



Modélisations analytiques ILCM d'enceintes résonantes munies d'ouvertures de formes complexes. Application au couplage avec des lignes de transmission

Amélie Rabat

► To cite this version:

Amélie Rabat. Modélisations analytiques ILCM d'enceintes résonantes munies d'ouvertures de formes complexes. Application au couplage avec des lignes de transmission. Electronique. Université Clermont Auvergne [2017-2020], 2019. Français. NNT : 2019CLFAC092 . tel-02866637

HAL Id: tel-02866637

<https://theses.hal.science/tel-02866637>

Submitted on 17 Nov 2020

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.

UNIVERSITÉ CLERMONT AUVERGNE
INSTITUT PASCAL

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR
DE CLERMONT FERRAND

Thèse présentée par
Amélie RABAT

pour obtenir le grade de DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

Spécialité : Electronique et systèmes

**Modélisations analytiques ILCM d'enceintes résonantes munies
d'ouvertures de formes complexes
Application au couplage avec des lignes de transmission**

soutenue publiquement le 16 décembre 2019 devant le jury composé de

Alain Reineix , Directeur de Recherche	Xlim, Limoges	Rapporteur
Nathalie Raveu , Professeur	INP ENSEEIHT, Toulouse	Rapporteur
Lionel Pichon , Directeur de Recherche	Geeps, Paris Saclay	Examineur
Isabelle Junqua , Ingénieur de Recherche	ONERA, Toulouse	Examineur
Pierre Bonnet , Professeur	Institut Pascal, Clermont-Fd	Directeur de thèse
Khalil El Khamlichi Drissi , Professeur	Institut Pascal, Clermont-Fd	Co-Directeur de thèse
Sébastien Girard , Ingénieur d'étude	Institut Pascal, Clermont-Fd	Invité

Institut Pascal (IP) - Axe PHOTON
Université Clermont Auvergne (UCA)

Université Clermont Auvergne
Institut pascal

École doctorale des sciences pour l'ingénieur de
Clermont-Ferrand

Modélisations analytiques ILCM d'enceintes résonantes munies d'ouvertures de formes complexes

Application au couplage avec des lignes de transmission

Thèse présentée par
Amélie Rabat

soutenue publiquement le **16 Décembre 2019**

Pour obtenir le grade de **Docteur d'université**
Spécialité **Electronique et systèmes**

- Mars 2020 -

Membres du Jury

Rapporteurs

Alain Reineix - Directeur de recherche
Xlim - Limoges
Nathalie Raveu - Professeur
INP ENSEEIHT - Toulouse

Examineurs

Lionel Pichon - Directeur de recherche
Geeps - Centrale Supélec - Paris Saclay
Isabelle Junqua - Ingénieur de recherche
ONERA - Toulouse

Directeur

Pierre Bonnet - Professeur
Institut Pascal - Clermont-Ferrand

Co-directeur

Khalil El Khamlichi Drissi - Professeur
Institut Pascal - Clermont-Ferrand

Invité

Sébastien Girard - Ingénieur d'étude
Institut Pascal - Clermont-Ferrand

Historique des versions

Novembre 2019 - Version soumise aux membres du jury
Décembre 2019 - Version actualisée pour la soutenance
Mars 2020 - Version finale

Remerciements

Ce seront les derniers mots que je vais écrire et pourtant ceux qui seront lus en premier, alors je ne cache pas ici la joie que j'éprouve d'avoir enfin terminé cette thèse, qui, bien qu'ayant été passionnante sur le plan scientifique, a été également éprouvante sur le plan moral.

Une thèse n'est pas seulement l'aboutissement du travail d'une seule personne mais de plusieurs personnes ayant échangé de longues heures pour faire avancer la science. Ainsi ces recherches sont le résultat du travail d'une équipe, c'est pourquoi je commencerai ces remerciements par mon directeur de thèse, Monsieur Pierre Bonnet, professeur des universités, sans qui je n'aurais pas eu la chance de faire ce doctorat. Je tiens à te remercier pour la confiance que tu m'as accordée pour mener à bien ce projet. Tu as été mon encadrant durant deux stages de recherche en première et deuxième année de master, je te dois cette passion que je voue à la recherche, alors merci. Par ailleurs, nos constantes réunions et discussions tant scientifiques que plus familières ont bien sûr particulièrement contribué au succès de ces travaux. Je tiens également à remercier mon co-directeur de thèse, Monsieur Khalil El Khamlichi Drissi, professeur des universités. Bien que nos échanges aient été bien moins réguliers, ils étaient à chaque fois de qualité et tu as toujours été disponible pour m'aider lorsque j'étais bloquée dans une situation que ce soit en rapport avec les travaux ou bien avec le manuscrit et la soutenance. Pour ces raisons, mais aussi pour ta bienveillance constante envers moi, je tiens à te remercier. De la même manière, je tiens à remercier Sébastien Girard. Bien que tu ne fasses pas officiellement partie de mon équipe encadrante, à mes yeux, tu en es l'un des acteurs principaux. Sans toi, ces travaux auraient probablement été incomplets. Tu m'as permis de voir les sciences et la Compatibilité Electromagnétique (CEM) à travers tes yeux d'expert en mesures et bon nombre de tes interrogations m'ont permis d'avancer (même si j'ai toujours pas compris comment passer des dB en watts de tête, là dessus je crois que je suis irrécupérable). Enfin, je souhaiterais vous remercier tous les trois pour le temps précieux que vous m'avez accordé pendant ces quatre années, et surtout pendant la période de rédaction de ce manuscrit.

J'adresse ma sincère gratitude à Monsieur Alain Reineix, directeur de recherche CNRS au laboratoire Xlim à Limoges et Madame Nathalie Raveu, professeur à l'INP ENSEEIHT de Toulouse, qui, malgré leurs occupations et l'urgence, ont accepté de juger mes travaux de thèse et d'en être rapporteurs. Vos différentes interrogations, remarques et conseils ont permis d'améliorer la qualité de ce manuscrit et je vous en remercie. Je remercie également Monsieur Lionel Pichon, directeur de recherche CNRS au Geeps à Paris, d'avoir bien voulu présider mon jury de thèse en plus d'en être examinateur. Je remercie également Madame Isabelle Junqua, ingénieur de recherche à l'Onera, d'avoir accepté de faire partie de mon jury en tant qu'examinatrice. Merci à tous les quatre, d'avoir, malgré vos emplois du temps chargés, participé à mon jury de thèse.

Puisque ces travaux se sont déroulés à l'Institut Pascal, dans l'équipe CEM, j'en profite pour remercier les membres de l'équipe (qui ne font pas partie de mon encadrement) qui ont toujours répondu présents lorsque j'en ai eu besoin. Je pense bien sûr en premier à Sébastien Lalléchère, merci pour ton aide, j'avais parfois des questions basiques en informatique notamment et tu y as toujours répondu, merci. Je remercie également Christophe Pasquier, pour ton aide avec mon or-

dinateur parfois capricieux. Merci à Tata Claire, pour le cours improvisé que tu nous a donné avec Momo sur la transformée de Fourier, et pour tout ce que tu as pu faire pour moi durant mes années d'études universitaires. Merci également à Françoise Paladian et Kamal Kerroum pour votre aide et vos conseils. J'en profite pour remercier le personnel administratif du laboratoire, Christine, Vanessa, Cyrille, Françoise et Pascale. En particulier, je tiens à te remercier personnellement Vanessa, pour la rapidité avec laquelle tu as traité les démarches administratives liées à ma soutenance. Je remercie également, les deux directeurs successifs du laboratoire, Michel Dhôme et Evelyne Gil de m'y avoir accueilli.

Toujours au sein du labo, mon partenaire de thèse (et de stage de master CEM), Momo des bois, merci pour toutes ces années. L'ambiance de ce bureau aurait été bien moins cool sans ta présence et j'entends en particulier tes petits chuchotements lorsque tu réfléchis (ça m'a toujours fait mourir de rire, surtout parce que je croyais que tu me parlais alors que pas du tout), et bien sur toutes tes expressions qui sortent de nulle part!! Merci pour ton aide scientifique lorsque j'en ai eu besoin et pour tout le reste (tu sais de quoi je parle). Sache aussi, que si je ne l'avais pas fait avec toi, je n'aurais jamais accepté d'organiser les journées scientifiques de l'école doctorale SPI. On a formé une super équipe, et c'était vraiment chouette de partager cette expérience avec quelqu'un comme toi. Parmi les doctorants qui ont marqué mon passage en thèse, il y a bien sûr Elodie, que j'ai rencontrée en deuxième année (ce qui ne nous a pas empêchées de soutenir le même jour!!). T'es un rayon de soleil, t'as toujours le sourire et je pense que c'est ça qui a crevé ma carapace pour te laisser rentrer dans ma vie. J'aime tellement le fait que tu prennes mes cours de danse, t'es au taqué, j'adore. Je vais reprendre tes mots mais merci d'avoir partagé avec moi « la dépression de la thèse ». T'es une personne géniale, ne change pas! Mes pensées vont aussi à tous les doctorants et post doctorants que j'ai pu croiser au labo, Armel, avec qui j'ai fumé beaucoup de cigarettes et bu pas mal de cafés, Attibaud, Sofiane, Ziad et bien sûr mon pote Ali qui a entamé sa troisième année. Je t'envoie pleins d'ondes positives pour que tu termines en beauté!

Un énorme merci rempli d'amour à mes parents, Joëlle et Jean-Louis Rabat, sans qui je ne serais évidemment pas de ce monde, mais aussi pour ne m'avoir jamais laissée tomber et m'avoir permis de faire de longues études pour arriver jusqu'ici. Je ne vous ai jamais remerciés officiellement. Il est temps. Papa, Maman merci pour TOUT (et pas que pour les études même si c'était pas donné!!). Un autre énorme merci à mes deux frères Aurélien et Adrien (les A³) pour votre soutien inconditionnel. Je me souviendrai toute ma vie de ta tête Adri quand je t'ai regardé pendant ma soutenance, t'as presque failli me déconcentrer! Merci également à Lisa (ma pipi) pour toutes nos sorties d'avant thèse qui font partie de mes plus beaux souvenirs. J'en profite pour faire un énorme bisou à mon neveu et ma nièce qui ont vu le jour pendant cette thèse, ce sont des petits rayons de soleil qui apportent tellement de bonheur et de rire dans ce monde de ... (SICK SAD WORLD, #Daria, et puisque j'écris ces mots en période de confinement, ce message est on ne peut plus approprié). Je terminerai ces remerciements familiaux par tous les autres membres de ma famille, puisqu'ils font partie intégrante de la réussite de thèse, entre autre Anne Marie et Bernard qui ont pu venir à ma soutenance malgré la distance qui nous sépare. Merci.

Mes dernières pensées vont vers ces quelques personnes de mon entourage si précieuses à mon coeur. D'abord mon titi, même si t'as déménagé un peu partout, on est toujours restés amis. La thèse on a ça en commun, même si t'as soutenu bien avant moi!!! J'ai assisté à ta soutenance, t'as pas assisté à la mienne, je t'en voudrai toute ma life, voilà. Non, sérieusement, merci, t'as été d'un grand soutien et pas seulement pour la thèse. Merci pour tout mon titi. Merci également, à

deux vieux amis du lycée, Lolo et Fred, on se voit beaucoup moins qu'avant, mais à chaque épisode de nos retrouvailles, rien n'a changé. Merci également à Sandy, ma copine de longue date avec qui j'ai souvent déjeuné le vendredi à la cafet de Leclerc! T'es d'une écoute incroyable, merci de m'avoir soutenue et d'avoir été là. Merci aussi à Vinsyl (j'aurai bien mis le surnom que je t'ai attribué dans mon répertoire téléphonique mais je pense que ce n'est pas approprié), t'as toujours été là pour me soutenir et je me rappellerai toute ma vie de ce nouvel an qu'on a passé tous les deux (je crois que j'étais en première année) au baraka (où tu m'as salement pas respectée, TMTG), c'est sûrement un des meilleurs que j'ai passé si ce n'est le meilleur. Ensuite, merci à Marie Chaton moins que 3, t'es ma personne comme dirait Meredith. J'aurais tellement de choses à dire sur notre amitié tellement elle est importante à mes yeux. Je retiendrai en particulier ces deux années d'enseignement avec toi, mais aussi toutes ces soirées films d'horreur (qui n'ont jamais trop plu à Jérôme) et ces séries qu'on a pu regarder ensemble (tu m'as fait découvrir AHS c'est pour ça que je t'aime). T'es la première personne (excepté mon équipe d'encadrement évidemment) à avoir écouté ma présentation de soutenance (sans t'endormir ...) et je voulais te remercier particulièrement pour le soutien que tu m'as apporté ces quelques jours avant de soutenir, c'était génial, merci. Ah, et merci de NE PAS avoir corrigé mon manuscrit;). Toi, Jérôme et Vinsyl formez un trio tellement important dans ma vie, merci d'être là. Merci aussi à Pauline. On s'est connues il n'y a pas si longtemps mais tu fais aujourd'hui partie de mon entourage le plus proche, et puis, en tant que danseuses et matheuses on s'est compris direct! Pour continuer dans le monde de la danse, je tenais à remercier Rachelle, mon mentor. T'as toujours cru en moi aussi bien dans la danse que dans mes études. T'es une des plus belles personnes que j'ai rencontrée, tu m'as changée, de façon positive, tu m'as transmis cette passion de la danse (que j'espère transmettre un jour à mon tour) et pour ça, je ne te remercierai jamais assez. Merci pour ton soutien inconditionnel (et j'en ai tellement eu besoin ces dernières années). Merci d'être toi, merci d'être là. Et enfin, Minou, ma partenaire de duo, c'est que du bonheur de danser avec toi et de donner ces cours de duo contemporain avec toi. Je ne sais pas comment est née notre complicité vu les années qui nous séparent, mais je suis tellement heureuse qu'elle existe. Merci pour tout Minou.

Je tiens également à remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à ces travaux, ainsi que toutes les personnes qui ont assisté à sa finalité, la soutenance. Parmi ceux qui sont venus (et ceux qui n'ont pu venir) que je n'ai pas encore cités, Valentin, Laetitia, Céline, Justine (qui est, je pense, la seule à avoir appris par coeur le titre de ma thèse!!), Valérie, Claire, Marie Jo, Mélinda, Agnès, Dominique et toutes les personnes qui ont eu des pensées pour moi en cette journée si particulière, je tenais à vous dire merci. Un merci tout particulier à Dominique (que j'appelle aussi affectueusement Domiclopédie), mon institutrice de maternelle (qui s'avère être la maman d'une de mes amies) et qui a accepté de corriger mes remerciements.

Je vous dédicace cette thèse à TOUS. Merci.

Remarque importante

Pour des questions de clarté et d'esthétisme, on adoptera dans ce mémoire pour l'écriture des vecteurs la notation dite « à l'américaine » en caractères gras. Le vecteur quelconque \overrightarrow{AB} sera alors noté **AB**. On utilisera la notation **u** pour les vecteurs unitaires ($\|\mathbf{u}\|=1$).

Ensuite, afin de rester cohérent dans nos notations, le produit vectoriel noté en France \wedge sera remplacé par \times , et ce seulement lorsqu'il s'agira d'un produit de vecteurs. L'utilisation du symbole \times sera également conservé pour la multiplication de scalaires.

Table des matières

Remerciements	i
Symboles, Notations et Acronymes	xi
Symboles usuels et Constantes Physiques	xi
Notations Mathématiques	xii
Liste des acronymes	xiii
Introduction générale	1
Contexte et motivations	1
Architecture du manuscrit	4
Publications personnelles	6
1 Positionnement des travaux	7
1.1 Contexte général	8
1.2 Description de la problématique	12
1.3 Efficacité de blindage électromagnétique	14
1.3.1 Mécanismes du blindage pour une plaque métallique infinie	14
1.3.2 Enceinte de blindage	16
1.4 Outils de prédiction d'efficacité de blindage	19
1.4.1 Méthodes numériques	19
1.4.2 Méthodes alternatives	24
1.4.2.1 PowerBalance	24
1.4.2.2 Circuits PEEC	25
1.4.2.3 Formalisme de Kron	26
1.4.2.4 Méthodes semi-analytiques et analytiques	27
1.4.3 Conclusion	29
1.5 Approches analytiques de type circuit	30
1.5.1 Modèles ILCM « Intermediate Level Circuit Model »	30
1.5.2 Etat de l'art	30
1.5.3 Conclusion	33
2 Modèle ILCM pour la modélisation cavités électromagnétiques	37
2.1 Principe général des approches circuit	38
2.1.1 Théorie modale d'une cavité électromagnétique	38
2.1.2 Cavité en guide d'ondes métallique	39
2.1.3 Propriétés des guides d'ondes métalliques	41

2.1.3.1	Modes de propagation	41
2.1.3.2	Caractéristiques des guides d'ondes	42
2.1.4	Modélisation du guide	44
2.1.4.1	Equations de Maxwell	44
2.1.4.2	Lien mathématique entre les lignes et les guides	46
2.1.5	Modélisation des ouvertures	49
2.1.6	Source de perturbation	55
2.2	Description des modèles ILCM	55
2.2.1	Modèle de Robinson	56
2.2.1.1	Impédance d'ouverture	56
2.2.1.2	Efficacité de blindage électrique et magnétique	58
2.2.2	Modèle de Yin	61
2.2.2.1	Extension aux multiples ouvertures décentrées	61
2.2.2.2	Extension aux modes supérieurs	62
2.2.2.3	Résultats numériques et discussion	63
2.2.3	Reformulation du modèle de Yin	66
2.3	Conclusion	73
3	Modélisation du couplage avec une ligne de transmission	75
3.1	Préambule	76
3.2	Introduction	76
3.3	Méthodologie	78
3.3.1	Technique de modélisation	78
3.3.2	Choix du modèle de couplage	81
3.3.3	Modèle analytique	82
3.3.3.1	Expression du courant induit	82
3.3.3.2	Application à deux modèles ILCM	89
3.4	Validation numérique et discussion	92
3.4.1	Ouvertures électriquement larges	93
3.4.2	Configurations d'ouvertures multiples	95
3.4.3	Conclusions	98
3.5	Validation expérimentale	99
3.5.1	Cas d'une ligne inclinée	99
3.5.2	Présentation du dispositif expérimental	101
3.5.3	Résultats et discussion	104
3.6	Conclusion	107
4	Modélisation des pertes électriques dans l'approche circuit	108
4.1	Introduction	110
4.2	Technique analytique d'intégration des pertes	112
4.2.1	Impédance de surface	113
4.2.2	Atténuation dans un guide d'onde	115
4.2.3	Paroi frontale de l'enceinte	116
4.2.4	Fréquences de résonances	117
4.2.5	Efficacité de blindage	118
4.3	Validations numériques	119
4.3.1	Étude du modèle avec pertes	119
4.3.1.1	Analyse en amplitude	121

4.3.1.2	Analyse en fréquences	123
4.3.1.3	Impact des matériaux	124
4.3.1.4	Comparaison avec les modèles de Pedram [109] et de Solin[137] . . .	127
4.3.1.5	Représentation en champ électrique	131
4.3.2	Avantages du modèle	132
4.4	Analyse d'un cas complexe	133
4.5	Analyse expérimentale du couplage avec une ligne	135
4.5.1	Cas d'un caisson contenant une seule ouverture rectangulaire	135
4.5.1.1	Intégration des pertes	136
4.5.1.2	Ajustement des dimensions	137
4.5.2	Cas d'un caisson contenant plusieurs ouvertures de formes différentes	139
4.6	Conclusion	141
5	Modélisation d'ouvertures de formes complexes	144
5.1	Introduction	145
5.2	Modélisation d'ouvertures complexes	146
5.2.1	Principe de Babinet	146
5.2.2	Formalisme de Bethe : Diffraction par de petites ouvertures	146
5.3	Modification du modèle	148
5.3.1	Résolution du problème / Méthode proposée	149
5.3.1.1	Impédance de chaque dipôle	149
5.3.1.2	Impédance caractéristique équivalente	152
5.3.2	Forme des ouvertures	154
5.4	Validation numérique	157
5.4.1	Cas des ouvertures circulaires et elliptiques	158
5.4.1.1	Ouverture circulaire	158
5.4.1.2	Ouverture elliptique	160
5.4.2	Autres formes d'ouvertures	164
5.4.3	Perspectives possibles	167
5.5	Conclusion	168
	Conclusion générale et perspectives	170
	Limitations et perspectives	172
Annexes	Compléments et démonstrations	177
A	Décomposition des champs électromagnétiques transverses et longitudinaux	179
A.1	Equations de Maxwell transverses et longitudinales générales	179
A.2	Relations liant les composantes transverses pour les modes TE	182
A.3	Relations liant les composantes transverses pour les modes TM	184
B	Démonstration des générateurs de courant et tension équivalents de Taylor	186
C	Calcul de la constante d'atténuation par la méthode des puissances	194
C.1	Formule générale de la constante d'atténuation	194
C.2	Constante d'atténuation du mode TE_{10}	195
C.2.1	Puissance moyenne	195
C.2.2	Puissance totale perdue par unité de longueur	196
C.2.3	Expression de la constante d'atténuation	198

Liste des figures	200
Bibliographie	203
Abstract	215
Résumé	216

Symboles, Notations et Acronymes

Les symboles dotés de l'unité \otimes signifie qu'ils sont sans dimension.

Symboles usuels et Constantes Physiques

Symbole	Unité	Description
ε	F.m^{-1}	Permittivité électrique absolue ($\varepsilon = \varepsilon_0 \times \varepsilon_r$)
ε_0	F.m^{-1}	Permittivité électrique du vide : $\varepsilon_0 = 1/36\pi \times 10^{-9} \text{ F.m}^{-1}$
ε_r	\otimes	Permittivité électrique relative du matériau considéré
μ	H.m^{-1}	Perméabilité magnétique absolue ($\mu = \mu_0 \times \mu_r$)
μ_0	H.m^{-1}	Perméabilité magnétique du vide : $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$
μ_r	\otimes	Perméabilité magnétique relative du matériau considéré
c	m.s^{-1}	Célérité de la lumière dans le vide : $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \approx 3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$
σ	S/m	Conductivité électrique du matériau
η_0	Ω	Impédance du vide : $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} \approx 377 \Omega$
η	Ω	Impédance du milieu
ζ_0	Ω^{-1}	Admittance du vide : $\zeta_0 = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} \approx 1/377 \Omega^{-1}$
ζ	Ω^{-1}	Admittance du milieu
α_{mn}	m^{-1}	Constante d'atténuation dans un guide d'onde
β_{mn}	m^{-1}	Partie imaginaire de la constante de propagation
γ_{mn}	m^{-1}	Constante de propagation dans un guide d'onde
f	Hz	Fréquence de l'onde considérée
$f_{c_{mn}}$	Hz	Fréquence de coupure
f_{mnp}	Hz	Fréquence de résonance de la cavité électromagnétique
λ	m	Longueur d'onde ($\lambda = c/f$)
λ_g	m	Longueur d'onde du guide
λ_c	m	Longueur d'onde de coupure
k	rad.m^{-1}	Nombre d'onde ($k = 2\pi/\lambda$)
k_c	rad.m^{-1}	Nombre d'onde transverse ou nombre d'onde de coupure
k_{mnp}	rad.m^{-1}	Nombre d'onde de résonance de la cavité électromagnétique
ω	rad.s^{-1}	Pulsation de l'onde considérée ($\omega = 2\pi f$)

Symbole	Unité	Description
ω_c	rad.s^{-1}	Pulsation de coupure
SE_E	dB	Efficacité de blindage électrique
SE_H	dB	Efficacité de blindage magnétique
E	V.m^{-1}	Champ électrique
D	C.m^{-2}	Induction ou déplacement électrique
H	A.m^{-1}	Champ magnétique
B	T	Induction magnétique
E_t	V.m^{-1}	Composantes tangentielles (ou transverses) du champ électrique
H_t	A.m^{-1}	Composantes tangentielles (ou transverses) du champ magnétique
J	A.m^{-2}	Densité volumique de courant
Y'	Ω^{-1}	Admittance linéique d'un tronçon de ligne de transmission
Z'	Ω	Impédance linéique d'un tronçon de ligne de transmission

Notations Mathématiques

Symbole	Unité	Description
ψ_{mn}	⊗	Potentiel scalaire transverse (modes TE)
ϕ_{mn}	⊗	Potentiel scalaire transverse (modes TM)
e_{mn}^{TE}	⊗	Fonction à dépendance transverse du champ électrique (modes TE)
e_{mn}TM	⊗	Fonction à dépendance transverse du champ électrique (modes TM)
h_{mn}^{TE}	⊗	Fonction à dépendance transverse du champ magnétique (modes TE)
h_{mn}TM	⊗	Fonction à dépendance transverse du champ magnétique (modes TM)
$Z_{c_{mn}}^{\text{TE}}$	Ω	Impédance caractéristique équivalente (modes TE)
$Z_{c_{mn}}^{\text{TM}}$	Ω	Impédance caractéristique équivalente (modes TM)
V_{eq}	V	Tension équivalente
I_{eq}	A	Courant équivalent
$V_{ES,mn}^{\text{taylor}}$	V	Générateur de tension équivalent total de Taylor
$I_{ES,mn}^{\text{taylor}}$	A	Générateur de courant équivalent total de Taylor
Z_c^{sym}	Ω	Impédance caractéristique d'une ligne microruban symétrique

Symbole	Unité	Description
Z_c^{assym}	Ω	Impédance caractéristique d'une ligne microruban assymétrique
Z_c^{cop}	Ω	Impédance caractéristique de la ligne coplanaire
Z_{ap}	Ω	Impédance équivalente à l'ouverture
$E_{\text{tot}}^{\text{inc}}$	V.m^{-1}	Résultante totale du champ électrique incident
V_{source}	V	Générateur de tension équivalent à la source externe rayonnée $E_{\text{inc}}^{\text{tot}}$
C_a	\otimes	Coefficient (Yin) décrivant l'onde incidente au niveau de l'ouverture
C_{mn}^{TE}	\otimes	Constante de normalisation (modes TE)
C_{mn}^{TM}	\otimes	Constante de normalisation (modes TM)
α_{mx}^P	$\text{C.m}^2.\text{V}^{-1}$	Polarisabilité magnétique suivant x
α_{my}^P	$\text{C.m}^2.\text{V}^{-1}$	Polarisabilité magnétique suivant y
α_e^P	$\text{C.m}^2.\text{V}^{-1}$	Polarisabilité électrique suivant y
l_e	m	Longueur du dipôle électrique
l_{mx}	m	Longueur du dipôle magnétique suivant x
l_{my}	m	Longueur du dipôle magnétique suivant y
l_{mu}	m	Longueur du dipôle magnétique suivant $u = \{x, y\}$
Z_e^{TE}	Ω	Impédance du dipôle électrique (modes TE)
Z_e^{TM}	Ω	Impédance du dipôle électrique (modes TM)
Z_{mx}^{TE}	Ω	Impédance du dipôle magnétique suivant x (modes TE)
Z_{mx}^{TM}	Ω	Impédance du dipôle magnétique suivant x (modes TM)
Z_{my}^{TE}	Ω	Impédance du dipôle magnétique suivant y (modes TE)
Z_{my}^{TM}	Ω	Impédance du dipôle magnétique suivant y (modes TM)

Liste des acronymes

ATR Air Transport Rack	1
BEM Boundary Element Method	22, 34
CEM Compatibilité ÉlectroMagnétique	1–3, 35, 148, 175, 176
DF Différences Finies	20–22, 34, 111
FEM Finite Element Method	22, 28, 34, 76
FFT Fast Fourier Transforme	19
FIT Finite Integration Technique	20, 21, 34, 76, 132
FSV Feature Selective Validation	72, 93, 116, 127
ILCM Intermediate Level Circuit Model	4, 7, 29, 30, 33–38, 44, 49, 55, 73, 77, 80, 133, 171
MoM Méthode des Moments	22, 23, 25, 34, 127
PCB Printed Circuit Board	1, 31
PEC Perfectly Electric Conductor	116, 124
PEEC Partial Element Equivalent Circuit	25, 30, 34
PWB Power Balance	24, 25, 34
SE Shielding Effectiveness	2, 13, 15, 17, 33, 56
SIBC Surface Impedance Boundary Condition	113
TE_{mn} Transverse Electrique	41
TEM Transverse ElectroMagnétique	41
TF Transformée de Fourier	19
TLM Transmission Line Matrix	20, 21, 34, 76
TLT Théorie des Lignes de Transmission	30, 48, 49, 82
TM_{mn} Transverse Magnétique	41
VF Volumes Finis	20, 21, 34

Introduction générale

Contexte et motivations

La CEM désigne la discipline permettant d'étudier les problèmes de cohabitations entre les systèmes électroniques. On constate depuis des années une évolution des applications dans tous les domaines entraînant de ce fait une multiplication des équipements électroniques. Ils peuvent à la fois être sources de perturbation ou bien victimes de rayonnements externes. Les interactions électromagnétiques qui peuvent exister entre ces équipements sont appelées couplages. Ces couplages peuvent générer d'importants dysfonctionnements de certains appareils voire des phénomènes d'incompatibilité entre les équipements. Ces couplages sont donc à l'origine de tous les problèmes rencontrés en CEM. Prenons l'exemple du domaine automobile, les nouvelles fonctionnalités des voitures commercialisées aujourd'hui, comme les équipements de sécurité, de confort ou encore de détection de l'environnement sont des systèmes électroniques embarqués. Selon une étude du cabinet Oliver Wyman & Sullivan [79], les systèmes électroniques représentaient 20 % de la valeur d'une voiture à sa sortie d'usine en 2005, tandis qu'en 2015, ce chiffre a doublé. Dans le domaine de l'aéronautique, c'est l'avènement de l'avion tout électrique, où l'on peut rencontrer un grand nombre de caissons de blindages, comme les ATR, qui sont des boîtiers de blindage contenant des rails de guidages et des cartes électroniques ou en anglais PCB.

