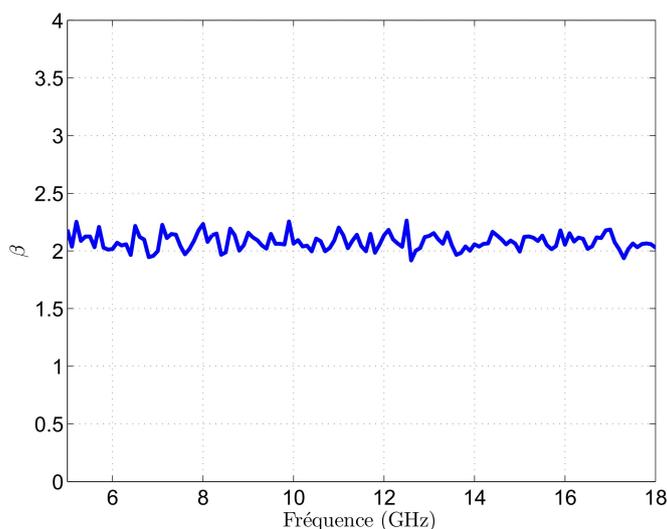


FIGURE 8.9 – Paramètre de forme β des distributions de Weibull suivies par les distributions expérimentales de $|S_{21}|$.

8.3.5 Conclusion

Dans cette section, nous avons montré, à l’aide du test d’ajustement statistique d’Anderson Darling, que les échantillons issus de la mesure du paramètre de transmission S_{21} suivent une distribution de Rayleigh au delà de 5 GHz. De plus, l’estimation du paramètre de forme β des distributions expérimentales confirme effectivement que les distributions expérimentales suivent une distribution de Rayleigh. Ces résultats prouvent alors que la chambre se comporte idéalement au sens du modèle de Hill [4]. D’autre part, nous avons estimé le coefficient de qualité expérimental. Le rapport du coefficient de qualité théorique sur le coefficient de qualité expérimental est de l’ordre de 10. Ce résultat est également conforme à l’estimation prévisionnelle du coefficient de qualité en prenant une marge égale à 10.

8.4 Caractérisation de la CRBM à vide dans la bande 58,5-61,5 GHz

L'objectif de cette section est de caractériser la chambre réverbérante dans la bande 58,5-61,5 GHz. Nous avons choisi de réaliser des mesures expérimentales dans cette bande de fréquence puisque la source millimétrique dont nous disposons est fonctionnelle dans cette bande. Tout d'abord, nous allons décrire la chaîne d'instrumentation complète, ensuite caractériser les différents éléments de la chambre et enfin, analyser le comportement statistique de la fonction de transfert en puissance.

8.4.1 Description et caractérisation de la chaîne d'instrumentation

En figure 8.10, nous présentons une photo de la chaîne d'instrumentation des mesures de puissance en bande V. En plus de la chambre, on voit sur cette photo : une source millimétrique, une alimentation DC de la source millimétrique, une source de tension externe pour la modulation de fréquence de la source, un mélangeur pour la transposition de la fréquence en fréquence intermédiaire, un analyseur de spectre et un PC pour l'acquisition des mesures. Puisque l'analyseur de spectre est limité à 43 GHz, la puissance reçue par l'antenne de réception est transposée à une fréquence plus basse par l'intermédiaire d'un mélangeur (M15HWD-OML) pour acquérir des signaux dont la fréquence est comprise entre 58,5 et 61,5 GHz. La variation de la fréquence du générateur et la lecture de la puissance mesurée avec l'analyseur de spectre ont été automatisées via un PC. Deux guides d'ondes ouverts servent d'antenne émettrice et de réception du signal millimétrique (cf Fig. 8.11).

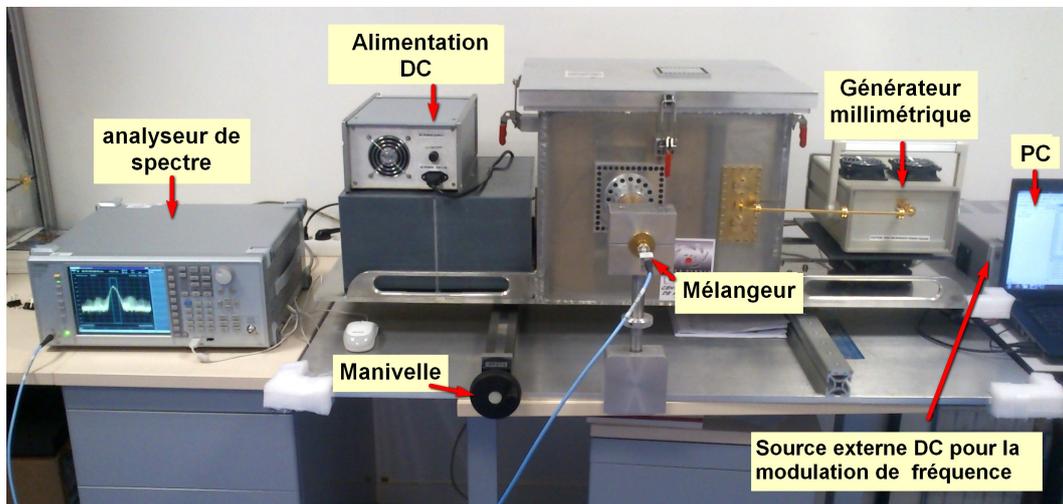


FIGURE 8.10 – Chaîne d'instrumentation pour la mesure de la puissance dans la CRBM millimétrique dans la bande V.

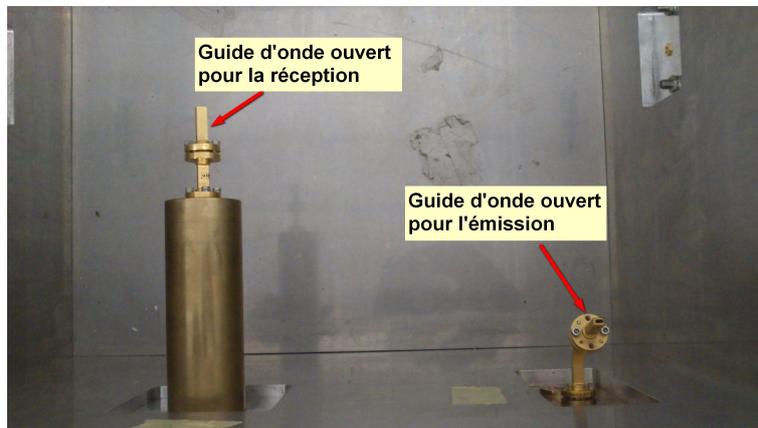


FIGURE 8.11 – Vue intérieure de la CRBM pour la mesure en bande V.

8.4.1.1 Source millimétrique

La source millimétrique (Fig. 8.12) a été conçue par la société Quinstar. Elle est constituée principalement d'une diode Gunn qui génère le signal millimétrique, d'un isolateur, d'un atténuateur et d'un étage d'amplification de puissance (Fig. 8.13). La fréquence de la diode est réglable sur une plage de 58,5 à 61,5 GHz à l'aide d'une source de tension externe variable de 0 à 20 V. L'atténuateur permet de contrôler le niveau du signal millimétrique. L'atténuateur peut être contrôlé, soit manuellement à l'aide d'un potentiomètre, soit à l'aide d'une source de tension externe variable entre 0 et 10 V. La valeur maximale de la puissance de sortie est de 36 dB. La source millimétrique dispose de deux afficheurs dont l'un permet d'indiquer la température et le second donne une indication de la puissance délivrée par la source en volt (Fig. 8.12(c)).

On trace en figure 8.14, la fréquence de la source en fonction de la tension appliquée à l'entrée prévue pour la modulation de fréquence. La réponse de la source n'est pas parfaitement linéaire. Cela ne pose pas de problème puisque le brassage de fréquence s'opère sur des sous-bandes étroites. La puissance maximale de sortie de la source en fonction de la fréquence est représentée en figure 8.15. Elle varie légèrement avec la fréquence.

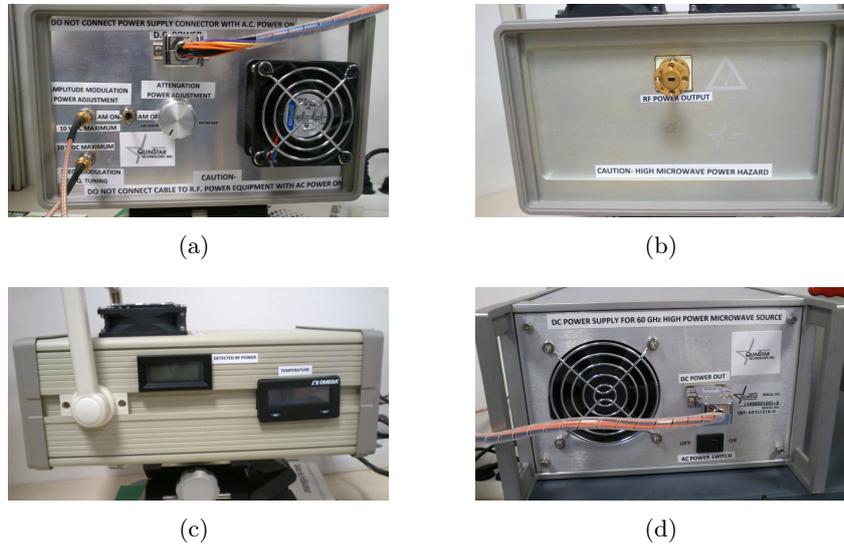


FIGURE 8.12 – Panneau de contrôle (a) et avant de la source millimétrique (b). Panneau latéral montrant les affichages de la puissance et de température (c). Vue de face de l'alimentation DC de la source millimétrique (d).

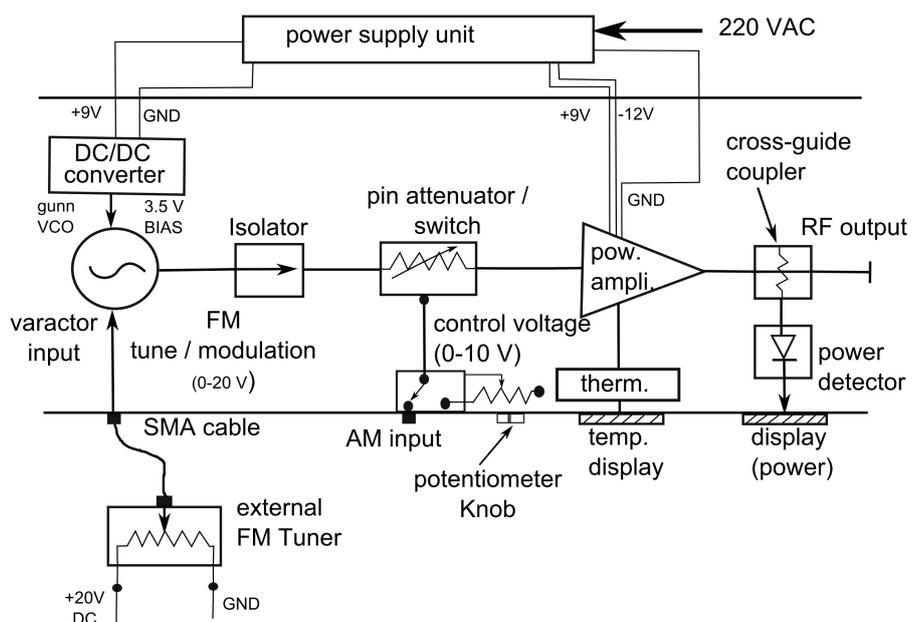


FIGURE 8.13 – Représentation schématique de la source millimétrique.

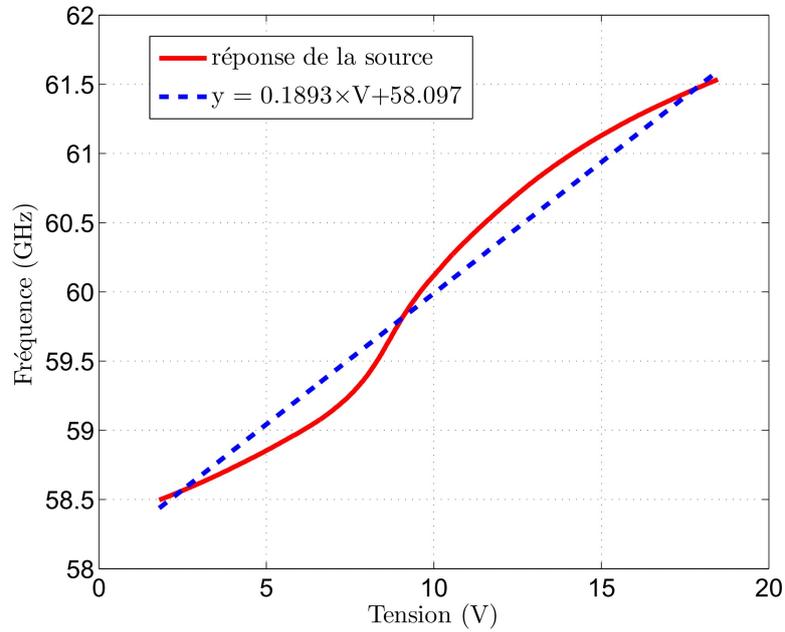


FIGURE 8.14 – Fréquence de la source millimétrique en fonction de la tension appliquée.

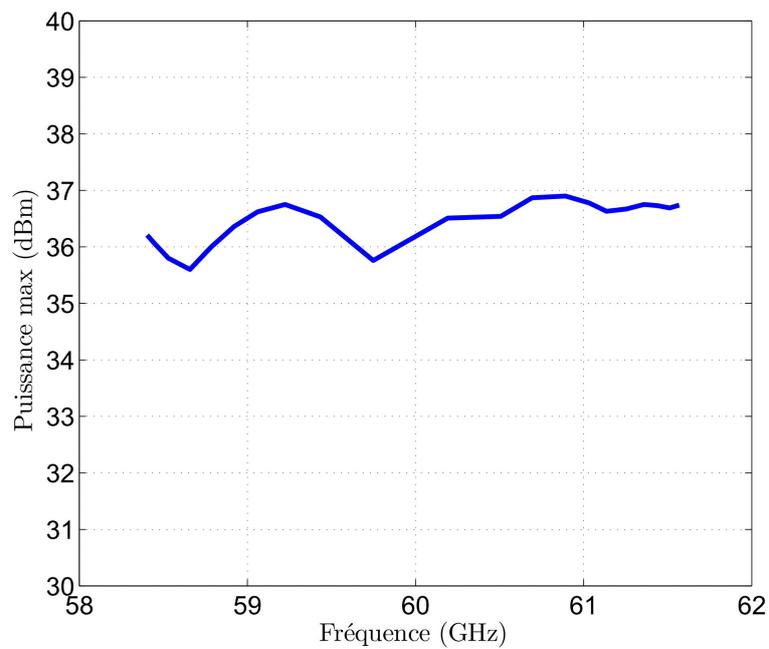


FIGURE 8.15 – Puissance maximale délivrée par la source en fonction de la fréquence.

8.4.1.2 Mélangeur bande V

Le mélangeur sert à transposer les signaux millimétriques dans la gamme de fréquence 50-75 GHz en plus basses fréquences compatibles avec l'analyseur de spectre (MS2830A-Anritzu) dont la fréquence d'utilisation est limitée à 43 GHz. Le mélangeur est connecté à la chaîne millimétrique via un port WR-15 et à l'analyseur de spectre par un câble SMA (Fig. 8.16). Par ailleurs, nous avons caractérisé le mélangeur afin de délimiter les plages où son fonctionnement est linéaire. La figure 8.17 présente l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée du mélangeur pour différentes fréquences. La réponse du mélangeur est linéaire pour des valeurs de puissance d'entrée comprises entre 5 dBm et -50 dBm. En dehors de cette plage, la puissance en sortie du mélangeur devient saturée. Les pertes de conversion sont de l'ordre de -30 dB et elles varient avec la fréquence.

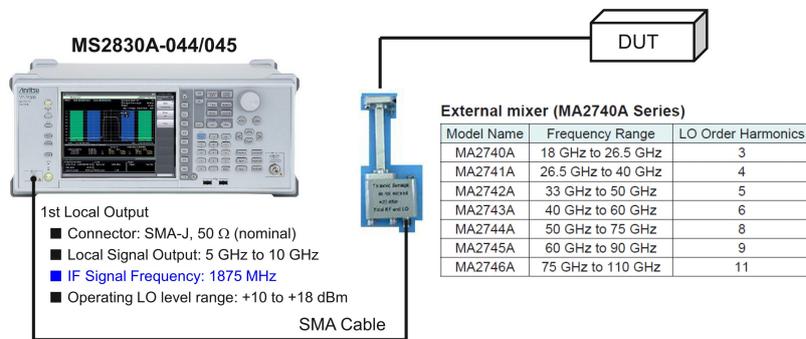


FIGURE 8.16 – Connexion du mélangeur à l'analyseur de spectre et l'objet sous test.

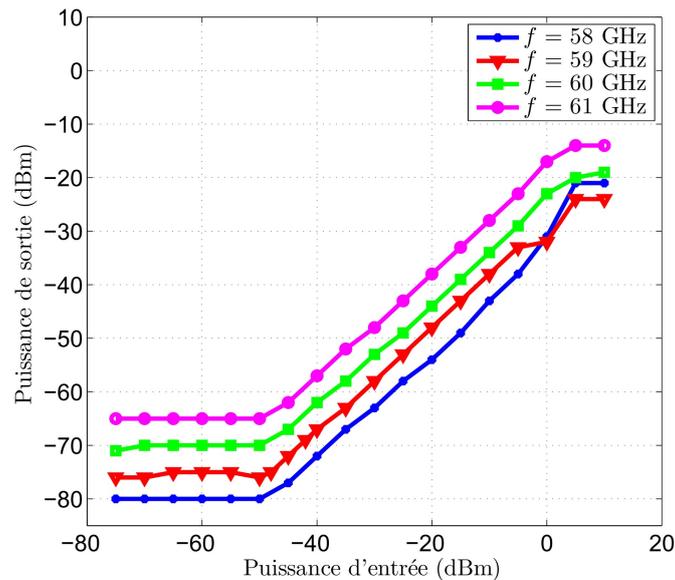


FIGURE 8.17 – Puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée du mélangeur.

8.4.1.3 Les pertes dans la chaîne d'émission et de réception

Les liaisons entre la source millimétrique et l'antenne d'émission, puis entre l'antenne de réception et l'analyseur de spectre sont réalisées à l'aide de guides d'ondes (Fig. 8.18). Afin d'évaluer la fonction de transfert en puissance dans la chambre, les pertes dans la chaîne d'émission et de réception du signal millimétrique doivent être évaluées. Les figures 8.19(a) et 8.19(b) montrent respectivement l'atténuation en dB de la puissance dans la chaîne en émission et en réception dans la bande de fréquence 58,5-61,5 GHz. Les pertes dans la chaîne

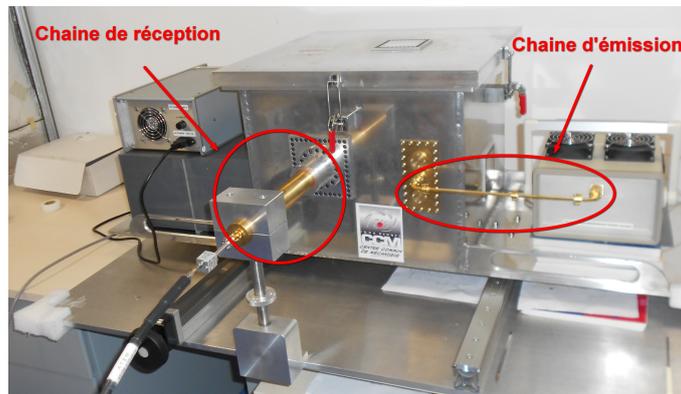


FIGURE 8.18 – Photo de la chambre réverbérante avec mise en évidence de la chaîne d'émission et la chaîne de réception.

d'émission sont légèrement plus élevées que celles dans la chaîne de réception. Cela est lié au fait que la chaîne d'émission est constituée de plusieurs sections de guides dont des coudes de 90° . Les variations de couple de serrage des vis entre les sections de guides peuvent influencer par ailleurs le bilan de transmission.

8.4.2 Estimation du coefficient de qualité

Pour caractériser la CRBM, nous collectons des séries de mesures de la puissance dans la bande 58,5-61,5 GHz en 31 positions de l'antenne de réception dans la cage. La distance entre les différentes positions du récepteur est de 5 mm ($\approx \lambda$) de manière à les décorrélérer spatialement [7].

Le coefficient de qualité expérimental est déterminé à l'aide de la formule 8.4. Chaque valeur expérimentale de Q (Fig. 8.20) est estimée à partir de 31 séries (collectées aux différentes positions du récepteur) de taille $N = 30$ mesures de puissance obtenues par brassage en fréquence dans une sous-bande Δf de 300 MHz. Le ratio du facteur de qualité théorique sur le facteur de qualité expérimental est compris entre 1 et 3 dans toute la bande de fréquence. Ce résultat est conforme à celui d'une CRBM standard. Nous aurions pu nous attendre à un facteur de qualité expérimental plus faible dans l'hypothèse notamment de fuites électromagnétiques dues aux imperfections de blindage dont l'existence aurait pu être révélée en régime de fréquence millimétrique. Les valeurs du coefficient de qualité composite expérimental sont bien plus élevées que le seuil de Q , Q_{thr} (≈ 100 autour de 60 GHz) évalué dans la section 4.4.4.

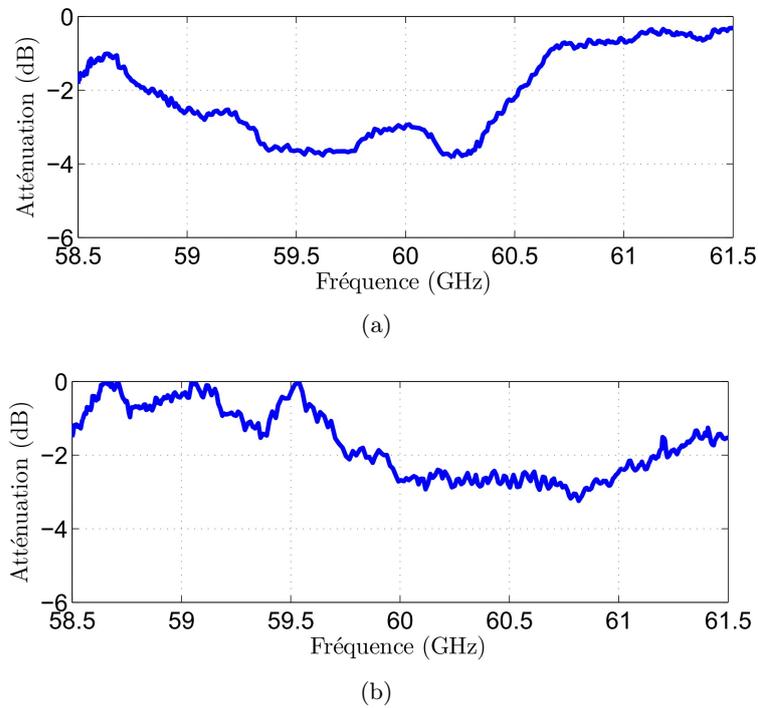


FIGURE 8.19 – Atténuation en dB de la puissance dans la chaîne d’émission (a) et dans la chaîne de réception (b).

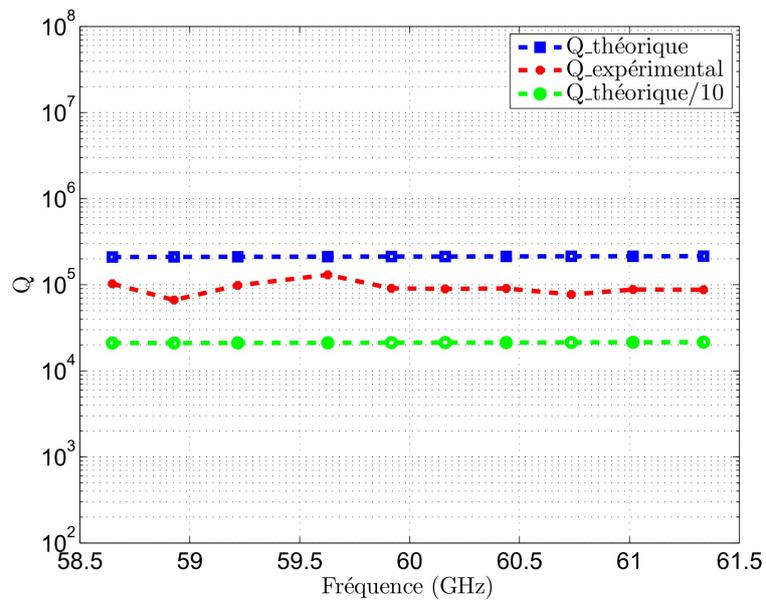


FIGURE 8.20 – Coefficient de qualité expérimental et théorique dans la bande 58,5-61,5 GHz.

8.4.3 Tests statistiques

Dans une CRBM en fonctionnement idéal, le module du champ électrique suit une distribution de Rayleigh [4–6], alors on montre que la puissance reçue sur une antenne suit une distribution exponentielle. Nous procédons à un test d’ajustement statistique d’Anderson Darling à une loi exponentielle sur les échantillons de mesure de P_r/P_t . Le taux de rejet du test est déterminé à partir de 31 tests correspondant aux 31 positions du récepteur dans la cage. Un test est évalué sur une série de taille $N = 30$ mesures de puissance obtenues par brassage en fréquence dans une sous-bande de largeur $\Delta f = 300$ MHz. Une étude de corrélation a été effectuée avant de réaliser les tests d’ajustement statistiques. La fonction d’autocorrélation à l’ordre 1 notée ρ_P et calculée à chaque fréquence centrale (table 8.2) montre que les échantillons issus des mesures sont non corrélés. Les résultats du test d’ajustement à une loi exponentielle, présentés dans la figure 8.21, montrent des valeurs de taux de rejet faibles. Une

TABLE 8.2 – Fonction d’autocorrélation à l’ordre 1 calculée à partir des échantillons expérimentaux de P_r/P_t .

f (GHz)	58,64	58,92	59,21	59,62	59,91	60,16	60,43	60,73	61,01	61,33
ρ_P	0,12	0,04	0,06	0,15	0,07	0,02	0,04	0,03	0,07	0,01

analyse complémentaire est également faite sur l’estimation du rapport de l’écart type à la moyenne des échantillons de mesures de puissance. Rappelons que si une variable aléatoire suit une distribution exponentielle, alors le rapport de l’écart type sur la moyenne vaut l’unité. L’estimation du rapport de l’écart type à la moyenne des échantillons de P_r/P_t est présentée en Fig. 8.22. D’après ces résultats, nous pouvons conclure que la cage se comporte très bien dans cette bande millimétrique en terme de distribution statistique de la transmission en puissance au sein du volume de test.

En complément à cette analyse, nous avons tracé l’histogramme de la distribution des mesures P_r/P_t dans la CRBM (Fig. 8.23). Chaque histogramme est construit à partir de 930 données issues de la mesure en 31 positions du récepteur et à 30 fréquences prélevées dans une bande de largeur 300 MHz. Cette analyse montre que les distributions expérimentales des échantillons de la puissance sont en adéquation avec les distributions théoriques d’une chambre idéale.

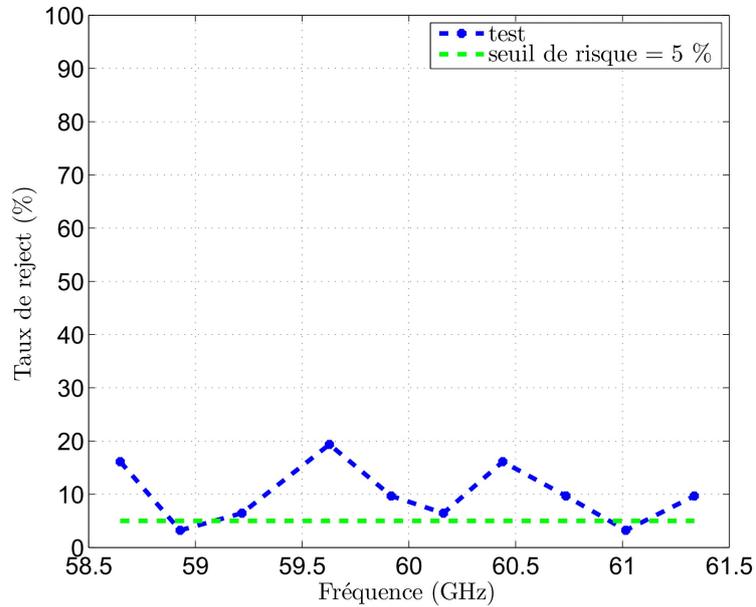


FIGURE 8.21 – Test d’ajustement d’Anderson Darling à la loi exponentielle appliqué à la distribution expérimentale de la puissance.

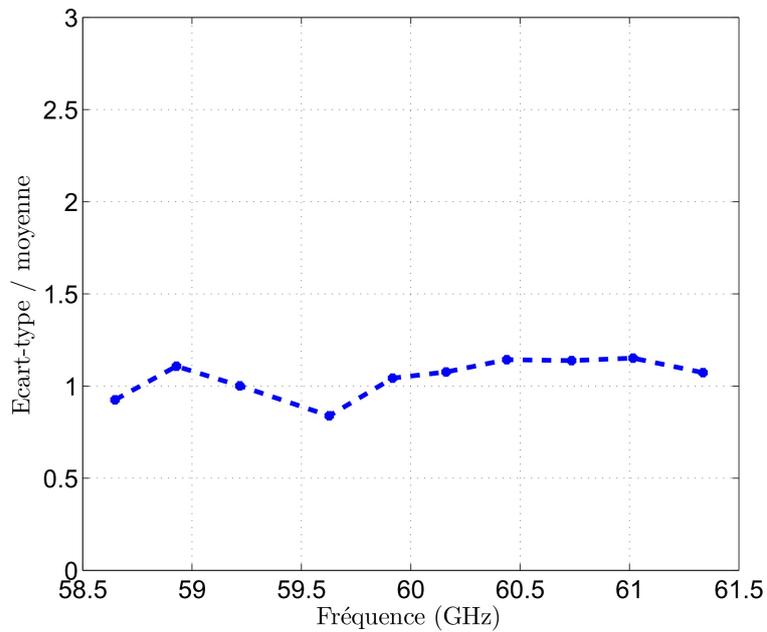


FIGURE 8.22 – Estimation du ratio écart type / moyenne des séries constituées des mesures de puissance.

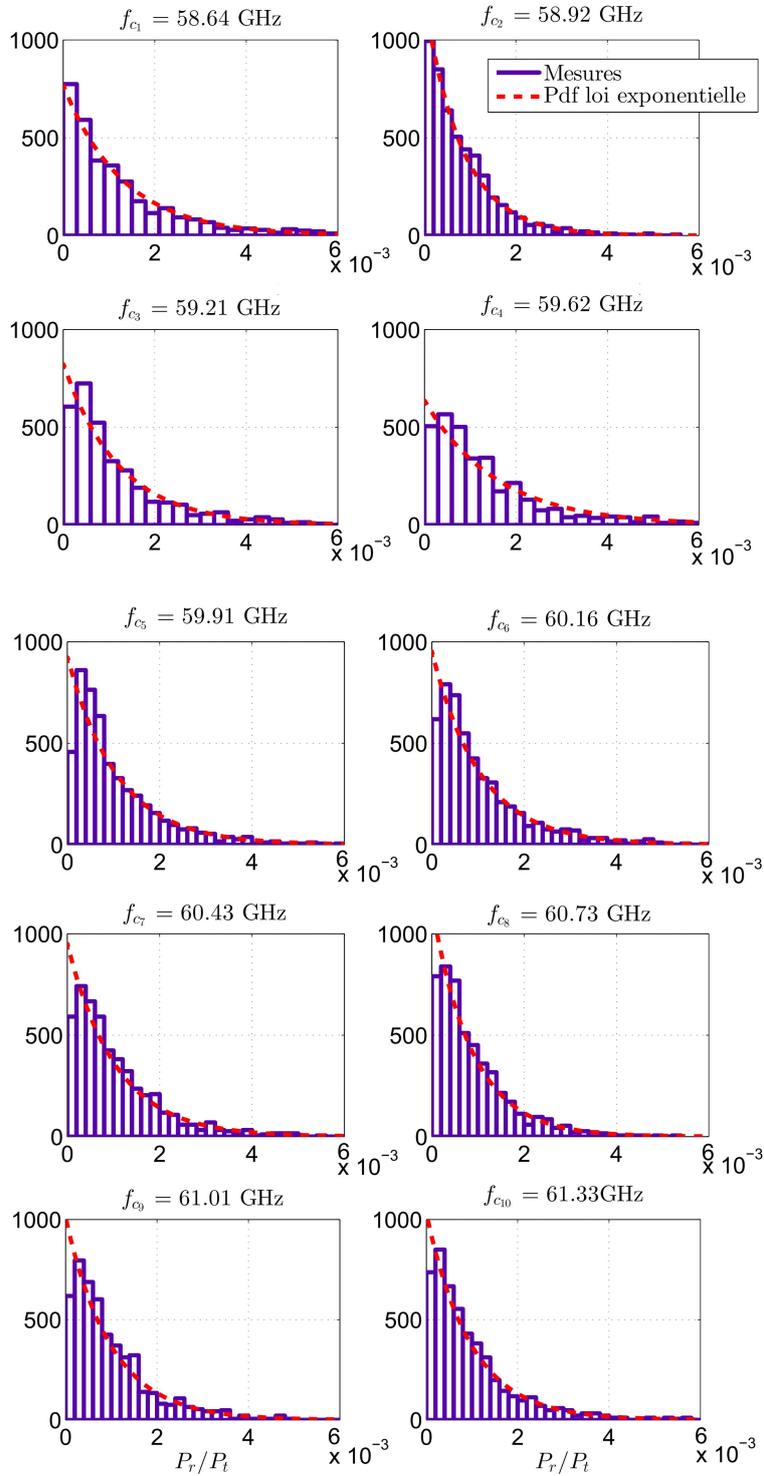


FIGURE 8.23 – Comparaison des histogrammes de P_r/P_t issus des mesures à la densité de probabilité de la loi exponentielle.

8.5 Caractérisation de l'interface en CaF_2 avec la métallisation

L'objectif de cette section consiste à évaluer l'impact de l'interface en CaF_2 avec la métallisation, prévue pour l'utilisation de la caméra IR, sur le coefficient de qualité de la chambre. Avant d'effectuer cette analyse, nous avons mesuré le découplage de l'interface en espace libre afin d'avoir une idée de l'ordre de grandeur du découplage électromagnétique de la grille métallique. Cette valeur sera comparée à celle issue de la simulation à 60 GHz sous HFSS. On rappelle que nous disposons de deux échantillons : l'un avec une période de grille de $100 \mu\text{m}$ et une largeur de métallisation de $9 \mu\text{m}$; le second avec une période de grille de $200 \mu\text{m}$ et une largeur de métallisation de $6 \mu\text{m}$.