Suite à ces avancées technologiques, les analyses CEM se sont par conséquent complexifiées, augmentant de ce fait les problèmes de couplages. La mission des ingénieurs CEM est donc d'allier sécurité et performance des systèmes et ce dès la phase de conception. L'un des objectifs de la CEM est alors de minimiser la susceptibilité d'un dispositif électronique victime, c'est-à-dire de diminuer le niveau de couplage à l'intérieur du système servant à protéger ce dispositif. Une solution classique consiste à utiliser un blindage électromagnétique pour protéger l'équipement des rayonnements perturbateurs. Les perturbations rayonnées ne sont pas les seuls types de sources électromagnétiques, il existe aussi des sources de perturbations conduites transmises par le biais de conducteurs. Notre étude se focalise sur les structures métalliques servant à protéger les équipements des ondes électromagnétiques extérieures, et donc des perturbations rayonnées. C'est le cas des cavités électromagnétiques, qui malgré la simplicité de leur géométrie restent encore aujourd'hui largement étudiées du fait de leur comportement résonant qui en fait des appareils très sensibles à toute variation géométrique. Force est de constater que les chercheurs continuent

[79] **Leroux, H.** *L'électronique embarquée, moteur de l'automobile du futur.*

de s'intéresser à ces structures aussi simples que complexes, puisque depuis plus de cinquante ans, les études aussi bien expérimentales, numériques ou encore analytiques continuent d'être menées. On trouve dans l'ouvrage de Celozzi une grande partie des publications qui traitent de cette thématique qu'est le blindage électromagnétique [19] .

Les enceintes de blindage sont généralement de formes parallélépipédique ou bien cylindriques, pour lesquelles il est facile de déterminer le comportement via des relations analytiques, si elles sont vides. Néanmoins, ces blindages possèdent en pratique des défauts inévitables pour le bon fonctionnement des appareils qu'ils protègent, comme des ouvertures de forme aussi bien canoniques que complexes. Il s'agit en particulier des ouvertures de type fente qui peuvent apparaître lorsque deux plaques sont mal connectées, des ouvertures circulaires pour le passage de câbles, ou encore des systèmes d'aération composés d'un grand nombre d'ouvertures électriquement proches, i.e. la distance séparant les ouvertures est inférieure à $1/10$ ème de la longueur d'onde λ . La distribution des champs électromagnétiques qui pénètrent dans ces enceintes par le biais de ces ouvertures est donc altérée par la diffraction de l'onde électromagnétique à sa pénétration dans la cavité. Le blindage électromagnétique permet alors de contenir (ou d'exclure en fonction de l'application) les émissions rayonnées et ainsi protéger les objets à l'intérieur (ou à l'extérieur). Sur le plan électromagnétique, on évalue les performances du blindage par le calcul de l'efficacité de blindage de l'enceinte perforée, nommée en anglais SE.

Dans d'autres domaines que celui de la CEM, il existe des problèmes de couplages dus à la pénétration de champs dans une cavité à travers les ouvertures. C'est le cas en astrophysique. Les travaux de Russell Stoneback présentent des similitudes avec notre cas d'étude [139] . La planète Terre est entourée d'une ionosphère, ouverte en certains points appelés caps polaires. Ces ouvertures permettent l'écoulement du vent solaire auquel est associé un champ électrique. Il existe un couplage entre la cavité formée entre la Terre et l'ionosphère, et l'ouverture cap polaire. Stoneback développe un modèle circuit permettant d'étudier et quantifier ce couplage en évaluant la puissance transmise du Soleil vers la Terre [140] . On retrouve d'importantes similitudes avec les problèmes de cavités perforées. Bien que la forme de la structure soit différente, la distribution du champ électrique dans le cap polaire à la traversée du vent polaire est similaire à la distribution du champ électrique dans une ouverture lors de la diffraction d'une onde électromagnétique incidente. L'équivalence de la diffraction par l'ouverture avec les champs électriques diffractés par les ouvertures caps polaires, découle de la similarité des conditions aux limites des deux systèmes. Ainsi, quel que soit le domaine d'application, les ouvertures permettent le passage des rayonnements extérieurs dans la structure de blindage. Il est donc nécessaire de quantifier leur influence sur la qualité du blindage.

Dans notre étude, la prédiction des risques CEM consiste à évaluer l'impact des discontinuités du blindage sur l'efficacité de blindage, dès la phase de conception. Cette analyse vise à déterminer le niveau de couplage se produisant à travers les ouvertures du blindage. Cette interaction dépend non seulement de la géométrie des ouvertures mais aussi de celle de la cavité électromagnétique. C'est dans cette problématique que réside l'objectif de ces travaux. Les cavités électromagnétiques sont des structures résonantes. De ce fait, tout paramètre géométrique peut engendrer d'importantes variations de leur efficacité de blindage. Ainsi, afin d'être utile à la

[19] **Celozzi, S.** et al. *Electromagnetic shielding*.

[139] **Stoneback, R.** « Applications of the electromagnetic helmholtz resonator ».

[140] **Stoneback, R.** *The Electromagnetic Helmholtz Resonator : Transferring Power from the Sun to the Earth*.

conception de boîtiers de blindages, nous avons besoin d'une approche rapide, simple et fidèle au réel comportement de l'enceinte mais aussi à sa description physique et géométrique. Dans l'industrie et notamment dans l'aéronautique, on peut rencontrer, par exemple, des problèmes d'obsolescence de composants. Les ingénieurs sont contraints, du fait des normes CEM en vigueur, de caractériser les niveaux de champs dans les boîtiers contenant des cartes électroniques et doivent valider pour cela une certification, bien souvent longue et coûteuse. Or, au moindre changement de composant, la certification doit être reconduite, les niveaux de champs doivent être recalculés, ce qui, naturellement engendre des coûts. De ce fait, il convient de trouver une alternative à ces problèmes d'obsolescence, pour caractériser le nouveau composant à moindre frais, aussi bien financiers qu'en terme de durée.

Par conséquent, afin de résoudre rapidement et avec une grande précision, le problème du couplage entre une perturbation rayonnée et une cavité électromagnétique métallique munie d'une (ou plusieurs) ouverture(s), plusieurs approches sont envisageables dans cette étude :

- **Les méthodes numériques classiques full wave :** Une résolution numérique implique une discrétisation de l'espace et éventuellement du temps. Il est évident que, plus la discrétisation est fine, plus la solution se rapprochera de la réponse réelle du système, et par conséquent plus le nombre d'inconnues sera important. Ainsi, par exemple, plus l'ouverture est petite, plus sa discrétisation spatiale est fine. Nous verrons qu'il existe des alternatives pour pallier à ce problème de convergence des méthodes full-wave. D'autre part, les résonances dans la cavité impliquent des temps de simulation relativement longs puisqu'il faut attendre que le champ dans la cavité soit suffisamment amorti afin de calculer, par Transformée de Fourier (TF), l'efficacité de blindage de la structure dans le domaine fréquentiel. Le coût de calcul aussi bien en terme de durée de simulation que de stockage des données peut devenir excessivement important en fonction de la complexité de la structure.
- **Les méthodes alternatives :** Dans l'optique de garantir un résultat de grande précision tout en améliorant les durées de simulation, de nombreux auteurs ont proposé de nouvelles approches. Ces méthodes, que l'on peut qualifier de méthodes alternatives, permettent de réaliser une approximation du système initial par plusieurs sous-systèmes simplifiés voire canoniques. Les sous-systèmes reliés entre-eux reforment la structure d'origine. Ces modèles simplifiés permettent une diminution notable des durées de simulation. Nous pouvons citer trois méthodes alternatives connues, comme la méthode Power Balance, les circuits PEEC, ou encore la méthode de Kron. Cependant, malgré leurs performances, les formalismes décrivant ces approches sont bien souvent trop complexes pour être appréciés. De ce fait, ils ne seront donc pas employés pour résoudre notre problème de blindage.
- **Les méthodes analytiques :** Chaque fois que cela est envisageable, on recherche une solution analytique, c'est à dire une ou plusieurs expressions mathématiques où un ensemble de variables et de constantes permettant d'exprimer la solution du problème de couplage étudié. L'analyse du phénomène et de son évolution, en fonction des conditions, est bien souvent simplifiée. Les méthodes analytiques interviennent comme un outil complémentaire visant à prédire les tendances générales de l'efficacité de blindage de la cavité. La rapidité du calcul permet de réaliser un grand nombre de simulations, pouvant servir en amont, comme une aide à la conception du produit final via des applications statistiques.

Les travaux présentés dans ce manuscrit visent à améliorer les performances des modèles

analytiques de type circuit, mieux connus sous l'appellation anglo-saxonne ILCMs, dans l'optique de rendre leur utilisation plus représentative des enceintes de blindage. Cependant, ces boîtiers de blindage industriels servent dans la plupart des cas à protéger un équipement électronique comme des cartes électroniques de perturbations rayonnées, mais peuvent aussi être utilisés pour contenir les émissions des appareils perturbateurs. Ces boîtiers de blindages contiennent donc des appareils électroniques pouvant sévèrement modifier le comportement de l'enceinte de protection. Les relations analytiques qui régissent la modélisation de structures résonantes comme celle-ci, à savoir comportement un élément rayonnant, n'ont pas encore été démontrées. Par conséquent, les structures de cavités électromagnétiques perforées étudiées analytiquement sont généralement vides. Nos modèles constituent alors une aide à la phase de conception dans la prédiction des variations générales de l'efficacité de blindage, voire du couplage avec un élément électronique victime, si son impact sur les résonances de l'enceinte est négligeable. L'étude que nous avons menée peut alors être vue comme une étape intermédiaire vers la modélisation d'un caisson de blindage contenant des appareils électroniques.

Tout au long de ce travail, nous nous sommes attachés à respecter l'objectif initial, à savoir aboutir à une méthode rapide, efficace mais aussi intuitive. Ce sont les raisons pour lesquelles, nous avons développé des modèles analytiques ILCM basés sur une approche circuit.

Architecture du manuscrit

Le premier chapitre de ce document est consacré à la description de la problématique et le contexte dans lequel elle s'inscrit. On rappelle le fonctionnement général d'un blindage, qu'il s'agisse d'une plaque infinie ou bien d'une enceinte fermée. Les différents outils disponibles pour le calcul de l'efficacité de blindage d'une cavité électromagnétique perforée sont présentés et confrontés afin de justifier le choix d'une approche analytique de type circuit. On montre, à l'aide d'un cahier des charges précis, les raisons qui nous ont conduit à travailler sur ce type d'approche. La dernière partie du chapitre présente une étude bibliographique poussée des modèles ILCMs développés et de leurs améliorations depuis ces cinquante dernières années.

Dans le second chapitre, on aborde les fondements théoriques des modèles ILCMs. La modélisation d'enceintes de blindages munies d'ouvertures nécessite tout d'abord de s'intéresser à la théorie modale des cavités électromagnétiques, puis bien évidemment au phénomène de diffraction des ondes par les ouvertures. Deux modèles ILCM font l'objet de la dernière partie du chapitre, le modèle d'origine, développé par Martin Paul Robinson [122], et une des améliorations les plus performantes du modèle de ce dernier, le modèle de Yin [155]. Puisque l'approche de Yin contient quelques limitations, on propose une reformulation du modèle afin d'ouvrir la voie vers l'étude du couplage avec un équipement victime placé dans l'enceinte de blindage.

Les chapitres suivants décrivent avec précision les différentes améliorations apportées à la reformulation du modèle de Yin. Chaque amélioration donne naissance à une nouvelle approche analytique, que nous appelleront les modèles « amétytiques ».

[122] **Robinson, M. P.** et al. « Analytical formulation for the SE of enclosures with apertures ».

[155] **Yin, M. C.** et al. « An Improved Circuit Model for the Prediction of the Shielding Effectiveness and Resonances of an Enclosure With Apertures ».

Jusqu'ici, et dans la plupart des travaux qui s'inscrivent dans la même démarche et qui répondent à la même problématique, la cavité électromagnétique est considérée vide de tout équipement. On s'intéresse alors au couplage de l'onde incidente externe à la structure avec une ligne de transmission victime placée à l'intérieur de l'enceinte de blindage. Ce troisième chapitre présente la méthode circuit employée et le modèle de couplage amalytique correspondant. On applique la démarche à deux modèles circuits existants permettant la modélisation de cavités vides dans l'optique de répondre à un grand nombre de configurations en terme de structure, notamment au niveau des formes des ouvertures, qui bien qu'elles soient de formes relativement simple, nécessitent un traitement adapté à leurs caractéristiques. Pour valider notre approche, les modèles développés sont confrontés aux résultats issus d'un calcul numérique full-wave, mais aussi à des résultats issus de mesures. On constate, suite à l'étude expérimentale, la nécessité de modéliser les réelles caractéristiques du matériau constituant l'enceinte.

Le quatrième chapitre de ce manuscrit est dédié à la modélisation des pertes électriques dans l'approche circuit. Puisque les parois longitudinales et transverses de la cavité électromagnétique (par rapport à l'incidence de la source de perturbation rayonnée) ne sont pas modélisées de la même manière dans l'approche d'origine, il en est de même pour le modèle incluant les pertes. À nouveau le modèle amalytique, cette fois-ci avec pertes, est validé non seulement par comparaison numérique mais aussi expérimentale. Celle-ci mène à la conclusion significative que ces dispositifs de blindage résonants sont particulièrement sensibles aux variations géométriques de la cavité perforée.

Dans un cinquième chapitre, nous introduisons une dernière amélioration de la modélisation de cavité perforée en focalisant l'analyse analytique sur la forme des ouvertures. On s'intéresse en particulier à la théorie de la diffraction des ondes électromagnétiques par les ouvertures de petites dimensions introduite par H. A. Bethe [10] en 1944. Dans ses travaux, l'ouverture est représentée par ses polarisabilités électriques et magnétiques, qui permettent de décrire avec précision sa géométrie et ses propriétés diffractantes. On modifie alors dans notre approche amalytique de type circuit la modélisation de l'ouverture en introduisant dans la formulation ces polarisabilités. La méthode est validée par comparaison avec une méthode numérique full-wave dans le cas d'ouvertures de forme complexes, comme par exemple les ouvertures elliptiques.

Certains développements mathématiques font l'objet d'annexes pour préciser certaines notions. Tout d'abord, en annexe A, la décomposition des champs électromagnétiques en deux systèmes d'équation séparant les champs transverses des champs longitudinaux est détaillées. Ensuite, annexe B, on donne la démonstration des générateurs de tension et de courant équivalents de Taylor dans le cas du couplage avec une ligne de transmission victime dans la cavité électromagnétique. Les détails de notre formulation sont renseignés dans cette annexe. Enfin, annexe C, la démonstration par la méthode des puissance de la constante d'atténuation (partie réelle de la contante de propagation des ondes dans un guide) pour le mode fondamental TE_{10} est précisée.

[10] **Bethe, H. A.** « Theory of Diffraction by Small Holes ».

Publications personnelles

- **Articles publiés dans des revues internationales**

A. Rabat, P. Bonnet, K. E. K. Drissi and S. Girard. « Analytical models for electromagnetic coupling of an open metallic shield containing a loaded wire », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 59.5 (oct. 2017) pp. 1634-1637.

A. Rabat, P. Bonnet, K. E. K. Drissi and S. Girard. « Analytical formulation for shielding effectiveness of a lossy enclosure containing apertures ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 60.5 (oct. 2018), p 1384-1392.

- **Communications écrites dans des colloques internationaux et nationaux**

A. Rabat, P. Bonnet, K. E. K. Drissi et S. Girard. « Modèles analytiques pour l'évaluation du couplage entre une onde plane et une ligne de transmission dans une cavité munie d'ouvertures », *Journées scientifiques de l'URSI*, 1-3 Février 2017, Campus SophiaTech, Nice, France.

A. Rabat, P. Bonnet, K. E. K. Drissi and S. Girard. « Analytical formulation for shielding effectiveness of a lossy enclosure containing holes », *Proceedings of the International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, EMC Europe 2017, 4-8 Sept., Eseo, Angers, France.

A. Rabat, P. Bonnet, K. E. K. Drissi et S. Girard. « Modèle analytique du couplage d'une onde plane sur une ligne dans un caisson de blindage - Comparaison numérique et expérimentale », *Colloque international et exposition sur la compatibilité électromagnétique*, CEM 2018, 9-11 Juillet, Le Cnam, Paris, France.

A. Rabat, P. Bonnet, K. E. K. Drissi and S. Girard. « Novel analytical formulation for shielding effectiveness calculation of a lossy enclosure containing elliptical apertures », *Proceedings of the International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, EMC Europe 2018, 27-30 Aug., Beurs van Berlage, Amsterdam, Netherlands.

CHAPITRE 1

Positionnement des travaux

Une cavité électromagnétique munie d'ouvertures forme une représentation canonique des boîtiers de blindage utilisés pour la protection d'appareils électronique. Notre objectif est de prédire rapidement, simplement et fidèlement l'efficacité de blindage de la cavité en un point d'observation précis, sur une large plage fréquentielle.

Dans ce chapitre, nous dressons un bilan des outils numériques, semi-analytiques et analytiques disponibles pour la résolution de cette problématique qui a fait et fait encore l'objet de nombreux travaux. Cette présentation nous permet de situer l'approche qui a été retenue pour ces travaux, à savoir les modèles analytiques de type circuit, aussi connu sous le terme anglo-saxon « Intermediate Level Circuit Model » (ILCM).

1.1 Contexte général	8
1.2 Description de la problématique	12
1.3 Efficacité de blindage électromagnétique	14
1.3.1 Mécanismes du blindage pour une plaque métallique infinie	14
1.3.2 Enceinte de blindage	16
1.4 Outils de prédiction d'efficacité de blindage	19
1.4.1 Méthodes numériques	19
1.4.2 Méthodes alternatives	24
1.4.2.1 PowerBalance	24
1.4.2.2 Circuits PEEC	25
1.4.2.3 Formalisme de Kron	26
1.4.2.4 Méthodes semi-analytiques et analytiques	27
1.4.3 Conclusion	29
1.5 Approches analytiques de type circuit	30
1.5.1 Modèles ILCM « Intermediate Level Circuit Model »	30
1.5.2 Etat de l'art	30
1.5.3 Conclusion	33

1.1 Contexte général

Dans le domaine de la CEM, on étudie les phénomènes d'interaction électromagnétique entre une source de perturbation et une victime. Ce phénomène d'interaction est appelé couplage. Il constitue la perturbation que le concepteur CEM va chercher à évaluer puis éventuellement limiter. Une des solutions les plus courantes aujourd'hui est de modéliser le problème électromagnétique afin d'évaluer, soit les niveaux de champ induits sur le système victime, soit les amplitudes des courants et tensions parasites induits. Néanmoins, lorsque les équipements sont nombreux, les interactions entre appareils se multiplient et la modélisation peut devenir difficile. On observe ce phénomène dans de nombreux domaines d'applications comme par exemple dans le domaine des transports (automobile, aéronautique, etc). Dans le but d'évaluer les problèmes de cohabitation électromagnétique, il est nécessaire d'étudier et quantifier les transferts d'énergie non intentionnels entre systèmes électriques et/ou électroniques, à savoir le couplage. Par couplage, il faut comprendre liaison, passage ou transmission de champs électromagnétiques de la source vers la victime, qui peut être soit non-intentionnelle soit intentionnelle. Il est courant de classer ces couplages électromagnétiques en deux grandes catégories : les couplages par rayonnement et les couplages par conduction. **Les couplages par conduction** sont caractérisés par une transmission que l'on qualifie de conduite. La transmission du signal s'établit alors par le biais d'un conducteur. **Les couplages par rayonnement** sont caractérisés comme leur dénomination le suggère, par une transmission électromagnétique rayonnée. Dans le cas de couplages par rayonnement, on construit généralement autour de l'équipement électronique une barrière métallique, que l'on appelle blindage pour le protéger des perturbations électromagnétiques extérieures. Le terme blindage fait généralement référence à une enveloppe métallique qui entoure complètement le produit électronique ou une partie de ce produit. Il possède donc la capacité d'isoler électromagnétiquement le produit pour une protection en réception ou bien pour une protection en émission, selon l'application et l'environnement.

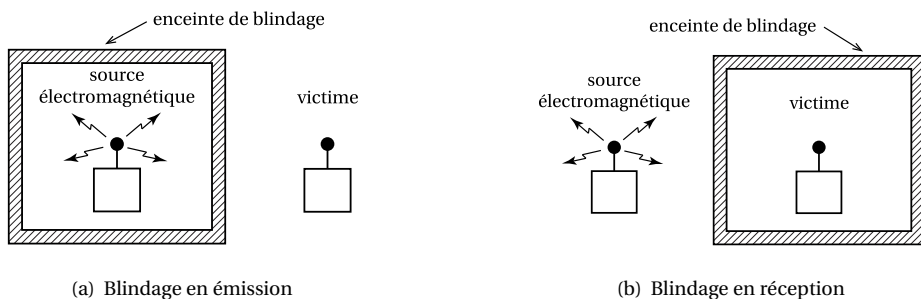


FIGURE 1.1 – Illustration des techniques de blindage pour
(a) contenir ou (b) exclure les émissions rayonnées.

Par conséquent, le blindage est conceptuellement une barrière à la propagation et la transmission de champs électromagnétiques. Comme le montre la figure 1.1, le blindage a deux objectifs. Le premier objectif du blindage, illustré à la figure 1.1(a), consiste à empêcher la source électromagnétique de rayonner vers le milieu environnant. Le champ électromagnétique émis est atténué et limite les couplages avec les produits électroniques (ou récepteurs) alentours. On peut aussi blinder la source afin de la rendre conforme aux normes d'émission rayonnée. Le second objectif du blindage, illustré figure 1.1(b), est d'éviter les interactions entre une source ex-

térieure et le produit électronique, ici la victime, comme c'est le cas dans notre étude. On s'intéresse aux cavités électromagnétiques qui représentent très bien le comportement de boîtiers (ou caissons) de blindage. Cependant, aucune solution n'est parfaite et le blindage ne fait pas exception. Une cavité électromagnétique idéale¹, à savoir sans aucune perte électromagnétique, ne constitue pas une solution réaliste. Il y a toujours une pénétration du champ électromagnétique à travers les parois par diffusion, atténuée par l'épaisseur de peau (grandeur qui correspond à la profondeur d'atténuation de l'onde dans le matériau en fonction de ses caractéristiques). Les matériaux parfaitement conducteurs, dont la conductivité σ est infinie, n'existent pas. Les métaux usuels possèdent une conductivité électrique de l'ordre de 10^7 S/m (comme par exemple le cuivre ou l'aluminium) dont l'épaisseur de peau est de l'ordre du micromètre pour une fréquence de l'ordre du GHz. Ce n'est pas le seul moyen de pénétration des émissions rayonnées. Le blindage peut aussi contenir certaines discontinuités, comme les ouvertures. On trouve deux types d'ouvertures, à savoir, les ouvertures intentionnelles pour le bon fonctionnement de l'équipement qu'elle protège comme pour l'évacuation de la chaleur produite par les équipements (au moyen de grille de ventilation) ou bien pour le passage de câbles, et les ouvertures non-intentionnelles comme les fuites au niveau des joints des portes. L'ouverture, ou la fuite, ainsi créée permet aux perturbations électromagnétiques extérieures de pénétrer à l'intérieur du boîtier de protection et réciproquement, de s'en échapper. Les champs électromagnétiques environnants sont donc susceptibles de dégrader les performances du dispositif à protéger. La présence des ouvertures limite donc la qualité du blindage et son efficacité à jouer son rôle d'enveloppe électromagnétique protectrice. Prenons l'exemple d'une cavité de dimensions $30 \times 12 \times 26$ cm comportant une ouverture rectangulaire de dimensions 4×2 cm sur sa face avant (et aucun équipement) agressée par une onde plane. Lorsque l'on regarde l'allure du champ électrique (voir figure 1.2)

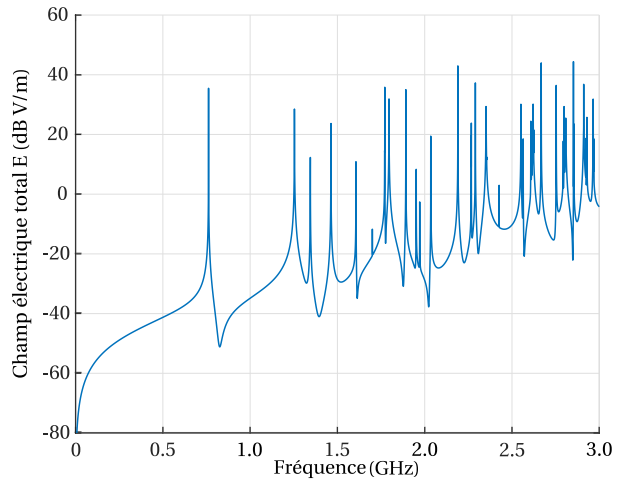


FIGURE 1.2 – Champ électrique total en un point de la cavité électromagnétique perforée

à l'intérieur de cette cavité électromagnétique sur une large plage de fréquence, on en tire deux conclusions importantes. Premièrement, la courbe présente de fortes variations en amplitude. Deuxièmement, ces variations, pour le moins espacées jusqu'à 1.5 GHz, sont de plus en plus nombreuses et rapprochées en hautes fréquences. Ces deux observations traduisent la complexité de la distribution du champ électrique dans la cavité, et ainsi de la complexité du comportement de la cavité elle-même. Une cavité électromagnétique est un dispositif capable de résonner à certaines fréquences particulières appelées fréquences de résonance. Ces fréquences dépendent des dimensions physiques de la cavité. A ces fréquences, la valeur du champ passe par un maximum, si bien que l'énergie présente dans la cavité est la plus élevée. Sur la figure 1.2, on observe pas moins de trente pics de fréquences de résonances pour une dynamique d'amplitude de plus de

1. Le fonctionnement de la cavité électromagnétique est rappelé et détaillé au Chapitre 2.

80 dB. Le comportement résonant de la cavité rend le système difficile à modéliser. La présence de l'ouverture ajoute une difficulté supplémentaire dans la modélisation puisqu'elle diffracte le champ à sa pénétration.

La prédiction des niveaux de champ dans une cavité n'est donc pas intuitive. Prenons l'exemple d'une cavité parallélépipédique munie d'un orifice circulaire de diamètre d_{ouv} au centre de sa paroi frontale agressive par une onde plane. Si on double le diamètre de cet orifice, on pourrait penser que le champ électrique (par exemple) serait au moins deux fois plus important. Or, ce n'est pas le cas, le fonctionnement de la cavité électromagnétique est bien plus complexe que cela. La figure 1.3, illustre le champ électrique calculé en un point de la cavité pour deux configurations d'ouvertures circulaires centrées : dans la première configuration le diamètre de l'ouverture est égal à d_{ouv} et dans la seconde configuration le diamètre de l'ouverture est égal à $2d_{\text{ouv}}$.

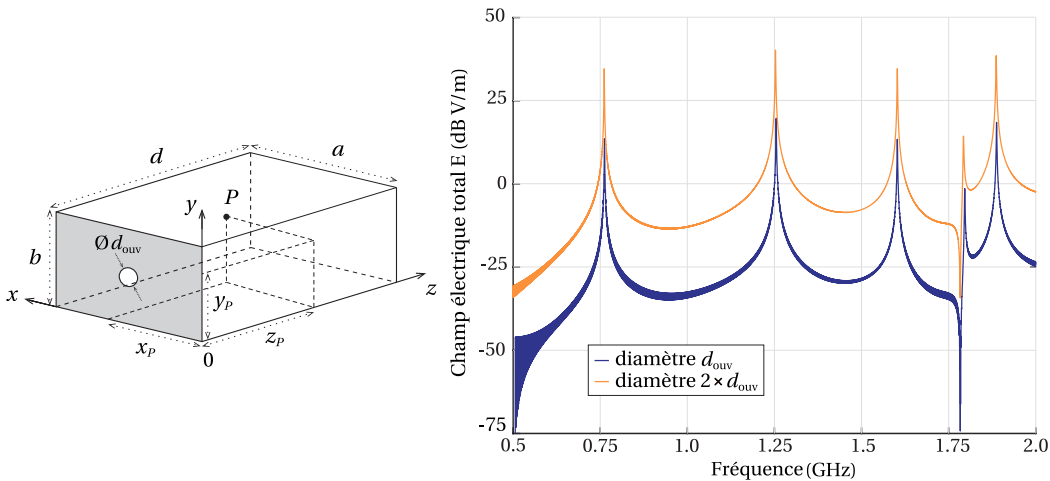
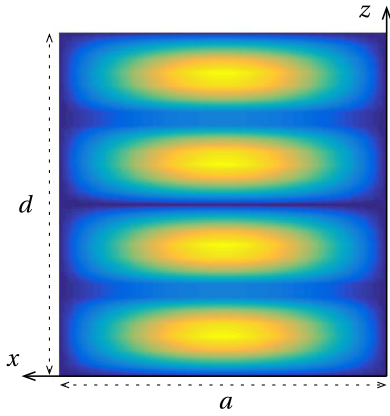


FIGURE 1.3 – Champ électrique total en un point de la cavité dont la paroi frontale contient une ouverture circulaire de diamètre d_{ouv} , puis $2d_{\text{ouv}}$.

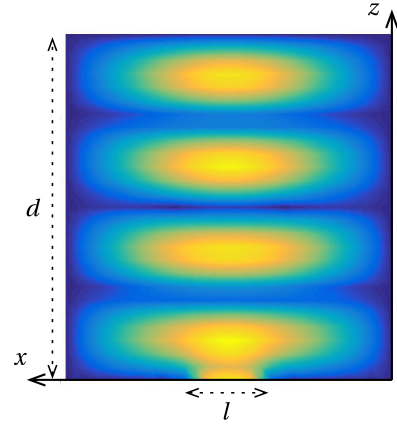
Concernant l'aspect général des courbes obtenues, on remarque que l'écart en amplitude à une fréquence donnée entre chacun des résultats est relativement constant. Les écarts d'amplitudes varient entre 18 dB et 19 dB (sur cette plage de fréquence), ce qui correspond à une amplification de 7 à 8 fois la valeur du champ électrique. Notons qu'ici, seule la taille de l'ouverture a été modifiée, ainsi, l'allure générale est constante en fréquence. Si l'on s'intéresse à la forme de l'ouverture, ou bien à sa position, la distribution du champ est différente comme c'est le cas figure 1.2 où l'ouverture est rectangulaire et décentrée. Dans ce cas il n'est pas possible de prédire intuitivement le comportement du boîtier de blindage. L'utilisation d'un outil numérique (ou autre) est, de ce fait, nécessaire.

Comme nous venons de le voir plus haut, l'ouverture impacte fortement la distribution du champ électromagnétique dans la cavité. Pour illustrer ce propos, les figure 1.4 et 1.5 illustrent respectivement, les niveaux de champs du mode TE_{104} pour une cavité de dimensions notées $a \times b \times d$, d'abord sans ouverture puis avec une ouverture rectangulaire, et les niveaux de champs dans deux cavités de dimensions différentes et comportant des ouvertures différentes au même mode de résonance TE_{202} . Dans chaque cas la cavité est agressive par une onde plane et ne contient

aucune perte par diffusion, les parois sont choisies parfaitement conductrices afin d'isoler seulement l'impact de l'ouverture.