8.5.1 Évaluation du découplage de l'interface en CaF_2 avec métallisation

La figure 8.24 représente la configuration de la mesure du découplage de l'interface en CaF_2 en espace libre. Des guides d'onde ouverts sont utilisés comme antennes d'émission et de réception. Ils sont positionnés à la même hauteur et distants de 2 cm. La procédure de mesure se fait en deux étapes. On mesure la puissance reçue dans le guide de réception en absence de l'interface que l'on note P_{r1} . Puis, on mesure la puissance dans le même guide en présence de l'interface que l'on note P_{r2} . On définit le découplage de l'interface comme le ratio P_{r2}/P_{r1} . Dans cette analyse, on suppose que la présence de l'interface ne change pas la puissance émise par la source. Cette hypothèse est valide puisque le générateur dispose d'un isolateur qui permet d'éviter un retour de puissance pouvant perturber la source.

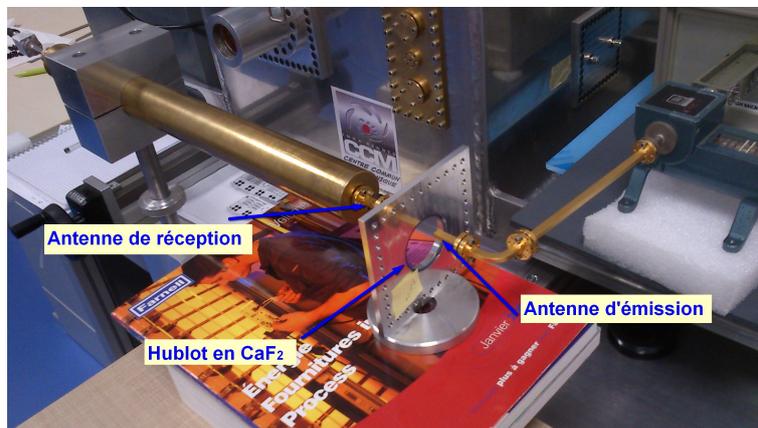


FIGURE 8.24 – Configuration de la mesure du découplage de l'interface en CaF_2 avec la métallisation en espace libre, entre 58,5 et 61,5 GHz.

Les résultats de la mesure sont présentés dans la figure 8.25, la fréquence étant comprise entre 58,5 et 61,5 GHz. L'atténuation de l'interface ayant une période de grille de $100 \mu\text{m}$ est de l'ordre de -20 dB alors que celle ayant une période de grille de $200 \mu\text{m}$ est de l'ordre de -10 dB . Ces niveaux d'atténuation peuvent sembler faibles. Il ne faut cependant pas en conclure que cette faiblesse d'efficacité de blindage se traduirait par un impact sur le coefficient de qualité de la chambre. Une ouverture dans une cavité faradisée, principalement lorsqu'elle est de grande dimension par rapport à la longueur d'onde est à l'origine d'une forte dégradation de l'efficacité de blindage. Cependant, cette fuite d'énergie reste localisée si sa surface est bien plus faible que celle de la cavité. Pour s'en assurer, nous évaluons expérimentalement le

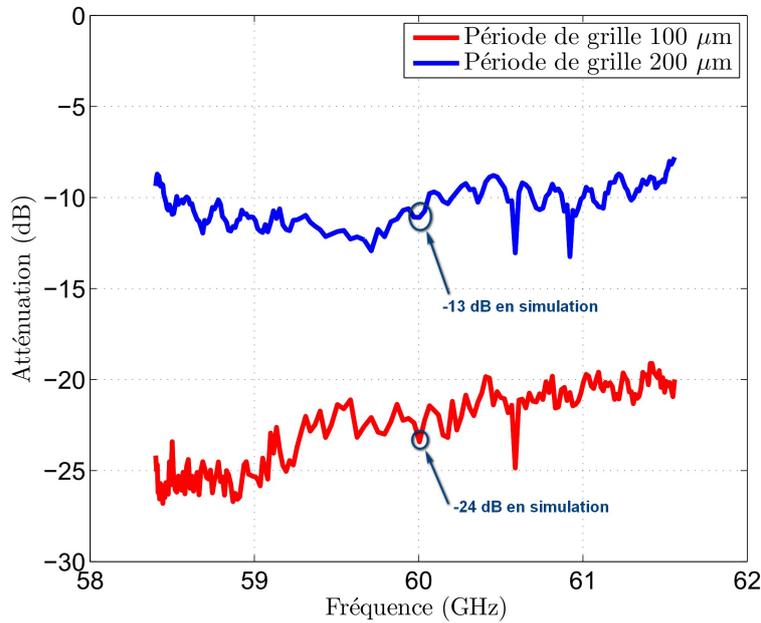


FIGURE 8.25 – Résultats expérimentaux de l'évaluation du découplage de l'interface en CaF_2 avec la métallisation entre 58,5 et 61,5 GHz.

coefficient de qualité pour différentes configurations de cette ouverture.

8.5.2 Évaluation de l'impact de l'interface en CaF_2 sur la chambre entre 58,5-61,5 GHz

Pour évaluer l'impact de l'interface en CaF_2 sur les performances de la CRBM, on évalue le coefficient de qualité de la chambre à vide, l'interface prévue pour la caméra IR étant complètement obstruée par une plaque métallique. Nous le comparons ensuite au coefficient de qualité de la chambre en présence de l'interface en CaF_2 (cf Fig. 8.26). Tout d'abord, on observe que le comportement du coefficient de qualité de la CRBM est identique pour les deux interfaces (période de grille $100 \mu\text{m}$ et période de grille $200 \mu\text{m}$). Ensuite, on remarque que la présence des interfaces en CaF_2 ne semble pas avoir d'impact sur le coefficient de qualité de la chambre. Ce résultat est cohérent avec l'analyse théorique que nous avons effectuée dans la section 7.6. Notons également (Fig. 8.26, courbe en magenta) que la présence de l'ouverture libre du hublot se traduit par une diminution perceptible du coefficient de qualité qui reste cependant encore très élevé. Ceci est certainement lié au fait que la taille de l'ouverture du hublot (diamètre = 50 mm) est faible par rapport à la surface totale des parois de la chambre. La présence de l'ouverture n'empêche pas l'établissement du champ sous la forme de la superposition de modes propres (même différents) de la cavité. Dans ce contexte, on peut montrer que le coefficient de qualité associé à l'ouverture est inférieur au coefficient de qualité associé aux pertes dans les parois.

Le coefficient de qualité associé à l'ouverture est donnée par [8] :

$$Q_{\text{ouv}} = \frac{4\pi V}{\lambda \langle \sigma_a \rangle}, \quad (8.6)$$

avec

$$\langle \sigma_a \rangle = \frac{\pi a^2}{2}, \quad (8.7)$$

où k désigne le nombre d'onde et a est le rayon de l'ouverture. L'expression 8.7 n'est valable que pour une ouverture électriquement large. Cette condition est vérifiée puisque le rapport entre le diamètre de l'ouverture et la longueur d'onde à 60 GHz est égal à 10.

En application numérique on obtient un rapport égal à 2,45 entre le coefficient de qualité associé aux parois et le celui de l'ouverture. Cela se traduit par une diminution d'un facteur égal à 3,45 sur le coefficient de qualité total de la chambre. Ce résultat théorique est très proche de ce que nous observons sur les résultats expérimentaux (Fig. 8.26).

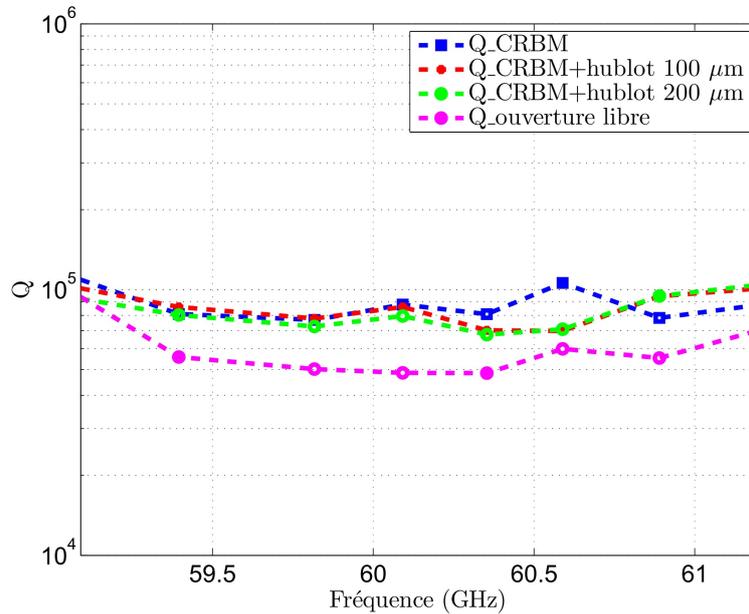


FIGURE 8.26 – Coefficient de qualité de la CRBM en présence de l'interface en CaF_2 avec la métallisation (en couleur rouge pour la grille de période $100 \mu\text{m}$ et en vert pour celle de période $200 \mu\text{m}$); coefficient de qualité de la CRBM en obstruant l'ouverture par une plaque métallique pleine (en couleur bleu); coefficient de qualité de la CRBM avec l'ouverture libre (en couleur magenta).

8.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'une part analysé le comportement de la CRBM dans la bande 2-18 GHz. Le ratio du coefficient de qualité expérimental sur le coefficient de qualité théorique est de l'ordre de 10. En appliquant le test d'ajustement statistique d'Anderson Darling sur le module du coefficient de transmission expérimental ($|S_{21}|$), nous avons montré que ce dernier suit une distribution de Rayleigh au-delà de 5-6 GHz. Ceci est en adéquation avec le comportement d'une CRBM idéale, dans la bande 6-18 GHz.

D'autre part, nous avons réalisé des mesures dans la bande 58,5-61,5 GHz. Le coefficient de qualité expérimental est de 2 à 3 fois plus faible que le coefficient de qualité théorique. Ce résultat est très satisfaisant du point de vue fonctionnel de la CRBM. Il prouve également que les pertes dans les parois sont prépondérantes devant les autres mécanismes de pertes. À l'aide du test d'Anderson Darling, nous avons montré que la fonction de transfert en puissance suit une distribution exponentielle. Ce constat est consolidé par l'estimation du ratio écart type sur la moyenne des échantillons expérimentaux qui vaut l'unité. De plus la présence de l'interface en CaF_2 avec la métallisation servant d'interface pour la caméra IR ne semble pas avoir un impact sur le coefficient de qualité total de la chambre. D'après ces analyses, nous pouvons conclure que la cage dispose bien aux fréquences millimétriques, des propriétés requises à son utilisation pour la CEM.

Références

- [1] C. Holloway, D. Hill, M. Sandroni, J. Ladbury, J. Coder, G. Koepke, A. Marvin, and Y. He, “Use of reverberation chambers to determine the shielding effectiveness of physically small, electrically large enclosures and cavities,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 50, no. 4, pp. 770–782, Nov. 2008.
- [2] IEEE Electromagnetic Compatibility Society. Standards Committee and Institute of Electrical and Electronics Engineers and IEEE Standards Board, *IEEE Standard Method for Measuring the Effectiveness of Electromagnetic Shielding Enclosures*, ser. IEEE (std.). IEEE, 1998. [Online]. Available : <http://books.google.fr/books?id=lx8aAAAACAAJ>
- [3] CIS/A, “IEC 61000-4-21 : Electromagnetic compatibility (EMC)-part 4-21 : Testing and measurement techniques-reverberation chamber test methods,” IEC, Tech. Rep., 2003.
- [4] D. Hill, “Plane wave integral representation for fields in reverberation chambers,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 40, no. 3, pp. 209–217, Aug 1998.
- [5] C. L. Holloway, D. A. Hill, J. M. Ladbury, P. F. K. G. Wilson, and 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.
- [6] C. Lemoine, E. Amador, and P. Besnier, “On the K-factor estimation for Rician channel simulated in reverberation chamber,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 59, no. 3, pp. 1003–1012, Mar. 2011.
- [7] D. A. Hill, “Spatial correlation function for fields in a reverberation chamber,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 37, no. 1, p. 138, Feb. 1995.
- [8] 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.

Validation de la mesure de température par caméra en CRBM

9.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la validation de la mesure de DAS (débit d'absorption spécifique) et plus généralement de la mesure de la distribution et du gradient de température observé à la surface d'un échantillon par la caméra IR dans la chambre réverbérante. Notre principal objectif est de montrer que la caméra IR mesure réellement l'échauffement de l'échantillon associé à la densité de puissance moyenne électromagnétique effectivement générée dans l'enceinte. Il s'agira ensuite de déterminer le DAS de l'échantillon à partir de la courbe expérimentale de la température.

Notre démarche consiste à déterminer théoriquement l'évolution temporelle de la température sur la surface de l'échantillon durant l'exposition connaissant ses propriétés diélectriques, thermiques et la densité de puissance moyenne incidente dans la chambre. Puis nous comparerons les résultats théoriques et expérimentaux. La première partie de ce chapitre porte sur la détermination des propriétés diélectriques de l'échantillon que nous utilisons dans nos expériences. Ensuite, dans la deuxième partie de ce chapitre, le problème multi-physique reliant la température relative de l'échantillon sous test à la densité de puissance incidente est posé, puis résolu. Enfin, la dernière partie est consacrée à la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux et à la détermination du DAS.

9.2 Modèle expérimental de l'objet sous test-fantôme

Dans notre étude, nous utilisons de l'eau gélifiée comme échantillon sous test. La terminologie utilisée en bioélectromagnétisme pour désigner l'échantillon est le terme "fantôme". Le produit gélifiant est de l'agar avec une concentration de 4 %. Due à la forte concentration en eau, le fantôme présente des propriétés diélectriques proches de celles de l'eau. Le processus de fabrication d'un fantôme d'eau est simple et ses propriétés diélectriques sont décrites par des formulations analytiques. Cependant le fantôme d'eau a une durée de vie très courte due à l'évaporation qui entraîne un changement de ses propriétés diélectriques. Le modèle de Debye [1] avec un seul temps de relaxation décrit bien les propriétés diélectriques de l'eau jusqu'à 90 GHz :

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon_\infty + \frac{\Delta\varepsilon(T)}{1 + j2\pi f\tau(T)}, \quad (9.1)$$

Grandeurs (unités)

A	surface physique (m)	T_r	gradient de température ($T - T_{\text{ext}}$)
A_e	aire effective (m)	\hat{T}_r	Transformée de Fourier de T_r
c	vitesse de la lumière (m/s)	\bar{T}_p	coefficient de transmission moyen
C	capacité calorifique (J/ kg · K)	T_n	coefficient de transmission en incidence normale
DAS	débit d'absorption spécifique (W/kg)	V	volume (m ³)
DAS_0	valeur maximale du DAS ($z=0$)	x, y, z	coordonnées spatiales (m)
\vec{E}	champ électrique (V/m)	\hat{x}, \hat{y}	vecteurs unitaires
	indices i : incident, t : transmis	α	constante d'atténuation (m ⁻¹)
E_0	amplitude du champ électrique (V/m)	α_t	diffusivité thermique (m ² /s)
E_w	amplitude efficace du spectre d'onde plane (V/m)	β	constante de phase (rad/m)
E_{elec}	énergie électrique (J)	γ	constante de propagation
E_{magn}	énergie magnétique (J)	$\Gamma_{\text{TE}}, \Gamma_{\text{TM}}$	coefficient de réflexion des modes TE et TM
f	fréquence (Hz)	δ	épaisseur de peau (m)
f_c	fréquence centrale (Hz)	ε^*	permittivité complexe
h	coefficient de transfert de chaleur (W/m ² · K)	ε'	partie réelle de la permittivité
\vec{H}	champ magnétique (A/m)	ε''	partie imaginaire de la permittivité
H^*	conjugué du champ magnétique	ε_0	permittivité du vide (F/m)
j	nombre complexe ($j^2 = -1$)	ε_s	permittivité statique
k	conductivité thermique (W/m · K)	ε_∞	permittivité à l'infini
k_0	nombre d'onde (rad/m)	ζ	effusivité thermique (m ⁻¹)
K	noyau de l'opérateur de la Transformée de Fourier	η	impédance d'onde (Ω)
L_x, L_y, L_z	dimensions (m)	η_0	impédance d'onde du vide (Ω)
m	masse (kg)	θ	angle ($^\circ$)
P	puissance (W)	λ_0	longueur d'onde dans le vide (m)
P_{dissip}	puissance dissipée par unité de volumique (W/m ³)	μ	perméabilité magnétique (H/m)
P_r	puissance reçue (W)	μ_0	perméabilité magnétique du vide (H/m)
P_t	puissance transmise (W)	ν_n	valeurs propres
Q	coefficient de qualité	ρ	densité massique (kg/m ³)
Q_{total}	coefficient de qualité total	σ	conductivité électrique (S)
Q_{vide}	coefficient de qualité à vide	σ_i	conductivité ionique (S)
Q_{obj}	coefficient de qualité de l'objet	σ_a	surface efficace moyenne d'absorption (m)
Q_{ch}	quantité de chaleur par unité de volume (W/m ³)	σ_{SB}	constante de Stefan-Boltzman (W/m ² · K)
Q_{ch0}	quantité de chaleur générée en surface	τ	temps de relaxation (s)
\vec{S}	vecteur de Poynting (W/m ²)	ω	pulsation (rad)
S_0	densité de puissance à la surface (W/m ²)		
t	temps (s)		
T	température ($^\circ\text{C}$)		
T_{ext}	température ambiante ($^\circ\text{C}$)		

où ε_∞ est la permittivité à l'infini (permittivité optique), $\Delta\varepsilon = \varepsilon_s - \varepsilon_\infty$ est l'amplitude spectrale de relaxation, ε_s est la permittivité statique, τ est le temps de relaxation, f la fréquence et T est la température. Bien que s'agissant d'eau pure, la conductivité électrique due à la présence des ions est nulle. Il est important de noter que les paramètres $\Delta\varepsilon$ et τ dépendent de la température. Après développement de l'expression 9.1 et identification de la partie réelle et imaginaire, nous avons :

$$\varepsilon' = \varepsilon_s - (2\pi f)^2 \times \frac{\tau^2 \Delta\varepsilon}{1 + (2\pi f\tau)^2}, \quad (9.2)$$

et

$$\varepsilon'' = 2\pi f \times \frac{\tau \Delta\varepsilon}{1 + (2\pi f\tau)^2}. \quad (9.3)$$

Les paramètres ε_s , $\Delta\varepsilon$ et τ ont été obtenus par interpolation à partir de données expérimentales pour une température comprise entre 0 et 100 °C [1] :

$$\varepsilon_s = 87,9144 - 0,404399T + 9,58726 \times 10^{-4}T^2 - 1,32802 \times 10^{-6}T^3, \quad (9.4)$$

$$\Delta\varepsilon = a \exp(-b \times T) \text{ avec } a = 79.23882 \text{ et } b = 0.004300598, \quad (9.5)$$

$$\tau = c \exp\left(\frac{d}{T + T_c}\right) \text{ avec } c = 1.382264 \times 10^{-13}, \quad d = 652,7648 \text{ et } T_c = 133,1383. \quad (9.6)$$

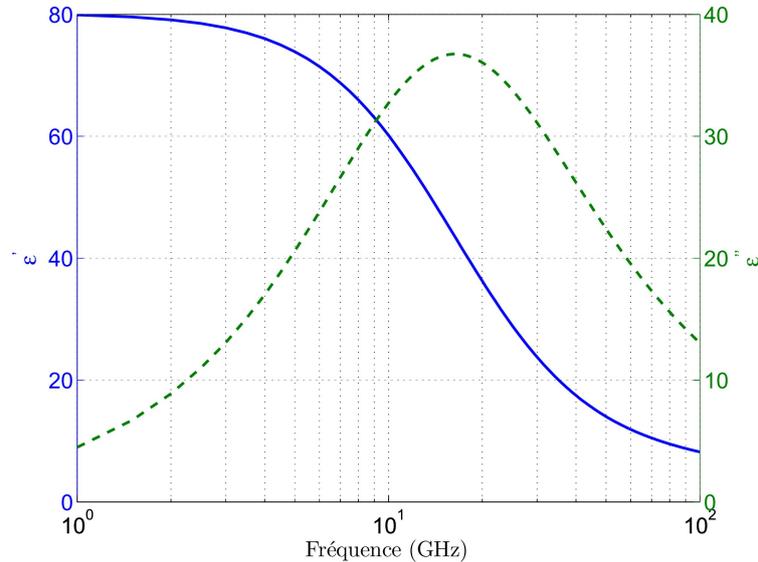


FIGURE 9.1 – Partie réelle (trait bleu) et imaginaire (traits pointillés) de la permittivité de l'eau pure à la température de 20 °C dans la bande 1-100 GHz.

La figure 9.1 montre les valeurs de la permittivité complexe de l'eau pure pour une température de 20 °C et pour une fréquence comprise entre 1 GHz et 100 GHz ; $\varepsilon^* = 11,9 - j19,5$ à 60 GHz, 20 °C.

Sachant que les propriétés diélectriques de l'eau varient avec la température, il est important qu'on sache si on peut les considérer constantes ou non au cours d'une expérience. Nous avons tracé en figure 9.2, une famille de courbes de la permittivité de l'eau pour une température comprise entre 20 et 25 °C. On constate que la variation de la partie réelle (10 %) et imaginaire (7 %) de ϵ^* deviennent significatives pour une variation de la température de 5°C (Table 9.1). Par contre, elles sont faibles pour une variation de la température de l'ordre de 1°C. Si au cours de l'exposition, la variation de la température devenait supérieure à quelques degrés (environ 3 à 4 °C), il faudrait alors réestimer ϵ' et ϵ'' au cours du temps. On verra dans ce qui suit que cela n'a pas été nécessaire au cours des expériences réalisées pour lesquelles l'élévation de la température n'a pas excédé 1 °C environ.

Il est également important de quantifier la variation des propriétés diélectriques de l'objet sous test en fonction de l'excursion en fréquence utilisée pour le brassage par saut de fréquence. Sur une bande de 300 MHz, les variations de la partie réelle et imaginaire de la permittivité sont insignifiantes, elles sont respectivement de 0,46 % et 0,38 %.

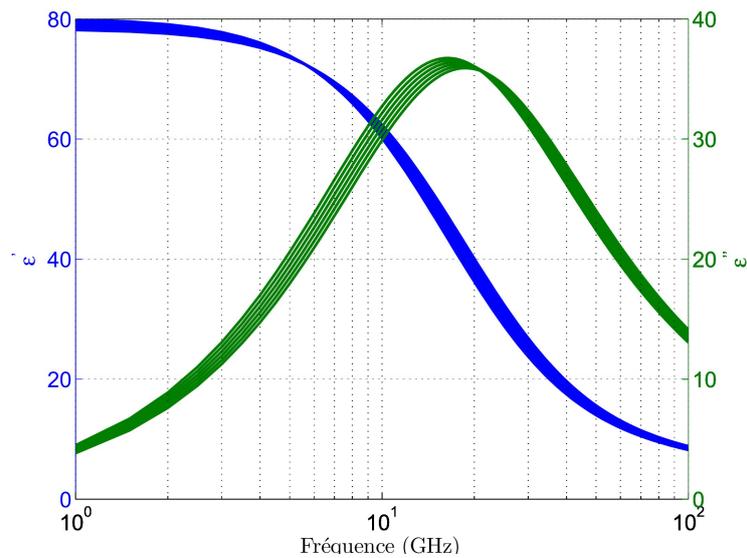


FIGURE 9.2 – Variation de la partie réelle et imaginaire de l'eau pure pour des valeurs de température comprises entre 20 et 25 °C.

TABLE 9.1 – Variation de ϵ' et ϵ'' pour de l'eau pure en fonction de la température à 60 GHz.

ΔT (°C)	1	2	3	4	5
$\Delta\epsilon'$ (%)	1,9	3,9	5,9	7,9	10,1
$\Delta\epsilon''$ (%)	1,5	3,1	4,6	6,2	7,78

9.3 Problème général

9.3.1 Description du problème multi-physique

Le problème posé consiste à évaluer de façon théorique l'élévation de la température sur l'échantillon sous exposition en chambre réverbérante (cf illustration Fig. 9.3). Il s'agit d'un problème multi-physique reliant des grandeurs électromagnétiques et des grandeurs thermiques. Le chauffage par ondes mm résulte de la rotation des molécules dipolaires du diélectrique. En présence du champ électrique statique dans le diélectrique, les molécules sont polarisées. Si le champ varie, les molécules s'orientent en fonction du champ. La rotation des molécules entraîne des "frottements" entre elles provoquant de la création de chaleur.

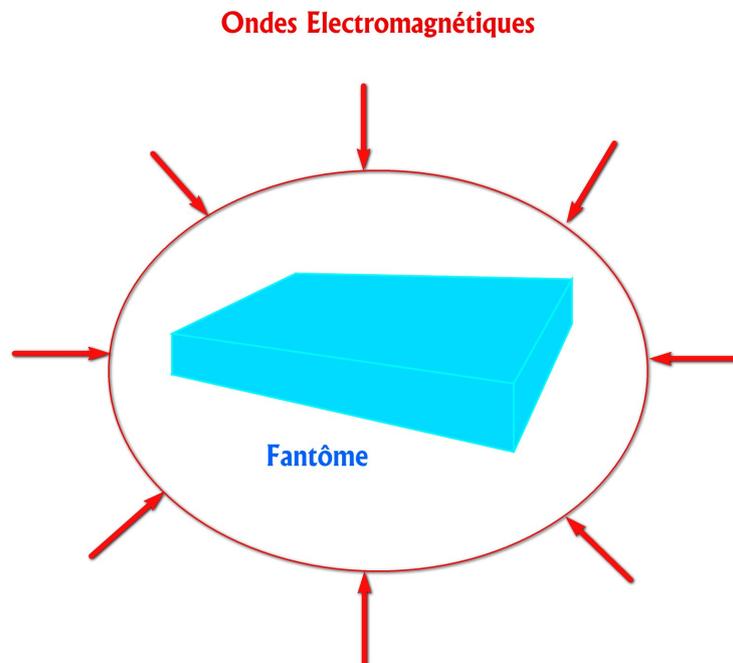


FIGURE 9.3 – Schéma d'illustration de l'échauffement du fantôme par ondes électromagnétiques en chambre réverbérante.

L'élévation de la température de l'échantillon est décrite par l'équation de la chaleur [2] en 3D :

$$\frac{\rho C}{k} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{Q_{\text{ch}}(x, y, z, t)}{k}, \quad (9.7)$$

où T désigne la température du fantôme, ρ est la densité massique (kg/m^3), C est la capacité calorifique ($\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$), k est la conductivité thermique ($\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$) et Q_{ch} est la quantité de chaleur par unité de volume (W/m^3) résultante de la densité de puissance électromagnétique incidente sur le fantôme. Les variables x , y et z sont les coordonnées spatiales dans le fantôme. Les échanges de chaleur entre le fantôme et le milieu extérieur sont décrits par les conditions

aux limites, elles sont de type Neumann :

$$\begin{cases} k \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = h \cdot (T - T_{\text{ext}}) \quad \forall x \in \partial\Omega_x, \\ k \cdot \frac{\partial T}{\partial y} = h \cdot (T - T_{\text{ext}}) \quad \forall y \in \partial\Omega_y, \\ k \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = h \cdot (T - T_{\text{ext}}) \quad \forall z \in \partial\Omega_z, \end{cases} \quad (9.8)$$

où h désigne le coefficient de transfert de chaleur décrivant les pertes de chaleur dans le sens du fantôme vers le milieu extérieur. T_{ext} désigne la température ambiante et $\partial\Omega = \partial\Omega_x \cup \partial\Omega_y \cup \partial\Omega_z$ représente la frontière entre le fantôme et le milieu extérieur. Le coefficient h regroupe les différents phénomènes d'échange de chaleur à savoir le rayonnement, la convection et l'évaporation [3] :

$$h = h_r + h_{cv} + h_e. \quad (9.9)$$

Le coefficient de transfert de chaleur par rayonnement est donné par [3] :

$$h_r = \sigma_{SB}(T + T_{\text{ext}})(T^2 + T_{\text{ext}}^2), \quad (9.10)$$

où σ_{SB} désigne la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma_{SB} = 5,670376 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$). Dans notre cas, nous ne prendrons en compte que les échanges de chaleur par rayonnement. A l'intérieur de la chambre réverbérante, la vitesse de déplacement de l'air est très faible, c'est la raison pour laquelle les échanges de chaleur par convection peuvent être négligés. Concernant les phénomènes d'évaporation, ils sont également négligeables puisque l'élévation de température observée sur notre échantillon sous test est de l'ordre de 1 °C.

9.3.2 Évaluation de la quantité de chaleur dissipée dans le fantôme

9.3.2.1 Cas d'une onde plane en incidence normale

Considérons une onde plane en incidence normale dans un milieu diélectrique de permittivité complexe $\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon''$ et de perméabilité magnétique μ . (cf illustration Fig. 9.4). Le champ électrique incident \vec{E}_i se propage suivant la direction $z > 0$. La propagation du champ électrique \vec{E}_i dans l'espace est décrite par l'équation d'Helmholtz :

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \vec{E} = 0, \quad (9.11)$$

où $k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$, k_0 désigne le nombre d'onde. La solution de l'équation 9.11 se propageant suivant la direction $z > 0$ est de la forme :

$$\vec{E}_i = \hat{x} E_0 \sqrt{2} \exp(-jk_0 z). \quad (9.12)$$

E_0 est l'amplitude efficace du champ électrique incident que nous considérons ici qu'il est polarisé suivant la direction z . A l'interface entre le diélectrique et l'espace libre, une fraction du champ incident est réfléchié suivant la direction $z < 0$, et une fraction est transmise dans le diélectrique. Le champ électrique \vec{E}_t et le champ magnétique \vec{H}_t transmis dans le diélectrique s'écrivent respectivement :

$$\vec{E}_t = \hat{x} T_n E_0 \sqrt{2} \exp(-\gamma z), \quad (9.13)$$

$$\vec{H}_t = \hat{y} \frac{T_n E_0 \sqrt{2}}{\eta} \exp(-\gamma z), \quad (9.14)$$

où T_n désigne le coefficient de transmission du champ électrique :

$$T_n = \frac{2\eta}{\eta_0 + \eta}. \quad (9.15)$$

$\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ et $\eta = j\omega\mu/\gamma$ sont respectivement les impédances intrinsèques de l'espace libre et du diélectrique.

La constante de propagation du champ électrique dans le diélectrique γ est telle que :

$$\gamma^2 = j\omega\mu(j\omega(\varepsilon' - j\varepsilon'')) = -\omega^2\mu\varepsilon' + j\omega^2\mu\varepsilon''. \quad (9.16)$$

Cherchons α et β tel que $\gamma = \alpha + j\beta$. La constante α est la constante d'atténuation (m^{-1}) du champ électrique dans le diélectrique. $1/\alpha$ représente l'épaisseur de peau, elle correspond à la profondeur z à laquelle l'amplitude du champ incident diminue de $1/e = 0,37$. β représente la constante de phase (rad/m).

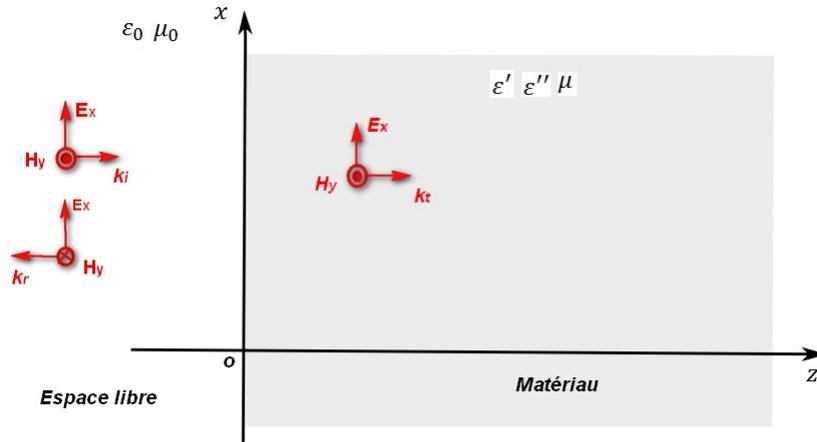


FIGURE 9.4 – Onde plane en incidence normale sur un milieu diélectrique.

Après quelques manipulations élémentaires on trouve :

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega^2\mu\varepsilon'(1 + \sqrt{1 + (\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'})^2})}{2}} = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\frac{\frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0}(1 + \sqrt{1 + (\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'})^2})}{2}}. \quad (9.17)$$

On en déduit l'expression de α :

$$\alpha = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\frac{\frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0}(-1 + \sqrt{1 + (\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'})^2})}{2}}, \quad (9.18)$$

où $c=1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ désigne la vitesse de la lumière dans le vide et la pulsation ω est remplacée par $2\pi f$ où f est la fréquence.

L'amplitude du champ électrique et du champ magnétique dans le diélectrique s'écrit respectivement :

$$|\vec{E}_t| = T_n E_0 \sqrt{2} \exp(-z/\delta), \quad (9.19)$$

$$|\vec{H}_t| = \frac{T_n E_0 \sqrt{2}}{\eta} \exp(-z/\delta), \quad (9.20)$$

avec $\delta = 1/\alpha$.

La densité de puissance instantanée associée à une onde électromagnétique est donnée par le vecteur de Poynting. La densité de puissance électromagnétique moyenne en tout point z dans le milieu s'écrit [4] :

$$\vec{S} = \frac{\vec{E} \times \vec{H}^*}{2} = \frac{|T_n|^2 |E_0|^2}{\eta^*} \exp(-2z/\delta) = \frac{\sqrt{\varepsilon^*}}{\sqrt{\mu}} |T_n|^2 |E_0|^2 \exp(-2z/\delta). \quad (9.21)$$

Par ailleurs le théorème de la conservation d'énergie, appelée théorème de Poynting relie le flux du vecteur de Poynting à l'énergie électromagnétique stockée (E_{magn} et E_{elec}) et à la puissance générée par unité de volume P_{dissip} [4], [5] :

$$\oint_S \vec{S} \cdot \vec{ds} = -P_{\text{dissip}} + j\omega(E_{\text{magn}} - E_{\text{elec}}), \quad (9.22)$$

avec

$$E_{\text{elec}} = \frac{\varepsilon'}{2} \iiint_v |\vec{E}|^2 dv, \quad (9.23)$$

$$E_{\text{magn}} = \frac{\mu_0}{2} \iiint_v |\vec{H}|^2 dv. \quad (9.24)$$

A partir de l'expression 9.22, on a :

$$P_{\text{dissip}} = -Re(\oint_S \vec{S} \cdot \vec{dS}). \quad (9.25)$$

Et d'après le théorème de Gauss-Ostrogradski [4],[5] :

$$P_{\text{dissip}} = -Re(\iiint_V \vec{\nabla} \cdot \vec{S} dv), \quad (9.26)$$

Sous forme locale

$$P_{\text{dissip}} = -Re(\vec{\nabla} \cdot \vec{S}). \quad (9.27)$$

Enfin la puissance dissipée dans le diélectrique, suivant la direction z de l'onde qui rappelle le est en incidence normale, s'écrit :

$$P_{\text{dissip}} = -Re(\vec{\nabla} \cdot \vec{S}) = \frac{2Re(\sqrt{\varepsilon^*})}{\delta \sqrt{\mu_0}} |T_n|^2 |E_0|^2 \exp(-2z/\delta). \quad (9.28)$$

On peut montrer que (cf. annexe F) :

$$\frac{2Re(\sqrt{\varepsilon^*})}{\delta \sqrt{\mu_0}} = \omega \varepsilon'' . \quad (9.29)$$

Alors, l'expression de la puissance par unité de volume dans le diélectrique devient :

$$P_{\text{dissip}} = \omega \varepsilon'' |T_n|^2 |E_0|^2 \exp(-2z/\delta). \quad (\text{W/m}^3) \quad (9.30)$$

9.3.2.2 Généralisation en chambre réverbérante

En chambre réverbérante, le champ électromagnétique est statiquement uniforme et isotrope. Le champ électromagnétique incident sur l'échantillon est assimilable à un spectre d'ondes planes de densité de puissance moyenne $\langle S_0 \rangle = E_w^2 / \eta_0$, où E_w représente l'amplitude efficace moyenne des ondes planes constituant le champ désordonné. Nous avons montré, dans le paragraphe précédent, que la densité de puissance évolue en $\exp(-2z/\delta)$ à l'intérieur du diélectrique à pertes. Alors, la densité de puissance à une profondeur z du fantôme en chambre réverbérante peut être exprimée par :

$$S(z) = \langle S_0 \rangle \bar{T}_p \exp(-2z/\delta). \quad (\text{W/m}^2) \quad (9.31)$$

où \bar{T}_p est le coefficient moyen d'absorption en puissance. Il dépend de l'angle d'incidence et des paramètres du diélectrique. Il est obtenu en moyennant le coefficient de transmission sur tous les angles d'incidence et des polarisations H et V [6],[7] :

$$\bar{T}_p = 2 \int_0^{\pi/2} \left\{ 1 - \frac{|\Gamma_{TM}(\theta)|^2 + |\Gamma_{TE}(\theta)|^2}{2} \right\} \cos \theta \sin \theta d\theta, \quad (9.32)$$

où $\Gamma_{TM}(\theta)$ et $\Gamma_{TE}(\theta)$ désignent les coefficients de réflexion de Fresnel d'une onde plane en polarisation transverse magnétique et transverse électrique dépendant de l'angle d'incidence, de la polarisation, des paramètres du diélectrique et de la fréquence [7] :

$$\Gamma_{TM}(\theta) = \frac{\mu k_0 \cos \theta - \mu_0 \sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta}}{\mu k_0 \cos \theta + \mu_0 \sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta}}, \quad (9.33)$$

$$\Gamma_{TE}(\theta) = \frac{\mu_0 k^2 \cos \theta - \mu k_0 \sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta}}{\mu_0 k^2 \cos \theta + \mu k_0 \sqrt{k^2 - k_0^2 \sin^2 \theta}}. \quad (9.34)$$

Les paramètres $k = \omega \sqrt{\mu(\varepsilon' - j\varepsilon'')}$ et $k_0 = \omega/c$ désignent respectivement le nombre d'onde du diélectrique et de l'espace libre. L'échantillon est un matériau non magnétique, d'où la perméabilité magnétique $\mu = \mu_0$.

La puissance dissipée par unité de volume à une profondeur z du diélectrique est déterminée à partir des relations 9.27 et 9.31. Un facteur 1/2 est introduit dans l'expression de la puissance dissipée puisque pour chaque surface infinitésimale, la probabilité pour qu'une onde incidente entre dans le matériau est de 1/2 [8]. On a alors :

$$P_{\text{dissip}}(z) = -\text{Re}(\vec{\nabla} \cdot \vec{S}) = \frac{1}{\delta} \langle S_0 \rangle \bar{T}_p \exp(-2z/\delta) = P_{\text{dissip}_0} \exp(-2z/\delta), \quad (\text{W/m}^3) \quad (9.35)$$

avec $P_{\text{dissip}_0} = \langle S_0 \rangle \bar{T}_p / \delta$.

Considérons un fantôme ayant une forme parallélépipédique de dimensions L_x , L_y et L_z , la puissance dissipée à un profondeur (x, y, z) est :

$$P_{\text{dissip}}(x, y, z) = P_{\text{dissip}_0} [\exp(-2x/\delta) + \exp(-2(L_x - x)/\delta) + \exp(-2y/\delta) + \exp(-2(L_y - y)/\delta) + \exp(-2z/\delta) + \exp(-2(L_z - z)/\delta)]. \quad (9.36)$$

La puissance dissipée par effet joule dans l'échantillon se transforme en chaleur ; alors le terme $Q_{ch}(x, y, z)$ dans l'équation de la chaleur s'exprime de la même manière que $P_{dissip}(x, y, z)$:

$$Q_{ch}(x, y, z) = Q_{ch0}[\exp(-2x/\delta) + \exp(-2(L_x - x)/\delta) + \exp(-2y/\delta) + \exp(-2(L_y - y)/\delta) + \exp(-2z/\delta) + \exp(-2(L_z - z)/\delta)], \quad (9.37)$$

avec $Q_{ch0} = \langle S_0 \rangle \bar{T}_p / \delta$.

Nous avons fait une approximation en considérant que l'énergie électromagnétique se propageant à l'intérieur du fantôme suit la direction normale. Dans un premier temps, nous nous limiterons à cette formulation simplifiée. Cependant la direction de propagation devrait être introduite dans le calcul du terme source si toutefois on constate un écart important entre le modèle analytique et les mesures.

9.3.3 Résolution de l'équation de la chaleur pour une géométrie finie

Dans cette section, nous nous intéressons à la résolution de l'équation de la chaleur établie dans la section précédente. Afin d'alléger le calcul, nous considérons l'équation de la chaleur à une dimension. Dans un premier temps, nous considérons uniquement une exposition sur une face du fantôme. Ensuite, nous étendons le calcul pour une exposition sur les deux faces parallèles.

9.3.3.1 Exposition sur une face

La figure 9.5 illustre le problème thermique que nous cherchons à résoudre ($L_z \gg \delta$). Le plan $z = 0$ est illuminé par des ondes mm. L'épaisseur de l'échantillon est L_z . Les propriétés physiques et thermiques de l'échantillon sont la capacité calorifique C , la densité massique ρ et la conductivité thermique k . Le coefficient $\zeta = h/k$ appelé effusivité thermique caractérise la capacité du fantôme à échanger de la chaleur avec son environnement.

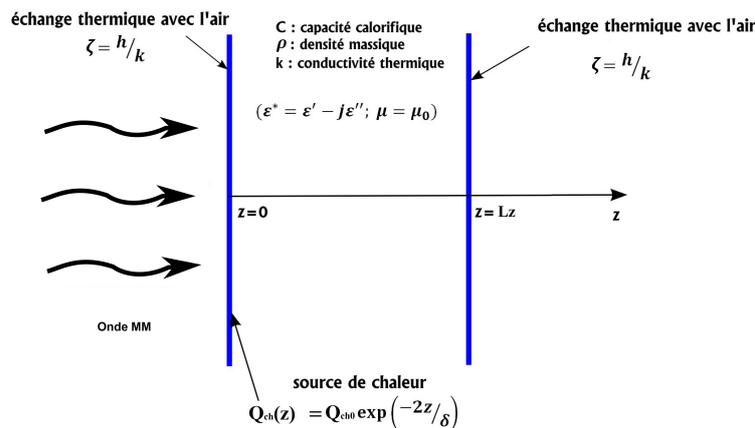


FIGURE 9.5 – Illustration de l'illumination d'un fantôme par onde mm sur une seule face ($z = 0$).

Le problème décrit ci-dessous est formalisé par un système d'équations constitué de l'équation de la chaleur, de deux conditions aux limites en $z = 0$ et en $z = L_z$ et d'une condition initiale :

$$\left\{ \begin{array}{l} C\rho \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + Q_{\text{ch}}(z, t), \text{ pour } 0 \leq z < L_z, \\ k \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_{\text{ext}}), \text{ à } z = 0, \\ -k \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_{\text{ext}}), \text{ à } z = L_z, \\ T = T_{\text{ext}} \text{ à } t = 0. \end{array} \right. \quad (9.38)$$

On procède à un changement de variable en posant T_r le contraste de température matériau/extérieur tel que : $T_r = T - T_{\text{ext}}$, puis on introduit les grandeurs α_t (diffusivité) et ζ (effusivité) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\alpha_t} \frac{\partial T_r}{\partial t} = \frac{\partial^2 T_r}{\partial z^2} + \frac{Q_{\text{ch}}(z, t)}{k}, \text{ pour } 0 \leq z < L_z, \\ -\frac{\partial T_r}{\partial z} + \zeta T_r = 0 \text{ à } z = 0, \\ \frac{\partial T_r}{\partial z} + \zeta T_r = 0 \text{ à } z = L_z, \\ T_r = 0 \text{ à } t = 0. \end{array} \right. \quad (9.39)$$

avec $\alpha_t = k/\rho C$ et $\zeta = h/k$.

Ce système d'équations peut être résolu par des techniques de transformation intégrale associées à une résolution de problèmes aux valeurs propres [9]. On introduit la transformée de Fourier telle que définie dans [10] :

$$\hat{T}_r(\nu_n, t) = \int_0^{L_z} K(\nu_n, z) T_r(z, t) dz, \quad (9.40)$$

où $K(\nu_n, z)$ est le noyau de l'opérateur et correspond à la fonction caractéristique normalisée du problème aux valeurs propres suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 K}{\partial z^2} + \nu^2 K = 0, \\ -\frac{\partial K}{\partial z} + \zeta K = 0 \text{ à } z = 0, \\ \frac{\partial K}{\partial z} + \zeta K = 0 \text{ à } z = L_z, \end{array} \right. \quad (9.41)$$

où ν est une valeur propre. La solution du problème aux valeurs propres 9.41 est :

$$K(\nu_n, z) = \frac{\sqrt{2}(\nu_n \cos \nu_n z + \zeta \sin \nu_n z)}{\sqrt{L_z(\nu_n^2 + \zeta^2) + 2\zeta}}, \quad (9.42)$$

avec les valeurs propres ν_n qui sont racines de l'équation :

$$\tan(\nu_n L_z) = \frac{2\nu_n \zeta}{\nu_n^2 - \zeta^2}. \quad (9.43)$$

On applique l'opération de la transformée de Fourier définie par l'expression 9.40 sur l'équation de la propagation de chaleur (Eq. 9.39) :

$$\frac{1}{\alpha_t} \frac{\partial \hat{T}_r}{\partial t} = -\nu_n^2 \hat{T}_r + \frac{1}{k} \int_0^{L_z} Q_{\text{ch}}(z, t) K(\nu_n, z) dz, \quad (9.44)$$

ce qui implique :

$$\frac{\partial \hat{T}_r}{\partial t} + \alpha_t \nu_n^2 \hat{T}_r = \phi, \quad (9.45)$$

avec

$$\phi = \alpha_t \frac{1}{k} \times \int_0^{L_z} Q_{\text{ch}}(z, t) K(\nu_n, z) dz. \quad (9.46)$$

L'équation 9.45 est une équation différentielle de premier ordre en t . En lui associant la condition initiale $\hat{T}_r = 0$ à $t = 0$, on obtient la solution suivante :

$$\hat{T}_r(\nu_n, t) = \frac{\phi}{\alpha_t \nu_n^2} (1 - \exp(-\alpha_t \nu_n^2 t)) \quad (9.47)$$

On introduit la transformée inverse de Fourier définie dans [10] par :

$$T_r(z, t) = \int_0^{L_z} K(\nu_n, z) \hat{T}_r(\nu_n, z) d\nu_n = \sum_{n=1}^{\infty} K(\nu_n, z) \hat{T}_r(\nu_n, t), \quad (9.48)$$

d'où :

$$T_r(z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} K(\nu_n, z) \frac{\phi}{\alpha_t \nu_n^2} (1 - \exp(-\alpha_t \nu_n^2 t)). \quad (9.49)$$

La solution $T(z, t)$ est telle que :

$$\left\{ \begin{array}{l} T(z, t) - T_{\text{ext}} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sqrt{2}(\nu_n \cos \nu_n z + \zeta \sin \nu_n z)}{\sqrt{L_z(\nu_n^2 + \zeta^2) + 2\zeta}} \frac{\phi}{\alpha_t \nu_n^2} (1 - \exp(-\alpha_t \nu_n^2 t)), \\ \text{avec } \phi = \alpha_t \frac{1}{k} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{L_z(\nu_n^2 + \zeta^2) + 2\zeta}} \times \int_0^{L_z} Q_{\text{ch0}} \exp(-2z/\delta) (\nu_n \cos \nu_n z + \zeta \sin \nu_n z) dz, \\ \tan(\nu_n L_z) = \frac{2\nu_n \zeta}{\nu_n^2 - \zeta^2}, \quad \alpha_t = k/\rho C, \quad \zeta = h/k. \end{array} \right. \quad (9.50)$$

9.3.3.2 Exposition sur deux faces parallèles

Dans cette partie, nous cherchons à déterminer l'élévation de la température à une profondeur z du fantôme pour une exposition du fantôme sur les deux parois parallèles ($z = 0$ et $z = L_z$) (cf Fig. 9.6). La démarche pour la résolution du système d'équations est identique à celle pour une illumination sur une face. La seule différence est liée au terme de source qui devient :

$$Q_{\text{ch}}(z) = Q_{\text{ch0}} [\exp(-2z/\delta) + \exp(-2(L_z - z)/\delta)]. \quad (9.51)$$

On aboutit à la même forme d'expression (Eq. 9.50) mais le terme ϕ est calculé de la manière suivante :

$$\phi = \alpha_t \frac{1}{k} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{L_z(\nu_n^2 + \zeta^2) + 2\zeta}} \times \int_0^{L_z} Q_{\text{ch0}} [\exp(-2z/\delta) + \exp(-2(L_z - z)/\delta)] (\nu_n \cos \nu_n z + \zeta \sin \nu_n z) dz. \quad (9.52)$$

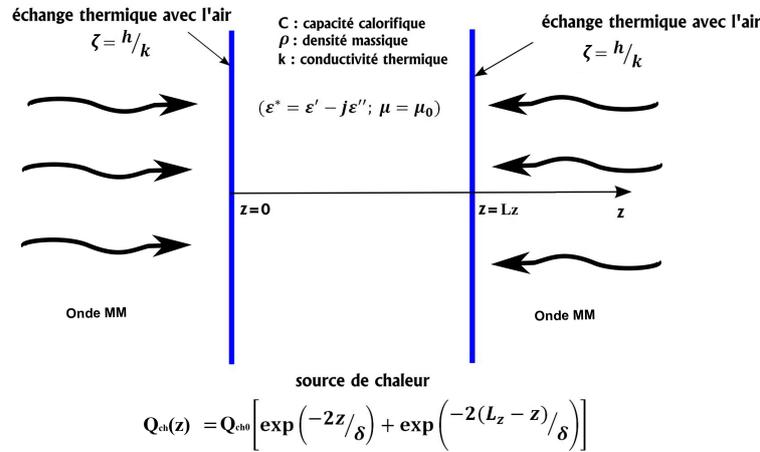


FIGURE 9.6 – Illustration de l’illumination d’un fantôme par onde mm sur deux faces parallèles ($z = 0$ et $z = L_z$).

9.3.3.3 Synthèse

Considérons un fantôme d’épaisseur $L_z = 1,4$ cm. La table 9.2 présente les paramètres thermiques et physiques du fantôme d’eau à 4 % d’agar que nous utilisons pour cette analyse. Dans la figure 9.7, on trace l’évolution de la température à la surface du fantôme ($z = 0$) via le modèle théorique d’exposition sur une face. La densité de puissance incidente sur le fantôme est de 200 W/m^2 et la durée d’exposition est de 300 s. Cette solution est comparée au modèle proposé par Foster et *al.* [2] pour un fantôme d’épaisseur semi infinie. On note l’excellent accord entre ces deux solutions.

TABLE 9.2 – Propriétés thermiques, physiques et l’épaisseur de peau à 60 GHz du fantôme d’eau.

	$k, \text{ W/(m.K)}$	$\rho, \text{ kg/m}^3$	$C, \text{ J/(kg.K)}$	$h, \text{ J/m}^2.\text{K}$	ϵ'	ϵ''	$\delta, \text{ mm}$
Agar 4 %	0,548 [11]	1000 [12]	4012 [12]	5,7*	11,9* [1]	19,5* [1]	0,34

* La permittivité complexe et le coefficient de transfert de chaleur sont déterminés pour $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

Nous traçons en figure 9.8 le modèle théorique pour une exposition sur une face (modèle 1-Face) et celui pour une exposition sur deux faces (modèle 2-Faces). Pour une durée d’exposition inférieure à 120 s, les deux courbes sont confondues. Au-delà de 120 s, la température pour le modèle 2-Faces est plus élevée que celle issue du modèle 1-Face. Au-delà de 120 s, l’onde thermique s’est propagée dans l’épaisseur du matériau et le gradient température subsistant contribue à l’échauffement de la face opposée. L’épaisseur de peau du fantôme δ est égale à 0,34 mm à 60 GHz, alors l’onde électromagnétique est significativement atténuée dans le fantôme au-delà de 4 à 5 fois δ . Par contre, nous avons vu que le gradient de température subsiste dans le fantôme au-delà de 1,4 cm (épaisseur du fantôme). Ce résultat prouve que l’utilisation du modèle 1-Face ne suffit pas pour prédire le gradient de température sur le fantôme pour une exposition en chambre réverbérante.

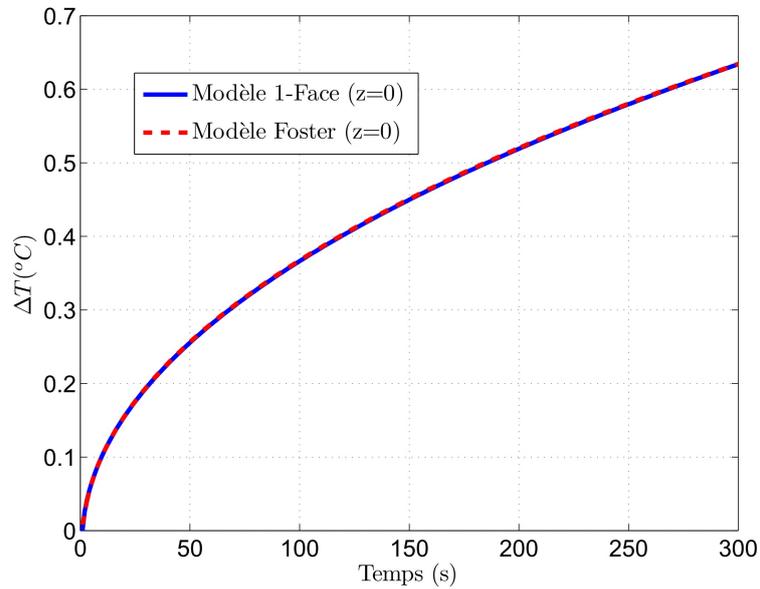


FIGURE 9.7 – Comparaison du modèle théorique pour une exposition sur une face (modèle 1-Face) au modèle de Foster [2]. L'élévation de la température est calculée pour $z = 0$ et pour une densité de puissance surfacique égale à 200 W/m^2 .

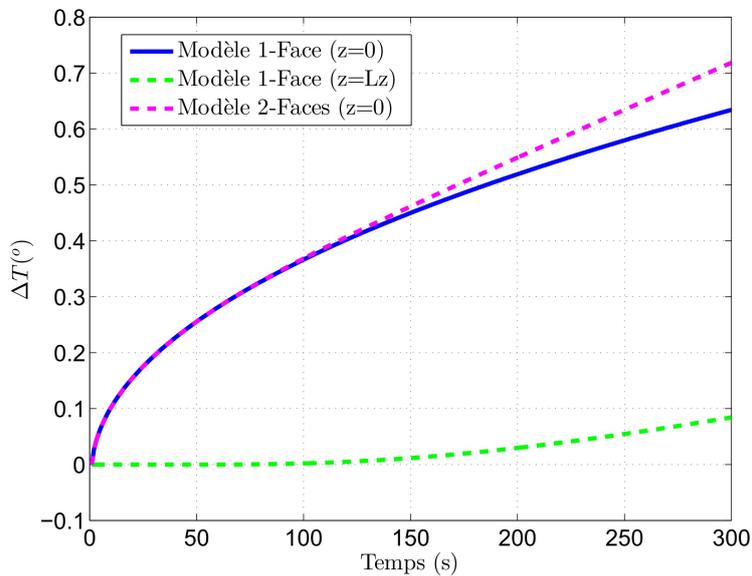


FIGURE 9.8 – Comparaison du modèle théorique pour une exposition sur une face (Modèle 1-Face) au modèle théorique pour une exposition sur deux faces (modèle 2-Faces). L'élévation de la température est calculée pour $z = 0$ et pour une densité de puissance surfacique égale à 200 W/m^2 .

9.4 Mesures thermiques avec la caméra IR

Cette section est consacrée aux mesures d'élévation de la température du fantôme via le hublot. Ces mesures permettent également d'évaluer le DAS et l'uniformité du champ dans la chambre. Tout d'abord, nous présentons le processus de fabrication du fantôme d'eau. Puis, nous évaluons la transmittance en IR du hublot dans une petite chambre anéchoïque. Enfin, nous procédons aux mesures dans la chambre réverbérante.

9.4.1 Protocole de la fabrication du fantôme

Le protocole de fabrication d'un fantôme d'eau est simple. Dans nos mesures, nous utilisons un fantôme constitué d'eau avec une concentration de 4 % d'agar. En fonction de la taille du fantôme que l'on souhaite fabriquer, on mesure la quantité d'eau déminéralisée nécessaire. On mesure également la quantité d'agar à l'aide d'une balance (Fig. 9.9(a)) pour obtenir une concentration de 4 % d'agar. Puis l'eau est chauffée dans une casserole à l'aide d'une plaque de cuisson (Fig. 9.9(b)). Au bout de quelques minutes (environ 5 minutes), on rajoute l'agar tout en assurant un bon mélange de l'ensemble. On laisse chauffer pendant quelques minutes puis on verse le liquide dans un récipient qui va donner sa forme au fantôme. On laisse le liquide se refroidir durant quelques heures (Fig. 9.9(c)). Le fantôme d'eau présente des propriétés thermiques et physiques très proches de celles de l'eau. La conductivité thermique k et la capacité calorifique C nous ont été fournies par Carole LEDUC, doctorante à l'IETR, qui a effectué des mesures au sein du laboratoire de Thermocinétique de Nantes [13]. Ainsi, les valeurs utilisées dans nos analyse sont : $k = 0,663 \text{ W}/(\text{m.K})$; $C = 3769,94 \text{ J}/(\text{kg.K})$.

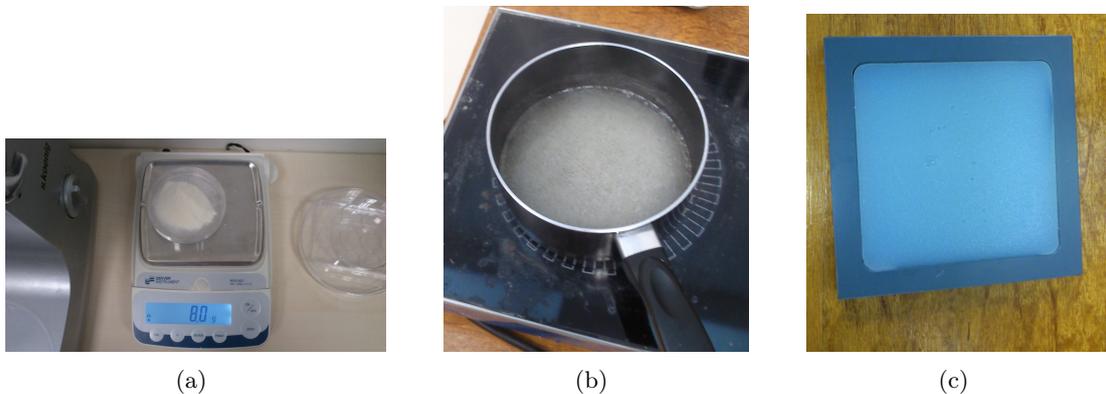


FIGURE 9.9 – Balance pour le pesée de la quantité d'agar (a). Casserole pour la fabrication du fantôme (b). Fantôme gélifié (c).

9.4.2 Évaluation de la transmittance du hublot en espace libre

La figure 9.10 montre une photo de la configuration pour la mesure de la transmittance en IR du hublot dans une chambre anéchoïque. Les mesures sont réalisées dans une chambre anéchoïque afin d'éviter les réflexions pouvant entraîner des perturbations. Le hublot est posé sur un support et positionné face à l'objectif de la caméra. La source millimétrique est positionnée à l'extérieur de l'enceinte et à l'aide de guides d'onde, on illumine le fantôme en

incidence normale. Nous avons effectué les mesures sur les échantillons de hublot dont nous disposons (période de grille : $100\ \mu\text{m}$ et $200\ \mu\text{m}$). La transmittance en IR correspond au rapport entre la température relative mesurée en présence du hublot et celle en absence du hublot (Fig. 9.11); la durée d'exposition est de 30 s. Les valeurs expérimentales de transmittance des hublots (64,5 % et 77 %, en moyennant sur l'intervalle 10 s à 30 s) sont proches de celles théoriques (61 % et 79 %). Pour les mesures en chambre réverbérante, nous utilisons le hublot de diamètre $200\ \mu\text{m}$ puisqu'il présente une transmittance plus élevée. Nous avons montré dans le chapitre précédent que la présence des hublots sur une des parois de la chambre n'a pas d'impact sur le coefficient de qualité de la chambre.

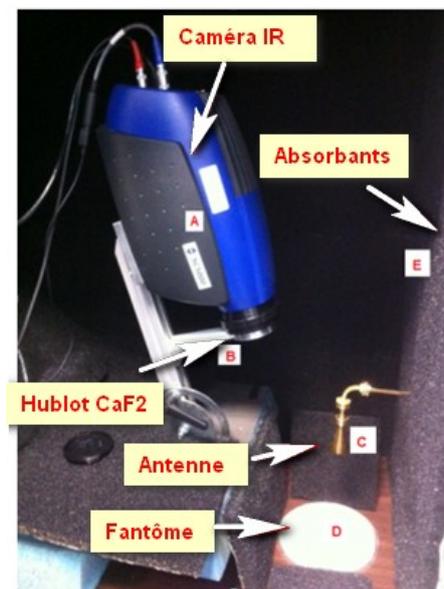


FIGURE 9.10 – Photo de la configuration pour la mesure de la transmittance des hublots en chambre anéchoïque. Les différents éléments sont : A) caméra IR; B) hublot en CaF_2 ; C) antenne millimétrique; D) fantôme; E) absorbants de la chambre anéchoïque.

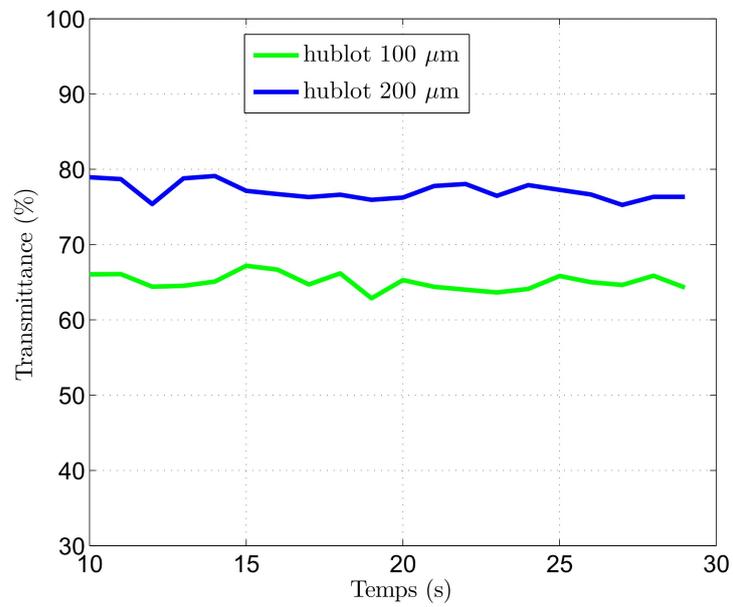


FIGURE 9.11 – Transmittance en IR des deux échantillons de hublot.

9.4.3 Mesure de l'élévation de la température du fantôme sous exposition

La figure 9.12 montre une photo de la chaîne d'instrumentation pour les mesures thermiques sur un échantillon dans notre chambre réverbérante. La caméra est positionnée sur la face latérale de la chambre ; l'objectif de la caméra est placé face au hublot. Le fantôme est positionné verticalement sur un support en mousse et face à l'objectif de la caméra (Fig. 9.13). Les dimensions du fantôme sont : $9,9 \times 9,9 \times 1,4 \text{ cm}^3$.

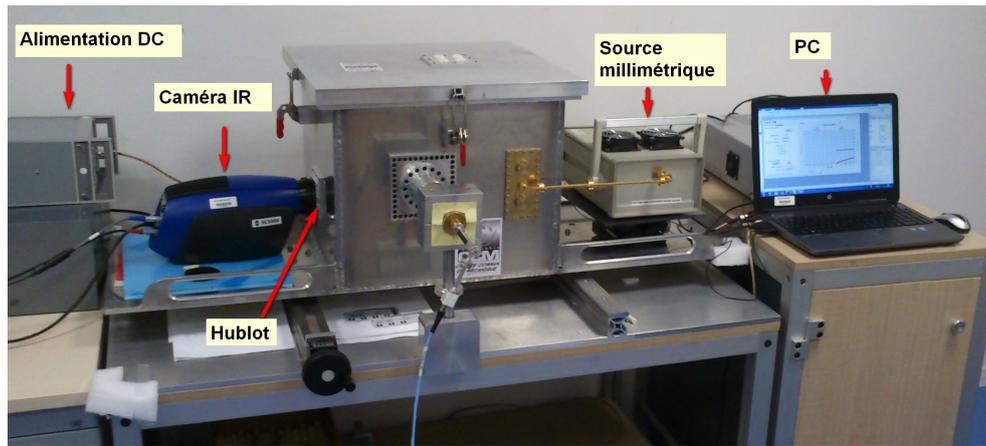


FIGURE 9.12 – Chaîne d'instrumentation pour les mesures thermiques sur un échantillon en CRBM.

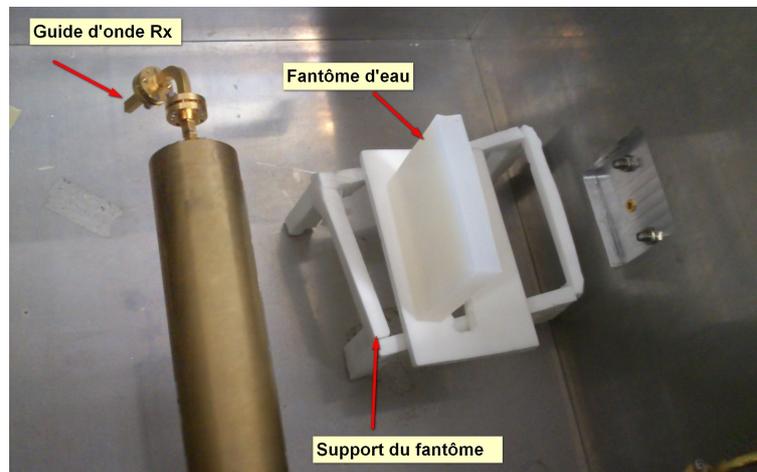


FIGURE 9.13 – Mesures thermiques : vue intérieure de la CRBM.

Tout d'abord on s'intéresse à l'impact du fantôme sur le coefficient de qualité de la chambre. Nous avons évalué le coefficient de qualité de la chambre en présence du fantôme dans la bande 58,5-61,5 GHz. Les résultats présentés dans la figure 9.14 montrent que le coefficient de qualité de la chambre diminue d'un facteur de l'ordre de 2 à 3. L'impact de la charge que représente le fantôme sur la chambre n'est pas négligeable, néanmoins la valeur du coefficient de qualité est suffisamment élevée pour un fonctionnement adéquat de la chambre.

La diminution du coefficient de qualité de la chambre due à la présence du fantôme est

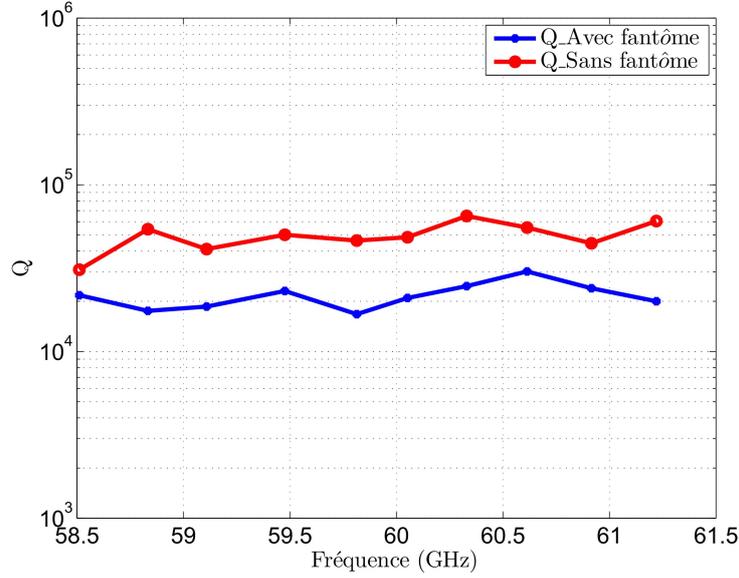


FIGURE 9.14 – Coefficient de qualité de la CRBM en présence du fantôme de dimension $9,9 \times 9,9 \times 1,4 \text{ cm}^3$.

calculable puisque nous connaissons les propriétés diélectriques ainsi que les dimensions géométriques du fantôme. Le coefficient de qualité de la CRBM, noté Q_{total} , en présence du fantôme dans la chambre s'exprime :

$$\frac{1}{Q_{\text{total}}} = \frac{1}{Q_{\text{vide}}} + \frac{1}{Q_{\text{obj}}}, \quad (9.53)$$

où Q_{obj} désigne le coefficient de qualité de la chambre sans l'objet et Q_{obj} est le coefficient de qualité associé aux pertes dans l'objet sous test.