(a) Enceinte sans ouverture



(b) Enceinte avec ouverture

FIGURE 1.4 – Plan de coupes suivant $x0z$ du champ électrique tangentiel au plan $x0y$ pour le mode TE_{104} dans une cavité électromagnétique (a) lorsqu'elle ne contient aucune ouverture et (b) lorsqu'elle contient une ouverture de largeur l .

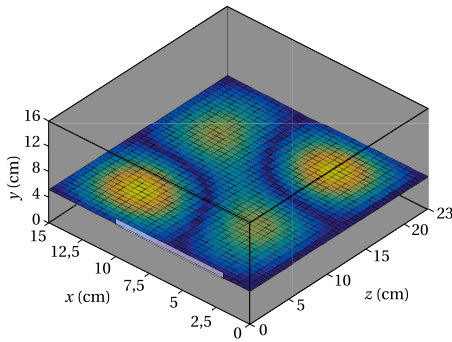
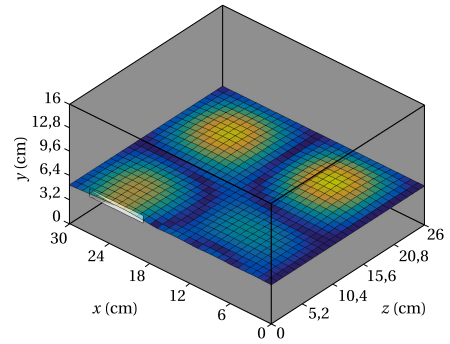
(a) $f_{202} = 2,386$ GHz(b) $f_{202} = 1,523$ GHz

FIGURE 1.5 – Plan de coupes suivant $x0z$ du champ électrique pour deux cavités de dimensions et ouverture différentes au même mode de résonance TE_{202} .

Sur la première figure (figure 1.4), on observe clairement la pénétration du champ dans l'ouverture. La valeur du champ électrique tangentiel à cet emplacement est positif, alors que dans la cavité idéale celui-ci est nul en raison des conditions aux limites imposées par les parois parfaitement conductrices. La seconde figure (figure 1.5) témoigne de l'importance de la position et de la taille de l'ouverture sur la distribution du champ électrique. Classiquement, la forme d'un mode de résonance d'une cavité est identique quelle que soit ses dimensions. Le mode TE_{202}

devrait toujours avoir la même forme, à des amplitudes évidemment différentes. Néanmoins, on remarque que pour un même mode de résonance (comme les deux cavités ont des dimensions différentes, la fréquence de résonance associée au mode est différente) la cavité perforée se comporte différemment. Ceci implique que le comportement de la cavité est totalement modifié par la présence de l'ouverture. Sa forme, ses dimensions et sa position sont des paramètres très influents. On en tire la même conclusion que précédemment, il n'est pas possible de prédire intuitivement le comportement de l'enceinte, on a besoin d'un outil numérique.

Les outils informatiques et numériques ont connus d'importantes améliorations grâce aux avancées technologiques et permettent aujourd'hui de modéliser la plupart des problèmes de CEM et prédire le comportement d'un système de façon précise. Il existe tout un panel de méthodes numériques permettant d'estimer les niveaux de champ dans ce type d'installation. Cependant, elles s'avèrent généralement très coûteuses en temps de calcul (nous discuterons de ces méthodes et notamment de leurs avantages et inconvénients plus loin dans ce chapitre). D'autres techniques comme les modèles simplifiés que nous présenterons plus loin dans ce chapitre sont envisageables. La résolution du problème est plus rapide, souvent plus simple et précises. En conséquence, ils peuvent intervenir comme un outil complémentaire aux méthodes classiques dans la conception de boîtiers de blindage, pour la prédiction de niveaux de champ.

1.2 Description de la problématique

Dans ces travaux, nous nous intéressons à ces types de protection que sont les boîtiers de blindage. Considérons une cavité électromagnétique métallique, voire composite, de forme parallélépipédique et de dimensions $a \times b \times d$. La paroi frontale est pourvue d'une (ou plusieurs) ouverture(s), classiquement de forme rectangulaire voire carrée ou bien circulaire. D'autres formes d'ouvertures plus complexes² sont également envisagées, comme les ellipses, les ouvertures rectangulaires dont les extrémités sont des demis cercles, nommées en anglais « rounded-end », les ouvertures rectangulaires minces terminées par des ouvertures circulaires appelées « dumbbell », mais aussi les ouvertures en croix aux extrémités arrondies, appelées « cross ». La structure est agressée par une source externe suffisamment éloignée pour considérer une onde plane incidente. Elle est choisie d'incidence normale et polarisée en champ électrique le plus souvent verticalement, à savoir suivant l'axe y . D'autres polarisations sont également envisagées, comme les polarisations horizontale et oblique. Une représentation schématique du problème complet (cavité perforée et source de perturbation) est donnée figure 1.6.

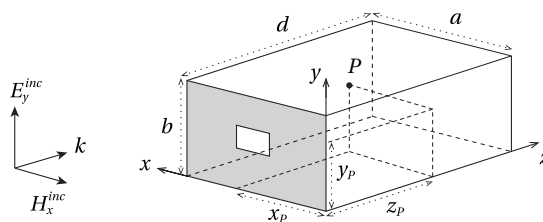


FIGURE 1.6 – Structure d'une cavité électromagnétique perforée agressée par une onde plane

2. Ce type d'ouvertures fait notamment l'objet du chapitre 5 de ce manuscrit.

L'objectif de ces travaux de recherche est d'analyser le comportement de la cavité électromagnétique (que l'on appellera également boîtier ou caisson de blindage) face à une agression électromagnétique extérieure. Un bon moyen de quantifier la qualité de la protection est de calculer son efficacité de blindage, notée en anglais SE au point P , localisé par ses coordonnées cartésiennes (x_P, y_P, z_P) . Nous décrivons plus en détails les caractéristiques de ce paramètre au paragraphe suivant. Notre étude s'inscrit dans une procédure d'optimisation de boîtiers de blindage, à savoir la modélisation du problème illustré 1.6 pour en prédire le comportement dans des **conditions les plus réalistes possibles**. Le but de ces travaux est de développer et préparer un modèle et une méthode analytique simple, rapide et précise en vue d'analyses statistiques. Par conséquent, nous avons besoin d'un modèle simplifié du dispositif qui permettra la réalisation d'un grand nombre de réalisations dans un laps de temps raisonnable. Afin de le choisir avec justesse, il est nécessaire de définir les critères que le modèle devra respecter. Nous aurons besoin d'un modèle ou d'une méthode permettant :

- Le **calcul de l'efficacité de blindage** et des composantes du champ électrique (voire du champ magnétique) **en n'importe quel point d'observation** dans l'espace de la cavité.
- De **réduire fortement les temps de simulation**, à savoir de l'ordre de la seconde, permettant de ce fait de constituer un outil prédictif rapide.
- Le **calcul précis** des observables, afin d'assurer la validité et la robustesse du modèle. Le modèle sera confronté à une méthode classique via l'utilisation d'un logiciel commercial. L'erreur d'amplitude maximale envisagée est de 8 dB en amplitude.
- La prédiction des observables sur une **large plage de fréquence**. La longueur d'onde minimale doit être de l'ordre de grandeur des dimensions de la cavité. De manière générale la bande de fréquence étudiée s'étendra de 0,5 GHz à 2,5 GHz, ce qui équivaut à une longueur d'onde minimale de 12 cm.
- De **modéliser un grand nombre de configurations** différentes (géométrie des ouvertures, nombre d'ouvertures, matériaux, polarisation de l'onde plane, type d'agression). La méthode doit donc être suffisamment **souple** pour reproduire les configurations rencontrées dans l'industrie.
- De simplifier la représentation et la résolution du problème complexe. Le modèle devra alors constituer **un outil simple d'utilisation** et de compréhension.

En résumé, le modèle doit être précis, rapide, simple et souple sur une large plage fréquentielle. Il doit également être capable de prédire les niveaux de champs dans la cavité électromagnétique (en vue d'études de couplages avec un équipement électronique à protéger) ainsi que l'efficacité de blindage de cette dernière. En vue d'application de méthodes statistiques et paramétriques qui requièrent flexibilité, rapidité et précision, la méthode retenue devra répondre à chacun de ces critères.

1.3 Efficacité de blindage électromagnétique

1.3.1 Mécanismes du blindage pour une plaque métallique infinie

Comme mentionné précédemment, un moyen efficace pour réduire l'impact des couplages par rayonnement est de protéger les équipements au moyen d'écrans électromagnétiques, aussi appelés blindages électromagnétiques. Le blindage devient alors une barrière conductrice séparant l'espace en deux régions : l'une contenant les champs électromagnétiques incidents, à savoir la région ①, ou région d'incidence, et l'autre qui en est protégée, la région ② (voir figure 1.7). Pour des raisons pratiques, les deux régions sont constituées d'air, de permittivité électrique ε_0 et de perméabilité magnétique μ_0 . Le blindage qui les sépare est constitué de métal de conductivité électrique σ , de permittivité électrique $\varepsilon = \varepsilon_0$ et de perméabilité magnétique μ .

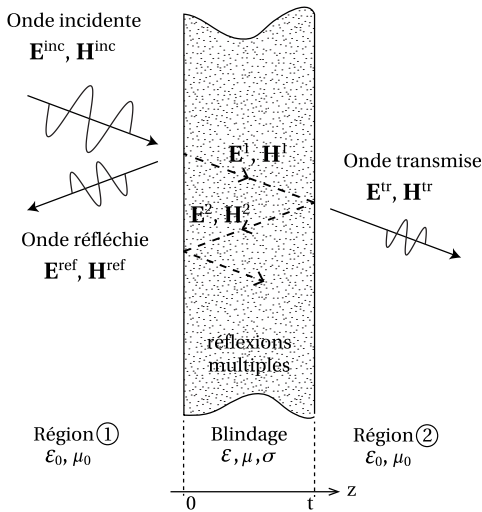


FIGURE 1.7 – Mécanisme du blindage électromagnétique

Comme illustré figure 1.7, le blindage ne contient ni ouvertures, ni fentes, ni discontinuités. Ses dimensions sont infinies dans le plan xOy . Son épaisseur est notée t . Une onde incidente est présente dans la région ①, représentée par les champs électriques et magnétiques incidents \mathbf{E}^{inc} et \mathbf{H}^{inc} . Son impédance est donnée par [108] ³,

$$\eta_0 = \frac{E^{\text{inc}}}{H^{\text{inc}}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \quad (1.1)$$

où E^{inc} et H^{inc} sont les amplitudes des champs électromagnétiques incidents \mathbf{E}^{inc} et \mathbf{H}^{inc} . L'onde incidente rencontre la barrière conductrice en $z = 0$. À la surface entre les deux milieux, il se produit une **réflexion** (R) de l'onde dans la région d'incidence par désadaptation d'impédance. Le champ électrique réfléchi est noté \mathbf{E}^{ref} et le champ magnétique réfléchi est noté \mathbf{H}^{ref} . Leurs amplitudes respectives sont données, en fonction de celle du champ incident, par [106] ,

$$E^{\text{ref}} = \frac{\eta_0 - \eta_b}{\eta_0 + \eta_b} E^{\text{inc}} \quad (1.2a)$$

$$H^{\text{ref}} = \frac{\eta_0 - \eta_b}{\eta_0 + \eta_b} H^{\text{inc}} \quad (1.2b)$$

où η_b est l'impédance intrinsèque du blindage donnée par,

$$\eta_b = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon_0}} \quad (1.3)$$

Une partie du champ incident, notée \mathbf{E}^1 et \mathbf{H}^1 pénètre dans l'épaisseur du blindage, et subit une

[108] Paul, C. R. *Introduction to electromagnetic compatibility*.

3. Les équations générales décrivant le mécanisme du blindage données dans la suite de cette section sont disponibles dans l'ouvrage de C.R. Paul, *Introduction to EMC* publié en 2006

[106] Ott, H. W. *Noise reduction techniques in electronic systems*.

certaine **absorption** (A) qui dépend de la nature du matériau et de l'épaisseur traversée. Ainsi, à la traversée du blindage, l'onde est atténuée d'un facteur $e^{-\alpha t} = e^{-t/\delta}$, c'est ce qu'on appelle l'effet de peau. La grandeur α représente la constante d'atténuation. Elle est proportionnelle à δ , l'épaisseur de peau, $\alpha = 1/\delta$. L'épaisseur de peau est définie par $\delta = 1/\sqrt{\pi f \mu \sigma}$ et sera d'autant plus faible que la conductivité du matériau et la fréquence de l'onde incidente sont élevées. La portion du champ incident qui pénètre dans le blindage peut donc s'écrire comme [108],

$$E^1 = \frac{2\eta_b}{\eta_b + \eta_0} e^{-t/\delta} E^{\text{inc}} \quad (1.4a)$$

$$H^1 = \frac{2\eta_b}{\eta_b + \eta_0} e^{-t/\delta} H^{\text{inc}} \quad (1.4b)$$

En $z = t$, une nouvelle réflexion a lieu vers l'intérieur du blindage, représentée par les champs E^2 et H^2 . L'autre portion de E^1 et H^1 est transmise dans la région ②, représenté par E^{tr} et H^{tr} . Le champ électromagnétique transmit, d'impédance η_0 s'écrit,

$$E^{\text{tr}} = \frac{2\eta_0}{\eta_b + \eta_0} E^1 = \frac{4\eta_0\eta_b}{(\eta_b + \eta_0)^2} e^{-t/\delta} E^{\text{inc}} \quad (1.5a)$$

$$H^{\text{tr}} = \frac{2\eta_0}{\eta_b + \eta_0} H^1 = \frac{4\eta_0\eta_b}{(\eta_b + \eta_0)^2} e^{-t/\delta} H^{\text{inc}} \quad (1.5b)$$

On considère le blindage comme matériau « bon conducteur », si bien qu'il respecte la condition $\eta_0 \gg \eta_b$. L'onde transmise dans la région ② s'écrit alors,

$$E^{\text{tr}} = \frac{4\eta_b}{\eta_0} e^{-t/\delta} E^{\text{inc}} \quad (1.6a)$$

$$H^{\text{tr}} = \frac{4\eta_b}{\eta_0} e^{-t/\delta} H^{\text{inc}} \quad (1.6b)$$

Dans le matériau une suite de réflexions de l'onde se produisent jusqu'à l'atténuation totale de l'onde. Elles sont appelées **réflexions multiples** (M). La constante de propagation dans le blindage est égale à $\gamma = \alpha + j\beta = 1/\delta + j\beta$. Le phénomène de réflexions multiples dans le blindage ($\eta_0 \gg \eta_b$) se traduit par la relation,

$$M_{dB} = 20 \log \left| 1 - \left(\frac{\eta_0 - \eta_b}{\eta_0 + \eta_b} \right)^2 e^{-2t/\delta} e^{-2j\beta t} \right| \cong 20 \log \left| 1 - e^{-2t/\delta} e^{-2j\beta t} \right| \quad (1.7)$$

La grandeur caractéristique qui permet de quantifier la qualité du blindage électromagnétique est l'**efficacité de blindage** (SE), aussi appelée **atténuation d'écran**. Elle se définit comme le rapport des valeurs absolues du champ électrique ou magnétique incident sur le champ transmit, en décibels (dB), à savoir $(SE_E)_{dB} = 20 \log |E^{\text{inc}}/E^{\text{tr}}|$. On ajoute à cette expression le phénomène de réflexions multiples représenté par M . L'efficacité de blindage en champ électriques d'une plaque métallique conductrice s'écrit alors,

$$(SE_E)_{dB} = 20 \log \left| \frac{E^{\text{inc}}}{E^{\text{tr}}} \right| + M_{dB} \quad (1.8)$$

$$(SE_E)_{dB} = \underbrace{20 \log \left| \frac{\eta_0}{4\eta_b} \right|}_{\text{pertes par réflexion } R_{dB}} + \underbrace{20 \log e^{t/\delta}}_{\text{pertes par absorption } A_{dB}} + \underbrace{20 \log \left| 1 - e^{-2t/\delta} e^{-2j\beta t} \right|}_{\text{réflexions multiples } M_{dB}} \quad (1.9)$$

Ainsi, l'efficacité de blindage peut s'écrire comme la somme des contributions des trois phénomènes qui se produisent dans le blindage, les pertes par **réflexions** ($R_{dB} > 0$), les pertes par **absorption** ($A_{dB} > 0$) et le facteur correctif ($M_{dB} < 0$) dû aux effets des **multiples réflexions** dans l'épaisseur du blindage,

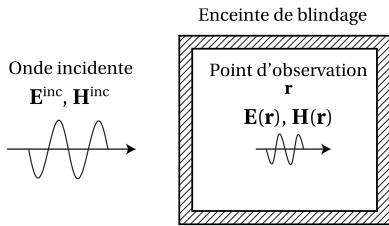
$$(SE_E)_{dB} = R_{dB} + A_{dB} + M_{dB} \quad (1.10)$$

Remarque : Si l'épaisseur de peau est très faible devant l'épaisseur de la paroi, i.e. $\delta \ll t$, une très faible partie (voire aucune) du champ résiduel sera transmise dans la région ②. Par conséquent, on ne tient pas compte de ces réflexions et transmissions multiples pour des épaisseurs de blindage bien supérieures à l'épaisseur de peau.

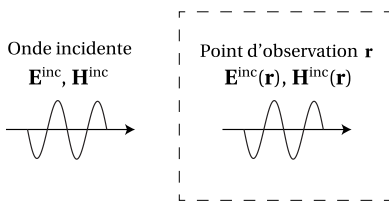
1.3.2 Enceinte de blindage

Dans le cas d'une cavité électromagnétique, la norme standard IEEE [62] définit l'efficacité de blindage comme le rapport entre le signal reçu par l'antenne de réception V_{source} (envoyé par un appareil émetteur, comme une antenne) en l'absence de l'enceinte de blindage sur le signal reçu $V_{reçu}$ en présence de l'enceinte de blindage⁴. Par conséquent, on peut considérer le SE comme étant équivalent à la quantification des pertes d'insertion lorsque le blindage est placé entre une source et un récepteur. On trouve dans la norme standard une expression du SE en décibel (dB),

$$SE = 20 \log \frac{|V_{source}|}{|V_{reçu}|} \quad (1.11)$$



(a) avec blindage



(b) sans blindage

FIGURE 1.8 – Définition du SE en un point d'observation \mathbf{r} s'exprime en dB par,

$$SE_E(\mathbf{r}) = 20 \log \frac{|\mathbf{E}^{inc}(\mathbf{r})|}{|\mathbf{E}(\mathbf{r})|} = -20 \log \frac{|\mathbf{E}(\mathbf{r})|}{|\mathbf{E}^{inc}(\mathbf{r})|} \quad (1.12)$$

[62] IEEE Standard Method for Measuring the Effectiveness of Electromagnetic Shielding Enclosures.

4. Cette définition correspond évidemment à celle définie au paragraphe précédent, cependant, on tiendra compte ici et dans la suite de l'influence de l'enceinte et son comportement dans le SE directement

On définit aussi une efficacité de blindage magnétique SE_H localisée en \mathbf{r} et en dB également,

$$SE_H(\mathbf{r}) = 20 \log \frac{|\mathbf{H}^{inc}(\mathbf{r})|}{|\mathbf{H}(\mathbf{r})|} \quad (1.13)$$

Ces définitions fournissent une information à un point d'observation spécifique de l'enceinte de blindage, on peut donc les considérer comme locales. L'évaluation de l'efficacité de blindage fournit des informations sur les performances du blindage. Plus elle est faible (plus sa valeur absolue en décibels est importante) plus la perturbation reçue est faible et plus le blindage est efficace et remplit au mieux ses fonctions de barrière électromagnétique.

Reprenons l'expression du SE_E pour une plaque métallique de dimensions infinies donnée par la relation (1.10). Dans le cas d'une cavité il est également possible de reformuler l'efficacité de blindage comme la somme des phénomènes causés par le blindage. Cependant, comme mentionné plus haut, la cavité est un dispositif résonant. Il faut alors ajouter à la liste des phénomènes définissant le blindage le comportement de l'enceinte. Pour une cavité la relation (1.10) devient,

$$(SE_E)_{dB} = R_{dB} + A_{dB} + M_{dB} + \text{Impact enceinte}_{dB} \quad (1.14)$$

Le terme nommé « Impact enceinte » contient les phénomènes liés à la cavité électromagnétique, comme les résonances ou encore la présence des ouvertures. Ce terme, responsable d'un certain nombre de pertes, est négatif et diminue la qualité du blindage et par conséquent la valeur du $(SE_E)_{dB}$. On comprend alors que l'efficacité de blindage d'une cavité électromagnétique est difficile à prédire compte tenu des phénomènes de résonance qu'elle implique. C'est pourquoi nous aurons besoin, pour estimer sa valeur et son influence, d'un outil numérique. Nous verrons dans la suite les différents outils disponibles permettant d'évaluer le SE électrique ou magnétique d'enceintes de blindage.

D'autres définitions du SE en terme de puissances moyennes ou de densités de puissances sont également disponibles. On retrouve les différentes expressions du SE dans le document standard sur les méthodes de mesures du SE de cavités citées plus haut et dans l'article de Klinkenbush [67], qui donne plusieurs définitions pour les hautes fréquences. Très récemment, des chercheurs anglais se sont posés la question de la signification de l'efficacité de blindage, et particulièrement dans le cas de mesures. Ils démontrent dans leur article [33] que le SE n'est pas une caractéristique intrinsèque de la cavité électromagnétique comme le suggèrent les définitions plus haut, mais qu'elle dépend à la fois du coefficient de transmission des ouvertures qu'elle comporte et des coefficients d'absorption des éléments qui la composent. Ces éléments incluent toutes les pertes d'énergie qui peuvent se produire dans ce type de structure comme les pertes au niveau des parois métalliques, l'énergie absorbée par l'antenne de mesure en réception ou bien l'énergie absorbée par tout équipement électrique que la cavité protège. Effectivement les relations (1.11), (1.12) et (1.13) ne sont pas fonction du coefficient de transmission des ouvertures ou bien du coefficient d'absorption des composants. Néanmoins, ces équations restent valables puisque dans le cas d'une cavité vide (ne contenant aucun équipement électronique), ou qui contient un équipement dont l'impact est négligeable sur la distribution du champ électromagnétique, il n'est pas nécessaire de connaître le coefficient d'absorption des composants,

[67] **Klinkenbush, L.** « On the Shielding Effectiveness of Enclosures ».

[33] **Dawson, J. F.** et al. « On the Meaning of Enclosure Shielding Effectiveness ».

excepté pour les pertes dans les parois métalliques. Le coefficient de transmission des ouvertures est néanmoins un paramètre important puisqu'il décrit le comportement de l'ouverture. On peut également modéliser sa présence par un système équivalent qui reproduira son comportement sans forcément connaître son coefficient de transmission.

L'objectif de ces travaux est, rappelons le, d'approcher au mieux un modèle réaliste pour la prédiction de l'efficacité de blindage de cavités munies d'ouvertures. Ainsi, le modèle devra inclure les phénomènes de transmissions d'énergie par les ouvertures mais aussi les phénomènes d'absorptions par les parois de la cavité. De cette manière, on estime correctement l'efficacité de blindage de la cavité (lorsqu'elle ne contient aucun équipement) en tenant compte de tous les phénomènes qui s'y produisent sans pour autant redéfinir les relations énoncées plus haut.

D'autre part, nous avons défini deux efficacités de blindage, une électrique, et une magnétique. Les matériaux auxquels nous nous intéressons dans ces travaux possèdent des propriétés électriques élevées, et le plus souvent aucune propriété magnétique, à savoir de perméabilité magnétique égale à celle du vide $\mu = \mu_0$. Dans la plupart des configurations que nous étudions dans ce manuscrit, la cavité électromagnétique est choisie soit sans pertes conducteurs, soit construite grâce à un matériau très conducteur. Ses parois sont de ce fait soit parfaitement conductrices de conductivité électrique $\sigma = \infty$, soit constituées de métal, tout en respectant l'approximation des bons conducteurs à savoir $\sigma \gg \omega\epsilon$ (ω représente la pulsation et ϵ la permittivité électrique du matériau).

Nous étudions dans ces travaux des boîtiers de blindage utilisés pour la protection électrique des appareils électroniques. Nous avons tracé sur la figure 1.9 les efficacités de blindage électriques et magnétiques totales d'une enceinte de blindage pourvue d'une ouverture rectangulaire sur sa paroi frontale. L'enceinte est agressée par le rayonnement d'un dipôle magnétique en champ lointain. Dans cette configuration l'impédance du dipôle est égale à l'impédance du vide η_0 , correspondant de ce fait à l'impédance intrinsèque d'une onde plane. De cette manière le problème défini dans la problématique est modélisé. La figure montre que les deux efficacités de blindage sont équivalentes en hautes fréquences mais différentes en basses fréquences. De ce fait, et puisque nous travaillons sur une large bande de fréquences, il n'est pas nécessaire de calculer les deux efficacités de blindage. Nous nous intéressons donc dans ce manuscrit, à la prédiction d'efficacité de blindage électriques de cavités électromagnétiques. Cependant, les techniques développées dans ces travaux peuvent s'appli-

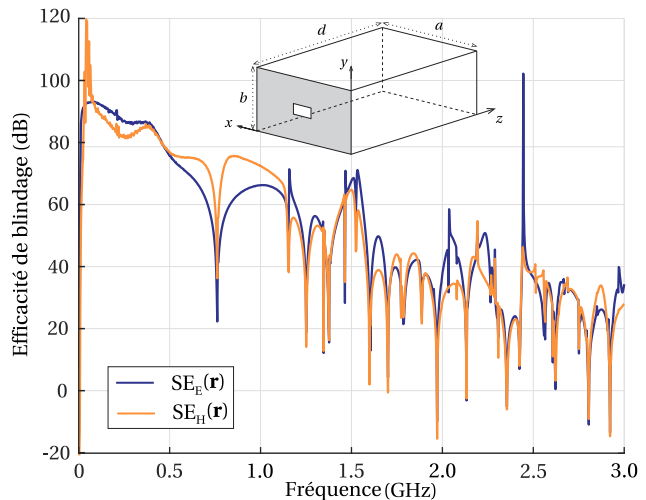


FIGURE 1.9 – SE_E et SE_H d'une enceinte de blindage perforée excitée par un dipôle magnétique en champ lointain.

quer aussi bien à la prédiction de SE_E (électrique), qu'à la prédiction de SE_H (magnétique). Cette caractéristique est présentée à la fin du second chapitre.

Maintenant que la problématique et les objectifs ont été définis, il reste à déterminer quel type de méthode conviendrait au mieux à nos besoins. La suite de ce chapitre est donc consacrée à la description des outils numériques disponibles pour la prédiction d'efficacité de blindage.

1.4 Outils de prédiction d'efficacité de blindage

Il s'agit ici de sélectionner une méthode de modélisation efficace pour l'étude de la structure disponible Figure 1.6 et l'évaluation de son efficacité de blindage. On peut utiliser des méthodes numériques full-wave, souvent exploitées par des logiciels du commerce permettant ainsi de résoudre un système d'équations différentielles et intégrales dépourvues de solutions analytique. D'autres approches sont envisageables, comme des techniques semi-analytiques ou bien des théories analytiques basées par exemple sur les formulations des lignes de transmission.

1.4.1 Méthodes numériques

Naturellement, on pense tout de suite aux méthodes tridimensionnelles classiques ou 3D, aussi connues sous le terme anglophone méthodes « full wave », car elles permettent principalement de déterminer l'évolution du champ électromagnétique dans l'environnement et les courants induits sur la surface d'un objet. D'une façon générale, un problème électromagnétique peut être résolu soit dans le domaine temporel, soit dans le domaine fréquentiel [142]. On peut noter la corrélation entre les deux domaines d'approches puisqu'une solution (ou spectre) fréquentielle peut être calculée par la TF d'une réponse temporelle. De même, une solution temporelle peut s'obtenir par transformation inverse d'un spectre fréquentiel. Cependant, en fonction du milieu et de la complexité de la structure étudiée, on préférera l'utilisation de l'un ou l'autre des domaines. Toutes les méthodes que nous présentons dans ce paragraphe permettent de résoudre les équations de Maxwell dans les deux domaines. Ces approches théoriques font appel à un schéma numérique permettant la discrétisation de l'espace et éventuellement du temps. On remplace alors un problème de dimension infinie (aux valeurs continues) par un problème de dimension finie (aux valeurs discrètes). Néanmoins, il en résulte une solution non pas exacte mais rigoureusement « approchée » suite au processus de discrétisation et à la précision de l'algorithme. Dans le cas d'enceintes de blindage comportant des ouvertures, il est important de souligner que les schémas temporels imposent, du fait des fortes résonances de la cavité électromagnétique, des temps de simulation beaucoup plus longs que pour des systèmes en espace libre. En effet, il faut attendre que le champ dans la cavité soit suffisamment amorti pour ne pas modifier le contenu spectral du couplage calculé par FFT⁵. Il existe néanmoins des techniques d'optimisation des temps de calcul comme la méthode des pertes simulées [11] permettant d'intégrer dans la simulation numérique l'ensemble des pertes de la cavité à travers le facteur de qualité Q réel de l'enceinte, englobant notamment les fuites électromagnétiques dues aux ouvertures (dépendant de la forme de celles-ci [58]) et les pertes dues aux matériaux. Il s'agit d'un post-traitement des résultats numériques sans pertes. Ainsi, pour chaque configuration il suffit

[142] Swanson, D. G. et al. *Microwave circuit modeling using electromagnetic field simulation*.

5. C'est une Transformation de Fourier discrète calculée selon un algorithme réduisant le nombre d'opérations.

[11] Bonnet, P. et al. « FDTD modelling of reverberation chamber ».

[58] Hill, D. A. et al. « Aperture excitation of electrically large, lossy cavities ».

d'appliquer un facteur de qualité différent. Cette technique repose sur la mise en œuvre d'une fenêtre temporelle appliquée au signal obtenu pour une simulation de la cavité sans pertes. Le signal en temporel dans le cas sans pertes est multiplié par un coefficient dépendant du facteur de qualité et d'une fréquence de résonance f_0 de la cavité. La formule est valable sur une fenêtre fréquentielle centrée sur la fréquence f_0 . De ce fait, bien que la méthode écourtée considérablement la durée de simulation en permettant de ne réaliser qu'une seule simulation numérique pour une même géométrie de cavité, il faudrait plusieurs minutes pour traiter la plage de fréquence complète. On trouve également les techniques d'extrapolation [96] : puisque toutes les informations sont contenues dans la première partie du signal (temporel ou fréquentiel), cette technique permet, à partir de ces échantillons de retrouver le signal complet pour une configuration. D'autre part, pour améliorer les performances de la simulation numérique, on peut faire appel à des techniques d'hybridation. Celles-ci combinent plusieurs méthodes numériques en profitant des avantages de chacune d'elles. Les méthodes numériques ont été très utilisées pour l'analyse de cavités électromagnétiques perforées. On se propose ici de rappeler les techniques les plus importantes.

- **Description des méthodes**

Une des méthodes les plus populaires est la méthode des DF ou Finite Difference en anglais [143], introduite par Yee [65] en 1966. Elle résout par un schéma aux différences finies les équations de Maxwell en rotationnel, à savoir les équations de Maxwell-Ampère et de Maxwell Faraday (cf chapitre 2). C'est une technique dite volumique car elle travaille généralement sur un volume englobant l'objet à traiter et souvent fermé par des frontières absorbantes simulant l'espace libre. La procédure consiste à découper l'espace en cellules élémentaires servant à décrire géométriquement la structure en trois dimension. Le principe de résolution est itératif, ainsi, partant du temps initial, la réponse est calculée à chaque instant à partir de l'instant précédent. Puisque la cavité électromagnétique qui nous intéresse est de forme rectangulaire, la méthode DF est adaptée à la résolution de notre problématique. De nombreux travaux, qui sont pour la plupart énumérés dans l'ouvrage de Salvatore Celozzi [19], visent à analyser le comportement des ouvertures comme par exemple dans [75]. Cependant, la modélisation de dispositifs résonnants, pour lesquels un grand nombre d'itérations est nécessaire, impose des temps de calculs particulièrement importants et diminue la possibilité d'obtenir une solution complète rapidement (si on ne fait pas appel à une technique d'extrapolation ou d'hybridation). Ainsi, on trouve dans la littérature un certain nombre de travaux qui visent à améliorer la convergence de la méthode [84, 41]. D'autres articles, plus anciens, décrivent l'impact de la source d'excitation sur la distribution du champ électromagnétique dans l'enceinte de blindage [20]. Certaines méthodes présentent des similarités avec les DF, à savoir la méthode TLM (parfois nommée méthode Transmission Line Modeling), la méthode d'intégration finie, nommée en anglais FIT, ou encore la méthode des VF

[96] Mengtao Yuan et al. « Direct extrapolation of a causal signal using low-frequency and early-time data ».

[143] Taflov, A. *Computational electrodynamics*.

[65] Kane Yee « Num. solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media ».

[19] Celozzi, S. et al. *Electromagnetic shielding*.

[75] Kwon, J. H. et al. « Numerical modeling and measurements on the SE of enclosure with apertures ».

[84, 41] Liu, Q.-F. et al., Fang, J.-P. et al. « Accurate Characterization of Shielding Effectiveness of Metallic Enclosures With Thin Wires and Thin Slots », « Transient analysis of external field coupling to a cabin with thin-slots and transmission lines loaded by arbitrary nonlinear devices ».

[20] Cerri, G. et al. « Field penetration into metallic enclosures through slots excited by ESD ».

[12] . On se propose d'exposer brièvement ces trois méthodes afin d'étudier leur potentiel pour la résolution de notre problématique.

Au début des années 1970, Johns et Beurle [63] développent une nouvelle méthode en 2 dimensions, plus stable et plus robuste, la méthode TLM. Des extensions en 3 dimensions sont disponibles dans [126] . La TLM est basée sur l'analogie entre les grandeurs électriques, ou la propagation d'un signal sur une ligne de transmission et les grandeurs électromagnétiques, ou la propagation des ondes dans un espace à une dimension. Ainsi, la propagation des ondes dans l'environnement étudié s'effectue par le biais d'un réseau fictif de lignes de transmissions orthogonales. Chaque cellule élémentaire est associée à un nœud (ou réseau) de lignes. La discrétisation est considérée plus physique que mathématique. Elle est de ce fait plus intuitive et plus simple à appréhender. Cette particularité en fait une des techniques les plus employées pour l'étude des enceintes de blindage [25] . Certains s'en sont servis pour l'analyse des performances de blindage visant à le rendre plus efficace [5] . Les auteurs de [148, 102, 60] l'ont employée pour évaluer les comportements d'ouvertures de différentes formes. De récents travaux permettent également d'introduire une antenne de réception [31] dans la modélisation.

La méthode FIT, apparue en 1977 dans un article de Weiland [152] , est le moteur de calcul d'un logiciel commercial très connu, CST Studio Suite ®. Fondamentalement, cette méthode permet de résoudre les équations de Maxwell sous leur forme intégrale. Le formalisme sur lequel elle repose permet d'évaluer des flux et des intégrales linéaires approchées. De plus, l'utilisation des flux assure la conservation d'énergie mais aussi une meilleure stabilité de la méthode.

La méthode des VF est apparue au début des années 1990 et permet comme les DF de résoudre les équations de Maxwell sous leur forme locale. Elle consiste à considérer une seule inconnue par maille et à introduire des termes de flux numériques pour lier les mailles entre elles. Un des avantages principaux de la méthode concerne sa capacité à traiter des maillages non structurés et inhomogènes mais également des géométries complexes. Néanmoins elle souffre comme les DF d'un faible ordre de convergence.

Ces trois méthodes permettent, comme les DF, une caractérisation de la structure étudiée sur une large bande de fréquence en une seule simulation avec une grande précision. Mais, étant des méthodes volumiques, la TLM, la FIT et les VF nécessitent de mailler non seulement la structure du problème mais aussi le domaine de calcul. Ainsi, au même titre que les différences finies, le principal inconvénient de ces approches pour le traitement de notre problématique, aussi efficaces soient elles, est la durée de simulation, puisqu'elles nécessitent un grand nombre de cel-

[12] **Bonnet, P.** « Résolution des équations de Maxwell instationnaires et harmoniques par une technique de volumes finis. Application à des problèmes de compatibilité électromagnétiques ».

[63] **Johns, P.** et al. « Numerical solution of 2D scattering problems using a transmission-line matrix ».

[126] **Russer, P.** « The Transmission Line Matrix Method ».

[25] **Christopoulos, C.** « The application of the TLM method to EMC studies of systems ».

[5] **Bahadorzadeh Ghandehari, M.** et al. « Improving of shielding effectiveness of a rectangular metallic enclosure with aperture by using extra wall ».

[148, 102, 60] **Turner, J. D.** et al., **Nie, B.-L.** et al., **Hussain, T.** et al. « Characterisation of the SE of equipment cabinets containing Apertures », « Study of the Shielding Properties of Enclosures With Apertures at Higher Frequencies Using the Transmission-Line Modeling Method », « Shielding effectiveness of enclosure with unconventional aperture array ».

[31] **Cvetkovic, T.** et al. « Numerical calculation of shielding effectiveness of enclosure with apertures based on EM field coupling with wire structures ».

[152] **Weiland, T.** « A discretization model for the solution of Maxwell's equations for 6-comp. fields ».

lules pour décrire avec précision la structure du problème. Malgré les techniques disponibles pour améliorer cet aspect, ces méthodes ne répondent pas à nos critères.

On trouve également pour la modélisation de notre problématique les méthodes des éléments finis, en anglais FEM ou méthode des éléments finis de frontière, en anglais BEM selon le domaine d'application. C'est une des méthodes les plus employées puisqu'elle implique l'utilisation de fonctions comme des éléments triangulaires (en deux dimensions) ou des tétraèdres (en trois dimensions) et peut de ce fait s'adapter à des structures géométriques relativement complexes. Comme la DF, la FEM nécessite des temps de calcul importants ainsi qu'une grande ressource de mémoire du calculateur, puisque le domaine de calcul nécessite d'être maillé et donc borné afin de limiter le nombre d'itérations. Ceci est encore une fois valable si aucune méthode d'extrapolation ou d'hybridation n'est employée conjointement à la méthode numérique. Les méthodes FEM et BEM ont été utilisées par Carpes, qui décrit dans son article [17] la modélisation du couplage entre une structure filaire contenue par une cavité électromagnétique et une onde extérieure.

Dans les méthodes intégrales, on trouve la MoM [56]. En électromagnétisme, elle s'applique à l'équation intégrale du champ électrique (Electric Field Integral Equation, EFIE) pour laquelle l'inconnue est la distribution de courant circulant sur les zones conductrices. La modélisation de notre problème par cette technique a largement été éprouvée tant dans l'analyse du comportement physique du système [2, 3, 21, 80] que dans l'optimisation des temps de calcul tout en limitant au maximum la perte de précision [36, 66, 156]. Un des avantages de la méthode des moments est la non discrétisation des matériaux actifs ce qui simplifie grandement la description des géométries. Cet aspect de la méthode peut conduire à des gains notables en temps de calcul si les géométries restent simples. D'autre part, contrairement aux autres méthodes numériques, il n'y a pas besoin de borner le domaine de calcul par une frontière artificielle. Cependant, pour des approches sur une large bande de fréquences, comme c'est le cas dans notre problématique, il faut refaire le calcul pour chaque fréquence. Dans le cas de systèmes résonants, si le pas de fréquence n'est pas assez fin, des fréquences de résonances peuvent être oubliées, et le résultat est de ce fait moins précis.

• Discussion et Conclusion

Certains schémas, comme les différences finies ou la TLM, génèrent également un autre type d'erreur appelée dispersion numérique. Dans ce cas, la vitesse de phase de l'onde dépend de sa fréquence. Les effets de dispersion provoquent alors une déformation du signal. C'est un problème purement numérique lié au passage du problème continu au problème discret. Pour en minimiser l'impact, il est nécessaire d'affiner le maillage, ce qui alourdit encore le temps de cal-

[17] Carpes, W. et al. « Analysis of the coupling of an incident wave with a wire inside a cavity using an FEM in frequency and time domains ».

[56] Harrington, R. F. *Field computation by moment methods*.

[2, 3, 21, 80] Araneo, R. et al., Audone, B. et al., Cerri, G. et al., Li, M. et al. « Shielding effectiveness evaluation and optimization of resonance damping in metallic enclosures », « Shielding effectiveness of apertures in rectangular cavities », « Theoretical and Experimental Evaluation of the Electromagnetic Radiation From Apertures in Shielded Enclosures », « Slot and aperture coupling for airflow aperture arrays in shielding enclosure designs ».

[36, 66, 156] Dehkhoda, P. et al., Khan, Z. et al., Zhou, C. et al. « Shielding Effectiveness of an Enclosure With Finite Wall Thickness and Perforated Opposing Walls at Oblique Incidence and Arbitrary Polarization by GMMoM », « Shielding Effectiveness of Metallic Enclosures at Oblique and Arbitrary Polarizations », « The Effect of Apertures Position on Shielding Effectiveness of Metallic Enclosures based on Modal Method of Moments ».

cul, puisque, contrairement aux méthodes de résolution intégrale comme la MoM, le domaine de calcul est lui aussi maillé. Les méthodes intégrales ne nécessitent pas de mailler le volume de calcul total mais seulement les structures filaires et les surfaces. Dans les deux cas, la prise en compte de la diffraction d'une ouverture sur un boîtier peut également entraîner un certain coût numérique. La forte variation du champ sur les bords de l'ouverture impose, pour conserver la précision du calcul, un maillage très fin à sa périphérie, ce qui est naturellement pénalisant. Heureusement, la plupart des schémas disposent aujourd'hui de maillage à pas variable, voir de maillages non-conformes où les mailles successives n'ont pas besoin d'être de mêmes dimensions, permettant de réduire les durées de simulation. Dans le cas de cavités métalliques munies d'ouvertures ne contenant aucun équipement, seule l'ouverture est maillée finement. Les mailles du reste du domaine sont plus grandes. Ces techniques de maillage réduisent fortement le nombre de cellules du domaine. Cependant, l'apport aussi bien en terme de temps de calcul qu'en terme de ressources informatiques n'est pas suffisant pour correspondre à nos critères⁶. Nous avons mentionné plus haut les techniques d'extrapolation, des pertes simulées ou encore les méthodes d'hybridation qui permettent d'améliorer fortement les durées des simulations. L'hybridation de méthodes numériques est une solution relativement efficace pour améliorer la simulation de problèmes de blindage. Cependant, le gain de temps n'est pas suffisant pour répondre aux critères fixés pour la résolution de notre problématique. Dans le cas de la méthode des pertes simulées, il faut, pour une cavité de dimensions différentes, relancer la simulation numérique. Ainsi, bien qu'elle permette de traiter facilement de multiples configurations d'ouvertures grâce à l'intégration du facteur de qualité de l'enceinte, des études statistiques de l'influence des dimensions de la cavité ne seraient pas envisageables. Dans le cas de la technique d'extrapolation, chaque configuration doit être simulée numériquement, ce qui augmente le temps total de simulation. En conséquence, encore une fois le gain de temps apporté par cette méthode ne répond pas à notre cahier des charges.

L'exploitation de toute méthode numérique nécessite toujours (comme pour n'importe quelle méthode) de se familiariser avec sa formulation de base afin de l'appliquer correctement. L'utilisation de ces méthodes, stimulées par la disponibilité des logiciels commerciaux (CST, FEKO, HFSS, etc), peut conduire les utilisateurs non familiarisés à appliquer des techniques numériques à des problèmes pour lesquels elles ne sont pas conçues et produire des résultats inexacts. Les erreurs numériques dont elles peuvent souffrir, comme les problèmes de maillages ou encore certains critères de stabilité et de convergence, ne sont pas toujours anticipées par les logiciels et entraînent la production de faux résultats si les logiciels sont mal utilisés.

En conclusion, puisque l'une des principale qualité que nous recherchons est la rapidité du calcul, les méthodes numériques « full-wave » ne peuvent pas constituer une méthode adaptée à la résolution de notre problématique. Toutes les raisons énoncées dans cette section nous ont donc conduit à rechercher des techniques de modélisation alternatives.

6. Le logiciel commercial CST studio suite, dont nous discuterons dans la suite utilise un maillage à pas variable (pour la méthode FIT notamment), ce qui permet de réduire la durée de simulation de quelques heures. Nous verrons cependant, dans le cas d'enceintes métalliques de blindage perforées, que chaque simulation peut durer plusieurs heures malgré l'amélioration de la discrétisation spatiale.

1.4.2 Méthodes alternatives

1.4.2.1 PowerBalance

La méthode PWB est basée sur le formalisme de la topologie électromagnétique pour la modélisation de systèmes complexes. Le problème est ainsi décomposé en sous problèmes élémentaires sous la forme d'un diagramme topologique et d'un graphe d'interactions. Les cavités sont alors des volumes topologiques et les interactions sont représentées par un modèle probabiliste dont le seul paramètre est la densité de puissance moyenne dans les différentes cavités. La méthode fût popularisée par Isabelle Junqua [64] dans ses travaux de thèse pour la modélisation de structures type multi-cavités de grandes dimensions. Les champs électromagnétiques induits dans la cavité résultent de la superposition des modes d'une cavité de forme complexe. Pour l'application de cette méthode, la connaissance du nombre de paramètres décrivant la structure n'est pas pertinent [57]. Ainsi, la géométrie exacte de la cavité, le nombre d'ouvertures, leurs emplacements, la position et la géométrie des équipements sont des paramètres inconnus. Du fait de la complexité de la cavité et de sa géométrie surdimensionnée, le problème est assimilé à une Chambre Réverbérante à Brassage de Modes (CRBM). Dans une CRBM, le brasseur permet la génération de modes aléatoires correspondant ainsi à la méconnaissance du problème électromagnétique exact. On considère alors les champs électromagnétiques dans la cavité comme pseudo-homogènes et pseudo-isotropes. La notion de propagation d'onde (comme dans les guides d'ondes) est totalement absente du formalisme. L'environnement électromagnétique est représenté par un modèle probabiliste permettant de quantifier les phénomènes de transfert et de dissipation d'énergies, par les ouvertures ou entre cavités, par des densités de puissances moyennes et des puissances moyennes dissipées. Ainsi, en milieu réverbérant, la méthode est simple à utiliser puisque la densité de puissance est considérée uniforme dans la cavité. C'est pourquoi il n'est pas nécessaire de connaître en détail la géométrie de la cavité électromagnétique ou des éléments qui la caractérisent.

Par conséquent, la méthode PWB est intéressante lorsqu'il s'agit de **systèmes complexes** (comme dans le cas de bâtiments domestiques) où il n'est pas nécessaire de connaître précisément les caractéristiques géométriques du site à analyser. On trouve dans la littérature une étude par PWB de cavités métalliques réalistes [58] comportant ouvertures, objets diffractants, antennes et matériaux réels. L'auteur précise dès son titre qu'il s'agit d'enceintes électriquement larges, puisque c'est l'hypothèse principale à respecter pour appliquer la technique PWB. La méthode est performante et permet d'estimer l'efficacité de blindage d'une cavité électromagnétique contenant une ouverture circulaire, un brasseur, une antenne d'émission une antenne de réception et un objet diffractant. Cependant, ce qui représente un atout pour Hill est un inconvénient pour nos travaux, à savoir la méconnaissance de la géométrie détaillée de la structure et par conséquent ses grandes dimensions face à la longueur d'onde. Premièrement, le domaine d'application de la PWB suppose que l'on soit en cavité surdimensionnée et permet de ce fait de ne calculer que la valeur moyenne du champ, voire de l'écart type si la loi de distribution statistique du champ est connue. Toutefois, on aura pas accès au champ local contrairement à d'autres méthodes, or, dans nos travaux on cherche aussi à quantifier les couplages entre l'environnement électromagnétique extérieur et une structure à protéger. Nous avons donc besoin d'évaluer directement le champ

[64] Junqua, I. « Pénétration des ondes électromagnétiques haute fréquence dans des systèmes : Analyse et évaluation par l'approche Power Balance ».

[57] Hill, D. A. *Electromagnetic fields in cavities*.

[58] Hill, D. A. et al. « Aperture excitation of electrically large, lossy cavities ».

électrique en un point de la cavité. Deuxièmement, les dimensions des structures étudiées dans ces travaux sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, alors que la méthode PWB fournit des informations statistiques sur les échanges d'énergies entre cavités surdimensionnées. Aussi, le type de technique recherchée doit s'étendre des basses fréquences aux fréquences moyennes, ce qui exclue l'approche PWB. D'autre part la méthode permet une caractérisation globale du problème, or, dans l'hypothèse de l'évaluation précise du couplage avec un élément contenu dans la cavité, la méthode pb n'est pas applicable.

1.4.2.2 Circuits PEEC

La méthode nommée en anglais PEEC est une méthode de modélisation des interconnexions, et permet de ce fait d'analyser les caractéristiques électriques des couplages d'une structure électromagnétique. Introduits par Albert E. Ruehli [124] en 1974, les circuits PEEC sont réputés très efficaces pour des modélisations électromagnétiques que ce soit dans le domaine temporel ou le domaine fréquentiel [125]. La géométrie est décrite par une méthode intégrale. Chaque élément issu de la discrétisation surfacique de la structure est représenté par un circuit électrique équivalent composé d'éléments passifs (résistances, inductances, capacités et mutuelles partielles). Ces composants équivalents sont directement liés à la position physique des différentes parties de la structure, d'où la notion d'éléments partiels [146]. Pour une étude fréquentielle, le courant doit être uniforme. Ceci implique que chacun des éléments doit être suffisamment petit pour satisfaire cette condition. Les principaux couplages électromagnétiques sont décrits localement par des inductances mutuelles. Le circuit est successivement analysé au moyen d'un simulateur électrique (de type spice). Néanmoins, il existe un logiciel très connu fondé sur la méthode PEEC [8] : le logiciel FASTHENRY, développé aux États-Unis par le MIT (Massachusetts Institute of Technology).

La méthode a surtout un intérêt dans la simulation de systèmes complexes, puisqu'elle simplifie grandement la résolution du problème et fournit une représentation électrique du comportement de la structure. On trouve des applications de cette technique pour la modélisation d'enceintes de blindage [82]. Dans cet article, les auteurs proposent une hybridation de la méthode PEEC avec la MoM pour calculer l'efficacité de blindage d'une enceinte fermée contenant un PCB connecté à un câble qui traverse la paroi. Le système PCB-câble est modélisé via la méthode PEEC. Le circuit équivalent obtenu est introduit dans la méthode MoM pour en améliorer les performances. L'inconvénient principal de la méthode PEEC est que la matrice solution est composée d'autant d'éléments que de sous-circuits nécessaires à la description surfacique de la structure du problème. La complexité du circuit équivalent ainsi obtenu impose pour sa résolution, l'utilisation d'un logiciel ou solveur numérique, ce qui accroît les durées de simulation. Or, nous recherchons une méthode simple et rapide, où la solution est présente dans une matrice de petite taille, ce qui n'est pas le cas de la méthode PEEC.

[124] Ruehli, A. « Equivalent Circuit Models for Three-Dimensional Multiconductor Systems ».

[125] Ruehli, A. « PEEC method and its application in the frequency and time domain ».

[146] Teulings, W. « Prise en Compte du Câblage dans la Conception et la Simulation des Convertisseurs de Puissance : Performances CEM ».

[8] Besacier, M. « Adaptation de la méthode PEEC à la représentation des structures de l'électronique de puissance ».

[82] Li, P. et al. « An Efficient Approach for Analyzing Shielding Effectiveness of Enclosure With Connected Accessory Based on Equivalent Dipole Modeling ».

1.4.2.3 Formalisme de Kron

Gabriel Kron développa dans les années 1930, une théorie permettant d'appliquer l'analyse tensorielle des réseaux à la résolution des circuits électriques [74] . Olivier Maurice, a récemment proposé d'utiliser cet outil mathématique tensoriel afin de résoudre les problèmes de CEM des systèmes complexes [87] . Il l'appelle la méthode MKME (Modified Kron's Method for Electromagnetic compatibility). La première étape consiste en l'analyse globale du système où l'ingénieur doit comprendre et analyser chacune des interactions possibles. Une fois que les phénomènes liés au comportement électromagnétique du système sont identifiés, un graphe topologique met en ordre les sous volumes et leurs connexions respectives. Ils sont ensuite représentés par des schémas électriques équivalents où on ignore dans un premier temps les multiples interactions entre eux. Chacun de ces schémas électriques équivalents est mis en équation par la théorie tensorielle des réseaux électriques. On obtient finalement des familles de tenseurs qui sont par la suite introduits dans un tenseur général caractérisant le système global. La résolution du système d'équations permet alors de prédire le comportement des composants électroniques face à une agression électromagnétique.

La méthode semble être particulièrement utile pour la résolution de grands systèmes complexes puisqu'elle décrit au travers d'équations tensorielles les interactions électromagnétiques entre chaque sous volume du système. L'adjectif « tensoriel » implique la résolution d'un système matriciel de grande envergure et en particulier l'inversion d'une matrice de taille importante. La méthode de Kron présente des avantages significatifs, comme sa capacité à traiter analytiquement des systèmes complexes. Pour notre problématique, l'idée est que la cavité peut se représenter comme une succession de circuits résonants parallèles disposés en série et alimentés par une source. L'énergie est répartie suivant les modes de cavité ou chaque mode est représenté par un circuit résonant dont l'admittance est connue. Cependant la formulation ne fait pas apparaître l'aspect géométrique, bien qu'il soit implicitement présent grâce aux fréquences de résonances. Les couplages avec la source sont représentés dans ce cas sous la forme de coefficients de couplage. Ainsi, la structure est complètement remodelée et ne représente que son comportement électrique. Or, notre problématique met en jeu la géométrie, comme la position des ouvertures dont l'influence n'est pas négligeable sur la répartition du champs. Il est néanmoins possible, en combinant la méthode de Kron à une autre formulation qui tient compte de la géométrie, de résoudre notre problématique via ce formalisme comme dans l'article de Soeun [133] . Elle s'appuie sur un modèle circuit pour définir la structure résonante vide et établi un graphe équivalent à la structure, et résout ensuite le système tensoriel défini. Ainsi, pour résoudre le problème de la cavité électromagnétique perforée l'application du formalisme de Kron nécessite l'utilisation d'un autre modèle. Cette méthode pourrait constituer un outil de comparaison intéressant pour confronter nos résultats. Cependant nous n'en feront pas usage puisque les résultats présentés dans l'article de Soeun ne sont pas fonction de la fréquence mais fonction de la coordonnée du point d'observation suivant la profondeur de la cavité. D'autre part, ce formalisme traduit le problème par une description physique et mathématique non usuelle. Il est donc nécessaire de maîtriser les fondements de la méthode afin de l'appliquer avec rigueur. La résolution de notre problématique par ce formalisme apparaît donc fastidieuse. Ceci va à l'encontre de l'un de nos critères puisque le modèle doit constituer un outil simple d'utilisation et de

[74] **Kron, G.** *Tensor analysis of networks.*

[87] **Maurice, O.** *La Compatibilité électromagnétique des systèmes complexes.*

[133] **Soeun, T.** et al. « Analyse théorique d'une cavité avec ouverture sous un formalisme de guide d'onde sous le modèle de Kron-Branin. »

compréhension.

1.4.2.4 Méthodes semi-analytiques et analytiques

Les approches semi-analytiques allient à la fois des **solutions analytiques partielles et un schéma numérique complémentaire**. De ce fait, elles permettent d'alléger la simulation en nombre d'inconnues ce qui, par conséquent, diminue les délais de simulation. Pour qu'un tel processus soit possible, il faut être capable de résoudre une portion du système analytiquement pour ensuite l'intégrer dans la modélisation numérique.

Par exemple, on trouve pour la caractérisation de discontinuités dans un guide la méthode de raccordement modale, ou Mode Matching (MM) [99]. Puisque les expressions analytiques des modes dans une structure guidante sont connues, elles constituent le point de départ de la résolution. La formulation consiste alors à imposer la continuité des composantes tangentielles des champs électromagnétiques dans les plans transverses du guide puis d'appliquer une procédure d'orthogonalisation. On obtient alors un système d'équations linéaires en terme de coefficients modaux. Cette technique permet entre autres l'analyse de guides d'onde en cascade de sections et/ou tailles différentes.

Horacio A. Mendez montra dans un article publié en 1978 [95] que le calcul du SE d'une enceinte métallique avec une ouverture excitée par une source interne peut être effectué analytiquement et pour deux cas de figures. Dans le premier cas, la cavité comporte une ouverture électriquement petite sur l'une de ses parois. La théorie de la diffraction par les petits trous introduite par Hans Albrecht Bethe en 1944 [10] durant la seconde guerre mondiale, donne le champ équivalent rayonné par l'ouverture lorsque celle-ci est remplacée par un matériau parfaitement conducteur. Dans le deuxième cas, la cavité est assimilée à un guide d'onde court-circuité à l'une de ses extrémités et ouvert à l'autre extrémité. L'ouverture formée a donc les mêmes dimensions que la section du guide. Il évalue son rayonnement par un théorème d'équivalence. Pour chacun des cas, le champ généré par la source est évalué par les fonctions de Green dyadiques en dessous de la première fréquence de résonance de la cavité, ce qui limite la modélisation aux basses fréquences. Un quart de siècle plus tard, Ward Wallyn étend les travaux de H. A. Mendez aux modes supérieurs [150]. Le champ généré par la source est calculé via les fonctions de Green dyadiques en 3-dimensions combinées à la transformation d'Ewald pour en améliorer la convergence. La formulation est donc semi analytique. Le guide est cette fois-ci court-circuité à chacune de ses extrémités et comporte une ouverture sur l'une de ses faces transverses à la section. La technique est rapide et fiable mais, malgré les importantes améliorations, il faut encore plusieurs minutes pour obtenir un résultat en large bande de fréquence. Dans les deux cas, la source électromagnétique se trouve dans l'enceinte de blindage et l'ouverture est représentée comme une discontinuité à travers laquelle s'échappe une partie du champ électromagnétique.

Pour la prédiction d'efficacité de blindage d'une cavité excitée par une agression externe, Cheng et Liang [22] ont combiné une application du théorème d'équivalence [128] et l'utilisa-

[99] Ney, M. « Simulation électromagnétique - Modèles et optimisation ».

[95] Mendez, H. A. « Shielding theory of enclosures with apertures ».

[10] Bethe, H. A. « Theory of Diffraction by Small Holes ».

[150] Wallyn, W. et al. « Fast shielding effectiveness prediction for realistic rectangular enclosures ».

[22] Chang-Hong Liang et al. « EM fields coupled into a cavity with a slot-aperture under resonant conditions ».

[128] Schelkunoff, S. A. « Some Equivalence Theorems of EMs and Their Application to Radiation Problems ».

tion d'une version simplifiée de la méthode des moments [55] . Cette écriture permet une nette amélioration des temps de simulation sans perdre en précision. Elle est d'autre part facilement transposable pour l'étude d'ouvertures multiples. Une autre approche a été proposée par Edrisi [40] où la structure de blindage protège un objet diffractant. Le problème est séparé en deux sous problèmes : d'abord l'extérieur contenant l'onde incidente et la cavité vide, puis l'intérieur où la source est représentée par le rayonnement de dipôles équivalents comme le suggère H. A. Bethe [10] . La solution est ensuite déterminée par une méthode FEM. Malgré ces améliorations, ces différentes techniques, à savoir le modèle de Cheng et Liang et le modèle d'Edrisi sont avant tout une combinaison numérique-analytique et présentent les mêmes inconvénients que les méthodes numériques en terme de durée de simulation. Finalement, il s'agit ici de techniques d'hybridation mêlant méthodes numériques et formulations analytiques.