Par ailleurs le coefficient de qualité associé aux pertes dans un objet en CRBM s'écrit [14] :

$$Q = \frac{2\pi V}{\lambda_0 \langle \sigma_a \rangle}, \quad (9.54)$$

où V désigne le volume de la chambre, λ_0 est la longueur d'onde en espace libre et $\langle \sigma_a \rangle$ est la surface efficace moyenne de l'objet. $\langle \sigma_a \rangle$ est reliée à la surface totale A et au coefficient moyen d'absorption en puissance (cf Eq. 9.32) de l'objet par la relation suivante [7] :

$$\langle \sigma_a \rangle = \frac{A}{2} \bar{T}_p. \quad (9.55)$$

A partir des expressions 9.53-9.55, on a :

$$Q_{\text{total}} = \left(\frac{1}{Q_{\text{vide}}} + \frac{\lambda_0 A \bar{T}_p}{4\pi V} \right)^{-1}. \quad (9.56)$$

On trace dans la figure 9.15, le coefficient de qualité de la CRBM en présence du fantôme issu des mesures de puissance dans la chambre et celui calculé à l'aide de la relation 9.56 et du coefficient de qualité de la CRBM à vide issu de la mesure. L'écart entre les deux courbes varie avec la fréquence, il est compris entre 3,7 % et 37 %.

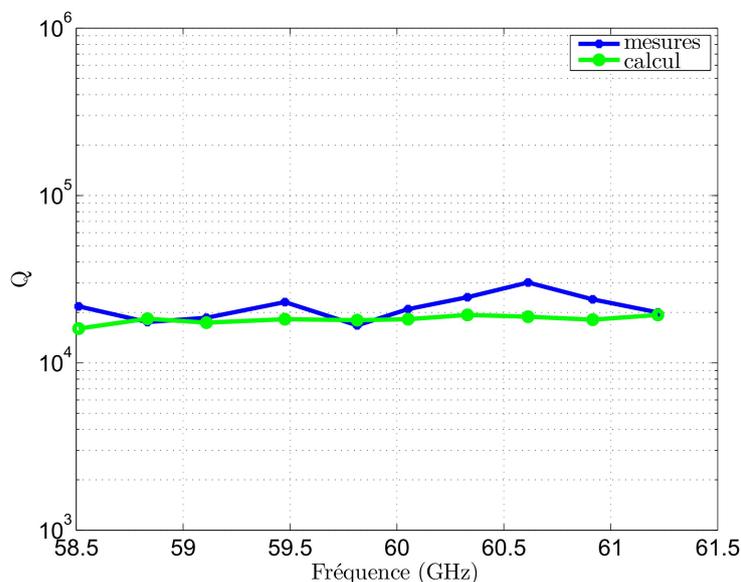


FIGURE 9.15 – Coefficient de qualité de la CRBM en présence du fantôme de dimension $9,9 \times 9,9 \times 1,4 \text{ cm}^3$. La courbe en couleur bleu est issue de la mesure et la courbe en couleur vert est synthétisée à partir de l’expression 9.56.

Description du protocole

Les mesures sont réalisées dans une bande Δf de 300 MHz centrée autour de la fréquence centrale $f_c = 59,3 \text{ GHz}$. On effectue un brassage par saut de fréquence en choisissant $N = 30$ fréquences régulièrement réparties dans la bande Δf . Le processus de brassage est automatisé via le PC et la durée de balayage des 30 fréquences est de 5 s. Pour chaque fréquence, on mesure la puissance dans la chambre via le guide d’onde Rx (Fig. 9.13). Les mesures de puissance et les mesures thermiques sont effectuées simultanément. La caméra IR est pilotée via une suite logicielle radiométrique [15]. Quelques paramètres radiométriques doivent être fournis à la caméra via une interface graphique. Parmi ces paramètres, certains sont essentiels : l’émissivité du fantôme (très proche de 1 pour l’eau) ; la transmittance (due à la présence du hublot) ; la température ambiante ; la bande passante de la caméra ($2,5\text{-}5 \mu\text{m}$).

9.4.4 Analyse des résultats

Avec la caméra IR, on effectue une acquisition d’une image par seconde, ce qui nous fait au total 300 images sur la durée totale d’exposition (300 s). Les photos dans la figure 9.16 montrent la distribution de la température relative sur la surface du fantôme à différents instants séparés de 30 s. On remarque que les valeurs de température aux bords du fantôme sont plus élevées que celles sur le reste de la surface exposée. L’explication repose sur le fait que les directions d’arrivée des ondes incidentes sur les bords sont plus importantes que celles sur les faces. Ce phénomène peut être évité en utilisant des fantômes ayant des formes qui ne présentent pas de bords bien marqués (Fig. 9.20). Si on fait abstraction des bords du fantôme, on constate une certaine uniformité de la distribution de la température. Dans la figure 9.18, nous avons tracé, dans l’intervalle 0 à 300 s, la moyenne et l’écart type de la température sur une zone délimitée par le cadre bleu (cf Fig. 9.17). La valeur de l’écart type est faible par

rapport à la valeur moyenne de la température. Elle est inférieure à $0,035\text{ }^{\circ}\text{C}$ dans l'intervalle 0-300 s. Cela est un bon indicateur de l'uniformité de la distribution de la température. Dans la figure 9.19, on représente l'histogramme de la distribution de la température à 300 s. Les valeurs sont centrées autour de $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ et sont comprises entre $0,9\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $1,1\text{ }^{\circ}\text{C}$. L'histogramme de la distribution de température est très proche d'une gaussienne.

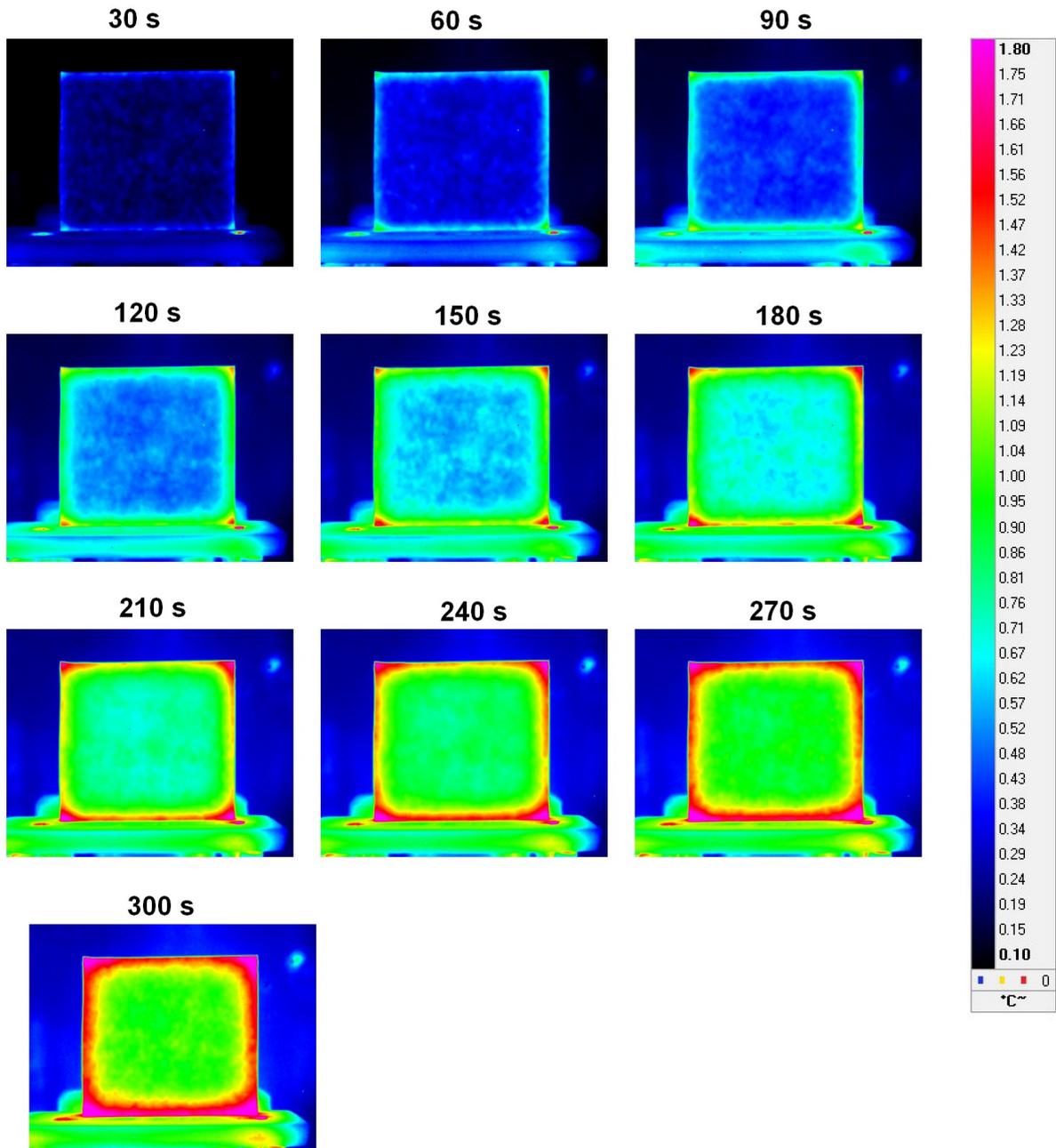


FIGURE 9.16 – Distribution de la température sur le fantôme en fonction de la durée d'exposition.

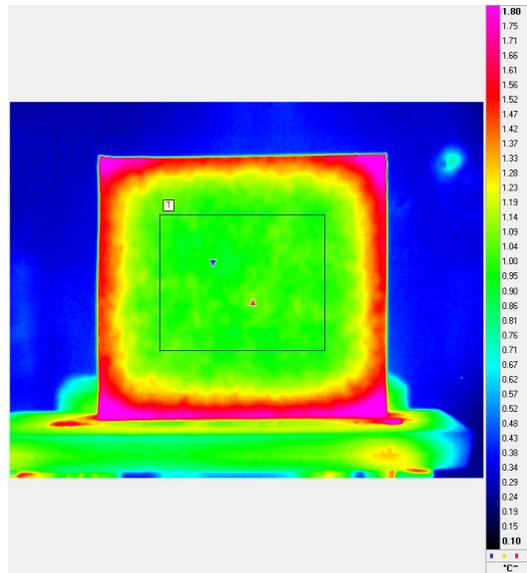


FIGURE 9.17 – Distribution de la température à 300 s sur le fantôme.

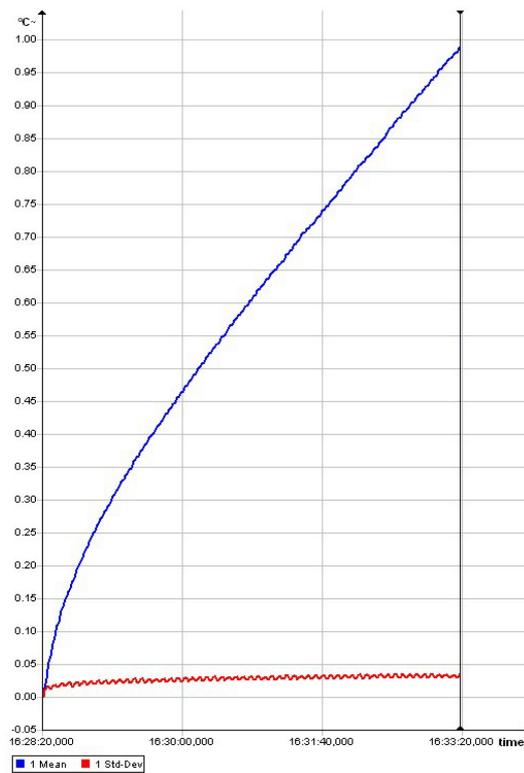


FIGURE 9.18 – Évolution de la température moyenne (en bleu) et de l'écart type (en rouge) en fonction de la durée d'exposition.

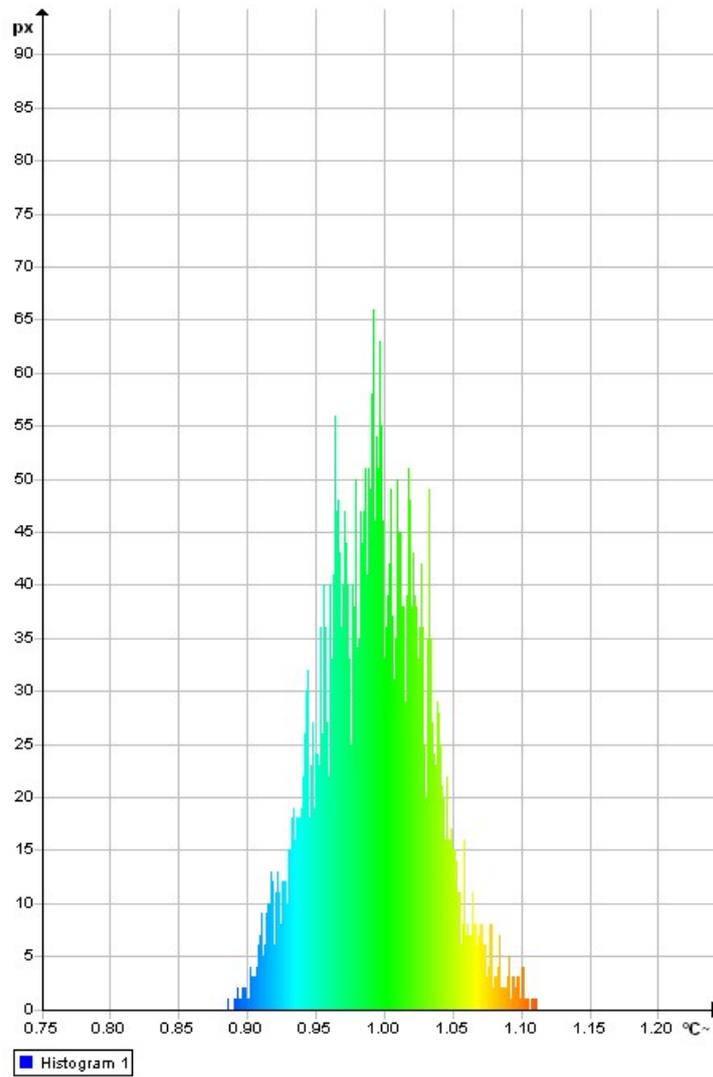


FIGURE 9.19 – Histogramme de la distribution de la température à 300 s, sur la surface du fantôme.

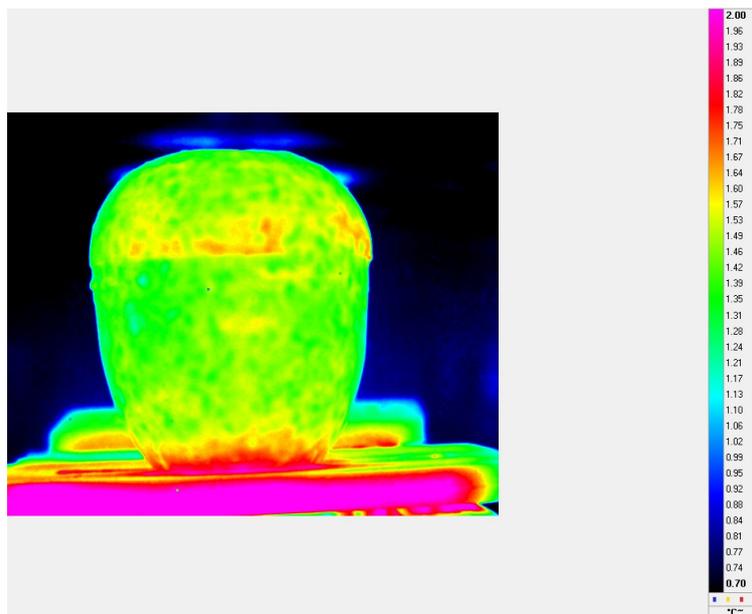


FIGURE 9.20 – Distribution de la température à 300 s, sur un fantôme dont la forme n'entraîne pas des effets de bord.

– **Comparaison des modèles analytiques et mesures thermiques**

Dans l’objectif de valider les mesures thermiques via la caméra IR, nous comparons la température moyenne du fantôme issue des mesures à l’estimation théorique de la température à l’aide du modèle analytique avec une exposition sur les deux faces (cf Fig. 9.21). Le modèle analytique découle de la résolution de l’équation de la chaleur prenant comme paramètres d’entrée : la permittivité complexe ε^* , le coefficient moyen d’absorption en puissance \bar{T}_p , la conductivité thermique k , la capacité calorifique C , le coefficient de transfert de chaleur h et la densité de puissance moyenne incidente $\langle S_0 \rangle$. Notons que dans le modèle théorique, la densité puissance est issue de la mesure de la puissance moyenne dans la chambre. Cette dernière est reliée à la densité de puissance via l’aire effective de l’antenne de réception :

$$\langle S_0 \rangle = \frac{\langle P_r \rangle}{A_e}, \tag{9.57}$$

avec $A_e = \lambda_0^2/8\pi^2$. $\langle P_r \rangle$ désigne la puissance moyenne mesurée aux bornes de l’antenne de réception. Le moyennage est effectué sur $N = 30$ mesures de puissance réparties dans une bande de fréquence $\Delta f = 300$ MHz.

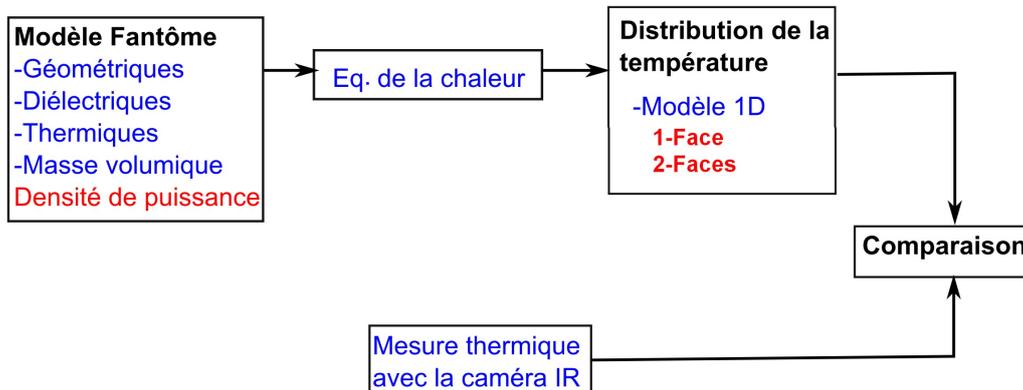


FIGURE 9.21 – Diagramme synthétisant la démarche pour la validation des modèles analytiques et des mesures thermiques.

Les résultats tracés dans la figure 9.22 montrent une bonne adéquation entre la mesure et la courbe théorique pour l’exposition sur deux faces. Ces résultats prouvent que les valeurs de la température mesurée à l’aide la caméra IR via le hublot correspondent effectivement aux élévations de la température du fantôme résultantes de l’exposition aux ondes millimétriques.

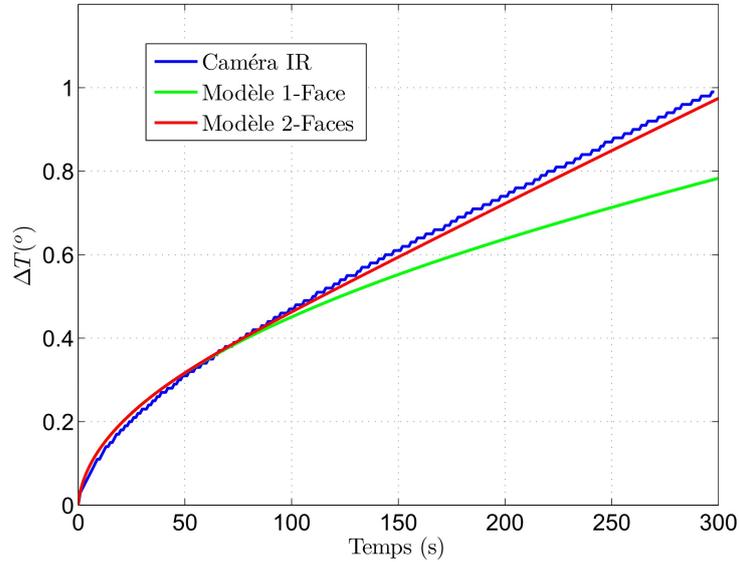


FIGURE 9.22 – Comparaison de la température moyenne expérimentale à l’estimation théorique par le modèle 1D avec exposition sur une face et celui avec l’exposition sur deux faces.

– **Détermination du débit d’absorption spécifique**

Par ailleurs, l’objectif final consiste à mesurer le débit d’absorption spécifique (DAS) du fantôme à partir des mesures thermiques de la caméra IR. On rappelle que le DAS est la grandeur qui quantifie la puissance absorbée par unité de masse, elle est définie par :

$$DAS = \frac{P}{m}, \tag{9.58}$$

$$= \frac{\sigma |\vec{E}|^2}{\rho}, \tag{9.59}$$

$$= C \frac{dT}{dt} \Big|_{t=0}, \tag{9.60}$$

où P désigne la puissance dissipée dans l’échantillon (W), m est la masse de l’échantillon (kg), $\sigma = \omega \varepsilon'' + \sigma_i$ sa conductivité exprimée en S (σ_i est négligée en mm pour la peau et les autres tissus), \vec{E} est le champ électrique dans l’échantillon (V/m), ρ est sa masse volumique (kg/m^3), C est la capacité calorifique (J/kg.K), T est la température ($^{\circ}\text{C}$) et t est le temps (s).

Le DAS peut être déterminé à partir de la courbe du gradient de la température expérimentale et à l’aide de la relation 9.60. Cette approche basée sur le calcul de la pente du gradient de la température n’est pas très précise, nous lui préférons une technique alternative.

Dans l’expression 9.59, le terme $\sigma |\vec{E}|^2$ correspond à la puissance dissipée par unité de volume dans l’échantillon. Nous avons montré que, dans le cadre d’une exposition en CRBM, ce terme s’exprime de la manière suivante :

$$\sigma |\vec{E}|^2 = \frac{\langle S_0 \rangle \bar{T}_p}{\delta} \cdot \exp(-2z/\delta), \tag{9.61}$$

où $\langle S_0 \rangle$ désigne la densité de puissance moyenne incidente sur l'échantillon, \bar{T}_p est le coefficient de transmission moyenne, δ est l'épaisseur de peau et z est la profondeur de pénétration de l'énergie électromagnétique. Alors, l'expression du DAS à une profondeur z du fantôme est déduite à partir des relations 9.59 et 9.61 :

$$DAS(z) = \frac{\langle S_0 \rangle \bar{T}_p}{\delta \cdot \rho} \cdot \exp(-2z/\delta), \quad (9.62)$$

$$DAS_0 = \frac{\langle S_0 \rangle \bar{T}_p}{\delta \cdot \rho}. \quad (9.63)$$

DAS_0 désigne la valeur maximale du DAS, i.e à $z = 0$.

Notre démarche consiste à déterminer la valeur maximale du DAS à partir deux approches différentes que nous comparerons ensuite. La première approche est dite directe, il s'agit d'une mesure directe de la densité de puissance dans la chambre et d'en déduire le DAS. Quant à la seconde approche, elle s'appuie sur le modèle analytique et le gradient de la température expérimentale pour en déduire la densité de puissance et le DAS (cf Fig. 9.23).

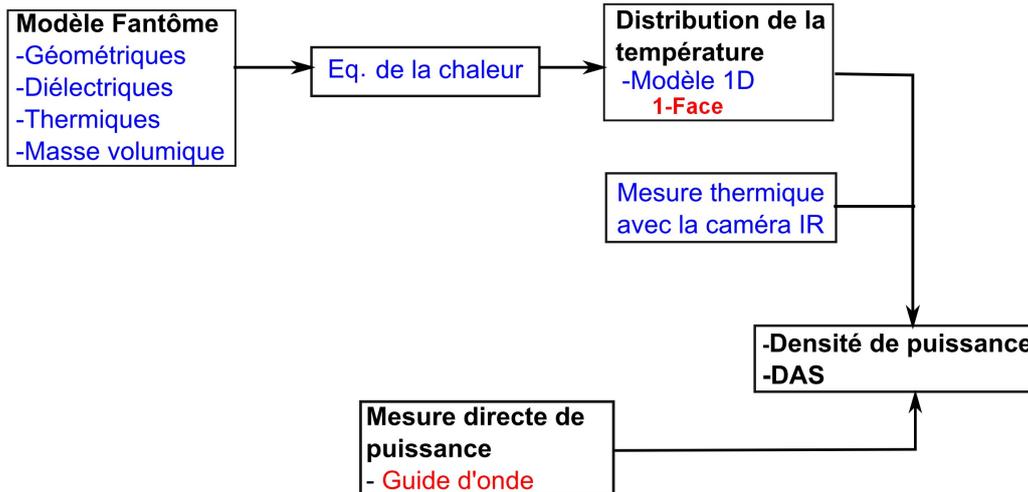


FIGURE 9.23 – Deux approches de la détermination de la densité de puissance et du DAS.

1- Première approche de la détermination du DAS : approche directe

Dans l'approche directe, on mesure la puissance dans la chambre à l'aide d'un guide d'onde ouvert et on calcule la densité de puissance moyenne à l'aide de la relation 9.57 liant la puissance reçue P_r , l'aire effective de l'antenne A_e et la densité de puissance moyenne $\langle S_0 \rangle$. On effectue $N = 30$ mesures de puissance en une position dans la chambre et dans une bande de fréquence $\Delta f = 300$ MHz.

On calcul ensuite la valeur de DAS_0 à partir de son expression que nous rappelons ci-dessous :

$$DAS_0 = \frac{\langle S_0 \rangle \bar{T}_p}{\delta \cdot \rho}. \quad (9.64)$$

DAS_0 vaut 394,6 W/kg, avec $\langle S_0 \rangle = 259,5$ W/m², $\bar{T}_p = 0,523$, $\rho = 1000$ kg/m³ et $\delta = 0,33 \times 10^{-4}$ mm

2- Seconde approche de la détermination du DAS : à partir des mesures thermiques

Nous avons vu à l'aide du modèle analytique 1D que le gradient de la température est proportionnel à la puissance dissipée par unité de volume dans l'échantillon sous exposition Q_{ch0} qui admet pour expression :

$$Q_{\text{ch0}} = \frac{\langle S_0 \rangle \bar{T}_p}{\delta}. \quad (9.65)$$

Le principe de la détermination de DAS_0 à partir de la courbe expérimentale de la caméra IR, consiste à ajuster la courbe théorique sur la courbe expérimentale en faisant varier la grandeur Q_{ch0} . Une fois que Q_{ch0} est trouvée, le débit d'absorption de puissance maximal, DAS_0 est donné par [16] :

$$DAS_0 = \frac{Q_{\text{ch0}}}{\rho}. \quad (9.66)$$

Pour cette analyse, on se limite aux premiers instants d'exposition (10 à 20 secondes) [16]. Dans la figure 9.24, sont présentées la courbe expérimentale et la courbe du modèle théorique 1-Face ; la densité de puissance injectée dans le modèle théorique est celle mesurée ($\langle S_0 \rangle = 259 \text{ W/m}^2$). On observe qu'il y a un décalage entre les deux courbes. On procède à l'ajustement de la courbe théorique sur la courbe expérimentale en modifiant la valeur de la densité de puissance (Fig. 9.25). La densité de puissance obtenue, après ajustement, vaut 218 W/m^2 , d'où une valeur de DAS_0 égale à $331,4 \text{ W/kg}$.

Dans la table 9.3, on synthétise les résultats de l'évaluation du DAS max, d'une part à partir des mesures de la puissance via une antenne placée dans la chambre et d'autre part, via la caméra infrarouge. La différence entre les deux valeurs de DAS_0 est de 16 %.

TABLE 9.3 – Synthèse des résultats de l'évaluation du DAS du fantôme à 59,3 GHz.

	Mesure via antenne	Mesure via caméra IR
DAS_0 (W/kg)	394,6	331,4

9.4.5 Discussion

Sur la durée d'exposition de 300 s, on observe que les résultats expérimentaux et théoriques de l'évaluation du gradient de la température sur le fantôme sont très proches. Cependant, sur les premiers instants d'exposition, on note un décalage entre la courbe théorique et expérimentale de l'évolution de la température. Cela se traduit par une différence de 16 % sur l'estimation du DAS. Plusieurs hypothèses peuvent justifier ce décalage. Premièrement, la durée d'un cycle du brassage fréquentiel sur la bande de 300 MHz est de 5 s. Sur les 15 premières secondes considérées pour l'estimation du DAS, on effectue que 3 cycles de balayage. A mon avis, cette fréquence de balayage est trop lente. Celle-ci devrait être plus rapide afin que l'on puisse considérer que la distribution de la densité de puissance dans la chambre est homogène dès les premiers instants d'exposition.

Deuxièmement, la taille de la série des réalisations pour l'estimation de la densité de puissance dans la chambre n'est que de 30 réalisations. Ceci peut entraîner également un biais sur l'estimation de la densité de puissance incidente sur le fantôme. Il faudra trouver un moyen d'enrichir le nombre de réalisations de la densité de puissance expérimentale.

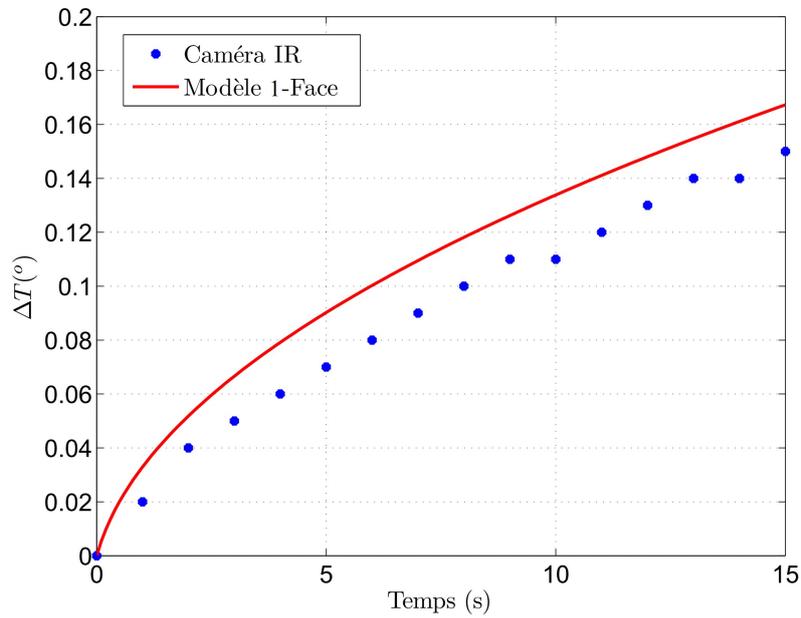


FIGURE 9.24 – Gradient de la température expérimentale moyenne du fantôme (en pointillés bleu). Gradient de la température issu du modèle Modèle théorique 1-Face dans l’intervalle 0 à 15 s.

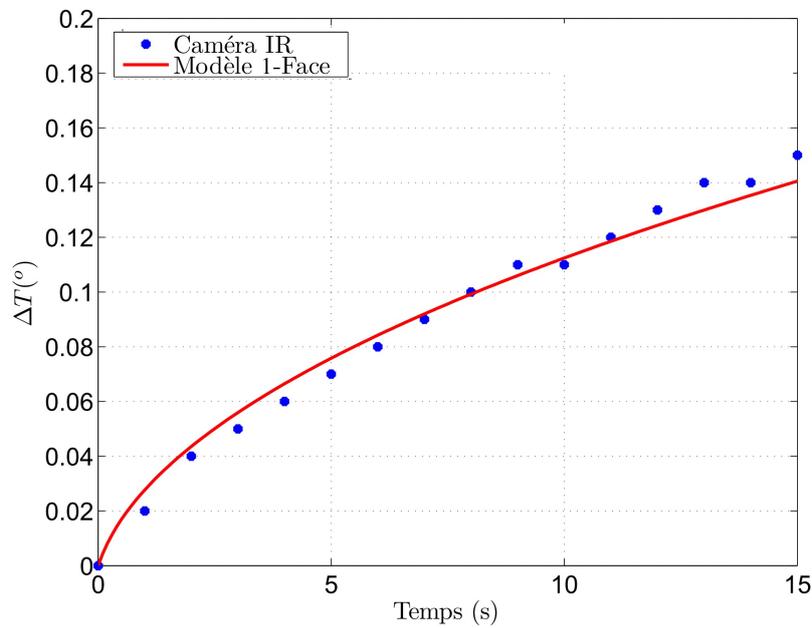


FIGURE 9.25 – Ajustement de la courbe du modèle théorique 2-Faces au gradient de température à la courbe expérimentale expérimental.

Enfin, l’effet du brassage de modes n’est pas pris en compte dans le modèle analytique. Dans ce dernier, on introduit uniquement la valeur moyenne de la densité de puissance. A l’aide du modèle analytique, on peut tenter de simuler l’effet du brassage par saut de fréquence sur

la distribution de la température.

Tous ces aspects pouvant introduire un biais sur l'estimation du DAS doivent être analysés, dans la suite de ces travaux, afin d'améliorer les résultats de cette analyse.

9.5 Conclusion

Dans ce chapitre consacré à la validation de la mise en place de mesure de DAS en chambre réverbérante, nous avons d'une part mis en place un modèle théorique d'estimation de la température d'un échantillon sous exposition en chambre réverbérante. Notons que la technique de résolution de l'équation de la chaleur a déjà été utilisée dans [9] dans le cadre de l'analyse de l'échauffement d'un diélectrique par ondes électromagnétique en espace libre. Le modèle prend en entrée les propriétés thermiques de l'échantillon (capacité calorifique, conductivité thermique, coefficient de transfert de chaleur), ses propriétés physiques (permittivité complexe, densité massique, dimensions géométriques) et la densité de puissance incidente sur l'échantillon. D'autre part nous avons réalisé des mesures sur un fantôme d'eau avec une concentration de 4 % d'agar. Les mesures de l'élévation de la température sur le fantôme avec la caméra IR via le hublot sont en accord avec la courbe théorique. Cette analyse valide la mise en place d'outils dosimétrique par caméra IR en chambre réverbérante.