D'autre part, il existe des formules empiriques analytiques permettant le calcul de SE dans le cas canonique d'une ou plusieurs ouvertures sur un plan métallique infini introduites par Henry W. Ott dans son ouvrage [106] . Il est important de les rappeler puisqu'elles ont été pendant des années la base de calcul de SE d'ouvertures. Dans le cas de fentes minces,

$$SE = 20 \log \frac{\lambda}{2l} \quad (1.15)$$

où l est la plus grande dimension de l'ouverture et λ la longueur d'onde. Dans le cas de n petites ouvertures de mêmes dimensions l et électriquement proches (l'espacement est $\ll \lambda$), on a [19] ,

$$SE = 20 \log \frac{\lambda}{2l} - 20 \log \sqrt{n} \quad (1.16)$$

Ces deux types d'ouvertures, à savoir les fentes minces et les grilles de petites ouvertures n'ont pas le même impact sur les lignes de courant à la surface du conducteur. Si sa plus grande longueur l est perpendiculaire aux lignes de courants, la fente mince impose aux courants de la contourner sur sa longueur, et réduit ainsi l'efficacité de blindage. Dans le cas de grilles formées par de petites ouvertures, le courant pourra se frayer un chemin entre ces ouvertures. La fuite sera alors due au nombre n d'ouvertures et produit ainsi moins de pertes qu'une large ouverture de même surface.

Récemment Solin [136] a proposé une approche entièrement analytique étendant les travaux de Collin [30] aux modes résonants des hautes fréquences. La formulation de Collin, qui combine la théorie de Bethe et l'expansion modale des composantes du champ électrique dans la cavité, à savoir une triple somme sur les triplets m, n, p caractéristiques des modes de résonance, par les fonctions de Green dyadiques, n'est valable qu'aux alentours de la fréquence fondamentale de l'enceinte TE_{101} (si $a > b$, cf schéma Figure 1.6). Cette restriction ne permet pas d'analyser le comportement de la cavité électromagnétique perforée en hautes fréquences où les résonances du caisson sont de plus en plus nombreuses. C'est pourquoi Solin a proposé d'étendre ces tra-

[55] **Harrington, R.** et al. « A generalized network formulation for aperture problems ».

[40] **Edrisi, M.** et al. « Simple Methodology for Electric and Magnetic Shielding Effectiveness Computation of Enclosures for Electromagnetic Compatibility use ».

[10] **Bethe, H. A.** « Theory of Diffraction by Small Holes ».

[106] **Ott, H. W.** *Noise reduction techniques in electronic systems.*

[19] **Celozzi, S.** et al. *Electromagnetic shielding.*

[136] **Solin, J. R.** « Formula for the Field Excited in a Rectangular Cavity With a Small Aperture ».

[30] **Collin, R. E.** *Field theory of guided waves.*

vaux aux fréquences plus élevées, en intégrant de ce fait la prise en compte des modes supérieurs. La proposition de Solin débute par le calcul du champ produit par deux dipôles proches de la paroi d'une cavité sans aucune discontinuité⁷. Le champ est exprimé sous la forme d'une double somme des modes du guide d'onde à section rectangulaire. Il ajoute ensuite le champ extérieur au champ rayonné par les dipôles pour retrouver le champ incident, ce qui lui permet d'établir un système d'équations linéaires dont la principale inconnue est le champ électrique en un point donné de la cavité. Il résout analytiquement le système et retrouve ainsi le SE de la structure. La formulation est rigoureuse et donc naturellement précise et rapide. Cependant, la méthodologie employée est relativement compliquée et nécessite une compréhension approfondie pour l'employer correctement et l'appliquer à une configuration différente. En effet, l'introduction d'ouvertures multiples dans le modèle nécessiterait une nouvelle démonstration. Son approche traduit le comportement de la cavité par une description purement mathématique dont la représentation schématique n'est pas explicite. Ainsi, bien que très rigoureuse, la formulation proposée par Solin ne respecte pas le critère de simplicité que nous nous sommes fixés. Néanmoins, elle fait partie des approches capables de modéliser des ouvertures de type fentes minces [134]. Il ajoute également dans sa formule les pertes liées aux matériaux réalistes [137] et les ouvertures chargées bornées par des joints conducteurs [135].

1.4.3 Conclusion

Aucune de ces méthodes, qu'elles soient numériques, alternatives ou bien semi-analytiques ne respecte l'ensemble des critères que nous nous sommes fixés.

Les méthodes numériques sont trop coûteuses en temps de calcul malgré les techniques disponibles pour réduire ces coûts. La simulation d'une configuration de cavité électromagnétique munie d'une ou plusieurs ouvertures agressée par un rayonnement extérieur, peut durer de quelques minutes à plusieurs heures. Pour chaque configuration (différentes position des ouvertures, forme taille et nombre d'ouvertures), il est nécessaire de relancer le calcul, ce qui implique pour plusieurs configurations des temps de calcul particulièrement longs. Dans le cas de notre problématique, le comportement résonant des cavités électromagnétiques implique généralement un processus de calcul de plusieurs minutes. Ainsi, les différentes améliorations apportées aux approches numériques (pertes simulées, extrapolation, hybridation) restent limitées en termes d'applications, et en particulier pour notre problématique.

Pour les méthodes alternatives, semi-analytiques et analytiques, la conclusion est similaire. La plupart des méthodes connues ne respectent pas la totalité des critères, et plus particulièrement un des critères principaux, à savoir la rapidité qu'il faut bien sur considérer en corrélation avec la précision de la méthode. Nous nous sommes donc tournés vers un autre type d'approche, les approches analytiques de type circuit basés sur la théorie des lignes de transmissions, appelées modèles ILCM. De façon générale les approches analytiques présentent l'avantage de fournir des résultats rapidement, et dans le cas des modèles ILCM avec précision. Bien sur, le domaine de validité de la méthode est borné par des limitations. Nous n'en ferons pas la liste

7. Une cavité parfaite aux parois parfaitement conductrice sans fuites ni ouvertures

[134] Solin, J. R. « Formula for the Field Excited in a Rectangular Cavity With an Electrically Large Aperture ».

[137] Solin, J. R. « Formula for the Field Excited in a Rectangular Cavity With an Aperture and Lossy Walls ».

[135] Solin, J. R. « Formula for the Field Excited in a Cavity Sealed by a Plate Backed With a Conductive Elastomer ».

dans ce chapitre mais un peu plus loin dans ce manuscrit. Toutefois, nous verrons par la suite que celles ci n'entravent pas les critères énoncés dans la problématique. Par conséquent, le paragraphe suivant détaille l'état de l'art des approches analytiques de types circuits, et en particulier ici, les modèles ILCM.

1.5 Approches analytiques de type circuit

1.5.1 Modèles ILCM « Intermediate Level Circuit Model »

L'idée principale est de remplacer le dispositif électromagnétique par un circuit électrique équivalent dont le comportement est fidèle à celui de la structure sur la bande de fréquences considérée, allant ici ces basses fréquences aux fréquences moyennes. Les phénomènes électromagnétiques sont des échanges et des stockages d'énergies électrique et magnétique. Par conséquent, la représentation en éléments passifs tels que condensateur, inductance, ou résistance est tout à fait justifiée. La cavité électromagnétique peut alors être vue sous son aspect purement électrique, comme avec le formalisme de Kron, tout en conservant une notion géométrique. La représentation des modes dans une cavité peut être assimilée aux modes de propagations d'un guide fermé par des parois métalliques (nous en verrons les raisons au chapitre 2). Dans ce cas, on adopte un formalisme type lignes de transmissions qui traduira le processus de propagation, d'où son appellation ILCM. L'approche est aussi couramment nommée modèle circuit. En toute rigueur, cette seule appellation n'est pas suffisante pour discuter des modèles ILCM. Dans l'ensemble de ce manuscrit, la méthode est appelée indistinctement ILCM ou approche circuit et bien que ce soit finalement un abus de langage, il est bel et bien question à chaque fois d'une approche ILCM.

Contrairement à la méthode PEEC, le circuit équivalent obtenu est simple et chaque interaction est modélisée par un seul (voire deux) élément(s) électrique(s). Le schéma équivalent décrit alors les calculs à effectuer pour résoudre le problème électromagnétique. La méthode tire avantage de la TLT et de la configuration. Ainsi, la résolution du problème d'origine complexe est très rapide. On note des temps de simulation pur une configuration donnée rarement atteints par les méthodes alternatives, à savoir de l'ordre de la seconde.

1.5.2 Etat de l'art

Il y a une vingtaine d'années, le premier modèle circuit visant à solutionner la problématique d'une cavité munie d'ouverture agressée par une source externe est publié. L'approche est simple, rapide et reproduit presque parfaitement le comportement physique du système dans les conditions énoncées. Face aux méthodes numériques et autre méthodes alternatives, elle présente certains avantages non négligeables⁸, comme par exemple la rapidité du calcul ou encore la précision du résultat obtenu, et elle suscite alors l'intérêt de nombreux chercheurs. C'est l'avènement des modèles circuits. Nous ne ferons pas ici la liste exhaustive des modèles ILCM développés depuis leur création, le nombre d'améliorations éprouvées se révélant trop important. Néanmoins, les techniques les plus notables sont présentées ici.

8. Comme pour les limitations des modèles ILCM, nous discuterons des avantages de ces méthodes tout au long de ce manuscrit, c'est pourquoi nous n'en faisons pas la liste ici.

Tout commence en 1996, le chercheur Martin Paul Robinson et son équipe proposent un modèle circuit [123] permettant le calcul analytique de l'efficacité de blindage d'une cavité EM dont la paroi frontale contient une ouverture de type fente mince. La structure du problème est alors entièrement modélisée par un circuit équivalent, où la cavité rectangulaire est assimilée à un guide d'onde monomode, comme dans [95]. La formulation du problème, bien que novatrice est très limitée en terme géométrique. D'abord, la position de l'ouverture est fixée au centre de la paroi concernée. Ensuite, le point d'observation est également centré sur la section du guide, laissant la main uniquement sur la coordonnée spatiale dans l'axe de propagation. Enfin, le modèle ne considère que le premier mode de propagation du guide, et n'admet alors de solution qu'aux alentours de la première fréquence de coupure. Puisque la cavité est assimilée à un guide d'onde, on parle bien de fréquence de coupure, qui correspond effectivement à plusieurs fréquences de résonance⁹. La formulation de Robinson est donc capable de prédire les premières fréquences de résonances de la cavité ainsi que celle correspondant au mode de propagation fondamental du guide (s'il s'agit du mode TE_{10} , son modèle pourra prédire toutes les fréquences de résonances TE_{10p}). En conséquence, le modèle de Robinson incita de nombreux chercheurs à s'intéresser aux modèles ILCM pour en améliorer les applications. Turner propose une première amélioration dans son article [148]. Il montre que la modélisation d'une ouverture circulaire peut être approximée par la modélisation d'une ouverture carrée de même surface. Robinson s'appuiera sur les travaux de Turner deux années plus tard [122]. Il ajoute également à son modèle la possibilité de traiter des grilles de ventilations comptant n ouvertures identiques. Il introduit également un facteur correctif au niveau de la constante de propagation et de l'impédance caractéristique de la ligne équivalente, modélisant ainsi les pertes électromagnétiques dues aux éventuels appareils et éléments électriques contenus dans la cavité, qu'il considère uniformément répartis dans toute l'enceinte de blindage.

Au début des années 2000, Renzo Azaro propose deux articles permettant de lever certaines limitations, comme l'incidence de l'onde plane perturbatrice [4] et la possibilité de calculer le champ électrique dans l'ouverture par une technique d'expansion modale [149]. En 2002, Flintoft fait l'analyse d'un guide à section circulaire [43, 42] modélisant ainsi un missile GENEC, en combinant résultats numériques et approche circuit. D'autre part, certains couplages comme sur PCB, stripline, ou encore monopole [68, 72, 32, 73] sont représentés par l'intermédiaire de générateurs de tensions et courants. Cependant, les objets doivent être petits et produire une rétroaction négligeable pour ne pas perturber la répartition des modes de la cavité. Sur la base du modèle de Robinson, Konefal propose de modéliser l'ouverture comme l'impédance d'une

[123] **Robinson, M. P.** et al. « SE of a rectangular enclosure with a rectangular aperture ».

[95] **Mendez, H. A.** « Shielding theory of enclosures with apertures ».

9. Cette corrélation entre le guide et la cavité est discutée entre autre au deuxième chapitre.

[148] **Turner, J. D.** et al. « Characterisation of the SE of equipment cabinets containing Apertures ».

[122] **Robinson, M. P.** et al. « Analytical formulation for the SE of enclosures with apertures ».

[4] **Azaro, R.** et al. « Evaluation of the effects of an external incident electromagnetic wave on metallic enclosures with rectangular apertures ».

[149] **Van Bladel, J.** *Electromagnetic fields*.

[43, 42] **Flintoft, I.** et al., **Flintoft, I.** « Fast and accurate intermediate-level modelling approach for EMC analysis of enclosures », « A fast and accurate intermediate level modelling approach for electromagnetic compatibility analysis of enclosures ».

[68, 72, 32, 73] **Konefal, T.** et al., **Konefal, T.** et al., **Dawson, J. F.** et al., **Konefal, T.** et al. « Electromagnetic field predictions inside screened enclosures containing radiators », « Electromagnetic fields produced by PCB stripline and microstrip inside a screened rectangular enclosure », « Intermediate level tools for Emissions and Immunity », « Electromagnetic coupling between wires inside a rectangular cavity using multiple-mode-analogous-transmission-line circuit theory ».

fenêtre (ou diaphragme) capacitif [69] . Dans ces conditions, l'ouverture est assimilable à une antenne et résonne lorsque sa longueur atteint un nombre entier de longueur d'ondes. Cependant, suivant cette formulation, l'ouverture est aussi longue que la section transverse de la cavité et on comprend facilement que le modèle se limite à un seul type d'ouverture dont la longueur doit respecter les dimensions des fentes minces.

Il faudra attendre 2005 pour apprécier l'apport du modèle de Konefal [71] , dont la formulation repose sur une approche multimodale et accède ainsi à des fréquences d'analyse bien plus élevées. Son approche tient compte de la résonance des ouvertures dont le ratio largeur sur longueur est inférieur à 12%. Dans un autre papier [70] , il aborde par une approche similaire à celle proposée en 2005, la modélisation d'ouvertures chargées ou non bornées par des joints conducteurs. Jusqu'ici, à l'exception des travaux de Flintoft, les enceintes représentées sont à section rectangulaire. Dans [24] , un autre modèle simplifié de missile est présenté. Ils prouvent que la cavité, ici circulaire, peut être assimilée à une cavité de même surface dont la section transverse est carrée, si les modes fondamentaux de chacune des enceintes sont identiques. Par la suite, bien d'autres modèles se sont succédés, visant à améliorer et/ou simplifier la formulation d'origine.

Concernant la modélisation des ouvertures multiples, on trouve un certain nombre de techniques pour la prise en compte analytique du couplage entre ouvertures [37, 39] par l'utilisation d'une admittance équivalente. D'autres formulations, pour lesquelles des phénomènes physiques et/ou des paramètres géométriques influents liés aux ouvertures multiples ne sont plus négligés, font appels aux méthodes numériques [121] ou au calcul du coefficient de transmission [101] . Pour la modélisation de fentes minces, on trouve dans [100] un nouveau moyen d'intégrer l'ouverture, son couplage avec le reste du système et son comportement par un circuit équivalent d'admittances en série. D'autre part, grâce aux travaux de Mao [85] , de Shim [129] , de Hao [51] ou encore de Shourvarzi [132] , on peut placer des ouvertures sur plusieurs parois de la structure rectangulaire. Jusque là parfaitement conductrices et sans épaisseur (ou d'épaisseur suffisamment faible pour ne pas impacter l'analyse), les parois de l'enceinte caractérisant les limites géométriques de la structure peuvent avoir une certaine influence sur la détermination du

[69] **Konefal, T.** et al. « Improved aperture model for shielding prediction ».

[71] **Konefal, T.** et al. « A Fast Multiple Mode Intermediate Level Circuit Model for the Prediction of Shielding Effectiveness of a Rectangular Box Containing a Rectangular Aperture ».

[70] **Konefal, T.** et al. « A Fast Circuit Model Description of the Shielding Effectiveness of a Box With Imperfect Gaskets or Apertures Covered by Thin Resistive Sheet Coatings ».

[24] **Chirwa, L. C.** et al. « An Investigation on ILCMS for Coupling of Fields Into a Generic Missile Body through Apertures ».

[37, 39] **Dehkhoda, P.** et al., **Dehkhoda, P.** et al. « An Efficient and Reliable Shielding Effectiveness Evaluation of a Rectangular Enclosure With Numerous Apertures », « Fast calculation of the shielding effectiveness for a rectangular enclosure of finite wall thickness and with numerous small apertures ».

[121] **Ren, D.** et al. « A Fast Calculation Approach for the SE of an Enclosure With Numerous Small Apertures ».

[101] **Nie, B.-L.** et al. « An Improved Circuital Method for the Prediction of Shielding Effectiveness of an Enclosure With Apertures Excited by a Plane Wave ».

[100] **Nie, B.-L.** et al. « An Efficient and Reliable Circuit Model for the SE Prediction of an Enclosure With an Aperture ».

[85] **Mao, X.** et al. « An improved model of Robinson equivalent circuit analytical model ».

[129] **Shim, J.** et al. « Circuital Modeling and Measurement of Shielding Effectiveness Against Oblique Incident Plane Wave on Apertures in Multiple Sides of Rectangular Enclosure ».

[51] **Hao, C.** et al. « Simplified Model of SE of a Cavity with Apertures on Different Sides ».

[132] **Shourvarzi, A.** et al. « Using Aperture Impedance for Shielding Effectiveness Estimation of a Metallic Enclosure With Multiple Apertures on Different Walls Considering Higher Order Modes ».

SE que ce soit en terme de matériau [109] ou bien en terme d'épaisseur [103]. Ce dernier considère l'ouverture comme une section de guide dont la longueur équivaut à celle de l'épaisseur. Le couplage entre l'ouverture et le guide se fait alors naturellement par la combinaison des modes des deux guides en cascade.

Ce n'est qu'en 2016 que Ming Chu Yin [155] développe un modèle ILCM convivial et rapide. Celui-ci permet non seulement d'intégrer les modes supérieurs du guide dans la formulation mais également les ouvertures multiples, quel que soit leur agencement géométrique sur la paroi frontale. Il modélise le couplage à travers l'ouverture par un coefficient linéaire qui tient compte de la forme de l'onde à l'intérieur du guide et de la position du centre de l'ouverture. Comme la plupart des approches, il est basé sur le modèle de Robinson et est ainsi relativement simple d'utilisation et de compréhension.

Un autre modèle remarquable développé récemment est celui de Shourvarzi [130]. Sa formulation de SE combine la mesure du coefficient de réflexion S_{11} et le modèle analytique de Robinson. Il obtient ainsi le SE de la cavité en fonction du paramètre S et forme ainsi une nouvelle méthode pour la mesure de SE. Puisque l'impédance de l'ouverture est calculée en fonction du S_{11} mesuré, il n'a besoin que de ce paramètre S (et de la tension d'excitation) pour caractériser la cavité via le modèle circuit. Sa technique trouve ses application seulement dans l'expérimentation car elle permet le calcul du SE sans avoir à connaître l'intégralité des paramètres caractéristiques de chaque appareil de mesure (comme les antennes). D'autre part, dans [131], il prouve l'efficacité de sa méthode pour la modélisation d'ouvertures de forme géométrique complexe (l'ouverture représentée dans cet article est triangulaire). C'est également ce que propose HongYi dans [59] où l'ouverture est vue comme une série de lignes de transmission. De cette manière, les courbures de l'ouverture sont appréhendées par un schéma en escalier plus ou moins fin selon la complexité de sa forme. Il applique son algorithme à la modélisation d'une ouverture de forme répandue, les ellipses. Le modèle qu'il propose n'est cependant valable qu'aux alentours de la première fréquence de résonance de la cavité.

On se rends compte ici que les modèles circuits sont particulièrement utiles à la modélisation de cavité perforées. La plupart des modèles décrits ici donnent non seulement des résultats cohérents et fidèles en peu de temps mais les formulation sont également souvent relativement simples et souples.

1.5.3 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les différents outils disponibles pour la résolution de notre problématique. Le modèle doit remplir des critères spécifiques, à savoir, la rapidité et la précision du calcul de l'efficacité de blindage et des champs électromagnétiques en un point de l'espace de la cavité sur une large plage fréquentielle, mais également la simplicité d'implémentation de la méthode pour permettre l'étude de différentes configurations. On dresse dans le

[109] **Pedram, M.** et al. « Shielding Effectiveness of a Lossy Metallic Enclosure ».

[103] **Nie, B.-L.** et al. « An Improved Thickness Correction Method of Analytical Formulations for SE Prediction ».

[155] **Yin, M. C.** et al. « An Improved Circuit Model for the Prediction of the Shielding Effectiveness and Resonances of an Enclosure With Apertures ».

[130] **Shourvarzi, A.** et al. « SE Estimation of a Metallic Enclosure With an Aperture Using S-Parameter Analysis ».

[131] **Shourvarzi, A.** et al. « SE estimation of an enclosure with an arbitrary shape aperture ».

[59] **HongYi, L.** et al. « Analytically calculate SE of enclosure with horizontal curved edges aperture ».

tableau récapitulatif ci-dessous un bilan de l'étude précédente.

	Rapidité	Précision	Plage freq.	Simplicité méthode	SE(r)	Champs EM	Modèle ouverture
DF	-	++	++	+	++	++	oui
TLM	-	++	++	-	++	++	oui
VF	-	++	++	--	++	++	oui
FIT	-	++	++	--	++	++	oui
FEM/BEM	-	++	++	--	++	++	oui
MoM	-	++	-	-	++	++	oui
PWB	++	++	-	+	--	--	non
PEEC	+	++	++	+	++	++	oui
Kron	++	++	++	--	++	++	oui
Mendez-Wallyn	+	+	+	-	++	++	oui
Solin	+	++	++	--	++	++	oui
ILCM	++	++	++	++	++	++	oui

TABLE 1.1 – Tableau comparatif des méthodes disponibles
 - - : très faible; - : faible; + : fort; ++ : très fort

La précision du calcul des méthodes numériques impose des temps de calcul relativement importants, qui peuvent être fortement réduits par application de techniques en post traitement, comme la méthode des pertes simulées ou bien la méthode d'extrapolation. Un autre moyen pour réduire ces coûts est la combinaison de méthodes numériques, que l'on appelle hybridation de méthodes. Ces améliorations, permettent aux utilisateurs de passer de quelques heures de simulations à quelques minutes. Bien que le gain de temps soit impressionnant, il n'est pas suffisant. Le modèle que nous recherchons doit être capable de fournir des résultats précis en quelques secondes. Cette caractéristique est l'une des plus importantes puisque la vocation de ce modèle est d'être utile aux concepteurs CEM de boîtiers de blindage afin de permettre des études paramétriques du comportement de ces boîtiers pour en optimiser la construction. On comprend alors qu'une simulation qui dure quelques minutes répétée plus de mille voir dix mille fois n'a pas le même coût qu'une simulation qui dure quelques secondes. D'autre part, chaque méthode numérique possède son propre formalisme, plus ou moins complexe selon ses capacités. En terme de simplicité, seule la méthode des différences finies répond partiellement à ce critère de sélection. Les méthodes numériques ne sont donc pas retenues pour la modélisation de notre problématique.

Les méthodes alternatives, comme la Power Balance, les circuits PEEC ou encore le formalisme de Kron offrent des possibilités bien plus intéressantes et sont potentiellement plus aptes à satisfaire nos objectifs. La PWB possède de nombreuses qualités, comme par exemple la rapidité et la précision. Cependant, nous avons besoin du champ électromagnétique et/ou de l'efficacité de blindage en un point spécifique de l'espace de la cavité. L'approche retenue doit aussi permettre l'évaluation précise du couplage entre un élément contenu dans la cavité et la source externe. Or, la méthode PWB suppose que l'on est en cavités surdimensionnées et fournit donc

l'efficacité de blindage de la structure en terme de valeurs moyennes. Le système est résolu dans sa globalité sans se soucier de la géométrie de la structure du problème. Les circuits PEEC possèdent des caractéristiques intéressantes et remplissent à la fois notre critère de précision et de calcul d'efficacité de blindage sur une large bande de fréquence. Néanmoins, le circuit équivalent au problème est relativement complexe. Sa résolution passe par l'utilisation d'un simulateur numérique puisque le nombre d'inconnues est aussi grand qu'il faut de circuits équivalents pour décrire la structure et les interconnexions. Ainsi, en terme de rapidité et de simplicité, la méthode des circuits PEEC ne constitue pas une approche adéquate pour notre étude. Quant au formalisme de Kron, c'est la difficulté de transposition du formalisme qui nous pousse à ne pas retenir cette technique. Le problème est totalement décrit par un réseau de circuits Kron-Branin, bouleversant toutes les notations et représentations connues du problème d'origine. Ainsi, bien que cette méthode soit particulièrement intéressante, la complexité de la formulation va à l'encontre d'un de notre critère se simplicité de la méthode. Ainsi, nous ne retiendrons aucune de ces méthodes alternatives pour nos travaux.

Parmi les méthodes semi-analytiques et analytiques, on retrouve en particulier les méthodes de Mendez-Wallyn et de Solin. L'approche de Mendez-Wallyn combine des solutions analytiques et une méthode numérique pour l'évaluation du SE dans un guide ou une cavité excitée par une source interne, or nous nous intéressons à la pénétration d'une perturbation externe à la cavité. Une inversion du problème pourrait être envisagée mais la formulation deviendrait trop complexe pour répondre à notre critère de simplicité. Le modèle de Solin est quant à lui purement mathématique et donc totalement analytique. Pour cette raison, le modèle peut fournir une solution précise en quelques secondes. Pour cette même raison, et surtout concernant l'aspect purement mathématique, la formulation est loin d'être simple. La technique, comme le formalisme de Kron, est seulement décrite par son comportement électrique. Ici, la géométrie est directement prise en compte mais aucune représentation équivalente ne permet d'expliquer le long chemin calculatoire permettant d'aboutir à la solution, chemin qui sera différent selon la configuration du problème. Le modèle que nous recherchons doit être souple et donc facilement implémentable. Ainsi, malgré la grande précision de la formulation, nous ne pouvons pas retenir le modèle de Solin. La dernière technique analytique disponible répond quant à elle à tous nos critères. Les modèles ILCM possèdent les caractéristiques adéquates pour le calcul rapide, précis et simple du SE d'une cavité perforée en hautes fréquences.

La plupart des modèles ILCM reposent sur celui de Robinson, pionnier de la formulation. Ils présentent de ce fait les mêmes limitations en terme de largeur de bande en fréquence (liée à l'approche monomodale). On remarque qu'au fil des années, les chercheurs de la communauté CEM n'ont cessé de chercher le moyen d'apporter des améliorations au circuit équivalent d'origine. D'un autre point de vue, la plupart des cavités électromagnétiques analysées sont vides de tout équipement et généralement parfaitement conductrices à l'exception de quelques propositions. Il s'agit alors ici à partir des modèles ILCM les plus importants d'apporter à notre tour une contribution et d'effacer au mieux les limitations de ces modèles. Nos travaux porteront alors sur la quantification du couplage entre l'agression extérieure et un équipement filaire victime, ou bien le rôle des matériaux par la prise en compte des pertes électriques ou encore l'impact de la géométrie des ouvertures. Par ailleurs, les modèles ILCM ne permettent pas en l'état de retrouver directement le champ électromagnétique. Il est cependant possible de reformuler la proposition mathématique afin d'accéder au champ local, c'est pourquoi dans la colonne "champs EM" la méthode est considérée capable de fournir cette observable. Par conséquent, la première amé-

lioration que nous proposons est la reformulation d'un modèle connu afin d'accéder simplement et directement à cette grandeur en tout point de l'espace de la cavité électromagnétique. La démonstration mathématique est disponible à la fin du second chapitre.

Concernant la plage fréquentielle de travail, quelques précisions sont nécessaires. Les modèles simplifiés, comme tous les modèles, comportent des restrictions. Ici, la limitation la plus importante touche la fréquence de travail maximale et donc la longueur d'onde de travail la plus faible. Les dimensions de la cavité sont de l'ordre de grandeur de cette longueur d'onde. Dans ces conditions, l'énergie dans la cavité s'amplifie davantage et les fréquences de résonance se rapprochent. D'autre part, les dimensions de l'ouverture sont choisies électriquement petites devant la longueur d'onde. L'ouverture constitue un élément perturbateur du fait de ses propriétés diffractantes. La fuite créée par une ouverture (quel que soit sa forme) s'amplifie avec la fréquence, car elle est liée aux dimensions de l'orifice par rapport à la longueur d'onde radioélectrique du champ. Si sa plus grande dimension atteint $\lambda/2$ de la fréquence perturbatrice, l'ouverture se comporte à peu près comme une antenne parfaite et rayonne toute l'énergie du champ incident. On dit dans ce cas que l'ouverture résonne et possède une impédance de rayonnement qui passe par zéro toutes les demi longueur d'ondes. Quelle que soit sa forme ou bien sa taille, la présence de l'ouverture modifie le comportement général de l'enceinte et affaiblit le blindage. On va chercher dans ces travaux à modéliser un grand nombre de configurations. Ceci permettra au concepteur CEM d'optimiser par exemple la position et la taille des ouvertures pour que le blindage soit le plus performant possible, ou simplement de caractériser l'impact d'une ouverture non intentionnelle sur la distribution du champ. La plage fréquentielle choisie est donc tributaire des dimensions de la cavité et de ses ouvertures. Puisque le comportement de l'ouverture se complexifie avec la fréquence, il est souvent très difficile de la modéliser correctement, la fréquence maximale est donc limitée par les dimensions de cette ouverture, nous verrons en particulier qu'il s'agit de la longueur. Ici, la longueur d'onde la plus faible, correspondant à la plus grande fréquence, est choisie en fonction de la longueur de l'ouverture.

Les approches de type circuit, comme les modèles ILCM, sont basées sur la théorie des lignes de transmission. On propose de rappeler, dans le chapitre suivant, les principes et fondements physiques de cette technique analytique, dont l'efficacité a largement été prouvée depuis plus de 20 ans.

Modèle analytique ILCM de type circuit pour la modélisation de cavités électromagnétiques

Les modèles ILCM dits « modèles circuits » sont fondamentalement basés sur des analogies avec des circuits électriques en raison du comportement des éléments qui composent la structure. Le problème est alors représenté par un circuit électrique composé d'éléments passifs, d'éléments actifs et de lignes de transmissions.

Nous décrivons dans ce chapitre les principes physiques des approches ILCM. Ensuite, nous nous intéressons à deux modèles particuliers, le modèle de Robinson [123] qui constitue le modèle d'origine et une amélioration relativement complète et performante de ce dernier.

2.1 Principe général des approches circuit	38
2.1.1 Théorie modale d'une cavité électromagnétique	38
2.1.2 Cavité en guide d'ondes métallique	39
2.1.3 Propriétés des guides d'ondes métalliques	41
2.1.3.1 Modes de propagation	41
2.1.3.2 Caractéristiques des guides d'ondes	42
2.1.4 Modélisation du guide	44
2.1.4.1 Equations de Maxwell	44
2.1.4.2 Lien mathématique entre les lignes et les guides	46
2.1.5 Modélisation des ouvertures	49
2.1.6 Source de perturbation	55
2.2 Description des modèles ILCM	55
2.2.1 Modèle de Robinson	56
2.2.1.1 Impédance d'ouverture	56
2.2.1.2 Efficacité de blindage électrique et magnétique	58
2.2.2 Modèle de Yin	61
2.2.2.1 Extension aux multiples ouvertures décentrées	61
2.2.2.2 Extension aux modes supérieurs	62
2.2.2.3 Résultats numériques et discussion	63
2.2.3 Reformulation du modèle de Yin	66
2.3 Conclusion	73

[123] **Robinson, M. P.** et al. « SE of a rectangular enclosure with a rectangular aperture ».

2.1 Principe général des approches circuit

Cette section est consacrée à la description théorique des approches de type circuit, que l'on appelle aussi modèles ILCM. Afin de comprendre au mieux le fonctionnement de ces modèles, nous décrivons ici le comportement physique de la structure et le comportement des éléments qui la composent. Le premier paragraphe rappelle le fonctionnement modal d'une cavité électromagnétique. Dans un second paragraphe, on montre, d'un point de vue mathématique et physique que la cavité peut être construite au moyen d'une longueur de guide d'onde creux, fermé par des plaques métalliques. On rappelle, dans le troisième paragraphe, les propriétés physiques des guides d'ondes, posant de ce fait les notations employées dans le reste de ce manuscrit. Le quatrième paragraphe présente l'analogie qui existe entre les guides d'ondes et les lignes de transmissions. Les deux paragraphes suivants sont respectivement consacrés à la modélisation des ouvertures et leur comportement face à une agression électromagnétique, et la modélisation de la source de perturbation.

2.1.1 Théorie modale d'une cavité électromagnétique

Une **cavité électromagnétique** est une enceinte de forme généralement parallélépipédique¹ délimitée par des parois conductrices. Pour des raisons pratiques, on s'intéresse ici au cas canonique d'une cavité sans pertes constituée d'un matériau parfaitement conducteur. Le milieu interne est le vide de permittivité électrique ϵ_0 et de perméabilité magnétique μ_0 . La structure de la cavité est illustrée dans un repère cartésien $(0, x, y, z)$ figure 2.1. Ses dimensions sont égales à $a \times b \times d$ respectivement suivant les axes x , y et z .

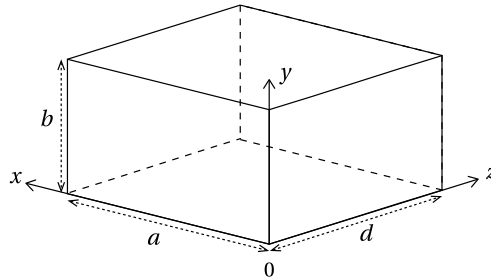


FIGURE 2.1 – Configuration de la cavité électromagnétique

Lorsque la cavité est excitée par une onde électromagnétique, des champs sont générés et vérifient l'équation de Helmholtz $\Delta\Psi + k^2\Psi = 0$, où Ψ représente indépendamment le champ électrique \mathbf{E} ou le champ magnétique \mathbf{H} . Les solutions de cette équation sont appelées les fonctions propres et dépendent des valeurs propres $-k^2$. Ces valeurs propres sont définies par le nombre d'onde $k = \omega/c$ et dépendent de la pulsation ω et de la vitesse de propagation des ondes électromagnétique dans le milieu notée c . Dans l'air, assimilé au vide, à savoir en l'absence de charges et de courant, elle est égale à la célérité² de la lumière par la relation, $c = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0} \approx 3 \times 10^8$ m/s.

1. On peut rencontrer d'autres formes canoniques de cavités à savoir cylindriques ou elliptiques, pour modéliser par exemple des missiles ou bien des satellites, mais aussi de formes bien plus complexes.

2. On parle de célérité ou encore de vitesse de propagation lorsqu'il y a propagation d'une onde. Le terme vitesse employé seul est utilisé lorsqu'il y a déplacement de matière. La célérité correspond donc à la vitesse de propagation de l'information transportée par le signal.

Les champs générés par la source subissent de multiples réflexions compte tenu du fait que les parois de la cavité sont conductrices. Pour un métal parfait, les conditions aux limites sur les parois imposent un champ électrique tangentiel nul, $\mathbf{E}_t = \mathbf{0}$ et un champ magnétique normal nul, $H_n = 0$. De ce fait, la cavité électromagnétique est un système dit résonant. Il existe donc dans la cavité une infinité de solutions appelés **modes de résonances** qui correspondent à une distribution particulière du champ électromagnétique dans la cavité. Les solutions sont caractérisées par un triplet (m, n, p) et dépendent directement des dimensions de la cavité électromagnétique. Elles sont définies par le nombre d'onde de résonance,

$$k_{mnp} = \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2} \quad \text{avec} \quad (m, n, p) \in \mathbb{N}^3 \quad (2.1)$$

Puisque le nombre d'onde est lié à la fréquence par la relation $k = 2\pi f/c$, chaque mode n'existe que pour une fréquence unique appelée **fréquence de résonance**,

$$f_{mnp} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2} \quad \text{avec} \quad (m, n, p) \in \mathbb{N}^3 \quad (2.2)$$

Le premier mode de résonance de la cavité électromagnétique est appelé **mode fondamental** et correspond à la pulsation la plus faible.

Il est possible de construire une cavité électromagnétique à partir d'une section de guide d'onde rectangulaire creux fermée par des parois métalliques [110], considérées parfaitement conductrices dans le cas sans pertes. La distribution des champs dans la cavité peut donc être déterminée au moyen de résultats obtenus pour les guides d'ondes.

2.1.2 Cavité en guide d'ondes métallique

La géométrie de la cavité consiste en une longueur d de guide d'onde rectangulaire creux, contenant de l'air, fermé par deux plaques métalliques conductrices. On dit que le guide est court-circuité à ses extrémités, à savoir en $z = 0$ et $z = d$ (voir figure 2.2). Le guide d'ondes métallique est une structure de guidage à un conducteur en forme de tube de section généralement rectangulaire ou circulaire. Tout comme la cavité électromagnétique c'est un problème aux **valeurs propres** qui admet plusieurs solutions différentes appelés **modes de propagation**. Chaque mode possède une **fréquence de coupure** unique à partir de laquelle le mode qui lui est associé se propage. Ainsi, ce sont deux problèmes dont la résolution est relativement similaire, l'un en trois di-

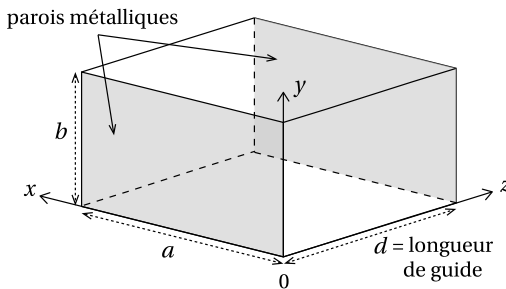


FIGURE 2.2 – Cavité formée par un guide d'onde métallique creux terminé par des parois métalliques.

mensions, l'autre en deux dimensions. Nous avons fait l'hypothèse que la cavité est sans pertes. Ses parois sont alors considérées parfaitement conductrices. On rappelle qu'à la surface du conducteur électrique parfait (i.e. de conductivité infinie $\sigma = \infty$) le champ électrique tangentiel

est nul, $\mathbf{E}_t = \mathbf{0}$. Ceci signifie que E_x et E_y , à savoir les composantes du champ électrique tangentielles (ou transverses) à la section du guide sont nulles en $z = 0$ et $z = d$.

Dans une section transverse du guide court-circuité, pour un mode donné, les champs électriques et magnétiques se décomposent en une onde aller, aussi appelée onde progressive du fait de sa direction de propagation en $+\mathbf{u}_z$, et une onde retour, aussi appelée onde rétrograde du fait de sa propagation en $-\mathbf{u}_z$. Elles subissent alors une variation en $\exp(-\gamma_{mn}z)$ pour les ondes progressives, et en $\exp(+\gamma_{mn}z)$ pour les ondes rétrogrades, où γ_{mn} représente la constante de propagation du milieu dans le guide³. À l'intérieur du guide d'ondes creux et sans pertes les composantes tangentielles des modes peuvent être écrites [110] telles que

$$\mathbf{E}_t(x, y, z) = \mathbf{e}(x, y) [A^+ \exp(-j\beta_{mn}z) + A^- \exp(+j\beta_{mn}z)] \quad (2.3)$$

où A^+ et A^- représentent les amplitudes respectives des ondes aller et retour, $\mathbf{e}(x, y)$ est l'expression de la base modale du mode considéré et β_{mn} est la partie imaginaire de γ_{mn} . Dans cette relation les dépendances transverses et longitudinales du champ tangentiel sont séparées en deux parties distinctes.

À partir de la théorie des cavités électromagnétiques et des guides d'onde, il est possible d'établir un lien mathématique qui justifie que la cavité peut être représentée par un guide d'onde court-circuité.

- **Lien mathématique entre la cavité électromagnétique et le guide** : La condition aux limites, $\mathbf{E}_t = \mathbf{0}$ en $z = 0$, à savoir au niveau de la paroi métallique frontale qui ferme le guide, appliquée à la relation (2.3) implique que $A^+ = -A^-$. En $z = d$, la condition aux limites donne :

$$\mathbf{E}_t(x, y, d) = -\mathbf{e}(x, y) A^+ 2j \sin(\beta_{mn}d) \quad (2.4)$$

Cette condition est satisfaite lorsque, pour $A^+ \neq 0$,

$$\beta_{mn}d = p\pi \quad \text{avec} \quad p \in \mathbb{N}, p = 1, 2, 3... \quad (2.5)$$

Ainsi, à la fréquence de coupure la profondeur du guide vaut $d = p\pi/\beta_{mn} = p\lambda_g/2$. Ceci implique que la cavité doit être longue d'un nombre entier de demi longueurs d'ondes [110]. La longueur d'onde en question est celle du guide. On définit ce paramètre plus en détail, tout comme les autres propriétés et caractéristiques des guides au paragraphe suivant.

Pour le cas particulier d'une cavité électromagnétique formée d'un tronçon de guide d'onde rectangulaire de section $a \times b$ et de longueur d , il est possible de séparer les dépendances transverses et longitudinales du nombre d'onde de résonance de la cavité,

$$k_{mnp}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 = k_c^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 \quad (2.6)$$

Le paramètre k_c représente le nombre d'onde de coupure du mode de propagation du guide

3. Dans la littérature elle est parfois notée exposant de propagation

[110] Pozar, D. M. *Microwave engineering*.

[110] Pozar, D. M. *Microwave engineering*.

considéré⁴ et dépend des dimensions transverses du guide à savoir a suivant x et b suivant y . Les nombres d'onde de résonance (de la cavité) et de coupure (du guide) sont ainsi reliés entre eux mais également à la longueur du guide d suivant z . On peut facilement à partir de cette relation, relier les fréquences de résonance des modes de la cavité aux fréquences de coupure des modes du guide. De cette formule et du fait que les deux problèmes sont similaires lorsque le guide est fermé par des parois métalliques, on assimile la cavité électromagnétique à un guide d'onde court-circuité à ses extrémités. Ainsi, intéressons nous maintenant aux guides d'ondes et leurs propriétés.

2.1.3 Propriétés des guides d'ondes métalliques

Dans ce paragraphe, nous décrivons les conditions de propagation dans les guides ainsi que leurs propriétés intrinsèques afin d'étudier leur fonctionnement. On pourra alors démontrer comment l'inclure dans la modélisation analytique de type circuit.

2.1.3.1 Modes de propagation

Le premier guide d'onde résulte d'une expérience [45] menée par Sir Oliver Lodge en 1894. Il a entouré un générateur à étincelles d'un tuyau métallique et a constaté que le rayonnement émis possédait des propriétés directives particulières. En 1887, Lord Rayleigh (John William Strutt) a mathématiquement prouvé que la propagation des ondes étaient possibles dans un guide, assurée généralement par des réflexions multiples sur des parois métalliques. Comme mentionné plus haut, les ondes se propagent dans le guide suivant des modes bien particuliers. Chaque mode possède des caractéristiques de propagation qui lui sont propres comme l'affaiblissement et le déphasage linéique, qui définissent la constante de propagation, la vitesse de propagation ou encore la fréquence de coupure. Rayleigh montre également que les guides d'ondes creux (contenant de l'air) permettent la propagation de deux types d'ondes électromagnétiques, selon leurs orientations par rapport aux parois,

- les ondes de type \mathbf{TE}_{mn} où la composante longitudinale du champ électrique est nulle (i.e. $E_z = 0$, pour une direction de propagation suivant \hat{z}), où $m, n = 0, 1, 2, \dots$ sont des entiers positifs ou nuls, le cas $m = n = 0$ étant exclu,
- les ondes de type \mathbf{TM}_{mn} où la composante longitudinale du champ magnétique est nulle (i.e. $H_z = 0$, pour une direction de propagation suivant \hat{z}), où $m, n = 1, 2, 3, \dots$ sont des entiers strictement positifs.

Il existe un troisième type de propagation des ondes dans un guide que l'on appelle mode TEM pour lequel $E_z = 0$ et $H_z = 0$. Ce type de mode ne se propage que dans un guide formé par deux conducteurs, comme les câbles coaxiaux. Dans le cas des guides d'ondes creux ne contenant que l'air ambiant, la structure de guidage comprend un seul conducteur formé par les parois métalliques du guide. De ce fait, les ondes TEM ne se propagent pas dans un guide d'onde creux.

Des expériences ont été menées en 1932, mais c'est en 1936 que deux chercheurs publièrent les articles faisant foi de leurs résultats, validant ainsi la théorie de Rayleigh, aussi bien pour des guides d'ondes creux à sections rectangulaires que circulaires.

4. Comme pour la fréquence de coupure on discute plus en détail de ce paramètre au paragraphe suivant.

[45] Gardiol, F. et al. *Traité d'électricité, Vol. XIII Hyperfréquences*.

2.1.3.2 Caractéristiques des guides d'ondes

La propagation dans un guide est caractérisée par plusieurs paramètres, comme ses fréquences de coupure auxquelles correspondent des modes de propagation, sa constante de propagation, ou encore sa longueur d'onde. Ces grandeurs sont physiquement et mathématiquement liées. Elles permettent de décrire le comportement du guide pour un mode de propagation donné. On considère le cas idéal d'un **guide d'onde métallique homogène fermé**. Sa structure est uniforme dans la direction de propagation, ici suivant l'axe z . La géométrie de la section transverse et les propriétés des matériaux ne sont pas modifiées lors d'un déplacement dans cette direction. Les grandeurs définies dans la suite, à savoir la fréquence de coupure, la constante de propagation, les conditions de propagation des modes et la longueur d'onde du guide, sont de ce fait indépendantes de la variable z .

- **Fréquence de coupure** : Dans un guide d'onde, il existe pour chaque mode dit transverse, une fréquence particulière pour laquelle l'exposant de propagation s'annule ($\gamma_{mn} = 0$), c'est la fréquence de coupure $f_{c_{mn}}$, donnée par la relation [30] :

$$f_{c_{mn}} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad \text{avec } (m, n) \in \mathbb{N}^2 \quad (2.7)$$

On définit également la pulsation de coupure par la relation

$$\omega_c = 2\pi f_{c_{mn}} = c\pi \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad (2.8)$$

- **Constante de propagation** : La constante de propagation dans le guide, γ_{mn} , est définie telle que $\gamma_{mn} = \alpha_{mn} + j\beta_{mn}$. Les coefficients α_{mn} et β_{mn} donnent le sens physique de la constante de propagation. L'affaiblissement résulte de la partie réelle α_{mn} tandis que le déplacement de l'onde, et donc la variation de phase dans la direction de propagation (déphasage) est lié à sa partie imaginaire β_{mn} . Elle peut être définie en terme de nombre d'onde telle que,

$$\gamma_{mn}^2 = k_c^2 - k^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k^2 \quad (2.9)$$

On rappelle que k_c est le nombre d'onde transverse [45], ou nombre d'onde de coupure dont la valeur dépend de la section droite du guide, selon la relation $k_c = \sqrt{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2}$, toujours réel et positif, et k le nombre d'onde, réel, puisque le milieu remplissant le guide est sans pertes.

Les nombres d'ondes k_c et k peuvent respectivement s'écrire en fonction de la pulsation de coupure et de la pulsation. Le nombre d'onde transverse s'écrit $k_c = \omega_c / c = \omega_c \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ et le nombre d'onde, s'écrit $k = \omega / c = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$. La constante de propagation peut alors prendre la forme,

$$\gamma_{mn} = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 (\omega_c^2 - \omega^2)} \quad (2.10)$$

Les ondes électromagnétiques se propagent dans un guide d'onde selon certaines conditions. La fréquence de coupure et la constante de propagation permettent de définir ces conditions.

- **Modes de propagation et modes évanescents** : Aux fréquences inférieures à la coupure,

[45] Gardiol, F. et al. *Traité d'électricité, Vol. XIII Hyperfréquences*.

pour un mode donné, $f < f_{c_{mn}}$, l'énergie ne se propage pas⁵. Le mode est **évanescent** (i.e. exponentielle décroissante), et la constante de propagation est purement réelle, i.e. $\gamma_{mn} = \alpha_{mn}$. D'après la relation (2.9), on a dans ce cas un affaiblissement de l'onde sans propagation,

$$\alpha_{mn} = \sqrt{k_c^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2} \quad (2.11)$$

Au delà de la coupure, pour un mode donné, $f > f_{c_{mn}}$, l'onde est sinusoïdale et transporte de l'énergie. Le mode est **propagatif**, et la constante de propagation est purement imaginaire, i.e. $\gamma_{mn} = j\beta_{mn}$, ou encore $\gamma_{mn}^2 = -\beta_{mn}^2$. Le signal peut alors se propager sans affaiblissement dans le guide [45]. D'après la relation (2.9), on a alors,

$$\beta_{mn} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_c^2} \quad (2.12)$$

Le premier mode qui se propage dans le guide est le mode fondamental. Ce n'est qu'à partir de la fréquence de coupure de ce mode particulier que les modes supérieurs peuvent se propager à leur tour.

Remarque : Dans certains guide d'ondes, il existe plusieurs modes qui ont le même nombre d'onde transverse. Ce sont les modes dégénérés. Ces modes particuliers ont des structures de champs différentes (puisqu'ils correspondent à des couples m, n différents) mais possèdent la même fréquence de coupure.

- **Longueur d'onde du guide :** Une onde qui se propage dans un guide d'onde est périodique dans le sens longitudinal, dont la période est appelée longueur d'onde de guide. Elle est notée λ_g , et se mesure en mètres (m). Elle est fournie par la relation suivante, appelée relation de dispersion,

$$\frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_c^2} \quad (2.13)$$

avec λ la longueur d'onde du milieu considéré, λ_g la longueur d'onde du guide du mode considéré. On relie la fréquence de coupure et la longueur d'onde de coupure par la relation : $\lambda_c = c/f_{c_{mn}} = 2\pi c/\omega_c$. On a alors :

$$\lambda_g = \lambda / \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2} = \lambda / \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2} \quad (2.14)$$

Comme nous l'avons montré précédemment, un mode se propage au dessus de sa fréquence de coupure lorsque sa constante de propagation est imaginaire, i.e. $\gamma_{mn} = j\beta_{mn}$. Or, $\beta_{mn} = 2\pi/\lambda_g$. Par conséquent la partie imaginaire de la constante de propagation peut s'écrire en termes de longueurs d'ondes comme,

$$\beta_{mn} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2} \quad (2.15)$$

5. En réalité, l'onde est une sinusoïde amortie. Le temps d'affaiblissement de l'onde est inférieur à sa vitesse de propagation, elle n'a donc pas le temps de se propager dans le milieu.

Nous avons vu qu'une cavité électromagnétique peut être formée par un guide d'ondes court-circuité aux extrémités. Les paramètres permettant de caractériser la propagation des ondes dans un guide d'onde à savoir ses modes de propagation, les fréquences de coupures correspondantes ainsi que la constante de propagation de chaque mode ont été définis. Nous pouvons, à partir des relations définissant ces grandeurs, démontrer mathématiquement comment le guide d'onde fermé est modélisé dans l'approche circuit du formalisme ILCM.

2.1.4 Modélisation du guide

L'étude théorique des guides d'ondes a permis de montrer que l'existence des champs électromagnétiques dans un guide d'onde (alimenté par une source électromagnétique) équivaut à la superposition de modes de propagations. Chaque mode est caractérisé par une constante de propagation et une impédance caractéristique définie par le rapport du champ électrique sur le champ magnétique. L'analyse théorique proposée dans cette section montre que la propagation d'un mode dans le guide, qu'il soit TE ou TM est assimilable à une ligne de transmission équivalente. Le guide d'onde est au même titre que la ligne de transmission une structure de guidage. Il est donc possible de décrire le fonctionnement du guide par ses propriétés électriques. On démontre ici que le système d'équations différentielles représentant la propagation des champs électromagnétiques dans un guide d'onde est identique à celui liant les tensions et courants sur une ligne de transmission. Ces relations découlent des mêmes équations, les équations de Maxwell. Le premier paragraphe est donc consacré à des rappels théoriques de l'électromagnétisme.

2.1.4.1 Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell, aussi appelées équations de Maxwell-Lorentz, décrivent des lois fondamentales de la physique. Elles constituent les postulats élémentaires de l'électromagnétisme et permettent une description globale du comportement des champs électromagnétiques. Dans les milieux continus, ces comportements sont caractérisés par quatre champs vectoriels définis en régime harmonique (dépendant de la pulsation ω) en tout point de l'espace $\mathbf{r} = (x, y, z)$, qui sont, le champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ en V/m, le champ magnétique $\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)$ en A/m, le déplacement électrique $\mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega)$ en C/m² et l'induction magnétique $\mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega)$ en T (tesla). Les équations fondamentales de Maxwell décrivent complètement l'évolution spatio-temporelle des champs électromagnétiques et leur interdépendance dans le cadre de la physique classique. Les relations locales⁶ peuvent s'écrire dans le domaine fréquentiel et dans la jauge de Lorenz⁷ [98] en fonction de l'opérateur Nabla [30], de symbole ∇ ,

Équation de Maxwell-Gauss (ou loi de Coulomb)

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (2.16)$$

Équation de Maxwell-Thomson (ou conservation du flux)

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (2.17)$$

Équation de Maxwell-Ampère (généralisée)

$$\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = \mu j \omega \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \mu \mathbf{J} \quad (2.18)$$

6. Ces relations peuvent aussi s'écrire sous leur forme intégrale.

7. La jauge tient son nom du physicien Ludvig Lorenz mais elle est souvent attribuée au physicien Hendrik Lorentz.

[98] **Nevels, R.** et al. « Lorenz, Lorentz, and the gauge ».

[30] **Collin, R. E.** *Field theory of guided waves*.

Équation de Maxwell-Faraday (ou loi d'induction)

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -j\omega \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.19)$$

où \mathbf{J} représente la densité volumique de courant électrique définie en A.m^{-2} et ρ représente la densité volumique de charges électriques définie en C.m^{-3} .

Chaque équation de Maxwell permet de rendre compte d'un phénomène physique : la création d'un champ électrique par les charges électriques (Maxwell-Gauss), l'absence de charges magnétique (Maxwell-Thomson), la création d'un champ magnétique par un champ électrique (Maxwell-Ampère) et le phénomène d'induction (Maxwell-Faraday). Ces équations forment un tout et doivent être considérées comme un ensemble. Prenons la divergence de l'équation de Maxwell-Ampère,

$$\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega)) = j\omega\mu\epsilon (\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)) + \mu (\nabla \cdot \mathbf{J}) \quad (2.20)$$

Le premier terme de la relation précédente est nul puisque la divergence d'un rotationnel est nulle. En introduisant l'équation de Maxwell-Gauss dans la relation précédente, on obtient l'équation de conservation de la charge (parfois nommée équation de continuité),

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + j\omega\rho = 0 \quad (2.21)$$

Dans l'air, assimilé au vide, la densité volumique de courant électrique \mathbf{J} et la densité volumique de charges électriques ρ sont nulles.

Remarque : Le mathématicien irlandais William Rowan Hamilton introduit l'opérateur Nabla en 1853, dont l'utilisation sera développée par Peter Guthrie Tait [16]. L'opérateur rotationnel d'abord dénommé curl par James Clark Maxwell qu'il introduit dans son ouvrage « *A treatise on Electricity and Magnetism* » divisé en deux volumes [90] [91], parus respectivement en 1873 et 1891. Puis E.B. Wilson propose la notation du rotationnel avec l'opérateur Nabla dans son ouvrage « *Vector Analysis* » en 1901, selon la relation : $\text{rot } \mathbf{U} = \nabla \times \mathbf{U}$. Les opérateurs divergence, introduit par William Kingdom Clifford en 1878 dans son ouvrage « *Elements of dynamics* », et gradient, introduit par James Clark Maxwell, sont respectivement définis par : $\text{div } \mathbf{U} = \nabla \cdot \mathbf{U}$, $\text{grad } \mathbf{U} = \nabla \mathbf{U}$.

L'induction magnétique \mathbf{B} et le champ magnétique \mathbf{H} sont reliés par la relation :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = \mu \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.22)$$

où μ représente la **perméabilité magnétique absolue** du matériau exprimée en H.m^{-1} . Elle s'exprime par le produit de la perméabilité du vide μ_0 et la perméabilité relative μ_r :

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad \text{avec} \quad \mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{H.m}^{-1} \quad (2.23)$$

L'induction électrique \mathbf{D} et le champ électrique \mathbf{E} sont reliés par la relation :

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.24)$$

où ϵ représente la **permittivité diélectrique absolue** exprimée en F.m^{-1} . Elle s'exprime par le

[16] **Cajori, F.** *A history of mathematical notations.*

[90] **Maxwell, J. C.** *A treatise on electricity and magnetism, Volume one.*

[91] **Maxwell, J. C.** *A treatise on electricity and magnetism, Volume two.*

produit de la permittivité du vide ε_0 et la permittivité relative ε_r :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r \quad \text{avec} \quad \varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9} \text{F.m}^{-1} \quad (2.25)$$

La loi d'ohm locale permet d'associer la densité volumique de courant \mathbf{J} au champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ dans un conducteur ohmique. Elle est définie par la relation, à une fréquence donnée,

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.26)$$

où σ est la **conductivité électrique** du conducteur. Elle s'exprime en S/m.

Les équations de Maxwell décrivent la propagation des ondes dans n'importe quel milieu, comme les structure guidantes. Ce sont les conditions aux limites qui permettent de décrire complètement le problème à résoudre. La théorie des lignes de transmissions découle également des équations de Maxwell. Ainsi, à partir de ces relations, nous pouvons démontrer mathématiquement que la propagation d'un mode dans un guide d'onde est assimilable à la propagation d'un signal électrique dans une ligne de transmission.

2.1.4.2 Lien mathématique entre les lignes et les guides

Pour montrer que la propagation des champs électriques et magnétiques dans un guide pour un mode donné est similaire à la propagation des tensions et courants sur une ligne de transmission équivalente, il est indispensable de séparer les composantes longitudinales et transverses des champs électromagnétiques dans le guide. On pourra alors établir les relations différentielles liant ces composantes pour les deux types de modes se propageant dans un guide d'onde creux, les modes TE et les modes TM. Ensuite, on donne les relations différentielles liant le courant et la tension sur la ligne de transmission.

- **Relations différentielles liant les composantes transverses et longitudinale des champs électromagnétiques dans le guide :**

Comme le montre la figure 2.3, la structure du guide est uniforme dans la direction de propagation, à savoir suivant le vecteur unitaire \mathbf{u}_z . La section transverse de dimensions $a \times b$ du guide d'onde rectangulaire est identique le long de l'axe de propagation.

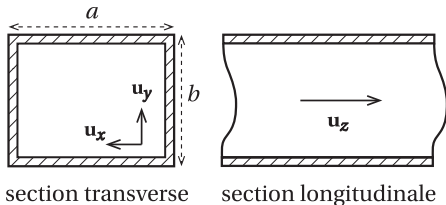


FIGURE 2.3 – Coupes transversale et longitudinale d'un guide à section rectangulaire

Les champs électriques et magnétiques peuvent s'écrire comme la somme des composantes transverses et de la composante longitudinale. On note la composante longitudinale du champ électrique E_z et ses composantes transverses \mathbf{E}_t . De même, on désigne pour le champ magnétique, la composante longitudinale par H_z et les composantes transverses par \mathbf{H}_t . Les équations de Maxwell peuvent être réécrites en séparant les contributions transverses et longitudinales, sous la forme de quatre équations diffé-

rentielles⁸. Les parties à dépendance transverse des équations de Maxwell peuvent s'écrire,

$$\nabla_t E_z - \frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} = -jk\eta (\mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t) \quad (2.27a)$$

$$\nabla_t H_z - \frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} = jk\zeta (\mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t) \quad (2.27b)$$

Ces relations dépendent non seulement des composantes transverses des champs électriques et magnétiques mais aussi des composantes longitudinales de ces champs. La grandeur η représente l'impédance du milieu définie par $\eta = 1/\zeta = \sqrt{\mu/\epsilon}$. Puisque le guide d'onde (et par analogie dans notre étude la cavité électromagnétique) est rempli d'air l'impédance du milieu est ici égale à celle du vide notée $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$. De la même manière on peut écrire, $\zeta_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$. Rappelons également que $k\eta = \omega\mu$ et $k\zeta = \omega\epsilon$. D'autre part, ∇_t représente la partie transverse de l'opérateur ∇ . Puisque les plans transverses sont toujours perpendiculaires à la direction de propagation, l'opérateur différentiel ∇ peut être séparé en une partie transverse (d'indice t) et une partie longitudinale. Sa partie transverse s'écrit alors, en coordonnées cartésiennes,

$$\nabla_t = \mathbf{u}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{u}_y \frac{\partial}{\partial y} \quad (2.28)$$

La partie longitudinale des équations de Maxwell est donnée par deux autres équations différentielles liant les composantes transverses et longitudinales des champs électromagnétiques,

$$\nabla_t \times \mathbf{E}_t = -jk\eta \mathbf{u}_z H_z \quad (2.29a)$$

$$\nabla_t \times \mathbf{H}_t = jk\zeta \mathbf{u}_z E_z \quad (2.29b)$$

À l'aide des relations précédentes et de la définition régissant la propagation des modes TE, à savoir $E_z = 0$, il est possible de démontrer, que les composantes transverses des champs électrique et magnétique sont liées entre elles par la relation [45],

$$\frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} = j\omega\mu_0 (\mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t) \quad (2.30a)$$

Une seconde équation différentielle liant les deux grandeurs électromagnétiques est établie,

$$\frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} = -\frac{\gamma_{mn}^2}{j\omega\mu_0} (\mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t) \quad (2.30b)$$

Pour les modes de propagation TM, pour lesquels $H_z = 0$, de la même façon, les composantes transverses des champs électromagnétique, sont reliées par les relations,

$$\frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} = -\frac{\gamma_{mn}^2}{j\omega\epsilon_0} (\mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t) \quad (2.31a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} = j\omega\epsilon_0 (\mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t) \quad (2.31b)$$

La propagation des ondes dans un guide d'onde creux de section rectangulaire rempli d'air

8. La démonstration des équations de Maxwell transverses et longitudinales générales est disponible en annexe A [45] Gardiol, F. et al. *Traité d'électricité, Vol. XIII Hyperfréquences*.

est donc régie par deux systèmes d'équations différentielles, où chaque système caractérise un mode de propagation. La démonstration complète menant à ces équations différentielles est disponible en annexe A.