Références

- [1] W. Ellison, "Permittivity of pure water, at standard atmospheric pressure, over the frequency range 0–25 THz and the temperature range 0–100 °C," *Journal of physical and chemical reference data*, vol. 36, no. 1, pp. 1–18, 2007.
- [2] K. Foster, H. Kritikos, and H. Schwan, "Effect of surface cooling and blood flow on the microwave heating of tissue," *Biomedical Engineering, IEEE Transactions on*, no. 3, pp. 313–316, 1978.
- [3] E. H. Wissler, "Steady-state temperature distribution in man," *Journal of Applied Physiology*, vol. 16, no. 4, pp. 734–740, 1961.
- [4] J. P. Pérez, R. Carlos, and R. Fleckinger, *Électromagnétisme : Fondements et applications avec 300 exercices et problèmes résolus*. Dunod, 2002.
- [5] K. Ayappa, H. Davis, E. Davis, and J. Gordon, "Analysis of microwave heating of materials with temperature-dependent properties," *AIChE Journal*, vol. 37, no. 3, pp. 313–322, 1991.
- [6] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*. McGraw-Hill, 2006, vol. 51, no. 1312. [Online]. Available : <http://usir.salford.ac.uk/3420/>
- [7] M. Andries, C. Lemoine, and P. Besnier, "On the prediction of the average absorbing cross section of materials from coherence bandwidth measurements in reverberation chamber," in *Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE), 2012 International Symposium on*, Sep. 2012, pp. 1–6.
- [8] P. Hallbjörner, U. Carlberg, K. Madsen, and J. Andersson, "Extracting electrical material parameters of electrically large dielectric objects from reverberation chamber measurements of absorption cross section," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 47, no. 2, pp. 291–303, May 2005.
- [9] M. R. Hossain, D. Byun, and P. Dutta, "Analysis of microwave heating for cylindrical shaped objects," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 53, no. 23, pp. 5129–5138, 2010.
- [10] S. Kakaç and Y. Yener, "Heat conduction," *NASA STI/Recon Technical Report A*, vol. 86, p. 21310, 1985.
- [11] M. Zhang, Z. Che, J. Chen, H. Zhao, L. Yang, Z. Zhong, and J. Lu, "Experimental determination of thermal conductivity of water-agar gel at different concentrations and temperatures," *Journal of Chemical & Engineering Data*, vol. 56, no. 4, pp. 859–864, 2011.
- [12] N. Chahat, M. Zhadobov, R. Sauleau, and S. I. Alekseev, "New method for determining dielectric properties of skin and phantoms at millimeter waves based on heating kinetics," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 60, no. 3, pp. 827–832, 2012.
- [13] Laboratoire de Thermocinétique de Nantes-UMR 6607. [Online]. Available : <http://www.polytech.univ-nantes.fr/ltn/fr/>
- [14] 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.
- [15] Suite logicielle Altair. [Online]. Available : <http://www.flir.com/cs/emea/fr/view/?id=42413>
- [16] N. Chahat, M. Zhadobov, L. Le Coq, S. I. Alekseev, and R. Sauleau, "Characterization of the interactions between a 60-GHz antenna and the human body in an off-body scenario," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 60, no. 12, pp. 5958–5965, 2012.

Cinquième partie

Bilan et perspectives

Conclusion générale et perspectives

10.1 Conclusion générale

L'objectif de cette thèse est d'une part la conception et l'évaluation des propriétés d'une chambre réverbérante à brassage de modes en bande Ka (26,5-40 GHz), en bande U (40-60 GHz) et en bande V (50-75 GHz). D'autre part, il s'agit de mettre en place des outils dosimétriques par caméra IR via une interface placée sur une paroi de la chambre.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au dimensionnement de la chambre et à l'estimation des coefficients de qualité résultants des différents mécanismes de pertes aux fréquences millimétriques. Pour une meilleure homogénéité du champ électrique dans la chambre, les dimensions doivent être d'une manière générale très grandes. Ainsi le critère sur le choix des dimensions géométriques devient souple étant donné que l'on s'intéresse à un spectre de fréquences très élevés. L'estimation des coefficients de qualité associés aux différents mécanismes de pertes dans la chambre montre que les pertes au niveau des parois sont prépondérantes devant les autres mécanismes de pertes sauf au voisinage de 60 GHz, où l'absorption des ondes électromagnétiques par l'oxygène est significative.

Ensuite nous avons analysé numériquement le comportement statistique du champ électrique à partir de la simulation de la chambre pré-dimensionnée. Les pertes sont introduites dans le modèle via le coefficient de qualité estimé, avec un facteur de marge pris égal à 10 dans lequel nous incluons les éventuelles fuites électromagnétiques liées à la présence d'ouvertures et les incertitudes sur l'estimation du coefficient de qualité. Dans cette analyse, nous avons adopté un processus de brassage par saut de fréquence. La largeur des bandes pour le brassage de modes est prise égale à 1 % de la fréquence centrale de la bande. Ce critère est suffisamment restrictif pour considérer que la variation du coefficient de qualité est insignifiante (condition requise pour le brassage fréquentiel). À l'aide du test d'ajustement statistique d'Anderson Darling, nous avons montré que chaque composante cartésienne du champ électrique suit une distribution de Rayleigh dès 10 GHz. La loi de Weibull est par ailleurs acceptée dès 5 GHz et converge bien vers une loi de Rayleigh dès 10 GHz. Le paramètre de forme β de la loi de

Weibull, estimé à partir des distributions de chaque composante cartésienne du champ électrique tend vers 2 dès 7-8 GHz. Ces résultats tendent à montrer que l'obtention d'un champ idéalement désordonné est possible aux fréquences millimétriques à condition de garantir un coefficient de qualité suffisamment élevé.

Une grande partie des travaux dans cette thèse a été consacrée à la réalisation du prototype de la chambre réverbérante de dimensions internes : $42,3 \times 41,2 \times 38,3$ cm³. Les aspects électromagnétiques, mécaniques et technologiques ont été minutieusement étudiés. La chambre est équipée d'un système de positionnement fin et précis permettant l'échantillonnage spatial de la puissance sur un axe à l'intérieur de la chambre. Les accès millimétriques ont également été pensés de sorte à réduire d'éventuelles fuites. Les liaisons entre la source millimétrique et l'antenne d'émission d'une part et celles entre l'antenne de réception et l'analyseur de spectre (ou wattmètre) d'autre part sont assurées par des guides d'onde. Nous avons également mis en place l'ensemble des équipements nécessaires pour le fonctionnement de la chambre (source, analyseur de spectre, mélangeur).

Sur le plan expérimental dans la gamme des ondes millimétriques nous nous sommes limités à la bande 58,5-61,5 GHz puisque nous ne disposons pas de source millimétrique en dehors de ce spectre. En utilisant le test d'ajustement statistique d'Anderson Darling, nous avons montré que la fonction de transfert en puissance ($|S_{21}|^2$) entre l'antenne d'émission et l'antenne de réception suit une distribution exponentielle. L'estimation du rapport de la moyenne des échantillons de $|S_{21}|^2$ sur l'écart type est proche de 1, ce qui est cohérent avec les résultats du test d'ajustement. Le coefficient de qualité expérimental est de 2 à 3 fois inférieur au coefficient de qualité théorique estimé. Ainsi, on peut admettre que la chambre a été bien conçue et que les fuites électromagnétiques ne sont pas prépondérantes devant les autres mécanismes de pertes. Les résultats synthétisés à l'issue de cette analyse démontrent que la chambre dispose aux fréquences millimétriques des propriétés requises pour son utilisation en CEM.

Sur le plan dosimétrique, nous avons été amené à dimensionner un hublot spécifique pour l'intégration de la caméra IR. La solution retenue consiste à imprimer une grille métallique sur un substrat en CaF₂ transparent à l'infrarouge. Le modèle analytique de Chen est utilisé pour dimensionner de manière approximative la grille métallique à 60 GHz. La réflectivité attendue de la grille est supérieure à 90 % si la période de la grille est inférieure à 100 μ m et la largeur de métallisation supérieure à 16 μ m. Nous avons par la suite utilisé le logiciel HFSS pour dimensionner plus précisément la grille métallique en prenant en compte l'épaisseur de la métallisation. Les résultats montrent que la réflectivité de la grille est peu sensible à l'épaisseur de la métallisation. Pour évaluer la transmittance de la grille à l'infrarouge, nous avons utilisé une approche basée sur la théorie scalaire de la diffraction, on parvient au fait que la transmittance énergétique de la grille correspond au rapport de la surface non obstruée sur la surface obstruée de la grille métallique, le tout élevé au carré. A l'issue de cette analyse, deux échantillons du hublot ont été réalisés et testés. Nous avons montré que quel que soit l'un des deux échantillons, le coefficient de qualité de la chambre ne se dégrade pas.

Dans la dernière partie de cette thèse, nous avons réalisé des essais sur un fantôme constitué essentiellement d'eau sous exposition aux ondes millimétriques dans la chambre réverbérante. La prédiction du gradient de température du fantôme par un modèle analytique nécessitant comme données d'entrée les propriétés diélectriques, physiques, thermiques et la densité de

puissance incidente sur le fantôme, est très proche de l'élévation thermique du fantôme mesurée par la caméra IR. En particulier, l'erreur de l'estimation du DAS à partir de la courbe expérimentale est de 16 %. Ce résultat valide raisonnablement la technique de la mesure thermique par caméra IR via le hublot. Par ailleurs, cette approche dosimétrique permet d'observer l'uniformité de la température à la surface du fantôme : la valeur moyenne de la température croît avec la durée d'exposition avec un faible écart type (inférieure à 0,035 dans l'expérience). La mesure de la température par la caméra pourrait être une alternative à l'évaluation de l'uniformité du champ dans une chambre réverbérante.

La contribution de cette thèse est le résultat de travaux pionniers sur les chambres réverbérantes en ondes millimétriques au niveau européen. En particulier, l'étude du comportement d'une telle chambre ouvre des perspectives intéressantes pour étendre son utilisation à la CEM d'équipements à tester en ondes millimétriques. Les résultats obtenus devraient également contribuer à l'élargissement des connaissances scientifiques sur les chambres réverbérantes d'une manière générale. Plus spécifiquement, sur le plan de la dosimétrie, les résultats sur les mesures thermiques constituent quelques éléments de base solides dans l'objectif de l'utilisation de la chambre réverbérante comme système d'exposition millimétrique.

10.2 Perspectives

Nous exposons dans cette section quelques sujets de recherche qui sont en étroite liaison avec ces travaux de thèse.

Intérêt de l'insertion d'un brasseur mécanique dans notre CRBM

Dans cette thèse, nous avons montré que le brassage fréquentiel par saut de fréquence suffit pour l'obtention d'un champ idéalement désordonné au sens du modèle de Hill en ondes millimétriques. Cependant, la largeur de la bande de fréquence requise, pour disposer d'au moins $N = 30$ échantillons non corrélés, est égale à 300 MHz. Ainsi, cette procédure n'est pas adaptée si on cherche à analyser des phénomènes de résonance aiguë. Le recours à un autre processus de brassage comme le brassage mécanique pourrait s'avérer nécessaire. Par ailleurs l'association d'un processus de brassage par saut de fréquence et du brassage mécanique permet d'enrichir la population des échantillons prélevés dans la CRBM. Ainsi, on devrait pouvoir réduire l'incertitude sur l'estimation du paramètre que l'on cherche à évaluer. Au-delà de cet intérêt, l'insertion d'un brasseur mécanique doit pouvoir contribuer à l'amélioration de l'homogénéité du champ électromagnétique et ainsi améliorer la qualité de l'exposition.

Mesures d'antennes à hautes fréquences

Une application possible de la CRBM millimétrique pourrait concerner la mesure de l'efficacité de rayonnement d'une antenne millimétrique "on body" à l'aide de la chambre. Les résultats de mesure d'efficacité d'antenne dans notre CRBM pourraient être comparés à d'autres moyens de mesure classiques. La mesure de l'efficacité de rayonnement d'une antenne dans une CRBM est couramment utilisée. La technique la plus connue consiste à utiliser une antenne de référence dont on connaît l'efficacité de rayonnement [1], [2], [3]. L'efficacité de l'antenne sous test est relative par rapport à l'antenne de référence. Cette technique est réalisée en transmission et nécessite donc deux antennes en plus de l'antenne de référence. Cependant, [4] a proposé une technique de mesure d'efficacité d'une antenne basée uniquement sur la mesure de paramètre S en réflexion, qu'il serait intéressant d'étendre au domaine millimétrique.

Caractérisation de CRBM à partir de la distribution de la température

La distribution de la température sur un fantôme à pertes sous exposition en CRBM émane de la distribution de la puissance dans la chambre. Cependant, la relation entre la distribution de probabilité de la puissance en CRBM (exponentielle) et celle de la distribution de la température sur un fantôme, n'est pas triviale. La complexité vient des phénomènes de diffusion thermique qui dépendent du temps. Par ailleurs, l'histogramme de la distribution de la température sur le fantôme d'eau, présenté dans le chapitre 9, est similaire à l'évolution de la densité de probabilité d'une distribution gaussienne. A partir de ce constat, nous avons pensé qu'il serait intéressant d'établir théoriquement la distribution spatiale de probabilité de la température sur un fantôme homogène en CRBM. Cela pourrait être exploité comme outil de qualification du comportement d'une CRBM tout comme les tests d'ajustement statistiques.

Caractérisation de matériaux en CRBM

Les travaux précurseurs sur les cavités dites non accordées concernaient la caractérisation de gaz et de liquides. Les travaux de Kremer et Izatt [5], [6] ont contribué significativement à la caractérisation de matériaux dans ces cavités aux fréquences millimétriques. Hallbjörner et *al.* [7] ont publié un papier en 2005 sur la caractérisation de matériaux à faible perte en CRBM. Pour un matériau à faible perte, la section efficace moyenne d'absorption, qui est un paramètre que l'on peut évaluer en CRBM, dépend uniquement de la surface physique de l'échantillon sous test et de la permittivité. Donc, on peut aisément déterminer la permittivité réelle pour un matériau à faible perte en CRBM. Par ailleurs, pour les matériaux constitués essentiellement d'eau, la partie réelle de la permittivité et la conductivité diélectrique (ou la partie imaginaire de la permittivité) sont analytiquement reliées (modèle de Debye). En mesurant la section efficace moyenne d'absorption en CRBM, on peut en déduire la permittivité et la conductivité de l'échantillon. La mise en place d'une procédure de caractérisation de matériau bio en CRBM dans laquelle les incertitudes sont contrôlées, pourrait être valorisée dans le domaine du bio-électromagnétisme. Notons qu'il existe très peu de méthodes qui permettent la mesure directe de la permittivité au-delà de 50 GHz.

Essais d'exposition sur des fantômes équivalents de la peau à 60 GHz

Des mesures sur des fantômes équivalents à la peau pourraient être réalisées dans notre chambre réverbérante. D'abord on peut s'intéresser à l'homogénéité de la température et du DAS sur des fantômes ayant des formes réalistes et non canoniques. Nous avons en particulier remarqué que la distribution de la température sur les bords, pour des formes canoniques tels que les cylindres et les parallélépipèdes, est plus élevée par rapport au reste de la surface du fantôme. D'autre part, les modèles de fantômes équivalents de la peau sont plus complexes que le fantôme d'eau. On peut envisager d'effectuer assez rapidement des mesures de DAS sur des modèles de fantômes équivalents de la peau à 60 GHz, développés récemment à l'IETR [8], [9] dont les résultats pourraient être comparés à des essais classiques, et à un modèle 3D électromagnétique-thermique au moins pour des formes simples.

Rendre cette CRBM compatible à l'expérimentation animale

Une suite logique de cette thèse est la conception d'une CRBM compatible à l'expérimentation animale. Pour que cette cavité puisse accueillir des animaux, il faudra par ailleurs garantir des conditions acceptables liées à l'expérimentation animale, en terme d'hygiène, de ventilation, de contrôle de la température, de la luminosité, de l'ambiance sonore, du positionnement des animaux etc. Respecter tous ces aspects à la fois, est sans doute délicat compte tenu des contraintes électromagnétiques en terme de coefficient de qualité et d'efficacité de blindage. Néanmoins, il faudra imaginer une solution similaire à la mesure de champ par caméra thermique, permettant de garantir à la fois un passage de l'air et une opacité aux ondes millimétriques. Ce système d'exposition devrait permettre d'évaluer l'impact des expositions chroniques sur la santé d'organismes modèles. Cela permettra d'approfondir les connaissances sur les interactions ondes / matière vivante et pourra contribuer à l'actualisation de normes limites d'exposition et de standards actuels. Ces recommandations pourraient avoir un impact important sur les applications émergentes et sur le développement de technologies sans fil sécurisées.

Références

- [1] K. Rosengren, P.-S. Kildal, C. Carlsson, and J. Carlsson, "Characterization of antennas for mobile and wireless terminals by using reverberation chambers : improved accuracy by platform stirring," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2001. IEEE*, vol. 3, 2001, pp. 350–353.
- [2] P.-S. Kildal, C. Carlsson, and J. Yang, "Measurement of free-space impedances of small antennas in reverberation chambers," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 32, pp. 112–115, Jan. 2002.
- [3] K. Rosengren and P.-S. Kildal, "Radiation efficiency, correlation, diversity gain and capacity of a six-monopole antenna array for a MIMO system : theory, simulation and measurement in reverberation chamber," *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings*, vol. 152, no. 1, pp. 7–16, Feb. 2005.
- [4] P. Hallbjörner, "Reflective antenna efficiency measurements in reverberation chambers," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 30, no. 5, pp. 332–335, Sep. 2001.
- [5] J. R. Izatt and F. Kremer, "Millimeter wave measurement of both parts of the complex index of refraction using an untuned cavity resonator," *Appl. Opt.*, vol. 20, no. 14, pp. 2555–2559, Jul 1981. [Online]. Available : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-20-14-2555>
- [6] F. Kremer and J. Izatt, "Millimeter-wave absorption measurements in low-loss dielectrics using an untuned cavity resonator," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 2, no. 4, pp. 675–694, 1981. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1007/BF01007271>
- [7] P. Hallbjörner, U. Carlberg, K. Madsen, and J. Andersson, "Extracting electrical material parameters of electrically large dielectric objects from reverberation chamber measurements of absorption cross section," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 47, no. 2, pp. 291–303, May 2005.
- [8] N. Chahat, M. Zhadobov, S. Alekseev, and R. Sauleau, "Human skin-equivalent phantom for on-body antenna measurements in 60 GHz band," *Electronics letters*, vol. 48, no. 2, pp. 67–68, 2012.
- [9] N. Chahat, M. Zhadobov, and R. Sauleau, "Broadband tissue-equivalent phantom for ban applications at millimeter waves," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 60, no. 7, pp. 2259–2266, 2012.

Publications

Revue internationale à comité de lecture

[1] A. K. Fall, P. Besnier, C. Lemoine, M. Zhadobov, R. Sauleau, "Design and experimental validation of a mode-stirred reverberation chamber at millimeter waves," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, no.99, pp.1-10, Sep. 2014.

communications internationales avec actes

[2] P. Besnier, C. Lemoine, A. K. Fall, "Statistical uncertainty budget in a reverberation chamber", *Advanced Electromagnetics Symposium (AES 2012)*, Paris, France, Apr. 16-19, 2012.

[3] A. K. Fall, P. Besnier, C. Lemoine, M. Zhadobov, R. Sauleau, "Conception et caractérisation d'une chambre réverbérante à brassage de modes en ondes millimétriques" *17ème Colloque International et Exposition sur la Compatibilité Electromagnétique (CEM 2014)*, Clermont-Ferrand, France, 1-3 Jul., 2014.

[4] A. K. Fall, P. Besnier, C. Lemoine, M. Zhadobov, R. Sauleau, "Determining the lowest usable frequency of a frequency-stirred reverberation chamber using modal density", *International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC Europe)*, Gothenburg, Sweden, pp.263-268, Sep. 1-4, 2014.

Annexes

A.1 Loi normale

Un variable aléatoire continue X suit une loi normale de moyenne μ et d'écart type σ , $X \sim \mathcal{N}(\mu, \sigma)$ lorsque la fonction densité de probabilité s'écrit de la manière suivante :

$$f_X(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-(x-\mu)^2/2\sigma^2}, \text{ avec } x \in \mathbb{R}. \quad (\text{A.1})$$

A.2 Loi de Rayleigh

Soit $X \sim \mathcal{N}(0, \sigma)$ et $Y \sim \mathcal{N}(0, \sigma)$, alors la variable aléatoire $Z = \sqrt{X^2 + Y^2}$ suit une loi de Rayleigh ; sa fonction densité de probabilité est donnée par :

$$f_Z(z) = \frac{z}{\sigma^2} e^{-z^2/2\sigma^2}, \text{ avec } z \in \mathbb{R}^+. \quad (\text{A.2})$$

Son espérance est $\sigma\sqrt{\pi/2}$ et sa variance est $(2 - \pi/2)\sigma^2$

A.3 Loi exponentielle

Soit X une variable aléatoire qui suit une variable aléatoire exponentielle de paramètre $\lambda > 0$. Sa fonction densité de probabilité s'écrit :

$$f_X(x) = \lambda e^{-\lambda x}, \text{ avec } x \in \mathbb{R}^+, \lambda > 0. \quad (\text{A.3})$$

L'espérance de X est $1/\lambda$ et la variance de X est $1/\lambda^2$, alors $\mu_X/\sigma_X = 1$.

A.4 Loi de Weibull

Une variable aléatoire X suivant une loi de Weibull de paramètre α et β tous positifs admet pour fonction densité de probabilité :

$$f_X(x) = \alpha x^{\beta-1} e^{-\alpha x^\beta/\beta}, \text{ avec } x \in \mathbb{R}^+, \alpha > 0 \text{ et } \beta > 0. \quad (\text{A.4})$$

α est le paramètre d'échelle et β est le paramètre de forme.

- Si le paramètre de forme $\beta = 2$, alors la loi de distribution de Weibull est une loi de Rayleigh de paramètre $\sigma = 1/\sqrt{\alpha}$.
- Si le paramètre $\beta = 1$, alors la loi de distribution de Weibull est une loi exponentielle de paramètre $\lambda = \alpha$.

A.5 Loi du χ^2

Soit X_1, X_2, \dots, X_n , n variables aléatoires normales indépendantes centrées et de même écart type σ , alors la variable aléatoire $X = \sum_{i=1}^n X_i^2$ suit une loi du χ^2 à n degrés de liberté. L'espérance de X vaut n et la variance de X vaut $2n$.

- La loi exponentielle est une loi du χ^2 avec 2 degrés de liberté.

A.6 Loi du χ

Si la variable aléatoire X suit une loi du χ^2 à n degrés de liberté. La variable aléatoire $Y = \sqrt{X}$ suit une loi du χ à n degrés de liberté.

- La loi de Rayleigh est une loi du χ avec 2 degrés de liberté.

Test statistique d'Anderson-Darling

Le test d'Anderson-Darling est un test statistique permettant de vérifier l'adéquation d'un échantillon observé à une distribution théorique. Il est basé sur la comparaison de la fonction de réparation cumulée théorique à la fonction de réparation expérimente. L'utilisation de ce test repose sur le calcul d'une statistique désignée par A^2 , et qui est comparée à une valeur critique. La valeur critique est tabulée en fonction de la taille N des échantillons et du seuil de risque α que l'on tolère. L'expression de la statistique de Anderson-Darling est la suivante :

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

où $F_0(x_i)$ est la fonction de répartition de la distribution cumulée théorique, et x_i correspond à la i^{eme} valeur expérimentale ordonnée dans l'ordre croissant.

L'hypothèse H_0 qui affirme que l'échantillon testé suit bien la distribution théorique, est acceptée avec un risque α d'erreur si l'on a :

$$A^2(1 + \frac{0,6}{N}) \leq \text{Valeur critique}. \quad (\text{B.2})$$

Les valeurs critiques dépendent du seuil de risque et de la nature de la distribution testée. Nous donnons dans les tableaux suivants quelques valeurs critiques pour les lois de Rayleigh et exponentielles (Table B.1) et pour la loi de Weibull (Table B.2).

TABLE B.1 – Valeurs critiques de Stephens [1] pour le test d'Anderson-Darling d'une loi de Rayleigh ou exponentielle.

Seuil de risque α en %	15	10	5	2,5	1
Valeur critique pour $A^2(1 + \frac{0,6}{N})$	0,922	1,078	1,341	1,606	1,957

TABLE B.2 – Valeurs critiques de Stephens [1] pour le test d'Anderson-Darling d'une loi de Weibull.

Seuil de risque α en %	10	5	1
Valeur critique pour $A^2(1 + \frac{0,6}{N})$	0,637	0,757	1,038

Calcul de la directivité et de l'angle d'ouverture de la source de rayonnement
utilisée pour la simulation de la cavité

Dans cette section nous développons le calcul de la directivité et de l'angle d'ouverture de la source de rayonnement utilisée pour la simulation de la chambre dans la section 5.2.2.

Le champ lointain ($kr \gg 1$) de la source de rayonnement en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ ,) est donné par :

$$E_\theta \approx i\eta \frac{kI_0 l e^{-ikr}}{4\pi r} \sin^n \theta, \quad (\text{C.1})$$

$$E_r \approx E_\phi = H_r = H_\theta = 0, \quad (\text{C.2})$$

$$H_\phi \approx i\eta \frac{kI_0 l e^{-ikr}}{4\pi r} \sin^n \theta, \quad (\text{C.3})$$

où η désigne l'impédance du milieu, k le nombre d'onde, l la longueur du dipôle.

On pose $C = \eta k I_0 l / 4\pi$.

L'intensité de rayonnement d'une antenne, notée U , est donnée par [2] :

$$U = r^2 \times pr, \quad (\text{C.4})$$

où pr désigne la puissance électromagnétique au point d'observation.

$$pr = \frac{1}{2} \text{Re}[\vec{E} \times \vec{H}] = \frac{1}{2} \frac{|E|^2}{\eta}. \quad (\text{C.5})$$

Ceci implique :

$$U = \frac{C^2}{2\eta} \sin^{20} \theta. \quad (\text{C.6})$$

La puissance rayonnée en zone lointaine est reliée à l'intensité de rayonnement par la relation suivante [2] :

$$P_{ray} = \iint_{\Omega} U d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} U \sin \theta d\theta d\phi, \quad (C.7)$$

où $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ est l'élément d'angle solide.

La directivité d'une antenne est donnée par :

$$D = \frac{U}{U_0}, \quad (C.8)$$

où U_0 désigne l'intensité de rayonnement en considérant que l'antenne est isotrope. Pour une antenne isotrope, U est indépendant de θ et ϕ . Dans ce cas, on a :

$$P_{ray} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} U \sin \theta d\theta d\phi = U_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi U_0, \quad (C.9)$$

et donc

$$U_0 = \frac{P_{ray}}{4\pi}. \quad (C.10)$$

A partir des relations C.6, C.8 et C.10, on a :

$$D = \frac{U}{U_0} = \frac{\frac{C^2}{2\eta} \sin^{20} \theta}{\frac{P_{ray}}{4\pi}} = \frac{4\pi \frac{C^2}{2\eta} \sin^{20} \theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} U \sin \theta d\theta d\phi} \quad (C.11)$$

$$= \frac{4\pi \sin^{20} \theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin^{21} \theta d\theta d\phi} = \frac{2 \sin^{20} \theta}{\int_0^{\pi} \sin^{21} \theta d\theta}. \quad (C.12)$$

$$(C.13)$$

Par un calcul numérique, on détermine $\int_0^{\pi} \sin^{21} \theta d\theta \approx 0,54$.

Finalement, on obtient l'expression suivante pour la directivité de la source de rayonnement :

$$\boxed{D(\theta, \phi) \approx 3,7 \sin^{20} \theta.} \quad (C.14)$$

Calcul de l'angle d'ouverture de la source de rayonnement à -3 dB

L'angle d'ouverture à -3 dB est l'angle de direction pour lequel la puissance rayonnée est la moitié de la puissance rayonnée dans la direction la plus favorable.

$$3,7 \sin^{20} \theta \approx \frac{3,7}{2} \quad (C.15)$$

⇒

$$\theta_{-3dB} \approx \arcsin[(1/2)^{1/20}] \approx 75^\circ. \quad (C.16)$$

Le demi-angle d'ouverture θ_{1d} est donné par : $\theta_{1d} = 90^\circ - 75^\circ = 15^\circ$.

L'angle d'ouverture est donc égal à $\approx 2 \times 15^\circ \approx 30^\circ$.

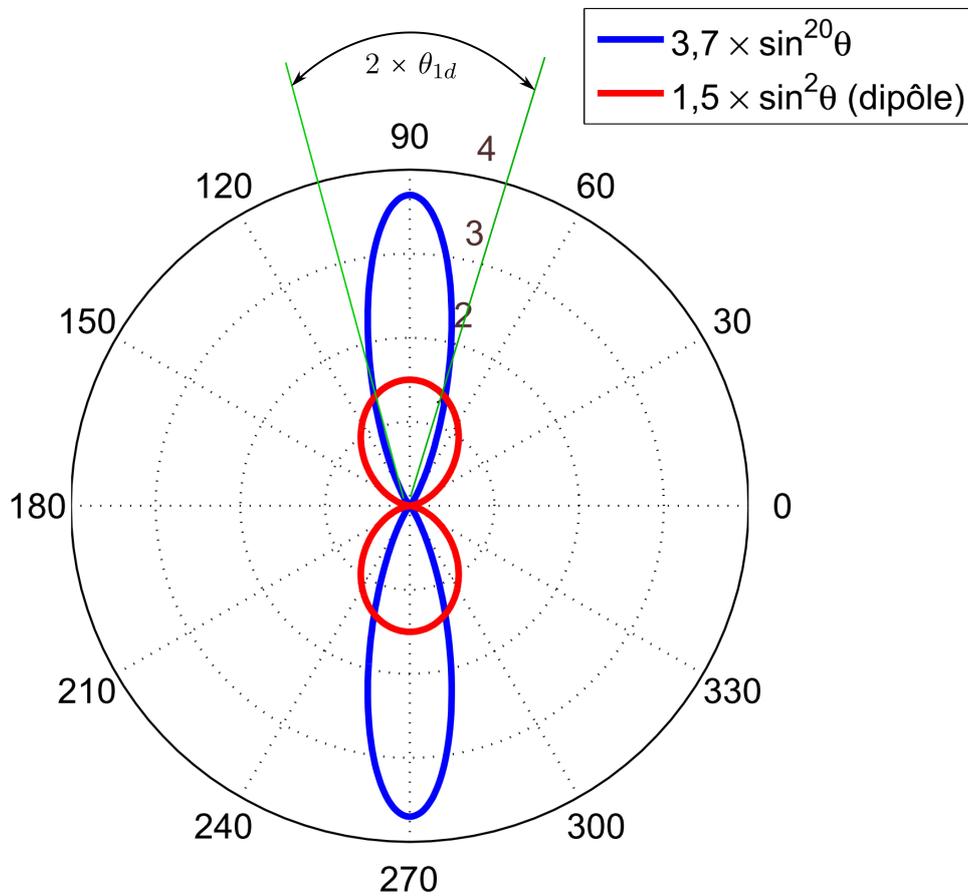


FIGURE C.1 – Diagramme de rayonnement de la source utilisée pour la simulation de la cavité, comparé au diagramme de rayonnement d'un dipôle court.

ANNEXE D

Dessins techniques des pièces constitutives de la CRBM

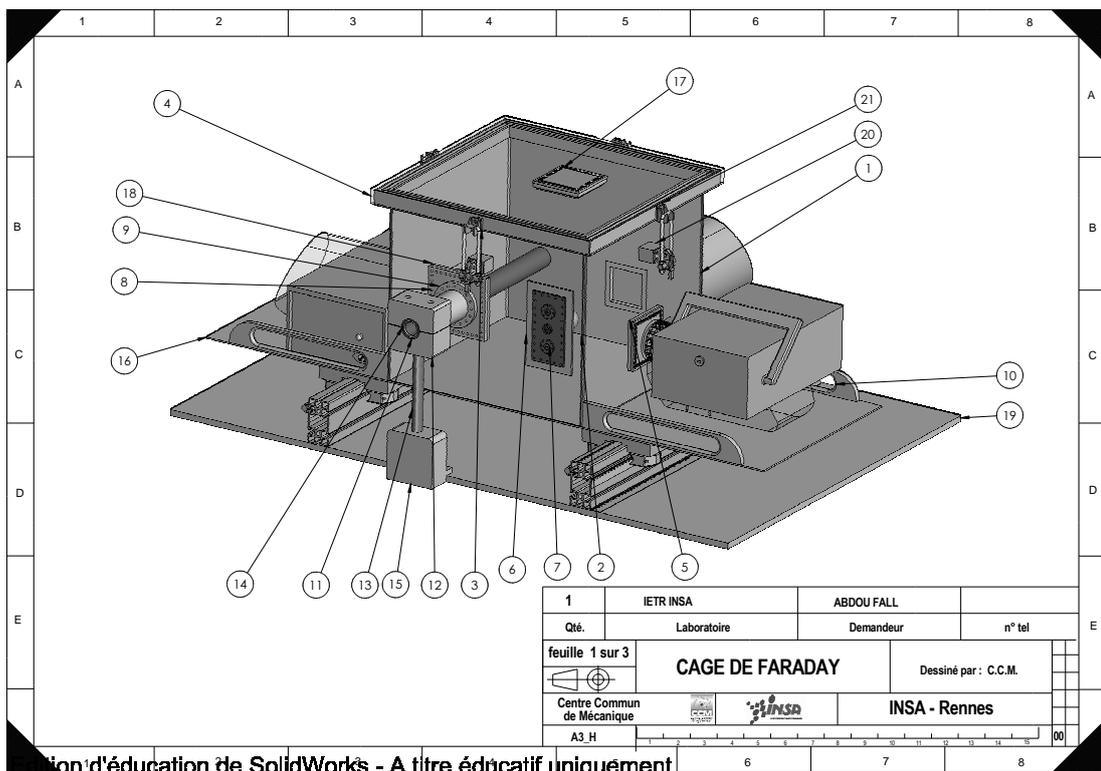
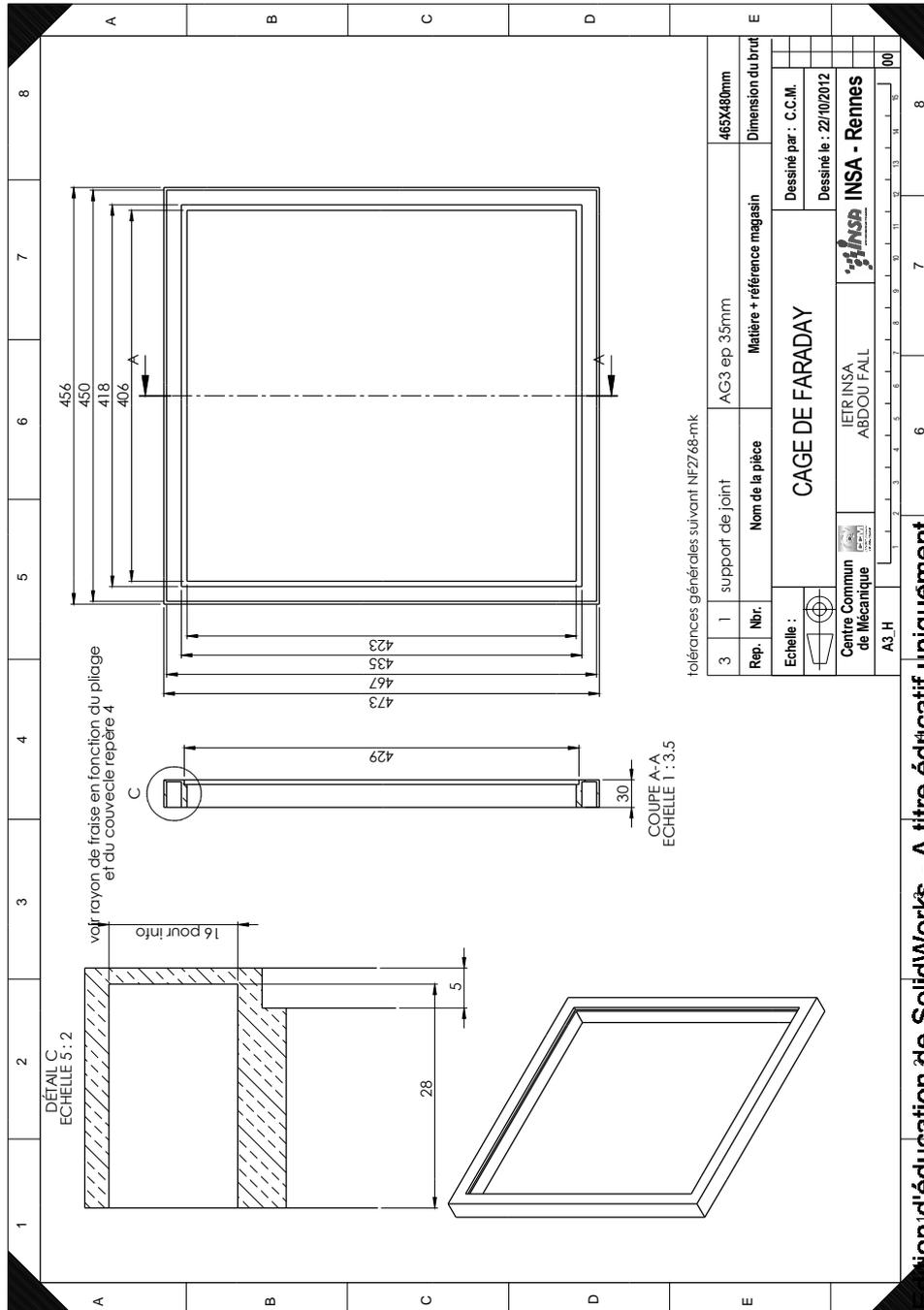
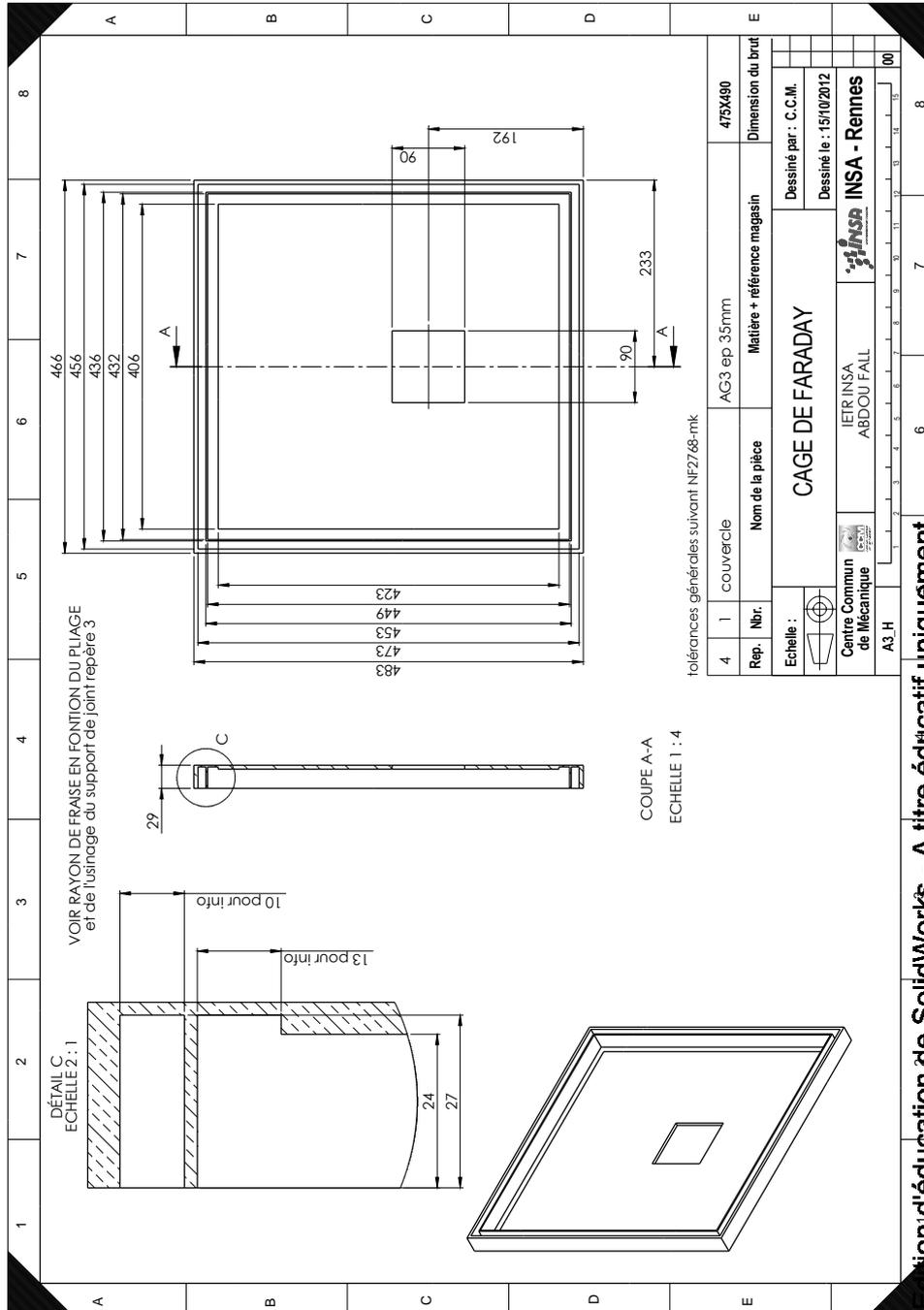


FIGURE D.1 – CRBM assemblage final.



tion d'éducation de SolidWorks - A titre éducatif uniquement

FIGURE D.2 – Support de joint du couvercle.



Ministère de l'Éducation de SolidWorks - A titre éducatif uniquement

FIGURE D.3 – Couvercle.

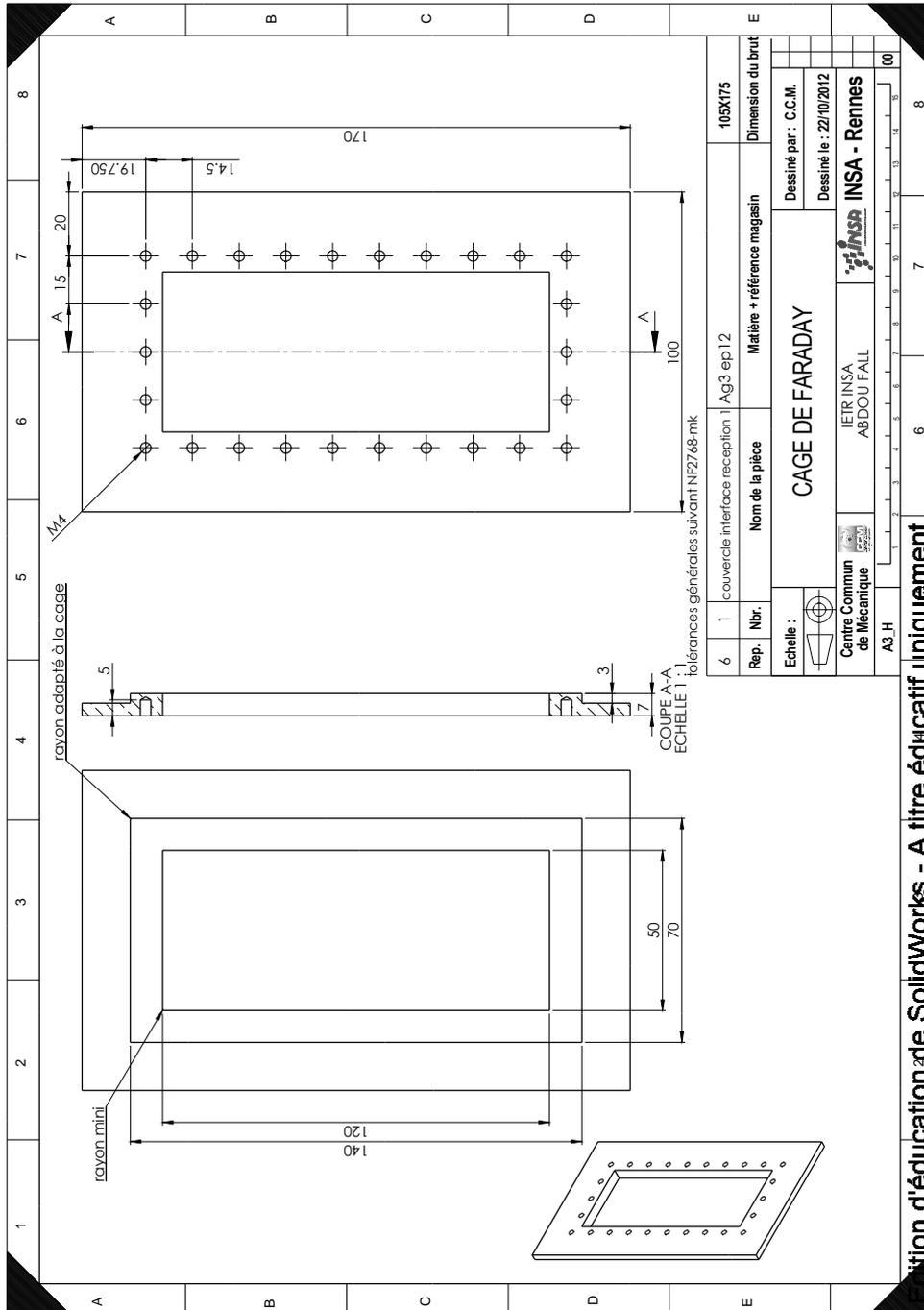


FIGURE D.4 – Support du couvercle de l’interface Tx.

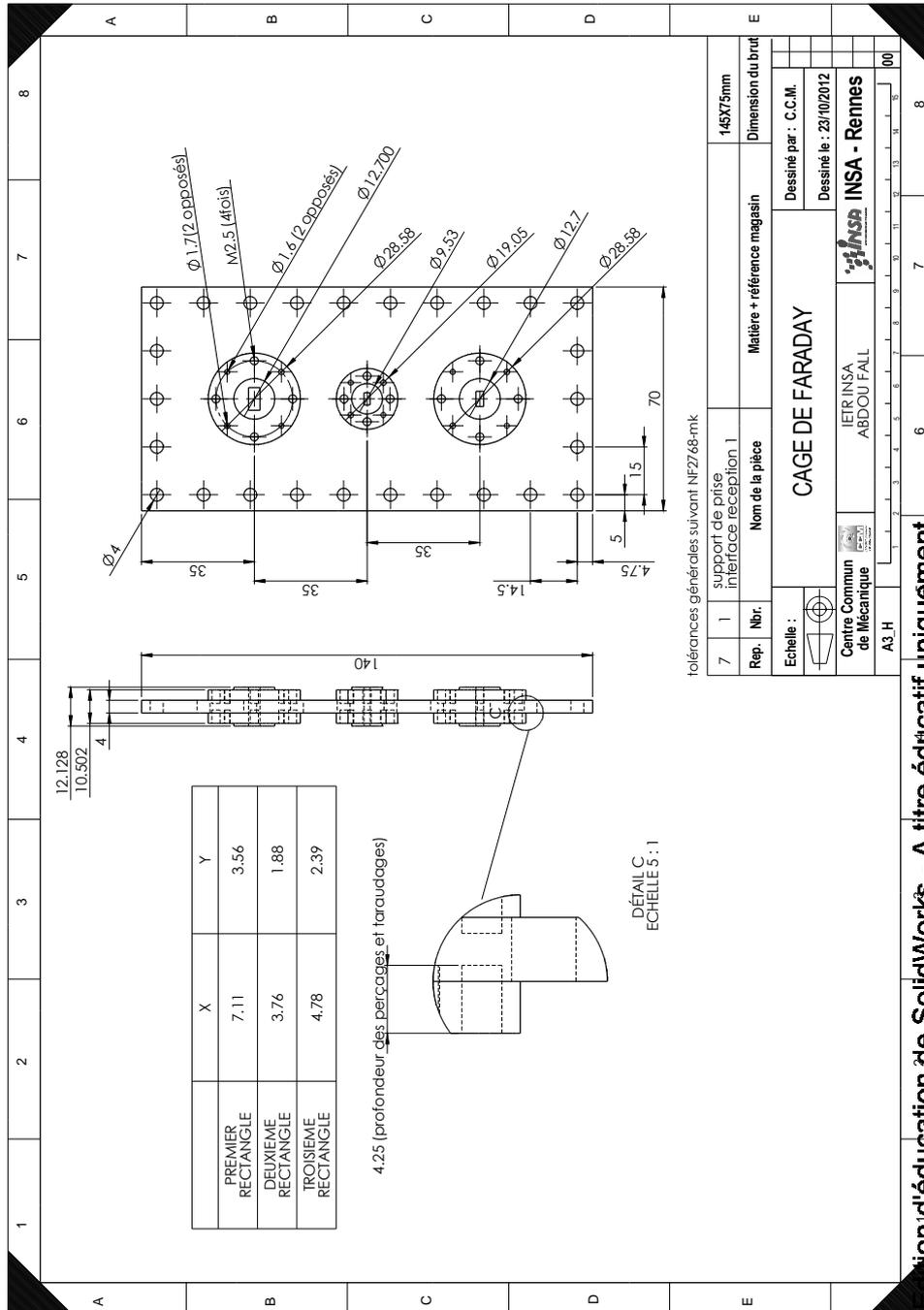
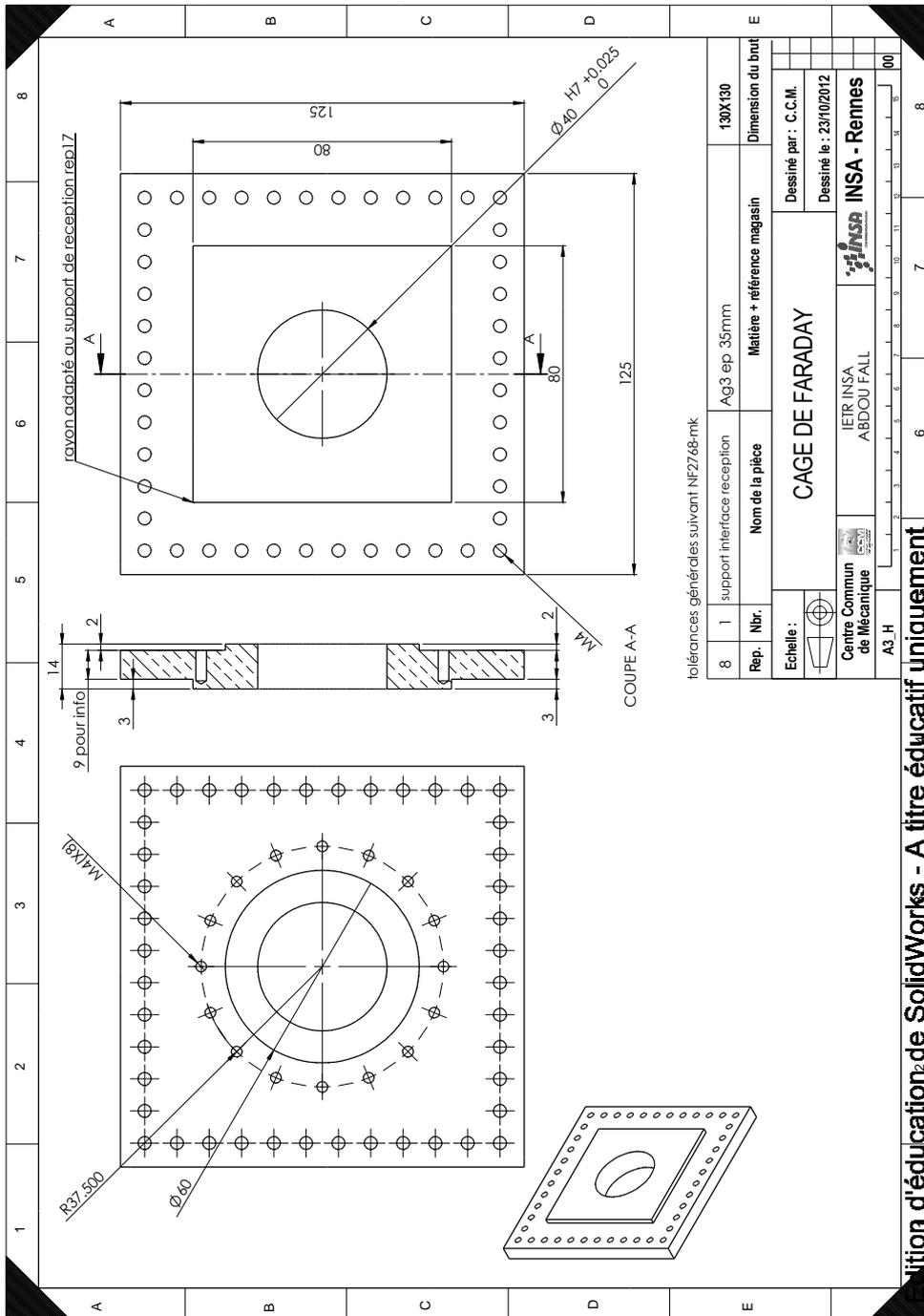


FIGURE D.5 – Couvercle de l'interface Tx.



dition d'éducation de SolidWorks - A titre éducatif uniquement

FIGURE D.6 – Support du palier d'étanchéité.

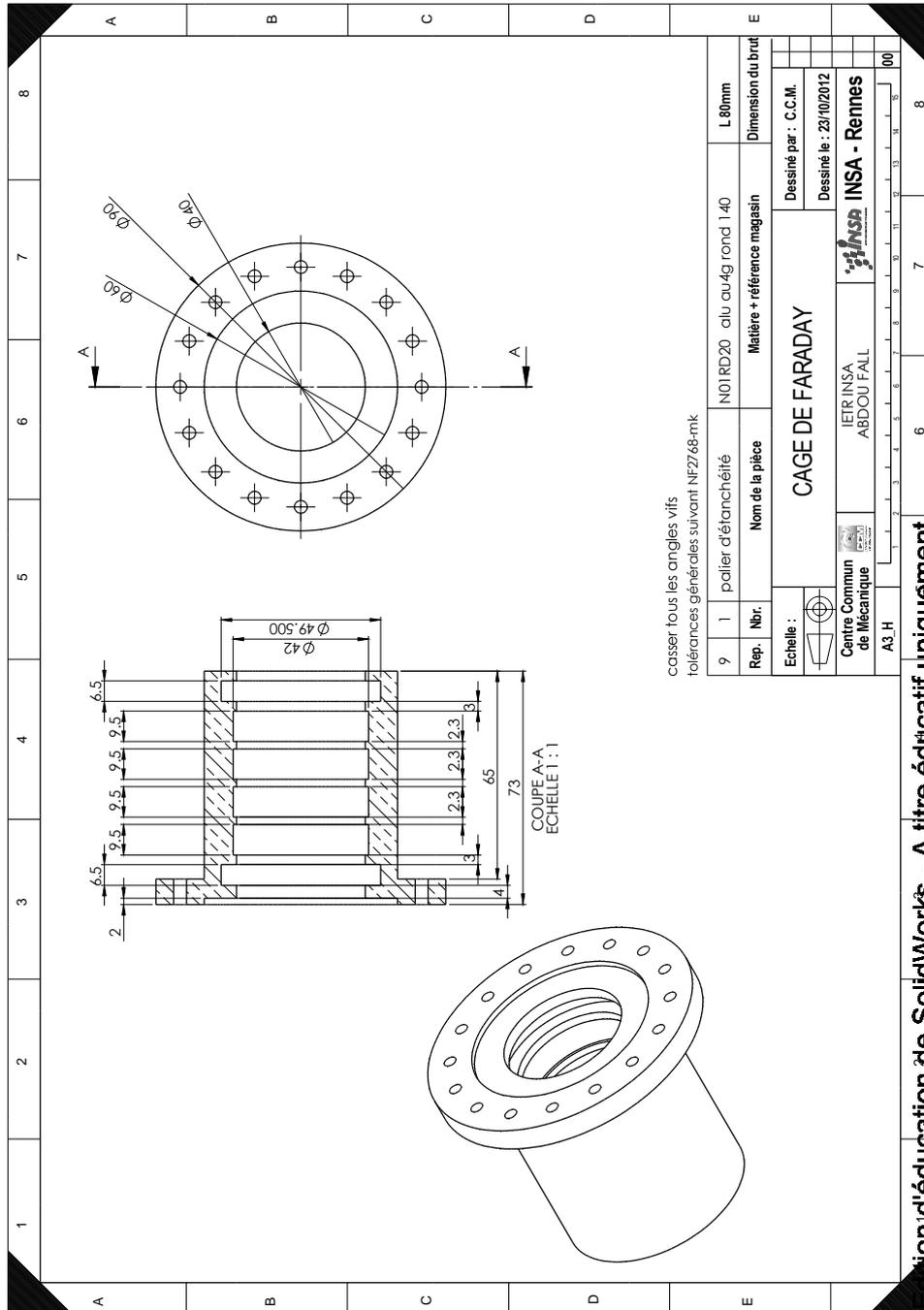


FIGURE D.7 – Palier d’étanchéité du guide Rx.

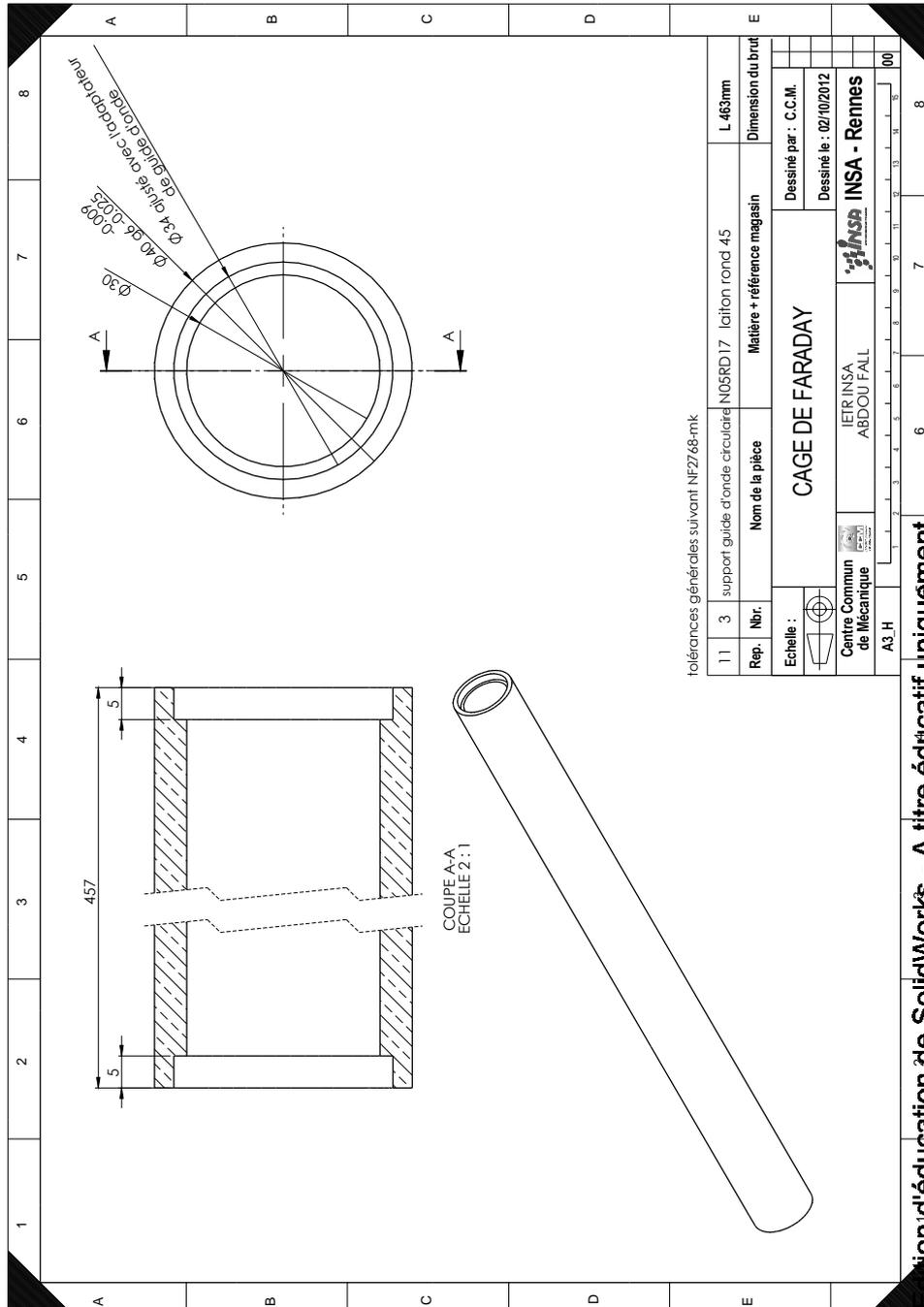


FIGURE D.8 – Tube cylindrique du guide Rx.

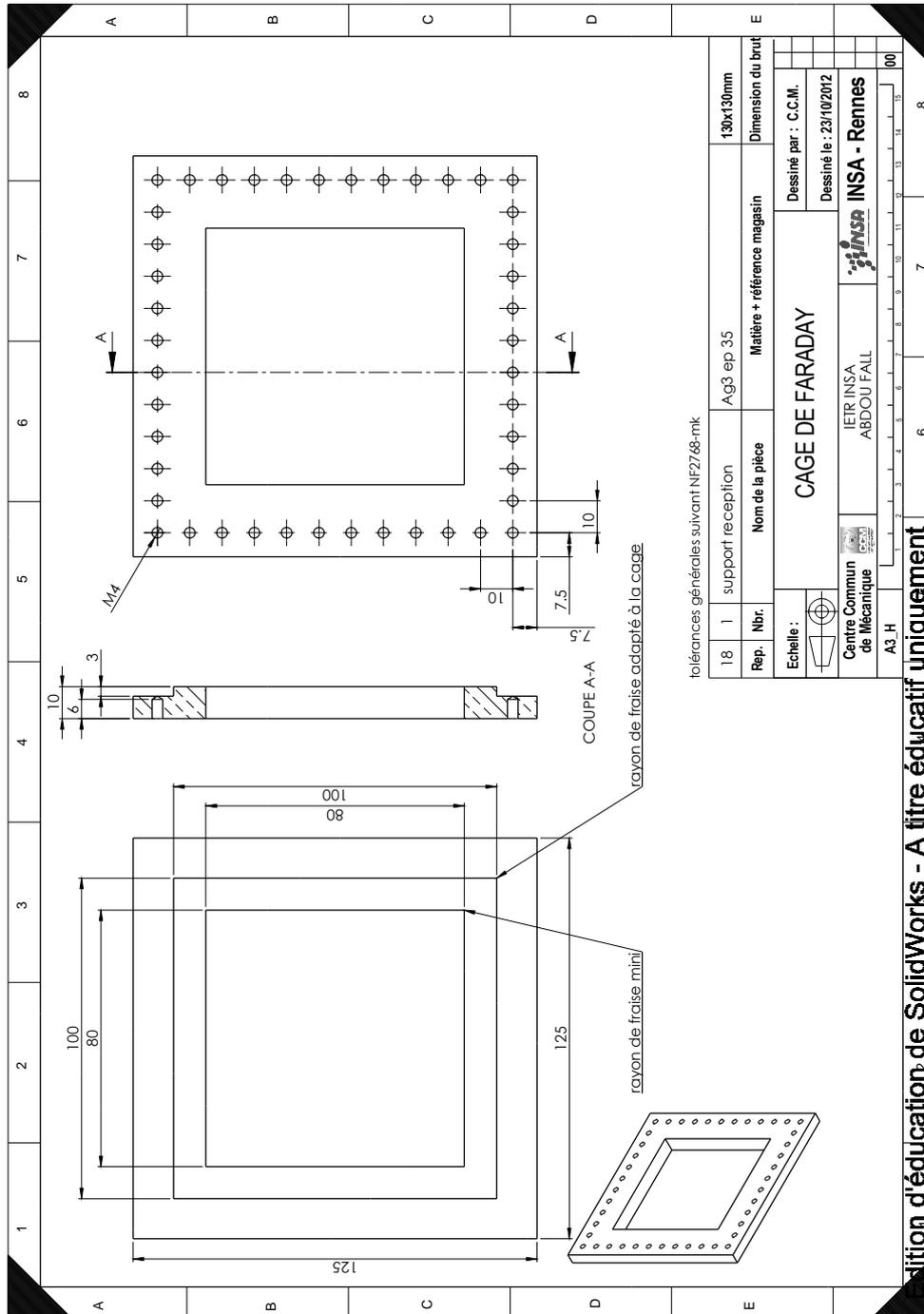
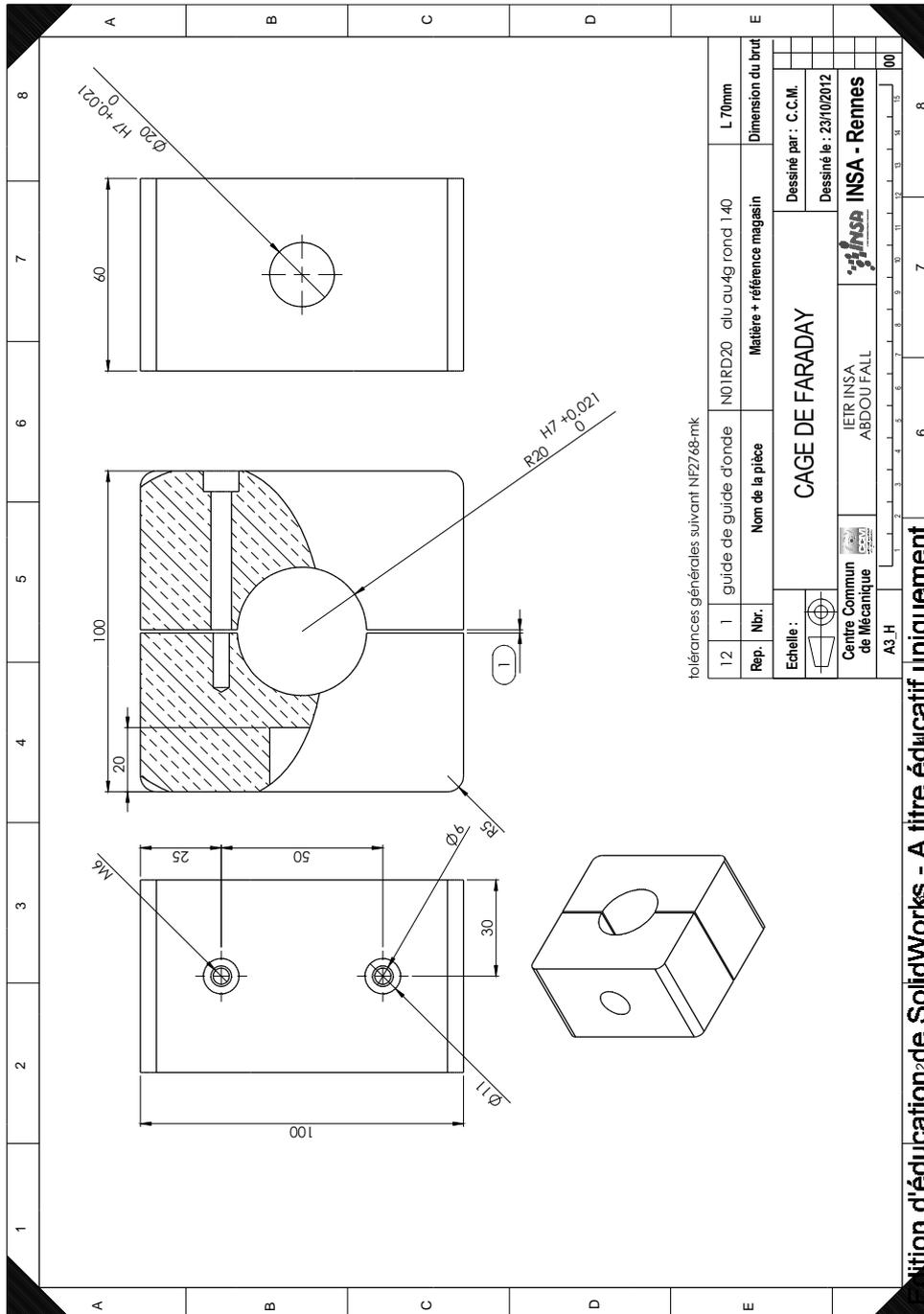


FIGURE D.9 – Prise du support du palier d’étanchéité (guide Rx).



dition d'éducation de SolidWorks - A titre éducatif uniquement

FIGURE D.10 – Support de réglage du guide Rx.