Afin d'établir le lien entre les deux structures de guidage, on s'intéresse maintenant aux lignes de transmission et les relations qui régissent la propagation des signaux électriques.

• **Relations différentielles liant le courant et la tension sur une ligne de transmission :**

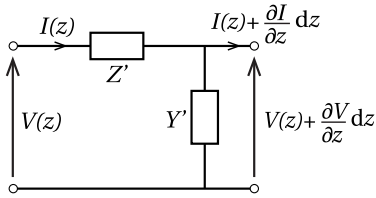


FIGURE 2.4 – Circuit équivalent d'un tronçon de ligne de transmission

Dans la théorie des lignes de transmission, le schéma équivalent d'une section de ligne de longueur dz , peut être représenté sous forme d'une impédance linéique série $Z'(\Omega/m)$ et d'une admittance linéique parallèle $Y'(S/m)$, comme illustré figure 2.4. L'impédance Z' et l'admittance Y' sont des termes complexes. Dans le domaine fréquentiel, le comportement du circuit 2.4 est alors décrit par les équations différentielles liant les grandeurs électriques,

$V(z)$ représentant la tension et $I(z)$ représentant le courant,

$$\frac{dI(z)}{dz} = -Y'V(z) \quad (2.32a)$$

$$\frac{dV(z)}{dz} = -Z'I(z) \quad (2.32b)$$

Ces relations sont aussi connues sous la dénomination d'**équations des télégraphistes** sous forme complexe.

• **Lien mathématique et ligne de transmission équivalente :** On remarque une analogie formelle entre les systèmes d'équations différentielles liant les champs électromagnétiques transverses dans un guide, quelque soit le mode considéré donnés par (2.30) et (2.31) et les équations de la TLT donnés par (5.1). Puisque le champ électrique est lié à la tension et le champ magnétique au courant, on exprime par identification, pour chaque mode, l'impédance linéique et l'admittance linéique de la ligne de transmission équivalente,

$$\text{Modes TE : } Y' = \frac{\gamma_{mn}^2}{j\omega\mu_0} \quad \text{et} \quad Z' = j\omega\mu_0 \quad (2.33)$$

$$\text{Modes TM : } Y' = j\omega\epsilon_0 \quad \text{et} \quad Z' = \frac{\gamma_{mn}^2}{j\omega\epsilon_0} \quad (2.34)$$

Une ligne de transmission se caractérise par deux grandeurs généralement complexes, sa constante de propagation notée γ et son impédance caractéristique Z_c . La ligne équivalente présente donc les mêmes caractéristiques en fonction du mode considéré [120]. L'impédance caractéristique équivalente de la ligne est donnée par $Z_c = \sqrt{Z'/Y'}$. Les expressions de Z' et Y' , données par (2.33) et (2.34), sont introduites dans l'expression de l'impédance caractéristique équivalente. Ainsi, pour chaque mode du guide on peut définir,

[120] **Raveu, N.** et al. *Résolution de problèmes Hautes Fréquences par les schémas équivalents.*

$$Z_{c_{mn}}^{\text{TE}} = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_{mn}} \quad (2.35)$$

$$Z_{c_{mn}}^{\text{TM}} = \frac{\gamma_{mn}}{j\omega\epsilon_0} \quad (2.36)$$

L'impédance caractéristique et la constante de propagation, paramètres définissant la ligne, permettent alors de décrire rigoureusement la propagation du mode fondamental en terme d'impédance [86]. Le guide d'onde peut alors être vu comme une ligne de transmission un peu particulière, qui ne possède qu'un seul conducteur. Il est donc possible de reformuler les relations de la TLT liant les courants et tensions sur la ligne de transmission équivalente au guide en fonction de ses caractéristiques principales, à savoir sa constante de propagation γ_{mn} et son impédance caractéristique $Z_{c_{mn}}$. Quelque soit le mode, les relations (2.32a) et (2.32b), peuvent s'écrire,

$$\frac{dI_{\text{eq}}(z)}{dz} = -\frac{\gamma_{mn}}{Z_{c_{mn}}} V_{\text{eq}}(z) \quad (2.37a)$$

$$\frac{dV_{\text{eq}}(z)}{dz} = -\gamma_{mn} Z_{c_{mn}} I_{\text{eq}}(z) \quad (2.37b)$$

En résumé, la cavité électromagnétique est assimilée à une longueur de guide d'onde creux fermé par des parois conductrices. Le guide est modélisé par une ligne de transmission équivalente puisque nous avons démontré que la propagation des champs électromagnétique suivant un mode de propagation donné dans un guide est assimilable à la propagation des courant et tension sur une ligne de transmission. C'est le postulat de base des approches ILCM. On constitue grâce à la ligne de transmission une partie du modèle circuit. Dans cette analyse le guide d'onde est court-circuité aux extrémités. Toutefois, nous avons vu au chapitre précédent qu'une cavité électromagnétique idéale n'existe pas. En réalité il faut tenir compte des différents éléments qui perturbent son fonctionnement, comme la présence des ouvertures. La ligne de transmission équivalente au guide n'est donc pas fermée par des courts circuits mais comporte certains éléments électriques en entrée permettant de l'alimenter et de tenir compte de certaines discontinuités comme les ouvertures. Ainsi, le paragraphe suivant est consacré à l'étude du comportement d'une plaque métallique conductrice contenant une ou plusieurs ouvertures face à une agression électromagnétique extérieure.

2.1.5 Modélisation des ouvertures

Le problème des fuites dues aux ouvertures présentes sur les parois des enceintes de blindage est un problème récurrent en CEM. Celles-ci sont responsables de la pénétration du champ dans la cavité. C'est aussi par son orifice que le champs électromagnétique présent dans la cavité peut s'échapper. Pour des raisons pratiques, considérons une plaque métallique parfaitement conductrice pourvue d'une ouverture de forme canonique (le plus souvent rectangulaire ou circulaire). La perméabilité relative du conducteur est égale à $\mu_r = 1$, sa permittivité relative est égale à $\epsilon_r = 1$ et sa conductivité électrique est égale à σ . Lorsqu'un tel conducteur est plongé dans un environnement électromagnétique (en présence des champs \mathbf{E} et \mathbf{H}), les conditions aux limites imposées par les équations de Maxwell obligent les champs à s'orienter d'une certaine manière au voisinage du conducteur. Le champ électrique \mathbf{E} est proportionnel à la densité volumique de courant électrique \mathbf{J} . On rappelle qu'ils sont liés par la loi d'ohm locale, $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$. Le champ magnétique est quand à lui donné par $\mathbf{J}_s = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)$, où $\hat{\mathbf{n}}$ est le vecteur unitaire normal à la surface du conducteur, et \mathbf{J}_s représente le courant surfacique. L'amplitude des champs électromagnétiques est donc conditionnée par les courants induits dans le blindage. La figure 2.5 illustre la déviation (ou non) des lignes de courant sur une plaque métallique conductrice de

[86] Marcuvitz, N. *Waveguide Handbook*.

dimensions infinies pour diverses configurations [108] lorsque la plaque est soumise à une onde plane polarisée suivant x en champ électrique.

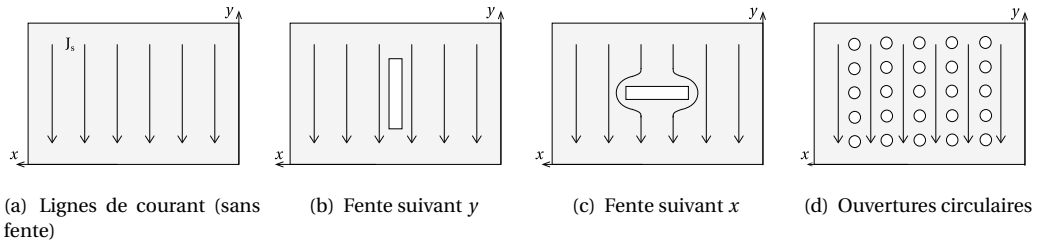


FIGURE 2.5 – Représentation schématique des lignes de courant sur une plaque métallique munie pour quatre cas, (a) sans ouvertures, (b) munie d'une ouverture rectangulaire parallèle aux lignes de courant, (c) munie d'une ouverture rectangulaire perpendiculaire aux lignes de courant et (d) munie d'une grille d'ouvertures circulaires de petites dimensions électriques.

On remarque sur la figure (qui représente le phénomène de manière simplifié) que, sans aucune ouverture, les lignes de courant ne sont pas déviées. Aussi, dans le cas d'une ouverture rectangulaire suivant y ou bien dans le cas d'une grille d'ouvertures de petites dimensions électriques, à savoir de faibles dimensions devant la longueur d'onde⁹, les lignes de courant à la surface du conducteur ne sont pas déviées. En réalité, elles subissent une très faible déviation puisqu'une ouverture, quelque soit sa forme, a une influence sur le conducteur qui dépend de la source de perturbation. Intéressons nous au cas où l'ouverture est rectangulaire et perpendiculaire aux lignes de courant. Elle perturbe le chemin de propagation du courant et l'oblige de ce fait à la contourner. Ainsi, l'ouverture coupe les lignes transversales de courant et introduit donc une certaine conductance, qui correspond à l'inverse d'une résistance. Le champ magnétique se concentre aux bords de l'ouverture, alors que le champ électrique est concentré au centre de celle-ci. Dans le cas (b) où l'ouverture est parallèle aux lignes de courant, elle dévie également le courant de manière moins importante. Puisque l'agression est polarisée en champ électrique suivant x , un champ électrique est généré suivant x dans l'espace de la fente. La pénétration du champ électrique est alors plus importante que celle du champ magnétique, contrairement au cas (c). Plus sa largeur suivant cet axe est importante, plus l'onde est diffractée à sa traversée. Dans les deux cas, elle constitue une discontinuité et prélève une partie de l'énergie incidente pour la rayonner à la fois dans l'espace et dans le guide. Ainsi, vu de l'extérieur, la fente est un élément rayonnant. L'ouverture fonctionne alors typiquement comme un **filtre passe haut** et possède de ce fait une fréquence de coupure à partir de laquelle l'onde électromagnétique externe traverse l'ouverture et possède un coefficient de transmission qui lui est propre. On peut également appeler cette fréquence particulière, fréquence de coupure ou encore **fréquence de passage de l'ouverture**. Pour n'importe quelle forme d'ouverture sur une plaque de dimensions infinies, la fuite créée par sa présence dépend donc en majeure partie de ses dimensions mais aussi de la fréquence de l'onde excitatrice et de son impédance d'onde. Lorsque la fréquence de la source atteint la fréquence de passage de l'ouverture le champ électromagnétique incident est re-rayonné par l'ouverture de l'autre coté du conducteur. Cette fréquence de passage est difficile à calculer analytiquement. Il est toutefois tout à fait possible de la déterminer par la mesure,

[108] Paul, C. R. *Introduction to electromagnetic compatibility*.

9. Ici, les ouvertures illustrées sont circulaires mais le phénomène est identique pour diverses formes d'ouvertures si leurs dimensions sont petites.

ou bien par la simulation. Dans le cas particulier de fentes minces, l'ouverture résonne toute les demi longueurs d'ondes. Cependant elles sont très difficiles à modéliser.

En raison de ce comportement filtrant, il est possible de modéliser l'ouverture par une ligne de transmission coplanaire. Elle est caractérisée comme n'importe quelle ligne de transmission par deux paramètres, sa **constante de propagation** et son **impédance caractéristique**. Puisque l'ouverture est constituée de vide sa constante de propagation est celle du milieu dans lequel elle est immergée et dans notre cas il s'agit du vide. Cette configuration correspond à une ligne de transmission sans pertes pour laquelle la constante de propagation $\gamma = j\beta$ (car il n'y a pas d'affaiblissement de l'onde). Dans notre configuration, la paroi conductrice est de dimensions finies. De ce fait, l'impédance caractéristique d'une ligne de transmission coplanaire est équivalente à celle d'une ligne microruban coplanaire puisque celle ci tient compte de la dimension de la ligne suivant l'axe y , comme le montre la figure 2.6.

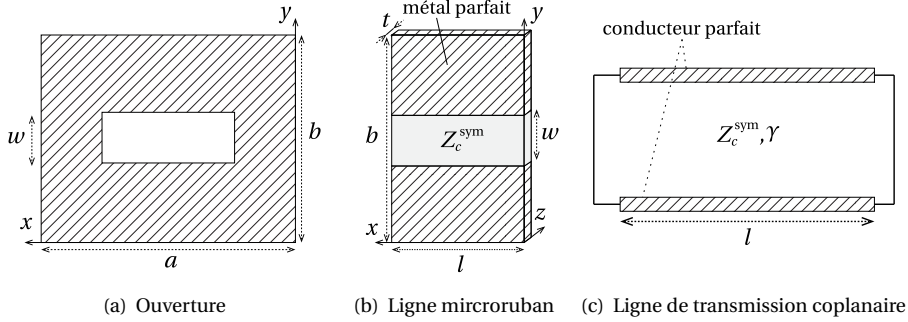


FIGURE 2.6 – Représentation schématique de (a) l'ouverture sur la paroi conductrice, (b) la ligne microruban coplanaire et (c) la ligne de transmission coplanaire qui modélise l'ouverture.

• Cas d'une ouverture centrée :

Dans le cas d'une ouverture présente au centre de la paroi conductrice, l'impédance caractéristique d'une ligne microruban coplanaire est donnée par K.C. Gupta [50] ,

$$Z_c^{\text{sym}} = 120\pi \frac{K(k_e)}{K'(k_e)} \quad (2.38)$$

où $K(\cdot)$ et $K'(\cdot)$ sont respectivement l'intégrale elliptique complète de première espèce et son complément. k_e désigne l'argument de ces intégrales. Elles sont reliées par les relations :

$$K'(k_e) = K(k'_e) \quad \text{avec} \quad k_e = \sqrt{1 - k'^2_e} \quad (2.39)$$

La valeur du quotient $K(k_e)/K'(k_e)$ est fonction des arguments k_e et k'_e et en particulier de la

[50] Gupta, K. C. *Microstrip lines and slotlines*.

valeur du premier argument k_e , défini tel que :

$$\frac{K(k_e)}{K'(k_e)} = \begin{cases} \pi \ln \left[2 \frac{1 + \sqrt{k'_e}}{1 - \sqrt{k'_e}} \right]^{-1} & \text{pour } 0 \leq k_e \leq 0,707 \quad (a) \\ \frac{1}{\pi} \ln \left[2 \frac{1 + \sqrt{k_e}}{1 - \sqrt{k_e}} \right] & \text{pour } 0,707 \leq k_e \leq 1 \quad (b) \end{cases} \quad (2.40)$$

$K(\cdot)$ et $K'(\cdot)$ varient de 0 à l' ∞ et k_e de 0 à 1.

L'argument k_e est défini en fonction de la géométrie de la paroi métallique d'épaisseur t et de hauteur b , et de l'ouverture par la relation $k_e = w_e/b$, où w_e la hauteur effective de la ligne. Cette dernière s'exprime en fonction de la hauteur réelle de l'ouverture comme suit,

$$w_e = w - \frac{5t}{4\pi} \left(1 + \ln \frac{4\pi w}{t} \right) \quad (2.41)$$

La largeur de la fente w ne dépasse pas les quelques centimètres et la hauteur de la cavité (ou de la paroi métallique) est au minimum de 10 cm. On peut alors considérer $w_e/b \leq 1/\sqrt{2}$, ce qui nous permet d'écrire :

$$Z_c^{\text{sym}} = 120\pi^2 \left[\ln \left(2 \frac{1 + \sqrt{1 - \left(\frac{w_e}{b}\right)^2}}{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{w_e}{b}\right)^2}} \right) \right]^{-1} \quad (2.42)$$

La relation fournie par (2.38) n'est valable que pour une ligne microruban coplanaire centrée suivant la direction de l'axe y . Or, dans de nombreux cas d'étude et d'application, les ouvertures sont généralement décentrées, proches des bordures. Nous verrons plus loin dans ce paragraphe que la position de l'ouverture sur la paroi métallique a une réelle influence sur la prédiction de l'efficacité de blindage de la cavité électromagnétique perforée. Il apparait donc important d'estimer l'impédance caractéristique d'ouvertures non centrée suivant y . Les formules établies par Gupta ne tiennent pas compte de la position suivant l'axe x de l'ouverture.

• **Cas d'une ouverture décentrée :**

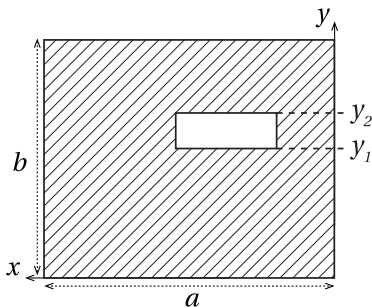


FIGURE 2.7 – Paramètres géométriques de l'ouverture et dimensions.

Dans le cas d'une ouverture non centrée sur la paroi dans laquelle elle est taillée, l'impédance caractéristique de l'ouverture a pour expression [50] ^a,

$$Z_c^{\text{assym}} = 60\pi \frac{K(k_e)}{K'(k_e)} \quad (2.43)$$

Puisque k_e est donné en fonction de k'_e d'après (2.39) avec,

$$k'_e = \sqrt{\frac{y_1}{y_1 + w_e} \times \frac{b - y_2}{(b - y_2) + w_e}} \quad (2.44)$$

a. [50] Gupta, K. C. *Microstrip lines and slotlines*.

L'expression du quotient $K(k_e)/K'(k_e)$ (et donc de l'impédance caractéristique) est donnée

par la relation (2.40)(b) où k_e est fourni par (2.39) en remplaçant l'expression de k'_e par (2.44).

- **Comparaison des formulations :**

L'impédance caractéristique Z_c d'une ligne microruban symétrique ou asymétrique est invariante avec la largeur l de l'ouverture. Elle est seulement dépendante de sa hauteur w . Considérons une paroi métallique de dimensions $a \times b = 30 \times 12$ cm munie d'une ouverture de dimensions $l \times w$. Comme Z_c est indépendante de l sa valeur n'a donc aucune influence sur Z_c . On trace figure 2.8 la variation des impédance caractéristiques Z_c^{sym} et Z_c^{asym} en fonction de la dimension w de l'ouverture lorsque celle-ci est centrée suivant l'axe y puis lorsqu'elle est décentrée pour $5 \text{ mm} < w < 4 \text{ cm}$ et la position d'une ouverture de dimensions $l \times w = 4 \times 2$ cm suivant l'axe y .

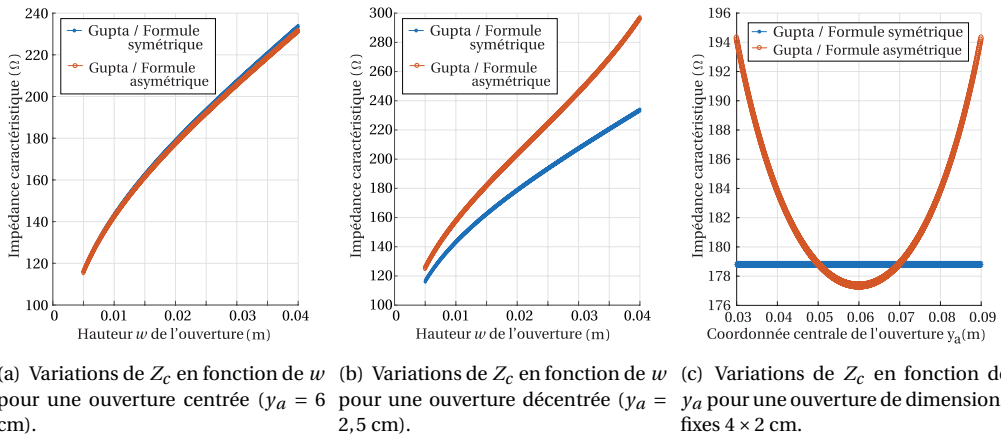


FIGURE 2.8 – Comportement des impédances caractéristiques symétriques et asymétriques en fonction de la dimension w de l'ouverture et de sa position sur la face avant.

Lorsqu'il s'agit d'une ouverture centrée, quelles que soient ses dimensions, le choix de la formule symétrique ou asymétrique pour l'impédance caractéristique de la ligne modélisant l'ouverture n'a pas de réelle influence puisque les courbes sont presque confondues (voir figure 2.8(a)). Cependant, dans le cas d'une ouverture décentrée, illustrée figure 2.8(b), les valeurs de Z_c^{sym} et Z_c^{asym} sont relativement différentes. Ce gap augmente avec la dimension w de l'ouverture. On observe notamment, pour une hauteur de $w = 4$ cm une erreur de 100 Ω avec la formule symétrique. Ainsi, pour des ouvertures décentrées il est impératif de privilégier l'utilisation de la formule asymétrique. La dernière figure (c) montre pour une ouverture de dimensions fixes les variations des impédances caractéristiques en fonction de la coordonnée centrale de l'ouverture suivant l'axe y . Il est évident, au regard des résultats, que la position de l'ouverture a un impact non négligeable sur le calcul de Z_c . Plus la dimension w est importante plus l'impact de la valeur de Z_c est important. Cependant, bien que les valeurs soient proches, dans le cas de l'ouverture centrée, les résultats diffèrent d'environ 1,5 Ω . Comme précisé plus haut, la différence pour ce type de configuration est trop faible pour que son influence soit importante. Notons également que la valeur de Z_c que ce soit dans le cas symétrique ou asymétrique est indépendante de la fréquence. Néanmoins, puisque l'on constate d'importantes différences entre les valeurs calcu-

lées via l'une ou l'autre des formules, il est indispensable de vérifier son impact sur l'efficacité de blindage de cavité puisque c'est ce paramètre qui nous intéresse.

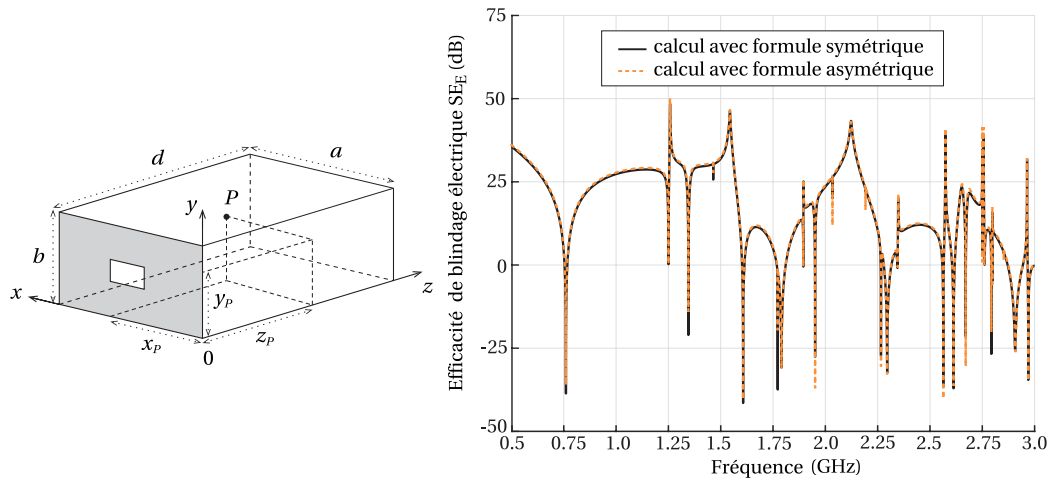


FIGURE 2.9 – Efficacité de blindage électrique d'une enceinte munie d'une ouverture rectangulaire centrée calculée en fonction de Z_c^{sym} et Z_c^{asym} .

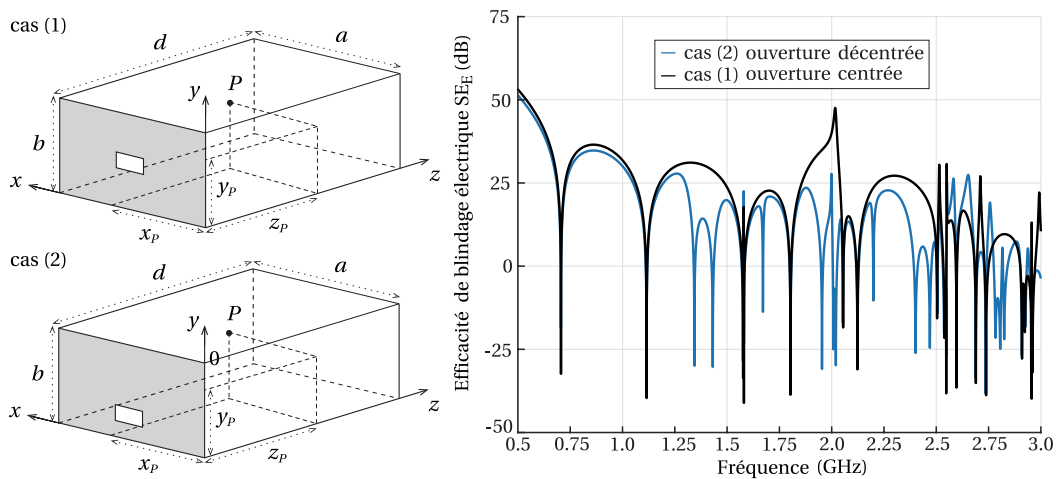


FIGURE 2.10 – Comparaison d'efficacité de blindage d'une enceinte contenant (1) une ouverture centrée puis (2) une ouverture décentrée de mêmes dimensions.

La figure 2.9 illustre l'efficacité de blindage d'une cavité munie d'une ouverture rectangulaire centrée calculée via les deux impédances caractéristiques. Sur la bande de fréquence choisie, les résultats sont en très bon accord. Ainsi, dans le cas d'une ouverture centrée on peut utiliser l'une ou l'autre des formulations de l'impédance caractéristique sans que le SE ne soit fortement affecté. C'est seulement dans le cas d'ouvertures non centrées que le choix de l'impédance carac-

téristique à un impact sur la réponse du système. C'est ce qu'illustre la figure 2.10 où sont tracées les efficacités de blindage de deux configurations. Dans la première l'ouverture est centrée, dans la seconde la même ouverture est déplacée vers le bas. Il est évident que le placement de l'ouverture impacte très fortement le comportement du système. On observe ici une augmentation du nombre de modes excités lorsque l'ouverture est décentrée suivant y . La présence (ou l'absence) d'un mode particulier sur la ligne équivalente à la cavité dépend du dispositif d'excitation, c'est à dire des conditions aux extrémités de la ligne, à savoir une source extérieure couplée à l'ouverture. Notons que dans la plupart des modèles ILCM, excepté celui de Hao [51], il n'est jamais question d'impédance caractéristique asymétrique, mais seulement symétrique. Dans nos améliorations du modèle d'origine, nous utiliserons toujours, lorsque cela est nécessaire la formule de l'impédance caractéristique asymétrique.

Dans la suite de ce manuscrit, l'impédance caractéristique de la ligne modélisant l'ouverture sera représentée par la grandeur Z_c^{cop} et désignera soit la formulation symétrique soit la formulation asymétrique, en fonction de la position de l'ouverture. Le dernier élément à modéliser pour compléter la construction du circuit équivalent à la structure de la cavité perforée illuminée par une onde plane est la source de perturbation.

2.1.6 Source de perturbation

Dans notre problème, la source de perturbation est externe à la structure métallique et pénètre dans la cavité par le biais de l'ouverture. On considère dans nos travaux, une onde plane d'incidence normale au plan $x0y$ et donc tangente à l'axe longitudinal du guide. Puisque les agressions électromagnétiques ne sont pas ciblées et peuvent provenir de toute direction, on modélise de cette façon le pire cas de blindage et ainsi le couplage maximal entre la source et l'équipement qui se trouve dans l'enceinte électromagnétique. D'autre part, l'onde plane correspond au rayonnement en champ lointain de certaines sources de perturbations, comme les dipôles magnétiques et électriques.

Dans les modèles ILCM, le rayonnement perturbateur de l'onde incidente est modélisé par un générateur de tension équivalent et son impédance interne, égale à l'impédance du milieu considéré, à savoir le vide $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \simeq 377\Omega$. Puisque l'efficacité de blindage électrique est un rapport de tensions (avec et sans blindage), ou bien un rapport de champ électrique, la valeur numérique du générateur de tension, ou bien l'amplitude du champ électrique incident, n'a pas d'importance. Cependant lorsqu'on s'intéresse aux champs induits dans la cavité ou au couplage avec un équipement présent dans la cavité, il est nécessaire de connaître ce champ incident et l'amplitude d'au moins une des composantes (s'il s'agit d'une onde plane).

2.2 Description des modèles ILCM

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, on trouve dans la littérature un grand nombre de modèles ILCM. Les travaux présentés dans ce manuscrit se basent sur deux d'entre eux, le modèle de Robinson [123], pionnier de la formulation et le modèle de Yin [155], amélioration la

[51] **Hao, C.** et al. « Simplified Model of SE of a Cavity with Apertures on Different Sides ».