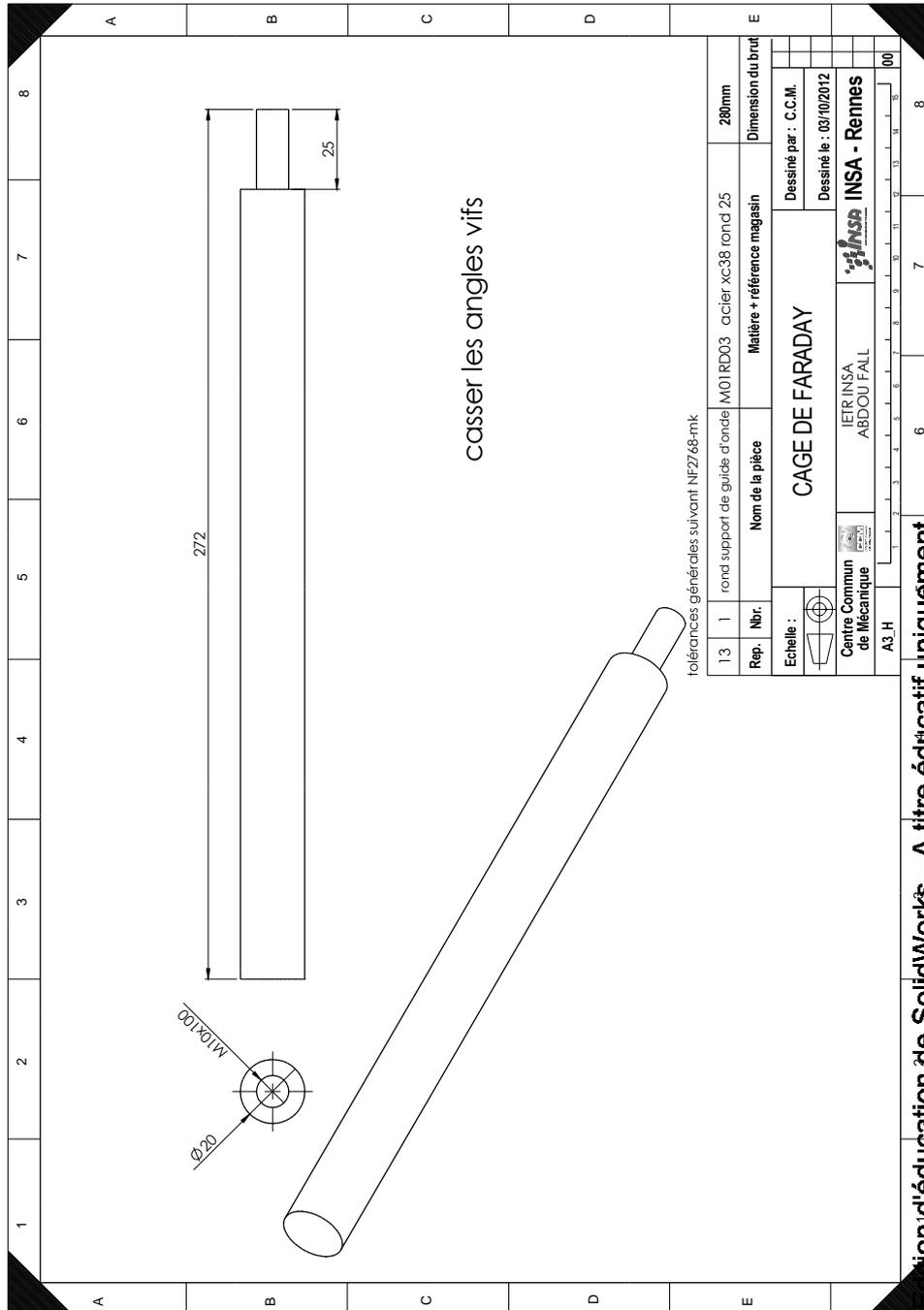


FIGURE D.11 – Tube de réglage de la hauteur du guide Rx.

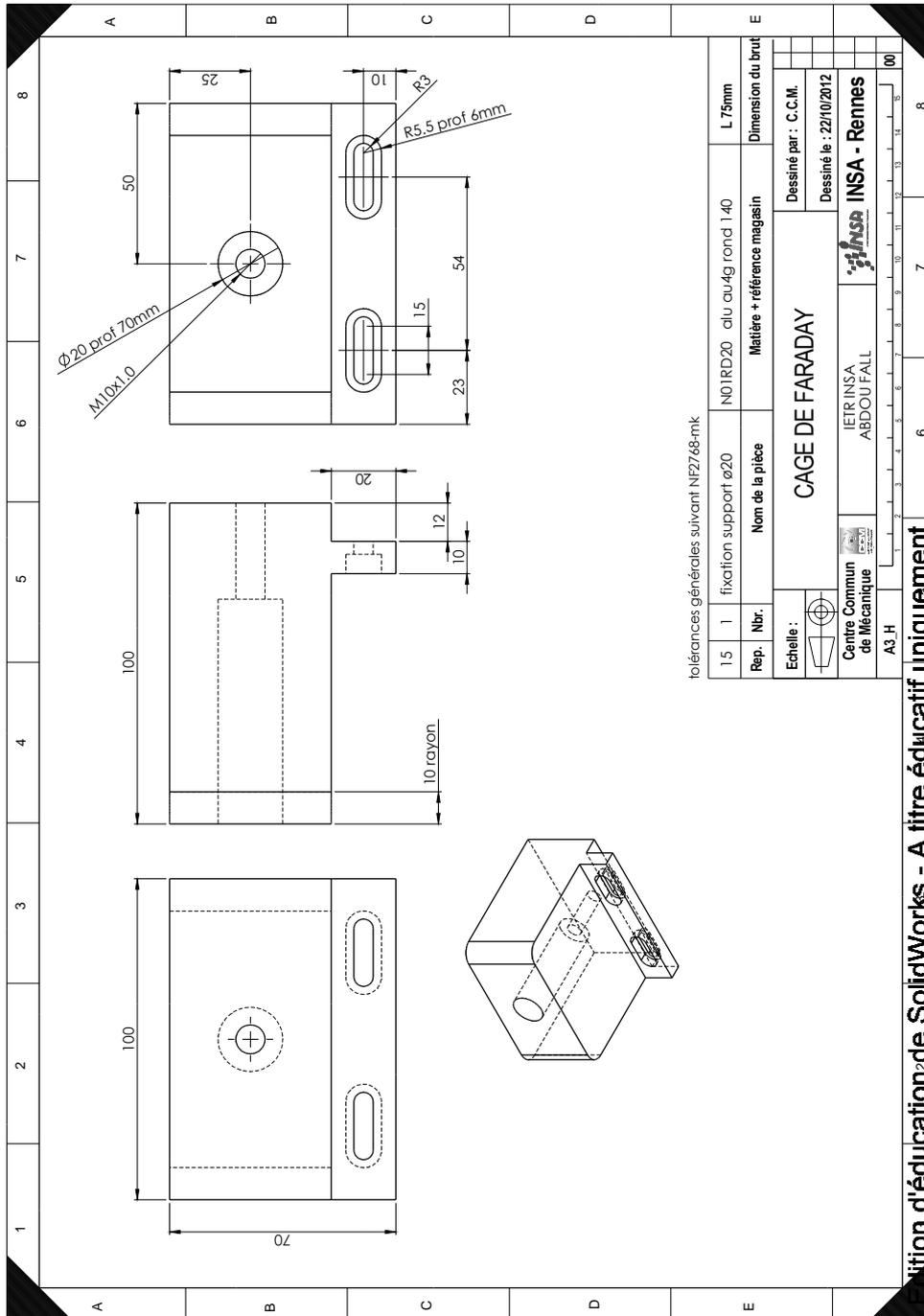


FIGURE D.12 – Fixation du tube de réglage de la hauteur du guide Rx.

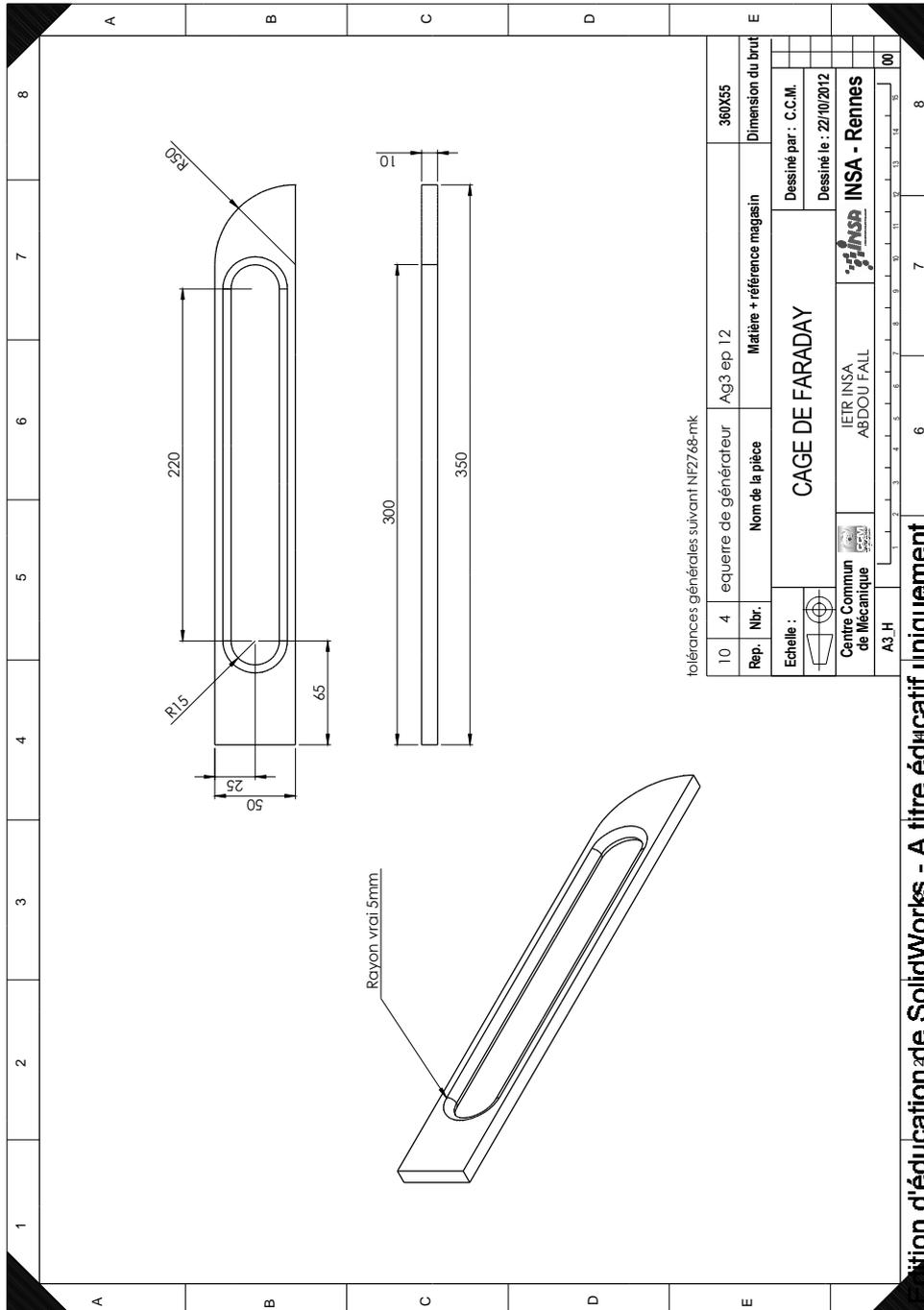


FIGURE D.13 – Goussets de rigidification du support du générateur.

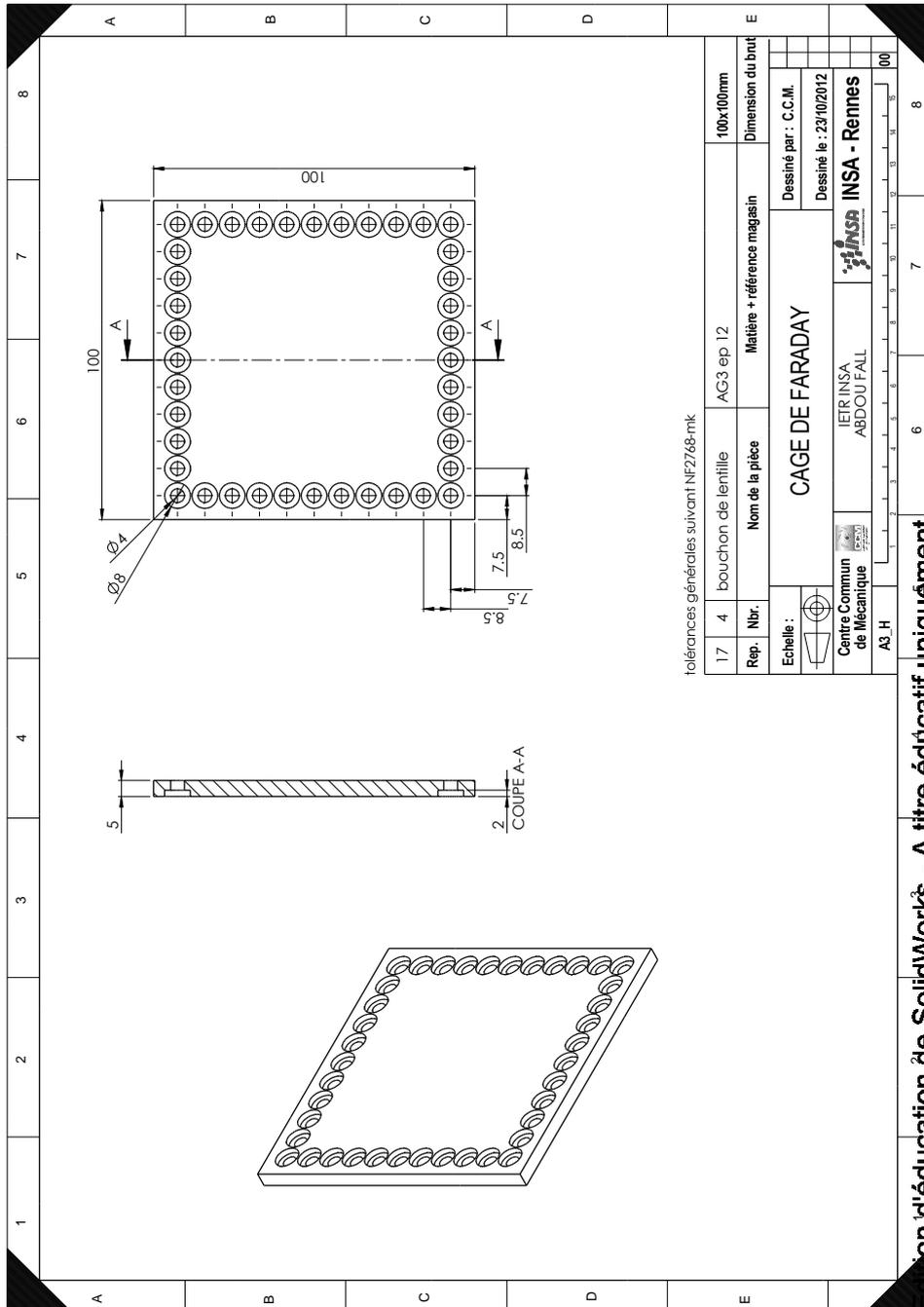


FIGURE D.14 – Plaque de fermeture de l’interface de la caméra IR.

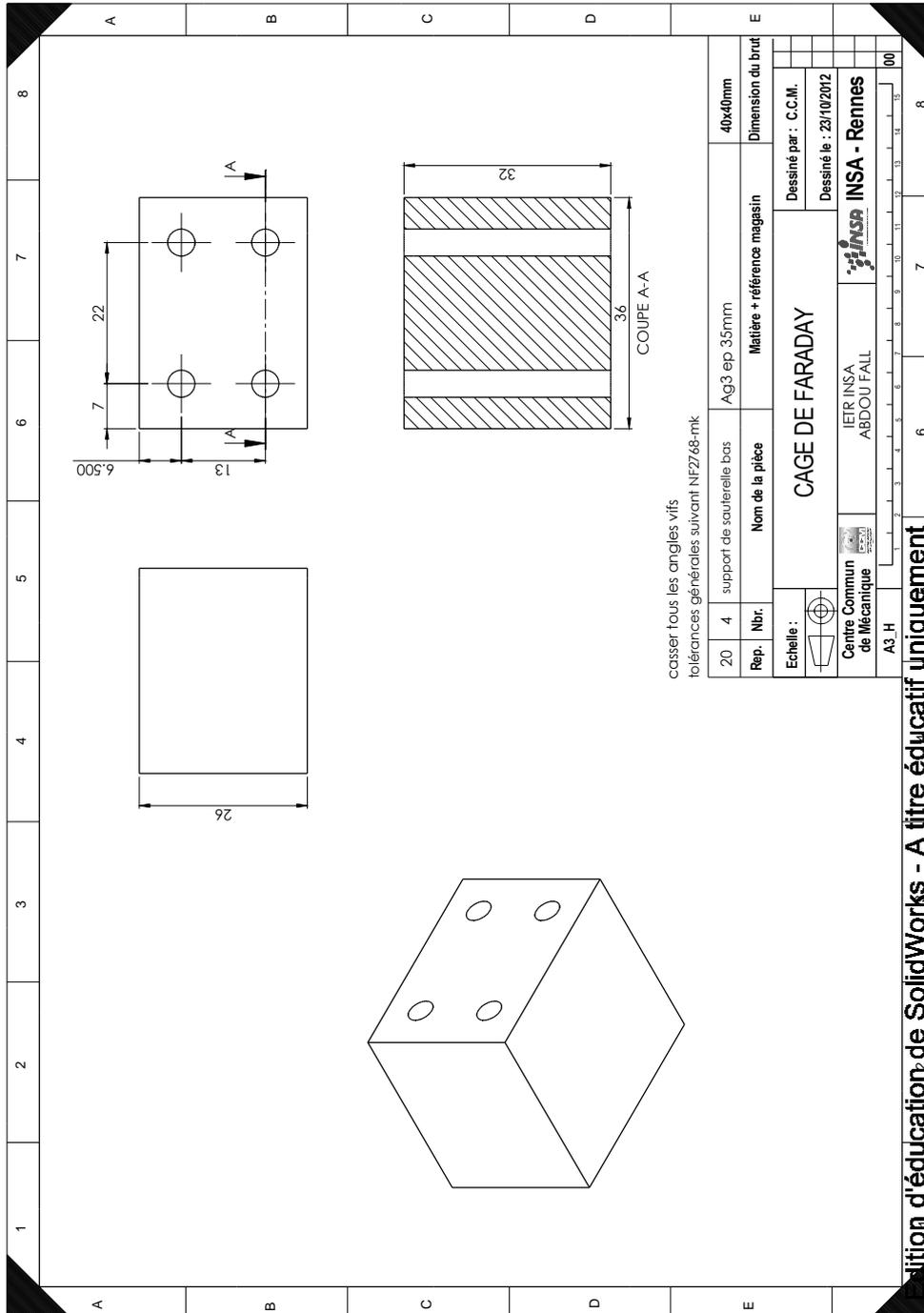


FIGURE D.16 – Partie basse du support de sauterelle.

Transmittance énergétique de la grille métallique aux fréquences
quasi-optiques

Dans cette annexe nous cherchons à démontrer l'expression de l'éclairement énergétique d'un réseau 2D constitué d'ouvertures rectangulaires (cf Fig. E.1). Nous avons vu que l'éclairement énergétique d'une ouverture est proportionnel au carré du module de la transformée de Fourier (dans le domaine spatial) de la fonction caractéristique de l'ouverture. La fonction

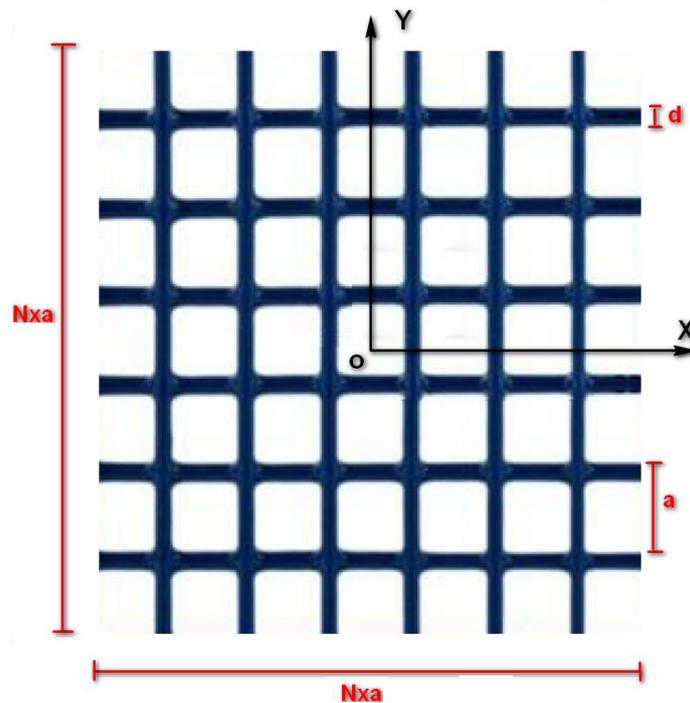


FIGURE E.1 – Réseau d'ouvertures rectangulaires.

caractéristique t d'un réseau d'ouvertures rectangulaires de taille $(N \times a)^2$ s'écrit :

$$t(X, Y) = \left[\text{rect} \left(\frac{X}{a-d}, \frac{Y}{a-d} \right) ** \sum_m \sum_n \delta(X - ma, Y - na) \right] \times \text{rect} \left(\frac{X}{Na}, \frac{Y}{Na} \right), \quad (\text{E.1})$$

où $**$ est la convolution en 2D, n et m sont des entiers ($\dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots$) et $\text{rect}(X, Y)$ est la fonction porte, X et Y désignent les variables spatiales, a et d désignent respectivement la période et largeur de métallisation de la grille.

Rappelons quelques propriétés de la transformée de Fourier et du produit de convolution :

TABLE E.1 – Quelques propriétés de la transformée de Fourier [3], [4].

Fonction	Transformée de Fourier
$(f * g)(x)$	$F(\nu) \cdot G(\nu)$
$(f \cdot g)(x)$	$F(\nu) * G(\nu)$
$\text{rect}(x)$	$\text{sinc}(\nu)$
$f(ax)$	$\frac{1}{ a } F\left(\frac{\nu}{a}\right)$
$\sum_n \delta(x - na)$	$\frac{1}{a} \sum_n \delta\left(\nu - \frac{n}{a}\right)$

$$\sum_n F(\nu) * \delta\left(\nu - \frac{n}{a}\right) = \sum_n F\left(\nu - \frac{n}{a}\right)$$

$$\sum_n \delta\left(x - \frac{n}{a}\right) f(x) = \sum_n \delta\left(x - \frac{n}{a}\right) f\left(\frac{n}{a}\right)$$

Calcul de la transformée de Fourier de la fonction caractéristique t

$$TF[t(X, Y)](\nu_x, \nu_y) = TF \left[\left[\text{rect} \left(\frac{X}{a-d}, \frac{Y}{a-d} \right) ** \sum_m \sum_n \delta(X - ma, Y - na) \right] \times \text{rect} \left(\frac{X}{Na}, \frac{Y}{Na} \right) \right], \quad (\text{E.2})$$

$$= TF \left[\text{rect} \left(\frac{X}{a-d}, \frac{Y}{a-d} \right) ** \sum_m \sum_n \delta(X - ma, Y - na) \right] ** TF \left[\text{rect} \left(\frac{X}{Na}, \frac{Y}{Na} \right) \right], \quad (\text{E.3})$$

$$= TF \left[\text{rect} \left(\frac{X}{a-d}, \frac{Y}{a-d} \right) \right] \times TF \left[\sum_m \sum_n \delta(X - ma, Y - na) \right] ** TF \left[\text{rect} \left(\frac{X}{Na}, \frac{Y}{Na} \right) \right]. \quad (\text{E.4})$$

Pour alléger le calcul, nous posons :

$$A = TF \left[\text{rect} \left(\frac{X}{a-d}, \frac{Y}{a-d} \right) \right], \quad (\text{E.5})$$

$$B = TF \left[\sum_m \sum_n \delta(X - ma, Y - na) \right], \quad (\text{E.6})$$

$$C = TF \left[\text{rect} \left(\frac{X}{Na}, \frac{Y}{Na} \right) \right]. \quad (\text{E.7})$$

Calculons séparément les expressions de A , B et C :

$$A = TF \left[\text{rect} \left(\frac{X}{a-d}, \frac{Y}{a-d} \right) \right] = (a-d)^2 \text{sinc}[(a-d)\nu_x] \text{sinc}[(a-d)\nu_y]. \quad (\text{E.8})$$

$$B = TF \left[\sum_m \sum_n \delta(X - ma, Y - na) \right] = \frac{1}{a^2} \sum_m \sum_n \delta\left(\nu_x - \frac{m}{a}, \nu_y - \frac{n}{a}\right). \quad (\text{E.9})$$

$$C = TF \left[\text{rect} \left(\frac{X}{Na}, \frac{Y}{Na} \right) \right] = N^2 a^2 \text{sinc}(Na\nu_x) \text{sinc}(Na\nu_y). \quad (\text{E.10})$$

Nous avons :

$$A \times B = (a-d)^2 \text{sinc}[(a-d)\nu_x] \text{sinc}[(a-d)\nu_y] \times \frac{1}{a^2} \sum_m \sum_n \delta\left(\nu_x - \frac{m}{a}, \nu_y - \frac{n}{a}\right), \quad (\text{E.11})$$

$$= \frac{(a-d)^2}{a^2} \sum_m \sum_n \text{sinc}\left[\frac{m(a-d)}{a}\right] \text{sinc}\left[\frac{n(a-d)}{a}\right] \times \delta\left(\nu_x - \frac{m}{a}, \nu_y - \frac{n}{a}\right), \quad (\text{E.12})$$

\Rightarrow

$$A \times B * * C = \left[\frac{(a-d)^2}{a^2} \sum_m \sum_n \text{sinc}\left[\frac{m(a-d)}{a}\right] \text{sinc}\left[\frac{n(a-d)}{a}\right] \times \delta\left(\nu_x - \frac{m}{a}, \nu_y - \frac{n}{a}\right) \right] * * [N^2 a^2 \text{sinc}(Na\nu_x) \text{sinc}(Na\nu_y)] \quad (\text{E.13})$$

$$A \times B * * C = \frac{(a-d)^2}{a^2} \sum_m \sum_n \text{sinc}\left[\frac{m(a-d)}{a}\right] \text{sinc}\left[\frac{n(a-d)}{a}\right] \times \left[\delta\left(\nu_x - \frac{m}{a}, \nu_y - \frac{n}{a}\right) * * N^2 a^2 \text{sinc}(Na\nu_x) \text{sinc}(Na\nu_y) \right] \quad (\text{E.14})$$

Après développement, nous avons :

$$A \times B * * C = \frac{(a-d)^2}{a^2} N^2 a^2 \sum_m \sum_n \text{sinc}\left[\frac{m(a-d)}{a}\right] \text{sinc}\left[\frac{n(a-d)}{a}\right] \times \text{sinc}\left[Na\left(\nu_x - \frac{m}{a}\right)\right] \text{sinc}\left[Na\left(\nu_y - \frac{n}{a}\right)\right], \quad (\text{E.15})$$

et donc

$$TF[t(X, Y)](\nu_x, \nu_y) = \frac{(a-d)^2}{a^2} N^2 a^2 \sum_m \sum_n \text{sinc}\left[\frac{m(a-d)}{a}\right] \text{sinc}\left[\frac{n(a-d)}{a}\right] \times \text{sinc}\left[Na\left(\nu_x - \frac{m}{a}\right)\right] \text{sinc}\left[Na\left(\nu_y - \frac{n}{a}\right)\right]. \quad (\text{E.16})$$

Nous avons démontré par ailleurs, en section 7.5, que les variables ν_x et ν_y dans l'espace de Fourier s'expriment, en fonction des variables spatiales x et y dans le repère du plan d'observation, par les relations suivantes :

$$\nu_x = \frac{x}{\lambda r}, \quad (\text{E.17})$$

$$\nu_y = \frac{y}{\lambda r}, \quad (\text{E.18})$$

où λ est la longueur d'onde et r est la distance séparant la position de la grille à l'écran d'observation.

Nous avons :

$$\nu_x = \frac{x}{\lambda r} = \frac{\sin \theta_x}{\lambda}, \quad (\text{E.19})$$

$$\nu_y = \frac{y}{\lambda r} = \frac{\sin \theta_y}{\lambda}. \quad (\text{E.20})$$

Si la distance r est grande devant les dimensions de l'écran ($r \gg x, r \gg y$), alors :

$$\nu_x \approx \frac{\theta_x}{\lambda}, \quad (\text{E.21})$$

$$\nu_y \approx \frac{\theta_y}{\lambda}. \quad (\text{E.22})$$

Et donc

$$I(\theta_x, \theta_y) \propto |TF[t(X, Y)](\theta_x, \theta_y)|^2 = \frac{(a-d)^4}{a^4} N^4 a^4 \left[\sum_m \sum_n \text{sinc}\left[\frac{m(a-d)}{a}\right] \text{sinc}\left[\frac{n(a-d)}{a}\right] \times \text{sinc}\left[\frac{Na}{\lambda}\left(\theta_x - \frac{m\lambda}{a}\right)\right] \text{sinc}\left[\frac{Na}{\lambda}\left(\theta_y - \frac{n\lambda}{a}\right)\right] \right]^2. \quad (\text{E.23})$$

Démonstration de la relation 9.29

Dans cette annexe nous présentons la démonstration de la relation 9.29 utilisée dans le chapitre 9 du manuscrit, son expression est rappelée ci-dessous :

$$\frac{2\operatorname{Re}(\sqrt{\varepsilon^*})}{\delta\sqrt{\mu_0}} = \omega\varepsilon'' . \quad (\text{F.1})$$

Cherchons a et b tels que :

$$\sqrt{\varepsilon^*} = \sqrt{\varepsilon' + j\varepsilon''} = a + jb \quad (\text{F.2})$$

\Rightarrow

$$\varepsilon' + j\varepsilon'' = a^2 - b^2 + j2ab. \quad (\text{F.3})$$

Par identification, nous avons :

$$\begin{cases} a^2 - b^2 = \varepsilon' \\ 2ab = \varepsilon'' \end{cases} \quad (\text{F.4})$$

Après quelques manipulations élémentaires, nous obtenons l'équation suivante :

$$4a^4 - 4a^2\varepsilon' - \varepsilon''^2 = 0. \quad (\text{F.5})$$

L'unique solution positive de l'équation F.5 est :

$$a = \sqrt{\frac{\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2}}, \quad (\text{F.6})$$

d'où

$$\operatorname{Re}(\sqrt{\varepsilon^*}) = \sqrt{\frac{\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2}}. \quad (\text{F.7})$$

Or nous avons démontré dans le chapitre 9 que :

$$\frac{1}{\delta} = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\frac{\frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0}(-1 + \sqrt{1 + (\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}^2)})}{2}}, \quad (\text{F.8})$$

$$= \omega\sqrt{\mu_0} \sqrt{\frac{-\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2}}. \quad (\text{F.9})$$

A partir des expressions F.7 et F.9, nous avons :

$$\frac{\text{Re}(\sqrt{\varepsilon^*})}{\delta} = \omega\sqrt{\mu_0} \sqrt{\frac{-\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2}} \times \sqrt{\frac{\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2}}, \quad (\text{F.10})$$

$$= \omega\sqrt{\mu_0} \frac{\sqrt{(-\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}) \times (\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2})}}{2}, \quad (\text{F.11})$$

$$= \omega\sqrt{\mu_0} \frac{\sqrt{-\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2 + \varepsilon'^2}}{2}, \quad (\text{F.12})$$

$$= \omega\sqrt{\mu_0} \frac{\varepsilon''}{2}. \quad (\text{F.13})$$

Finalement, nous obtenons :

$$\frac{2\text{Re}(\sqrt{\varepsilon^*})}{\delta\sqrt{\mu_0}} = \omega\varepsilon''. \quad (\text{F.14})$$

Modèle analytique 3D de la distribution de la température sur la surface d'un fantôme homogène en CRBM

Dans cette annexe, nous présentons le modèle analytique 3D permettant de calculer la distribution de la température sur un fantôme ayant une forme parallélépipédique. La démarche est la même que le modèle 1D, présenté en section 9.3.3 . L'expression de la température en fonction des variables spatiales x , y , z et du temps t s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 T(x, y, z, t) - T_{ext} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\sqrt{8}(\nu_n \cos \nu_n x + \zeta \sin \nu_n x)}{\sqrt{L_x(\nu_n^2 + \zeta^2) + 2\zeta}} \times \frac{(\nu_m \cos \nu_m y + \zeta \sin \nu_m y)}{\sqrt{L_y(\nu_m^2 + \zeta^2) + 2\zeta}} \\
 \times \frac{(\nu_p \cos \nu_p z + \zeta \sin \nu_p z)}{\sqrt{L_z(\nu_p^2 + \zeta^2) + 2\zeta}} \times \frac{\phi}{k(\nu_n^2 + \nu_m^2 + \nu_p^2)} (1 - \exp[-\alpha_t(\nu_n^2 + \nu_m^2 + \nu_p^2)t]), \\
 \text{avec } \phi = \phi_x + \phi_y + \phi_z, \\
 \phi_x = A_x \int_0^{L_x} Q_{ch0}[\exp(-2x/\delta) + \exp(-2(L_x - x)/\delta)](\nu_n \cos \nu_n x + \zeta \sin \nu_n x) dx, \\
 \phi_y = A_y \int_0^{L_y} Q_{ch0}[\exp(-2y/\delta) + \exp(-2(L_y - y)/\delta)](\nu_m \cos \nu_m y + \zeta \sin \nu_m y) dy, \\
 \phi_z = A_z \int_0^{L_z} Q_{ch0}[\exp(-2z/\delta) + \exp(-2(L_z - z)/\delta)](\nu_p \cos \nu_p z + \zeta \sin \nu_p z) dz, \\
 A_x = \frac{[\sin(\nu_m L_y) - \frac{\zeta}{\nu_m} \cos(\nu_m L_y) + \frac{\zeta}{\nu_m}][\sin(\nu_p L_z) - \frac{\zeta}{\nu_p} \cos(\nu_p L_z) + \frac{\zeta}{\nu_p}]}{\sqrt{(L_x(\nu_n^2 + \zeta^2) + 2\zeta) \times (L_y(\nu_m^2 + \zeta^2) + 2\zeta) \times (L_z(\nu_p^2 + \zeta^2) + 2\zeta)}},
 \end{array} \right. \quad (G.1)$$

....

$$\left\{ \begin{array}{l}
 A_y = \frac{[\sin(\nu_n L_x) - \frac{\zeta}{\nu_n} \cos(\nu_n L_x) + \frac{\zeta}{\nu_n}] [\sin(\nu_p L_z) - \frac{\zeta}{\nu_p} \cos(\nu_p L_z) + \frac{\zeta}{\nu_p}]}{\sqrt{(L_x(\nu_n^2 + \zeta^2) + 2\zeta) \times (L_y(\nu_m^2 + \zeta^2) + 2\zeta) \times (L_z(\nu_p^2 + \zeta^2) + 2\zeta)}}, \\
 A_z = \frac{[\sin(\nu_n L_x) - \frac{\zeta}{\nu_n} \cos(\nu_n L_x) + \frac{\zeta}{\nu_n}] [\sin(\nu_m L_y) - \frac{\zeta}{\nu_m} \cos(\nu_m L_y) + \frac{\zeta}{\nu_m}]}{\sqrt{(L_x(\nu_n^2 + \zeta^2) + 2\zeta) \times (L_y(\nu_m^2 + \zeta^2) + 2\zeta) \times (L_z(\nu_p^2 + \zeta^2) + 2\zeta)}}, \\
 \tan(\nu_n L_x) = \frac{2\nu_n \zeta}{\nu_n^2 - \zeta^2}, \tan(\nu_m L_y) = \frac{2\nu_m \zeta}{\nu_m^2 - \zeta^2}, \tan(\nu_p L_z) = \frac{2\nu_p \zeta}{\nu_p^2 - \zeta^2}, \\
 \alpha_t = k/\rho C, \quad \zeta = h/k.
 \end{array} \right. \quad (G.2)$$

Considérons le même fantôme que nous avons utilisé dans nos analyses présentées dans le chapitre 9. Les propriétés thermiques et physiques du fantôme sont rappelées dans la table G.1. Les dimensions géométriques du fantôme sont : $L_x = 9,9$ cm, $L_y = 9,9$ cm et $L_z = 1,4$ cm.

TABLE G.1 – Propriétés thermiques et physiques du fantôme.

	k , W/(m.K)	ρ , kg/m ³	C , J/(kg.K)	h , J/m ² .K	ε'	ε''	δ , mm
Agar 4 %	0,663	1000	3769,94	5,7*	11,9*	19,5	0,34

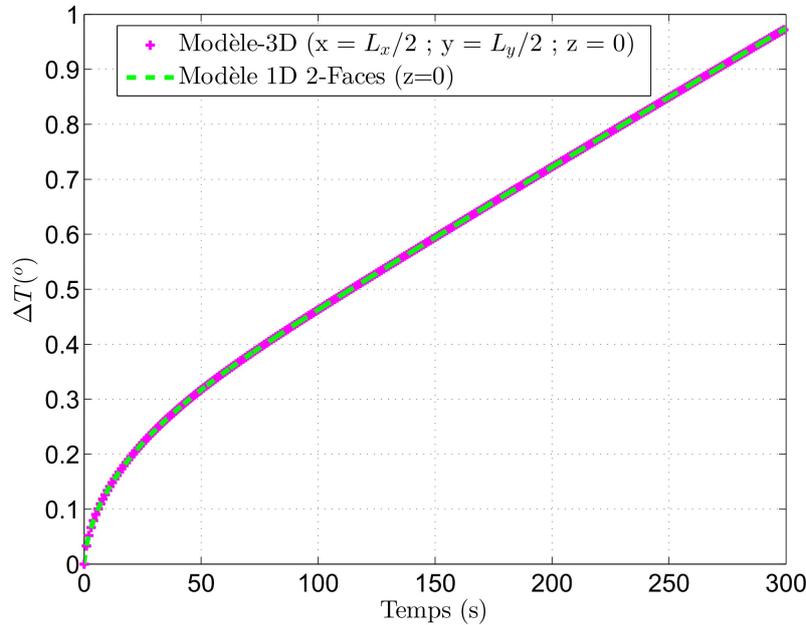


FIGURE G.1 – Gradient de la température du fantôme calculé à l'aide du modèle 3D et du modèle 1D.

Dans un premier temps, nous comparons le gradient de la température sur la surface du fantôme calculé à l'aide du modèle 3D et du modèle 1D. S'agissant du modèle 3D, le calcul est

effectué au point de coordonnées $x = L_x/2$, $y = L_y/2$ et $z = 0$ et au point de coordonnées $z = 0$ pour le modèle 1D (cf Fig. G.1). Nous constatons un bon accord entre les deux modèles.

Dans un second temps, nous nous intéressons à la distribution de la température sur la surface du fantôme. Nous représentons dans la figure G.2 la distribution de la température sur la surface du fantôme à $z = 0$ et pour une durée d'exposition de 300 s. Le profil de la température est identique à celui de l'image prise par la caméra IR. Ce modèle analytique 3D pourra être utilisé afin de mieux comprendre l'écart constaté sur le gradient de la température entre les résultats théoriques et expérimentaux aux premiers instants d'exposition.

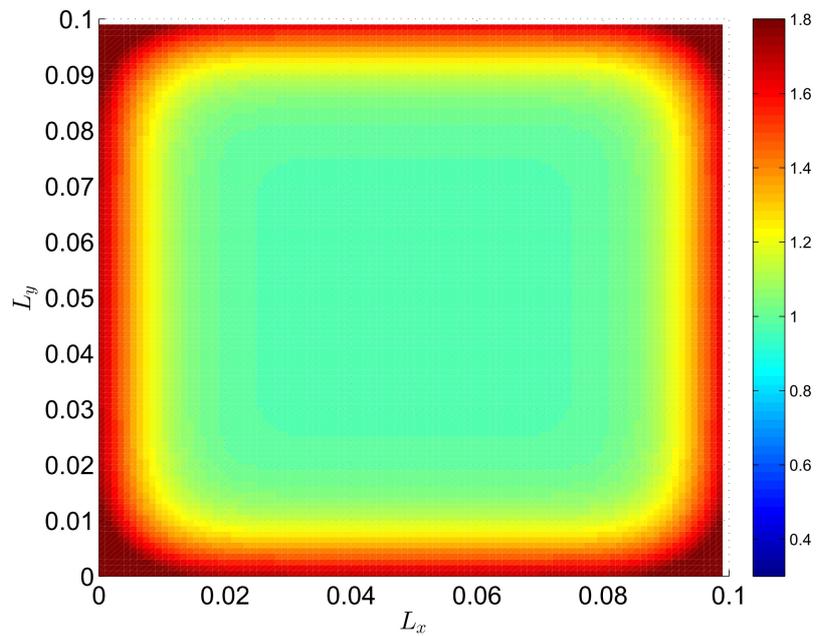


FIGURE G.2 – Distribution de la température sur la surface du fantôme à $z = 0$ et pour une durée d'exposition de 300 s et pour une densité de puissance $259,5 \text{ W/m}^2$.

Références

- [1] 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, Sep. 1974.
- [2] C. Balanis, *Antenna theory-analysis and design (2nd Edition)*. New York, USA : John Wiley and Sons Inc., 1997.
- [3] J. D. Gaskill, *Linear systems, Fourier transforms, and optics*. Wiley New York, 1978.
- [4] J. Goodman, *Introduction to Fourier optics*. McGraw-hill, 2008.

Table des figures

1.1	Photo de la chambre réverbérante à brassage de modes de l'IETR de dimensions $8,7 \times 3,7 \times 2,9 \text{ m}^3$. La fréquence minimale d'utilisation de cette chambre est d'environ 250 MHz.	2
2.1	Absorption des ondes millimétriques [1] par les gaz atmosphériques.	11
2.2	Architecture d'un système LMDS	12
2.3	Wireless Personal Area Network (WPAN) (a), Wireless Local Area Network (WLAN) (b), Body Area Network (BAN) (c).	13
2.4	Communications inter-véhicules (a) et communications véhicules-infrastructures (b).	13
2.5	Radars automobiles	13
2.6	Scanners corporels	13
2.7	Systèmes de dispersion de la foule (ADS) montés sur véhicule blindé léger, Hummer.	14
2.8	Permittivité complexe de l'eau pure à la température de $5 \text{ }^\circ\text{C}$: Modèle de Debye simplifié [7].	15
2.9	Représentation de la structure de la peau et pénétration d'une onde plane à 60 GHz (incidence normale) [9].	15
2.10	Permittivité complexe de la peau dans la bande 55-65 GHz [9].	18
2.11	Propriétés diélectriques de la peau et du fantôme dans [17]. La déviation (barres verticales) par rapport au modèle de référence (Gabriel et <i>al.</i> [11]) est de 10 %.	18
2.12	Coefficients de transmission et de réflexion en puissance à l'interface air/peau à 60 GHz pour (a) la polarisation parallèle et (b) la polarisation perpendiculaire [9].	19
2.13	Atténuation de la DP dans la peau pour une DPI de 1 mW/cm^2 à 60 GHz et pour différents modèles diélectriques de la peau [9].	19
3.1	Schématique de la cavité utilisée par Becker et <i>al.</i> dans [4]. La cavité est constituée d'une boîte dont les parois sont faites en cuivre d'épaisseur 0,5 mm et de volume $15,5 \text{ m}^3$	25
3.2	Schéma de la chambre réverbérante présentée dans [11] pour une utilisation dans la bande 55-65 GHz.	26
3.3	Chambre réverbérante ETS-LINGREN [13].	26
3.4	Chambre réverbérante Satimo. Six antennes sont alimentées aléatoirement. Le signal wifi est généré par une communication entre 2 ordinateurs [22].	28
3.5	Système d'exposition avec réflecteur parabolique [33].	29
3.6	Installation d'exposition avec 6 antennes microstrip [34].	30
3.7	Système d'exposition Ferris-Wheel [36].	30
3.8	Système d'exposition guide d'onde rectangulaire. (A) source DC, (B) générateur de fonction, (C) analyseur de spectre, (D) guide d'onde, (E) antenne du téléphone mobile, (F) mousse, (G) cage de l'animal exposé, (H) couvercle de la boîte de l'animal, [37].	30
3.9	Quatre empilements de deux guides d'onde radiaux [38] (a), vue en coupe d'un guide d'onde radial (b).	31
3.10	Souris exposée en OMM dans une fusée [40].	31
4.1	Évolution de la densité de modes dans la bande 1-26,5 GHz pour la cavité de dimensions $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$ et pour $\Delta f = 200 \text{ MHz}$, 100 MHz , 50 MHz , 25 MHz	39
4.2	Fréquences modales pour la cavité de dimensions $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$ (a) et celle de dimensions $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$ (b) dans une bande $\Delta f = 10 \text{ MHz}$ centrée à 26,5 GHz.	40
4.3	Coefficient de qualité pour la cavité de dimensions $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$ aux parois en acier, en aluminium, en or et en cuivre.	42
4.4	Coefficient de qualité moyen des parois pour la cavité de dimensions $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$ avec $\sigma_p = 1,8 \times 1e7 \text{ S/m}$, à partir des expressions 4.11 et 4.12.	44

4.5	Coefficient de qualité des parois (4.12), de l'antenne de réception (4.13) et de l'antenne d'émission (4.14).	45
4.6	Spectre d'absorption des gaz atmosphériques autour de 60 GHz [10].	46
4.7	Atténuation linéique calculée dans le cas de l'air avec une concentration en vapeur d'eau de $7,5 \text{ g/m}^3$, pour une pression de 1013 hPa et une température de $15 \text{ }^\circ\text{C}$.	46
4.8	Synthèse des coefficients de qualité associés aux différents mécanismes de pertes de la cavité.	47
4.9	Comparaison du coefficient de qualité total de la chambre avec un facteur de marge de $1/10$ (Q_{simul}) au seuil du coefficient de qualité (Q_{thr}).	48
5.1	Configuration de la cavité simulée. La source de rayonnement est placée au point A ($x_0 = 2,5 \text{ cm}$; $y_0 = 20 \text{ cm}$; $z_0 = 20 \text{ cm}$). Son orientation est définie par $\alpha = \pi/4$ et $\beta = \pi/4$. Les symboles de couleur bleu sur la figure indiquent les 64 positions récepteur. Une distance de 10 cm est respectée entre les positions voisines du récepteur. Le volume de test est à une distance de 5 cm par rapport aux parois de la chambre.	54
5.2	Coefficient de perte (R).	55
5.3	Transformée de Fourier rapide de la réponse impulsionnelle au point P ($x_0 = 35 \text{ cm}$; $y_0 = 15 \text{ cm}$; $z_0 = 15 \text{ cm}$) selon les composantes E_x , E_y et E_z .	56
5.4	Principe de subdivision du brassage.	57
5.5	Densité de probabilité de la fonction d'autocorrélation calculées d'après 5.8 pour différentes tailles N d'échantillons et pour différentes espérances ρ .	58
5.6	Corrélation du champ électrique $r_{f_{c_i}}$ estimée à partir des simulations.	59
5.7	Repère pour le calcul du coefficient de corrélation.	59
5.8	Corrélation du champ électrique estimée à partir des simulations (ρ_{sim}) et comparée à sa valeur théorique (ρ_{theo}). La taille des séries $N = 30$.	60
5.9	Corrélation du champ électrique estimée à partir des simulations (ρ_{sim}) et comparée à sa valeur théorique (ρ_{theo}), pour des séries de taille $N = 100$.	61
5.10	Taux de rejet du test d'ajustement d'Anderson-Darling à la loi de Rayleigh pour les trois composantes cartésiennes du champ électrique simulé ($N = 30$).	62
5.11	Taux de rejet du test d'ajustement d'Anderson-Darling à la loi de Weibull pour les trois composantes cartésiennes du champ électrique simulé ($N = 30$).	62
5.12	Paramètre β des distributions de Weibull estimé.	63
5.13	Test d'ajustement d'Anderson-Darling à la loi de Rayleigh pour $\alpha = 5^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ et $\beta = 45^\circ$.	64
5.14	Test d'ajustement d'Anderson-Darling à la loi de Rayleigh pour $\beta = 5^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ et $\alpha = 45^\circ$.	65
5.15	Illustration du processus d'évaluation des modes excitables (en bleu) dans chaque bande Δf_i .	68
5.16	Nombre de modes excitables évalué pour la cavité de dimensions $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$.	69
5.17	Erreur relative sur la variance de la densité d'énergie par rapport au régime idéal de la chambre.	70
5.18	Taux de rejet du test d'ajustement d'Anderson-Darling à la loi exponentielle sur des séries d'échantillons générés avec la loi de Weibull.	72
5.19	Spectre d'ondes planes du mode transverse magnétique $TM_{m_0 n_0 p_0}$.	73
5.20	Spectre d'ondes planes à chaque fréquence centrale f_{c_i} pour notre cavité.	74
6.1	Vue 3D de la CRBM millimétrique : interface Tx (1), interface Rx (2), support du guide cylindrique (3), support de la source millimétrique et de son alimentation DC (4, 5), rails (6, 7), Embase (8), couvercle (9), fermeture sauterelle (10), interface pour la caméra (11), tube cylindrique (12).	82
6.2	Vue en éclaté (a) et en monté (b) des parois de la chambre.	83
6.3	Vue de la face intérieure du couvercle (a). Support du couvercle en forme de U soudé sur le haut de la cage (b). Vue de face de la cage et du couvercle (c).	84
6.4	Bandes de contact "fingerstrips"(a). Illustration de l'intégration des bandes de contact sur le support en forme de U soudé sur le haut de la cage (b).	85
6.5	Vues de côté (a) et de face (b) de l'interface Tx.	85
6.6	Coupe transversale (a) et vue en 3D (b) de l'interface Rx.	86
6.7	Illustration des fuites électromagnétiques dans l'interface Rx (a). La bague de contact en cuivre béryllium utilisée pour le blindage de l'interface Rx (b).	87
6.8	Illustration de l'intégration de quatre bagues de contact montées autour du tube cylindrique.	87
6.9	Modèle de la structure simulée sous HFSS.	88

6.10	Le module du paramètre de transmission $ S_{21} $ en absence de la bague de contact (a) et la cartographie du champ le long du tube cylindrique (b).	88
6.11	Le module du paramètre de transmission $ S_{21} $ en présence de la bague de contact (a) et la cartographie du champ le long du tube cylindrique (b).	89
6.12	Module linéaire de translation de la cage VST 2015 MK TECHNOLOGY GROUP.	90
6.13	Embase sur laquelle sont fixés le module linéaire de translation de la cage et le guidage de profilés (a). Coupe transversale de l'embase (b).	91
6.14	Possibilités de réglage du tube cylindrique.	92
6.15	Photo de la réalisation de la chambre.	93
7.1	Schéma de la mesure de température par caméra IR en chambre réverbérante.	95
7.2	Spectre électromagnétique. 1 : rayons X ; 2 : ultraviolet ; 3 : visible ; 4 : infrarouge ; 5 : micro-ondes ; 6 : ondes radio [1].	96
7.3	Luminance énergétique spectral d'un corps noir à partir de la formule de Planck (7.1), pour différentes valeurs de température.	97
7.4	Une représentation schématique de la mesure thermographique [1] décrite ci-dessus.	98
7.5	Schéma simplifié d'un système d'imagerie thermique.	99
7.6	Illustration de l'angle de vision [1].	100
7.7	Caméra SC5600-M FLIR.	101
7.8	Réponse spectrale de la caméra.	101
7.9	Spécifications du disque de CaF_2	102
7.10	Mesure de la transmission en IR du CaF_2	102
7.11	Banc de mesure AB millimètre pour la caractérisation de diélectrique de matériaux massifs en espace libre.	103
7.12	Analyseur de réseaux vectoriel associé au banc de mesure AB millimètre.	104
7.13	Schéma équivalent d'une grille située entre deux milieux diélectriques semi-infinis [2].	105
7.14	Réflexivité de la grille 2D à 60 GHz avec le modèle de Chen.	108
7.15	Transmission de la grille 2D à 60 GHz avec le modèle de Chen.	109
7.16	Structure de la grille modélisée sous HFSS (a), avec les conditions aux limites sur les faces latérales (a) et (b).	110
7.17	Diffraction de la lumière sur une ouverture.	111
7.18	Grille inductive.	114
7.19	Transmittance optique d'une grille calculée à partir de l'expression 7.45.	115
7.20	Esquisse du substrat de CaF_2 de diamètre $D = 50$ mm avec la métallisation.	117
7.21	Coefficient de qualité d'un réseau d'ouvertures de période $a = 100 \mu\text{m}$ et de largeur de métallisation $d = 10 \mu\text{m}$ comparé au coefficient de qualité des parois de la chambre.	117
7.22	Coefficient de qualité d'un réseau d'ouvertures de période $a = 200 \mu\text{m}$ et de largeur de métallisation $d = 5 \mu\text{m}$ comparé au coefficient de qualité des parois de la chambre.	118
7.23	Vue en 3D du substrat de CaF_2 avec la métallisation, coupe transversale pour la configuration 1 (a) et pour la configuration 2 (b).	118
7.24	Méthode du lift off.	119
7.25	Vue 3D de la CRBM millimétrique.	120
7.26	Vue 3D de la CRBM millimétrique illustrant la position des interfaces pour la caméra. Coupe transversale (a) et vue de dessus (b).	121
8.1	Configuration pour la mesure de l'efficacité de blindage dans la bande 10-10,5 GHz à l'aide d'une grande CRBM.	128
8.2	Résultats de l'évaluation de l'efficacité de blindage.	129
8.3	Illustration de l'approche utilisée pour la mesure de l'efficacité de blindage à 40 GHz.	130
8.4	Configuration de la mesure en chambre réverbérante dans la bande 2-18 GHz.	131
8.5	Paramètres S mesurés en chambre réverbérante dans la bande 2-18 GHz : $\langle S_{11} \rangle$ en dB (a), $\langle S_{22} \rangle$ en dB (b) et $ S_{21} $ en dB (c). Nous avons appliqué un moyennage glissant sur des bandes de largeur 25 MHz.	132
8.6	Corrélation moyenne des échantillons de $ S_{21} $ estimée à partir des mesures.	133
8.7	Comparaison du coefficient de qualité total théorique au coefficient de qualité expérimental de la chambre.	134
8.8	Test d'ajustement statistique d'Anderson Darling à la distribution de Rayleigh sur les échantillons de mesure de $ S_{21} $	134

8.9	Paramètre de forme β des distributions de Weibull suivies par les distributions expérimentales de $ S_{21} $	135
8.10	Chaîne d'instrumentation pour la mesure de la puissance dans la CRBM millimétrique dans la bande V.	136
8.11	Vue intérieure de la CRBM pour la mesure en bande V.	137
8.12	Panneau de contrôle (a) et avant de la source millimétrique (b). Panneau latéral montrant les affichages de la puissance et de température (c). Vue de face de l'alimentation DC de la source millimétrique (d).	138
8.13	Représentation schématique de la source millimétrique.	138
8.14	Fréquence de la source millimétrique en fonction de la tension appliquée.	139
8.15	Puissance maximale délivrée par la source en fonction de la fréquence.	139
8.16	Connexion du mélangeur à l'analyseur de spectre et l'objet sous test.	140
8.17	Puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée du mélangeur.	140
8.18	Photo de la chambre réverbérante avec mise en évidence de la chaîne d'émission et la chaîne de réception.	141
8.19	Atténuation en dB de la puissance dans la chaîne d'émission (a) et dans la chaîne de réception (b).	142
8.20	Coefficient de qualité expérimental et théorique dans la bande 58,5-61,5 GHz.	142
8.21	Test d'ajustement d'Anderson Darling à la loi exponentielle appliqué à la distribution expérimentale de la puissance.	144
8.22	Estimation du ratio écart type / moyenne des séries constituées des mesures de puissance.	144
8.23	Comparaison des histogrammes de P_r/P_t issus des mesures à la densité de probabilité de la loi exponentielle.	145
8.24	Configuration de la mesure du découplage de l'interface en CaF_2 avec la métallisation en espace libre, entre 58,5 et 61,5 GHz.	146
8.25	Résultats expérimentaux de l'évaluation du découplage de l'interface en CaF_2 avec la métallisation entre 58,5 et 61,5 GHz.	147
8.26	Coefficient de qualité de la CRBM en présence de l'interface en CaF_2 avec la métallisation (en couleur rouge pour la grille de période 100 μm et en vert pour celle de période 200 μm); coefficient de qualité de la CRBM en obstruant l'ouverture par une plaque métallique pleine (en couleur bleu); coefficient de qualité de la CRBM avec l'ouverture libre (en couleur magenta).	148
9.1	Partie réelle (trait bleu) et imaginaire (traits pointillés) de la permittivité de l'eau pure à la température de 20 °C dans la bande 1-100 GHz.	153
9.2	Variation de la partie réelle et imaginaire de l'eau pure pour des valeurs de température comprises entre 20 et 25 °C.	154
9.3	Schéma d'illustration de l'échauffement du fantôme par ondes électromagnétiques en chambre réverbérante.	155
9.4	Onde plane en incidence normale sur un milieu diélectrique.	157
9.5	Illustration de l'illumination d'un fantôme par onde mm sur une seule face ($z = 0$).	160
9.6	Illustration de l'illumination d'un fantôme par onde mm sur deux faces parallèles ($z = 0$ et $z = L_z$).	163
9.7	Comparaison du modèle théorique pour une exposition sur une face (modèle 1-Face) au modèle de Foster [2]. L'élévation de la température est calculée pour $z = 0$ et pour une densité de puissance surfacique égale à 200 W/m^2	164
9.8	Comparaison du modèle théorique pour une exposition sur une face (Modèle 1-Face) au modèle théorique pour une exposition sur deux faces (modèle 2-Faces). L'élévation de la température est calculée pour $z = 0$ et pour une densité de puissance surfacique égale à 200 W/m^2	164
9.9	Balance pour le pesée de la quantité d'agar (a). Casserole pour la fabrication du fantôme (b). Fantôme gélifié (c).	165
9.10	Photo de la configuration pour la mesure de la transmittance des hublots en chambre anéchoïque. Les différents éléments sont : A) caméra IR; B) hublot en CaF_2 ; C) antenne millimétrique; D) fantôme; E) absorbants de la chambre anéchoïque.	166
9.11	Transmittance en IR des deux échantillons de hublot.	167
9.12	Chaîne d'instrumentation pour les mesures thermiques sur un échantillon en CRBM.	168
9.13	Mesures thermiques : vue intérieure de la CRBM.	168
9.14	Coefficient de qualité de la CRBM en présence du fantôme de dimension $9,9 \times 9,9 \times 1,4 \text{ cm}^3$	169

9.15	Coefficient de qualité de la CRBM en présence du fantôme de dimension $9,9 \times 9,9 \times 1,4 \text{ cm}^3$. La courbe en couleur bleu est issue de la mesure et la courbe en couleur vert est synthétisée à partir de l'expression 9.56.	170
9.16	Distribution de la température sur le fantôme en fonction de la durée d'exposition.	171
9.17	Distribution de la température à 300 s sur le fantôme.	172
9.18	Évolution de la température moyenne (en bleu) et de l'écart type (en rouge) en fonction de la durée d'exposition.	172
9.19	Histogramme de la distribution de la température à 300 s, sur la surface du fantôme.	173
9.20	Distribution de la température à 300 s, sur un fantôme dont la forme n'entraîne pas des effets de bord.	174
9.21	Diagramme synthétisant la démarche pour la validation des modèles analytiques et des mesures thermiques.	175
9.22	Comparaison de la température moyenne expérimentale à l'estimation théorique par le modèle 1D avec exposition sur une face et celui avec l'exposition sur deux faces.	176
9.23	Deux approches de la détermination de la densité de puissance et du DAS.	177
9.24	Gradient de la température expérimentale moyenne du fantôme (en pointillés bleu). Gradient de la température issu du modèle théorique 1-Face dans l'intervalle 0 à 15 s.	179
9.25	Ajustement de la courbe du modèle théorique 2-Faces au gradient de température à la courbe expérimentale expérimental.	179
C.1	Diagramme de rayonnement de la source utilisée pour la simulation de la cavité, comparé au diagramme de rayonnement d'un dipôle court.	203
D.1	CRBM assemblage final.	205
D.2	Support de joint du couvercle.	206
D.3	Couvercle.	207
D.4	Support du couvercle de l'interface Tx.	208
D.5	Couvercle de l'interface Tx.	209
D.6	Support du palier d'étanchéité.	210
D.7	Palier d'étanchéité du guide Rx.	211
D.8	Tube cylindrique du guide Rx.	212
D.9	Prise du support du palier d'étanchéité (guide Rx).	213
D.10	Support de réglage du guide Rx.	214
D.11	Tube de réglage de la hauteur du guide Rx.	215
D.12	Fixation du tube de réglage de la hauteur du guide Rx.	216
D.13	Goussets de rigidification du support du générateur.	217
D.14	Plaque de fermeture de l'interface de la caméra IR.	218
D.15	Support de l'interface de caméra IR.	219
D.16	Partie basse du support de sauterelle.	220
D.17	Partie haute du support de sauterelle.	221
E.1	Réseau d'ouvertures rectangulaires.	223
G.1	Gradient de la température du fantôme calculé à l'aide du modèle 3D et du modèle 1D.	230
G.2	Distribution de la température sur la surface du fantôme à $z = 0$ et pour une durée d'exposition de 300 s et pour une densité de puissance $259,5 \text{ W/m}^2$	231

Liste des tableaux

2.1	Synthèse des propriétés diélectriques de la peau à 60 GHz.	17
2.2	Composition du fantôme [17].	18
6.1	Composition chimique nominale (%) de l'AG3 selon la norme EN 573-1 [2].	83
7.1	Caractéristiques de la caméra SC5600-M FLIR	101
7.2	Transmittance en dB de la grille de dimensions $a = 200 \mu\text{m}$ et $d = 20 \mu\text{m}$, simulée à 60 GHz.	109
7.3	Transmittance (dB) de la grille simulée à 60 GHz.	110
7.4	Configurations retenues concernant la métallisation du substrat de CaF_2	114
8.1	Résultats de la mesure de l'efficacité de blindage à 40 GHz pour les différentes faces de la CRBM.	130
8.2	Fonction d'autocorrélation à l'ordre 1 calculée à partir des échantillons expérimentaux de P_r/P_t	143
9.1	Variation de ε' et ε'' pour de l'eau pure en fonction de la température à 60 GHz.	154
9.2	Propriétés thermiques, physiques et l'épaisseur de peau à 60 GHz du fantôme d'eau.	163
9.3	Synthèse des résultats de l'évaluation du DAS du fantôme à 59,3 GHz.	178
B.1	Valeurs critiques de Stephens [1] pour le test d'Anderson-Darling d'une loi de Rayleigh ou exponentielle.	199
B.2	Valeurs critiques de Stephens [1] pour le test d'Anderson-Darling d'une loi de Weibull.	200
E.1	Quelques propriétés de la transformée de Fourier [3], [4].	224
G.1	Propriétés thermiques et physiques du fantôme.	230

AVIS DU JURY SUR LA REPRODUCTION DE LA THESE SOUTENUE

Titre de la thèse:

Étude et conception d'une chambre réverbérante en ondes millimétriques. Application à la dosimétrie

Nom Prénom de l'auteur : FALL ABDOU KHADIR

Membres du jury :

- Monsieur BESNIER Philippe
- Monsieur LEMOINE Christophe
- Monsieur ZHADOBOV Maxim
- Monsieur LEVEQUE Philippe
- Madame RICHALOT Elodie
- Monsieur BONNET Pierre
- Monsieur ROSNARHO Jean-François

Président du jury : *Philippe Leveque*

Date de la soutenance : 03 Février 2015

Reproduction de la these soutenue

Thèse pouvant être reproduite en l'état

~~Thèse pouvant être reproduite après corrections suggérées~~

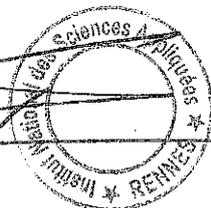
Fait à Rennes, le 03 Février 2015

Signature du président de jury



Le Directeur,

M'hamed DRISSI



De nos jours, on assiste à l'émergence massive de nouveaux systèmes électroniques exploitant des fréquences de plus en plus élevées, particulièrement en ondes millimétriques (30-300 GHz). Il apparaît de ce fait un besoin potentiel de développement de nouveaux moyens d'essai appropriés dans le domaine millimétrique. En particulier, l'étude de la biocompatibilité de ces systèmes est clairement identifiée comme une priorité de recherche en électromagnétisme. Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse consiste à concevoir et à évaluer les propriétés d'une chambre réverbérante à brassage de modes (CRBM) en bande Ka (26,5-40 GHz), en bande U (40-60 GHz) et en bande V (50-75 GHz). L'application visée dans cette thèse concerne la mise en place d'outils dosimétriques par caméra infrarouge en chambre réverbérante et la réalisation d'essais préliminaires sur des fantômes diélectriques à 60 GHz.

Dans un premier temps, nous avons analysé numériquement le comportement statistique du champ électrique dans une cavité pré-dimensionnée. Les simulations sont réalisées à l'aide d'un outil interne de modélisation du comportement d'une CRBM basé sur la théorie des images. A l'aide du test d'ajustement statistique d'Anderson-Darling, nous avons montré que le comportement de la chambre en ondes millimétriques est en adéquation avec le modèle de Hill (champ statistiquement homogène et isotrope dans le volume de l'enceinte).

Dans un second temps, nous avons réalisé un prototype de chambre réverbérante de dimensions internes : $42,3 \times 41,2 \times 38,3 \text{ cm}^3$. Un processus de brassage par saut de fréquence est utilisé pour l'obtention de l'uniformité statistique de la densité de puissance. La chambre est équipée d'un système de positionnement fin et précis permettant l'échantillonnage spatial de la puissance sur un axe à l'intérieur de la chambre. Les accès millimétriques ont également été étudiés de sorte à réduire d'éventuelles fuites significatives. Les liaisons entre la source millimétrique et l'antenne d'émission d'une part et celles entre l'antenne de réception et l'analyseur de spectre d'autre part sont assurées par des guides d'onde. Nous avons également mis en place l'ensemble des équipements nécessaires pour le fonctionnement de la chambre (source, analyseur de spectre, mélangeur). La chambre est caractérisée dans la bande 58,5-61,5 GHz. Les résultats obtenus sont satisfaisants en termes de coefficient de qualité et de comportement statistique de la puissance mesurée dans un volume de test donné.

Dans un troisième temps, nous avons modélisé puis réalisé une interface intégrée sur une des parois de la chambre pour la mesure de température par caméra infrarouge. Des mesures préliminaires sont réalisées sur un fantôme constitué essentiellement d'eau. Les résultats expérimentaux et théoriques de l'évaluation du gradient de la température sur le fantôme sont très proches. Ceci confirme que la chambre réverbérante ainsi conçue permet de soumettre l'objet sous test à une illumination statistiquement uniforme et calibrée en puissance.

Un tel dispositif est un atout précieux pour des tests de compatibilité électromagnétique d'équipements électroniques dans la bande 26,5-60 GHz. Cette CRBM pourrait également permettre de réaliser des essais préliminaires dans le cadre de l'étude des interactions des ondes avec la matière vivante en millimétrique.

Nowadays, there is a massive emergence of new electronic systems operating at increasing frequencies, especially in the millimeter waves range (30-300 GHz). As a consequence, development of new appropriate test facilities in the millimeter waves range is needed. In particular, the study of the biocompatibility of these systems is clearly identified as a research priority in electromagnetism. In this context, this thesis deals with the design and the evaluation of a mode-stirred reverberation chamber (RC) properties in the Ka band (26.5-40 GHz), U band (40-60 GHz) and V band (50-75 GHz). The intended application in this thesis concerns the development of a dosimetric tool using an infrared camera in a reverberation chamber.

Firstly, we numerically analyze the statistical behavior of the electric field in the test volume of such an RC. A numerical model based on image theory is used to simulate the cavity. With Anderson-Darling goodness-of-fit test, we show that the chamber behaves very well at millimeter waves frequency in terms of statistical distribution of the field in the test volume.

Secondly, a compact reverberation chamber is designed and built up, with the following internal dimensions $42.3 \times 41.2 \times 38.3 \text{ cm}^3$. The statistical uniformity of power density in the chamber volume is obtained by frequency stirring. The RC is associated with a positioning system for spatial sampling of power inside reverberation chamber. The interfaces are also studied in order to reduce any significant leakage. Waveguides are used in the transmission and reception chains to minimize losses. We have also set up all the equipment necessary for carrying out measurements (source, spectrum analyzer, mixer). The RC is characterized in the 58.5-61.5 GHz range. The results are satisfactory in terms of the quality factor level and the statistical distribution of the power in the test volume.

Thirdly, an interface is designed and integrated on one of the chamber walls for temperature measurement by an infrared camera. Preliminary measurements are performed on a phantom consisting essentially of water. Experimental results of the phantom temperature rise are in good agreement with theoretical predictions. This confirms that the designed reverberation chamber allows to expose the device under test with a statistically uniform and calibrated power.

Such a device is a valuable asset for EMC testing of electronic equipments in the 26.5 to 60 GHz frequency range. This RC could also permit to conduct preliminary tests in the context of the millimeter waves interactions with being organisms.