[123] **Robinson, M. P.** et al. « SE of a rectangular enclosure with a rectangular aperture ».

[155] **Yin, M. C.** et al. « An Improved Circuit Model for the Prediction of the Shielding Effectiveness and Resonances of an Enclosure With Apertures ».

plus complète du modèle de Robinson, qui ont été tous deux introduits au premier chapitre dans l'état de l'art des modèles ILCM. Nous faisons ici une description de ces deux modèles.

2.2.1 Modèle de Robinson

Martin Paul Robinson propose en 1996 une représentation de la structure du problème à résoudre comme un circuit équivalent composé d'éléments passifs et actifs dont la résolution aboutit à l'évaluation du SE électrique et magnétique. Il repose sur la théorie des lignes.

Considérons une cavité parallélépipédique, vide, de dimensions $a \times b \times d$ composée de matériaux parfaitement conducteurs. La paroi frontale dispose en son centre d'une ouverture de type fente mince ($l \gg w$). La structure est séparée en trois sous modèles : la source externe, la face contenant l'ouverture et le guide modélisant la cavité. La cavité électromagnétique, assimilée à un guide d'onde court-circuité, est représenté par une ligne de transmission excitée à une de ses extrémités par un générateur de tension V_{source} (en série avec son impédance interne η_0). On rappelle que celui-ci représente le rayonnement de la source de perturbation, ici une onde plane d'incidence normale polarisée verticalement (suivant l'axe y). L'ouverture est modélisée par une de ligne de transmission coplanaire, court-circuitée à ses extrémités, de dimensions $l \times w$. Son impédance caractéristique est notée Z_c et sa constante de propagation γ . Dans le modèle circuit l'ouverture est représentée par une impédance équivalente notée Z_{ap} . Le système complet et son circuit équivalent sont présentés figure 2.11. Sur la figure les courts circuits, qui correspondent aux parois parfaitement conductrices fermant le guide, sont indiqués en bleu (aux extrémités de la ligne modélisant l'ouverture et à l'extrémité du guide d'onde).

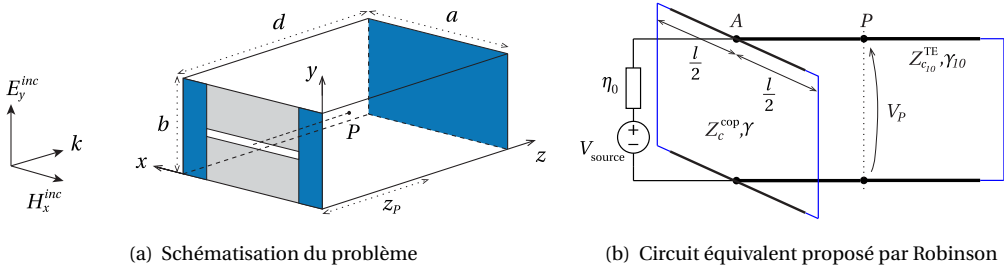


FIGURE 2.11 – Structure générale du problème et sa représentation circuit équivalente proposée par Robinson

2.2.1.1 Impédance d'ouverture

La première étape de calcul consiste à évaluer l'impédance d'ouverture notée Z_{ap} . La figure 2.12 montre que l'origine de la ligne est prise en son centre, divisant ainsi sa longueur en deux. On considère alors deux impédances ramenées Z_A en A, une pour chaque côté.

Considérant une impédance de charge en bout de ligne notée Z_l , elle vaut,

$$Z_A \left(\frac{l}{2} \right) = Z_c^{\text{cop}} \frac{Z_l + Z_c^{\text{cop}} \tanh(\gamma l/2)}{Z_c^{\text{cop}} + Z_l \tanh(\gamma l/2)} \quad (2.45)$$

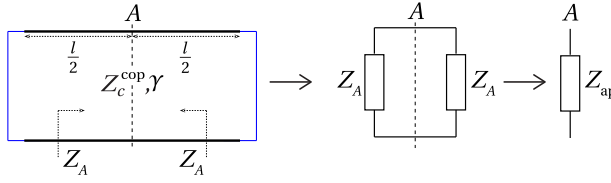


FIGURE 2.12 – Étapes circuit jusqu'à obtention de l'impédance équivalente à l'ouverture Z_{ap} .

Cependant, dans notre configuration la ligne est fermée par des court-circuits, ce qui implique que l'impédance de charge est nulle, $Z_l = 0$. Le coefficient de réflexion au niveau du court circuit vaut alors $\rho = -1$. D'autre part, on considère une ligne de transmission sans pertes. La constante de propagation de la ligne [107] notée γ est alors purement imaginaire, elle est donc égale à $\gamma = j\beta$. Or, mathématiquement, la tangente hyperbolique d'un nombre complexe est égale au complexe de la tangente, $\tanh(\gamma(l/2)) = \tanh(j\beta l/2) = j \tan(\beta l/2)$. Ainsi l'impédance ramenée au centre de la ligne pour une extrémité peut s'écrire, $Z_A = jZ_c^{\text{cop}} \tan(\beta(l/2))$. L'impédance d'ouverture se calcule donc comme la mise en parallèle des deux impédances ramenées en A, $Z_{ap} = (Z_A \parallel Z_A) = Z_A/2$. Dans son article, Robinson ajoute un facteur empirique l/a , qui donne, d'après ses analyses, de meilleurs résultats finaux. L'expression de l'impédance d'ouverture équivalente vue par Robinson est donnée par la relation,

$$Z_{ap} = \frac{1}{2} \frac{l}{a} j Z_c^{\text{cop}} \tan\left(\frac{\beta l}{2}\right) \quad (2.46)$$

D'après les travaux de Robinson et bien que son inclusion soit en majeure partie empirique, le facteur l/a traduit la prise en compte du couplage entre l'ouverture et la cavité électromagnétique. Il correspond alors à la connexion entre la ligne de transmission et le guide d'onde. L'impédance caractéristique de la ligne Z_c^{cop} est donnée par (2.42) dans la proposition de Robinson.

Dans son deuxième article, publié en 1998 [122], Robinson propose deux extensions à sa formule d'origine. La première concerne la modélisation d'ouvertures circulaires. Il s'appuie sur les travaux de Turner [148] qui montre que le SE d'une ouverture circulaire est approximativement similaire à celui d'une ouverture carrée de même surface. Dans ces conditions les dimensions de l'ouverture équivalente carrée sont égales à $l = w = r\sqrt{\pi}$, où r représente le rayon de l'ouverture circulaire. La deuxième extension qu'il propose porte sur les ouvertures multiples. Considérons N_{ap} ouvertures similaires, espacées de façon régulière sur la même paroi. L'impédance d'ouverture équivalente totale correspond alors à la mise en série des impédances d'ouvertures Z_{ap} (donnée par (2.46)) de chacune d'entre-elles, $Z_{ap}^{\text{tot}} = N_{ap} Z_{ap}$. D'autre part, la relation (2.46) est indépendante de la position de l'ouverture puisqu'il utilise l'expression de l'impédance caractéristique d'une ouverture centrée, donc $Z_c^{\text{cop}} = Z_c^{\text{sym}}$ donnée par (2.42). On en déduit alors que le modèle de Robinson considère une ouverture (ou plusieurs de même forme) toujours placée au centre de la paroi frontale de la cavité électromagnétique. Cette observation constitue la première limitation du modèle. À partir de l'expression de Z_{ap} et du circuit électrique équivalent, on peut retrouver facilement les efficacités de blindage électrique et magnétique de l'enceinte. Le para-

[107] Paul, C. R. *Analysis of multiconductor transmission lines*.

[122] Robinson, M. P. et al. « Analytical formulation for the SE of enclosures with apertures ».

[148] Turner, J. D. et al. « Characterisation of the SE of equipment cabinets containing Apertures ».

graphe suivant détaille les étapes de calcul permettant de retrouver ces grandeurs en s'appuyant sur la théorie des lignes de transmission.

2.2.1.2 Efficacité de blindage électrique et magnétique

Grâce au circuit équivalent, il suffit d'exprimer la tension et le courant au point P pour obtenir l'efficacité de blindage électrique et magnétique. La figure 2.13 donne les principales étapes circuit pour le calcul de V_P .

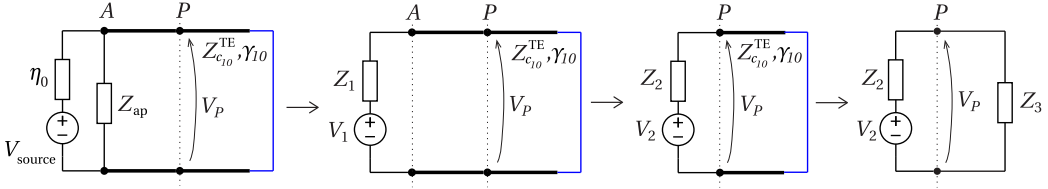


FIGURE 2.13 – Étapes circuit jusqu'à l'obtention du circuit équivalent final

En combinant les paramètres V_{source} , η_0 et Z_{ap} du circuit par le théorème de Thévenin, il est possible de remplacer le réseau linéaire par un générateur de tension V_1 appelé générateur de Thévenin d'impédance interne Z_1 , comme le montre la deuxième étape de la figure 2.13,

$$V_1 = \frac{Z_{\text{ap}}}{\eta_0 + Z_{\text{ap}}} V_{\text{source}} \quad (2.47)$$

$$Z_1 = \eta_0 \parallel Z_{\text{ap}} = \frac{\eta_0 Z_{\text{ap}}}{\eta_0 + Z_{\text{ap}}} \quad (2.48)$$

Le générateur équivalent V_1 devient alors la nouvelle source de perturbation, tenant compte du couplage entre l'onde plane incidente représentée par le générateur de tension V_{source} accompagné de son impédance interne η_0 et l'ouverture représentée par l'impédance Z_{ap} .

La ligne de transmission équivalente au guide (et de surcroît à la cavité) est définie, dans l'espace, parallèle à l'axe central de l'ouverture, limitant ainsi l'évaluation du SE_E (et du SE_M) au point P , défini par le vecteur $\mathbf{r}(a/2, b/2, z_P)$. Par conséquent, seule la coordonnée z_P suivant l'axe longitudinal du guide est variable. Dans sa formulation, il ne considère que le premier mode de propagation qui s'établit, à savoir le **mode fondamental**, correspondant à la pulsation la plus faible. Le type de mode correspondant est défini par la géométrie du guide et en particulier des dimensions de sa section droite. Dans le cas où la largeur de la section est plus grande que sa hauteur, à savoir $a \gg b$, le mode fondamental est un mode TE caractérisé par le couple $m = 1, n = 0$, noté TE_{10} . La fréquence de coupure définie par (2.7) devient $f_{c10} = c/(2a)$. La longueur d'onde de coupure vaut dans ce cas $\lambda_c = 2a$. Nous pouvons en déduire la longueur d'onde du guide $\lambda_g = \lambda / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$. Sachant que la constante de propagation de la ligne sans pertes (purement imaginaire) pour le mode fondamental TE_{10} vaut $\gamma_{10} = j\beta_{10}$ où $m = 1$ et $n = 0$, sa partie imaginaire $\beta_{10} = 2\pi/\lambda_g$, s'écrit alors,

$$\beta_{10} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \quad (2.49)$$

Comme il s'agit ici d'un mode TE, dont l'expression est fournie par (2.35) telle que $Z_{c_{mn}}^{\text{TE}} =$

$j\omega\mu_0/\gamma_{mn}$, l'impédance du mode fondamental est alors donnée par,

$$Z_{c_{10}}^{\text{TE}} = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_{10}} = \frac{\omega\mu_0}{\beta_{10}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\lambda_g}{\lambda} \quad \text{d'où} \quad Z_{c_{10}}^{\text{TE}} = \eta_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \quad (2.50)$$

La tension au point P , défini par le vecteur $\mathbf{r}(a/2, b/2, z_P)$, est alors obtenue en réduisant le circuit équivalent à un générateur V_2 , son impédance interne V_2 et une impédance de charge Z_3 . Puisque la ligne est sans pertes, $\tanh(\gamma_{10}z_P) = j \tan(\beta_{10}z_P)$. On a alors,

$$V_2 = \frac{V_1}{\cos(\beta_{10}z_P) + j(Z_1/Z_{c_{10}}^{\text{TE}})\sin(\beta_{10}z_P)} \quad (2.51)$$

$$Z_2 = \frac{Z_1 + jZ_{c_{10}}^{\text{TE}}\tan(\beta_{10}z_P)}{1 + j(Z_1/Z_{c_{10}}^{\text{TE}})\tan(\beta_{10}z_P)} \quad (2.52)$$

$$Z_3 = jZ_{c_{10}}^{\text{TE}}\tan[\beta_{10}(d - z_P)] \quad (2.53)$$

Les tensions V_P et le courant I_P au point P , défini par le vecteur $\mathbf{r}(a/2, b/2, z_P)$, sont calculés par de simples lois de l'électronique, comme le pont diviseur de tension et la loi d'ohm. On en déduit alors,

$$V_P = \frac{V_2 Z_3}{Z_2 + Z_3} \quad (2.54)$$

$$I_P = \frac{V_P}{Z_3} = \frac{V_2}{Z_2 + Z_3} \quad (2.55)$$

L'expression de la tension au point P peut se réduire à

$$V_P = \frac{V_1 \sin[\beta_{10}(d - z_P)]}{\sin(\beta_{10}d) - j(Z_1/Z_{c_{10}}^{\text{TE}})\cos(\beta_{10}d)} \quad (2.56)$$

En l'absence de l'enceinte, l'impédance de charge au point P , défini par le vecteur \mathbf{r} , est simplement η_0 . Dans cette configuration les tensions et courants, respectivement V'_P et I'_P s'expriment tels que, $V'_P = V_{\text{source}}/2$ et $I'_P = V_{\text{source}}/2\eta_0$. L'efficacité de blindage électrique est alors donnée, en dB, par la relation,

$$\text{SE}_E(\mathbf{r}) = -20 \log \left| \frac{V_P(\mathbf{r})}{V'_P(\mathbf{r})} \right| = -20 \log \left| \frac{2V_P(\mathbf{r})}{V_{\text{source}}} \right| \quad (2.57)$$

On donne également l'expression de l'efficacité de blindage magnétique SE_H en dB également,

$$\text{SE}_H(\mathbf{r}) = -20 \log \left| \frac{I_P(\mathbf{r})}{I'_P(\mathbf{r})} \right| = -20 \log \left| \frac{2I_P(\mathbf{r})}{V_{\text{source}}} \eta_0 \right| \quad (2.58)$$

Considérons une enceinte de dimensions $30 \times 12 \times 30$ cm dont la face avant contient une fente de dimensions 100×5 mm. L'onde plane perturbatrice est choisie d'incidence normale et polarisée verticalement d'amplitude $E_y^{\text{inc}} = 10$ V/m dans la simulation. Le générateur correspondant V_0 a est pris égal à 10 V. Puisque le calcul de SE est égal au quotient du champ électromagnétique ou des tensions (ou courant si on parle d'efficacité de blindage magnétique) avec et sans

blindage, les valeurs numériques de V_{source} et E_y^{inc} n'ont pas d'influence sur les résultats, ils ont donc été choisis arbitrairement. Nous aurions obtenus des résultats identiques pour des valeurs différentes. La figure 2.14 illustre les résultats du calcul de l'efficacité de blindage obtenus par la simulation sous le logiciel commercial CST⁹ et ceux obtenus grâce au modèle de Robinson.

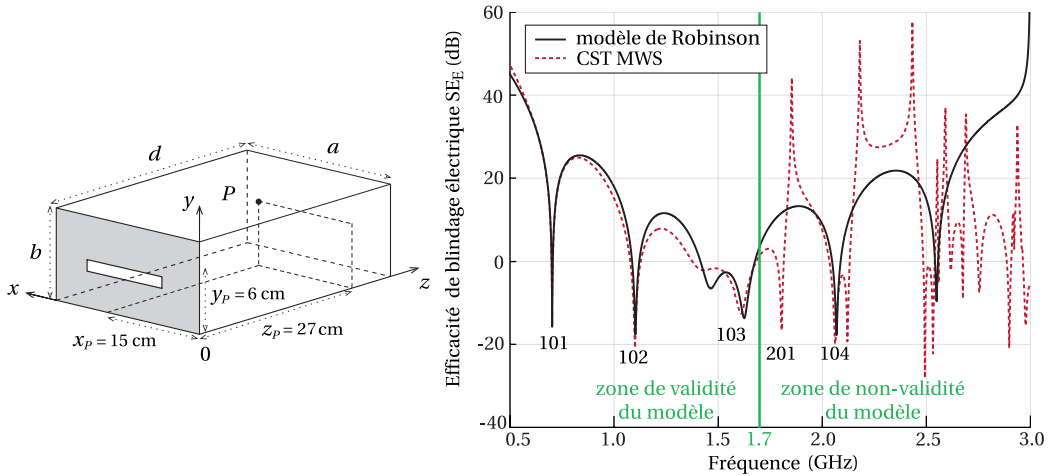


FIGURE 2.14 – Efficacité de blindage électrique au point $P(15;6;27)\text{cm}$ obtenu à l'aide du modèle de Robinson et de la simulation numérique.

Dans un guide d'onde fermé, plusieurs modes existent simultanément, dont les fréquences de coupure sont différentes. Par exemple, les modes TE_{10} dans le guide fermé, correspondent aux modes TE_{10p} de la cavité. Dans le cas d'un caisson de $30 \times 12 \times 30\text{ cm}$ la fréquence de résonance du mode TE_{101} est $f_{101} = 707\text{ MHz}$ et correspond à la première fréquence de coupure du mode de propagation TE_{10} . Dans son modèle, Robinson n'inclut que le premier mode de propagation, à savoir le mode fondamental TE_{10} . Ainsi, le modèle est capable de prédire uniquement les modes de résonance TE_{10p} (où $p = 1, 2, 3 \dots$). Les résultats obtenus confirment cette théorie, et le modèle est performant jusqu'à environ $1,7\text{ GHz}$. Au delà de cette valeur, l'efficacité de blindage est mal évaluée puisque la propagation des modes supérieurs n'est pas modélisée. Cette limitation du modèle de Robinson est de loin la plus importante car elle est la plus restrictive. Il n'admet de solution qu'aux alentours de la première fréquence de coupure du guide (ou première fréquence de résonance de la cavité électromagnétique, et ses multiples TE_{10p}), ce qui limite son application aux basses fréquences. Nous avons indiqué sur la figure 2.14, pour la configuration étudiée les zones de validité et de non validité du modèle de Robinson. Celles-ci sont séparées par un trait vert à la fréquence de $1,7\text{ GHz}$. En résumé, on compte trois restrictions importantes. La première concerne la position de l'ouverture qui doit obligatoirement être centrée, la deuxième impose un point d'observation suivant l'axe longitudinal du guide et centré dans le plan transverse et la dernière concerne la bande de fréquence de validité du modèle. Ainsi, bien que la formulation soit novatrice, elle comporte un certain nombre de restrictions qui limite considérablement son utilisation. On trouve alors dans la littérature un grand nombre de travaux engendrés pour lever les limitations du modèle (voir chapitre 1). Le plus performant d'entre eux est apparu il y a

9. Nous discuterons du choix de la référence numérique au début du troisième chapitre.

quelques années. Ming Chu Yin [155] propose une approche basée sur les travaux de Robinson [122], où il supprime une partie des limites de ce dernier. Il constitue de ce fait un des modèles les plus complet. Par conséquent il est le point de départ de nos travaux de recherche. Nous proposons au paragraphe suivant, une description détaillée des améliorations apportées par Yin au modèle de Robinson.

2.2.2 Modèle de Yin

Dans le but d'améliorer les performances du modèle circuit développé par Robinson, Yin propose en 2016 une réécriture du modèle. Il apporte certaines améliorations qui permettent l'utilisation du modèle dans un plus grand nombre de configurations par son **extension aux multi ouvertures décentrées** sur une bande de fréquence plus large par son **extension aux modes supérieurs**. Son approche est donc, comme celle de Robinson, rapide, précise et simple mais aussi efficace sur une large bande de fréquence et pour différentes configurations d'ouvertures.

2.2.2.1 Extension aux multiples ouvertures décentrées

La première amélioration concerne la position spatiale de l'ouverture, qui jusqu'ici doit être obligatoirement centrée. Selon la théorie d'excitation d'un guide d'onde [110], lorsqu'un champ électromagnétique excite un guide, plus les formes du champ d'excitation et du champ de mode dans le guide sont similaires, plus le champ du mode excité est fort. Yin définit alors un coefficient, noté C_a , qui, pour une excitation de type onde plane, polarisée verticalement, à savoir suivant l'axe y , s'écrit,

$$C_a = \sin\left(\frac{m\pi}{a}x_c\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y_c\right) \quad (2.59)$$

Le coefficient dépend ainsi de la position spatiale de l'ouverture, à travers ses coordonnées centrales (x_c, y_c) mais également de la polarisation de l'onde perturbatrice et de la distribution des champs électromagnétiques dans la cavité, puisque dans un guide d'onde la composante E_y du champ électrique est fonction du produit $\sin(m\pi x/a)\cos(n\pi y/b)$ (pour une origine au point O). L'impédance d'ouverture Z_{ap} est directement impactée et définie comme,

$$Z_{ap} = C_a \frac{1}{2} \frac{l}{a} j Z_c^{\text{cop}} \tan \frac{\beta l}{2} \quad (2.60)$$

Dans le cas d'ouvertures multiples, de tailles et de formes similaires ou différentes, l'impédance d'ouverture totale peut s'écrire comme la somme des impédances de chaque ouverture présente,

$$Z_{ap}^{\text{tot}} = \sum_{i=1}^{N_{ap}} \frac{l_i}{2a} j Z_c^{\text{cop}} \tan\left(\frac{\beta l_i}{2}\right) \times \sin\left(\frac{m\pi}{a}x_{c,i}\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y_{c,i}\right) \quad (2.61)$$

L'indice i désigne l'ouverture concernée. Le modèle ne se limite plus à une seule ouverture centrée ou plusieurs de mêmes dimensions et espacées périodiquement également centrées sur la paroi frontale de l'enceinte, il peut ainsi traiter des configurations d'ouvertures bien plus complexe que le modèle d'origine.

[155] **Yin, M. C.** et al. « An Improved Circuit Model for the Prediction of the Shielding Effectiveness and Resonances of an Enclosure With Apertures ».

[122] **Robinson, M. P.** et al. « Analytical formulation for the SE of enclosures with apertures ».

[110] **Pozar, D. M.** *Microwave engineering*.

2.2.2.2 Extension aux modes supérieurs

La seconde amélioration concerne les modes de propagation dans le guide. Jusqu'à présent, seul le mode fondamental est pris en compte dans la modélisation du guide. Cette approximation constitue une restriction au niveau fréquentiel et limite la prédiction aux modes de résonance TE_{10p} de la cavité. Yin propose alors une version multimodale du modèle de Robinson afin d'intégrer dans la modélisation les modes supérieurs de propagation.

Dans la théorie des guides d'onde, on peut définir, pour un guide de section transverse $a \times b$ modélisé par une ligne de transmission équivalente sans pertes, une constante de propagation $\gamma_{mn} = j\beta_{mn}$, grâce à la relation (2.15) et une impédance caractéristique pour chaque mode via les relations (2.35) et (2.36).

$$\beta_{mn} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2b}\right)^2} \quad (2.62)$$

$$Z_{c_{mn}}^{TE} = \frac{\eta_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2b}\right)^2}} \quad (2.63)$$

$$Z_{c_{mn}}^{TM} = \eta_0 \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2b}\right)^2} \quad (2.64)$$

Le champ électrique et la tension sont deux grandeurs physiquement liés. À partir des expressions théoriques des composantes du champ électrique dans un guide, disponibles dans l'ouvrage de David M. Pozar [110] ¹⁰ il est possible d'exprimer les composantes de la réponse en tension au point P défini par $\mathbf{r}(x_P, y_P, z_P)$ en fonction de la tension sur la ligne de transmission équivalente au guide V_{eq}^{TE} (ou V_{eq}^{TM}). On note également que V_{eq}^{TE} est équivalente à la tension V_P développée par Robinson. La première différence concerne l'expression de l'impédance d'ouverture Z_{ap} qui, pour le modèle de Yin inclut le coefficient C_a introduit au paragraphe précédent. D'autre part, l'impédance caractéristique de mode, qui est celle du mode fondamental pour le modèle de Robinson Z_{10}^{TE} est également remplacée par son expression en fonction du mode considéré (voir les relations (2.63) et (2.64)). Quelque soit le mode, défini par le couple (m, n) , la tension équivalente en z_P de la ligne peut s'écrire,

$$V_{eq}(z_P) = \frac{\frac{V_{source} Z_{ap}^{tot}}{\eta_0 + Z_{ap}^{tot}} \sin[\beta_{mn}(d - z_P)]}{\sin(\beta_{mn}d) - j \frac{\eta_0 Z_{ap}^{tot}}{(\eta_0 + Z_{ap}^{tot}) Z_{c_{mn}}} \cos(\beta_{mn}d)} \quad (2.65)$$

À partir de cette relation Yin met en oeuvre une décomposition modale de la tensions dans la cavité. Il définit ainsi pour chaque type de mode, à savoir TE ou TM, une tension mathématique équivalente au point P dans les trois directions du plan. On parle de tension mathématique puisqu'une tension réelle est définie entre deux potentiels et pas en un point spécifique de l'espace. Pour les modes TE, la composante longitudinale du champ électrique à savoir $E_z^{TE} = 0$. Ainsi la composante longitudinale de la réponse en tension au point P , notée V_{pz}^{TE} est également nulle. Les expressions des composantes transverses de la réponse en tension au point P , défini par le vecteur $\mathbf{r}(x_P, y_P, z_P)$, pour les modes TE, notées V_{px}^{TE} et V_{py}^{TE} , développées par Yin, sont données

[110] Pozar, D. M. *Microwave engineering*.

10. cf chapitre 3 *Transmission Lines and Waveguides*, section 3.3 *Rectangular waveguides*, pages 110 à 115

par [155] ,

$$V_{px}^{TE}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} -\frac{an}{bm} V_{eq}^{TE}(z_P) \cos \frac{m\pi x_P}{a} \sin \frac{n\pi y_P}{b} \quad \text{avec } m \neq 0 \quad (2.66a)$$

$$V_{py}^{TE}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} V_{eq}^{TE}(z_P) \sin \frac{m\pi x_P}{a} \cos \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.66b)$$

Pour les modes TM, Ming Chu Yin précise dans son article qu'il apporte une modification empirique dans son développement. Pour le calcul des composantes de la réponse en tension des modes TM, il préfère l'utilisation de la tension équivalente calculée pour les modes TE afin d'éviter certaines discontinuités dans le calcul de l'efficacité de blindage. Ces discontinuités apparaissent lorsque V_{px}^{TM} et V_{py}^{TM} sont fonctions de V_{eq}^{TM} . Ainsi, considérant $m, n \neq 0$, Yin développe pour les modes TM,

$$V_{px}^{TM}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} \frac{bm}{an} V_{eq}^{TE}(z_P) \cos \frac{m\pi x_P}{a} \sin \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.67a)$$

$$V_{py}^{TM}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} V_{eq}^{TE}(z_P) \sin \frac{m\pi x_P}{a} \cos \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.67b)$$

$$V_{pz}^{TM}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} -\frac{bk_c^2}{n\pi\beta_{mn}} \left(V_{eq}^{TM}\right)'(z_P) \sin \frac{m\pi x_P}{a} \cos \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.67c)$$

Notons également que la composante longitudinale est quant à elle dépendante de $\left(V_{eq}^{TM}\right)'$ qui n'est autre que la dérivée de V_{eq}^{TM} par rapport à z lorsque $z = z_P$ divisé par $-\beta_{mn}$. Elle est donnée par la relation,

$$\left(V_{eq}^{TM}\right)' = \frac{V_1 \cos[\beta_{mn}(d - z_P)]}{\sin(\beta_{mn}d) - j(Z_1/Z_{c_{mn}}^{TM})\cos(\beta_{mn}d)} \quad (2.68)$$

Les expression totales de chaque composante au point P sont obtenues en sommant les tensions dues à la contribution de chaque mode, $V_{pu}^{tot}(\mathbf{r}) = \left(V_{pu}^{TE}(\mathbf{r}) + V_{pu}^{TM}(\mathbf{r})\right)$, où $u = \{x, y, z\}$. La réponse en tension totale au point P est la somme quadratique des trois composantes,

$$V_P^{tot}(\mathbf{r}) = \sqrt{\left(V_{px}^{tot}(\mathbf{r})\right)^2 + \left(V_{py}^{tot}(\mathbf{r})\right)^2 + \left(V_{pz}^{tot}(\mathbf{r})\right)^2} \quad (2.69)$$

On donne, comme pour le modèle de Robinson l'efficacité de blindage électrique en un point P de l'espace de la cavité électromagnétique, défini par $\mathbf{r}(x_P, y_P, z_P)$,

$$SE_E(\mathbf{r}) = -20 \log \left| \frac{2V_P^{tot}(\mathbf{r})}{V_{source}} \right| \quad (2.70)$$

2.2.2.3 Résultats numériques et discussion

Considérons une enceinte de $30 \times 12 \times 26$ cm illuminée par une onde plane d'incidence normale polarisée verticalement d'amplitude $E_0 = 10$ V/m. Le générateur de tension correspondant

[155] Yin, M. C. et al. « An Improved Circuit Model for the Prediction of the Shielding Effectiveness and Resonances of an Enclosure With Apertures ».

génère une tension de 10 V. Nous étudions deux configurations. Dans la première, l'ouverture est choisie de forme rectangulaire de dimensions 4×2 cm et décentrée. Les coordonnées du centre de l'ouverture sont égales à $(x_a = 10, y_a = 3)$ cm. On estime l'efficacité de blindage au point $P(24,5;8,5;21,5)$ cm. Dans la seconde configuration, on modélise une grille de ventilation centrée de 4×4 ouvertures carrées, de dimensions identiques, à savoir 2×2 cm et espacées suivant les axes x et y de 2 mm. L'efficacité de blindage est estimée au point $P(15,6;21,5)$ cm. Dans les deux cas les résultats obtenus grâce au modèle de Yin sont comparés à des résultats issus de simulations numériques (via le logiciel commercial CST), disponibles figures 2.15 et figure 2.16. On retrouve sur chaque graphique une représentation schématique de la configuration.

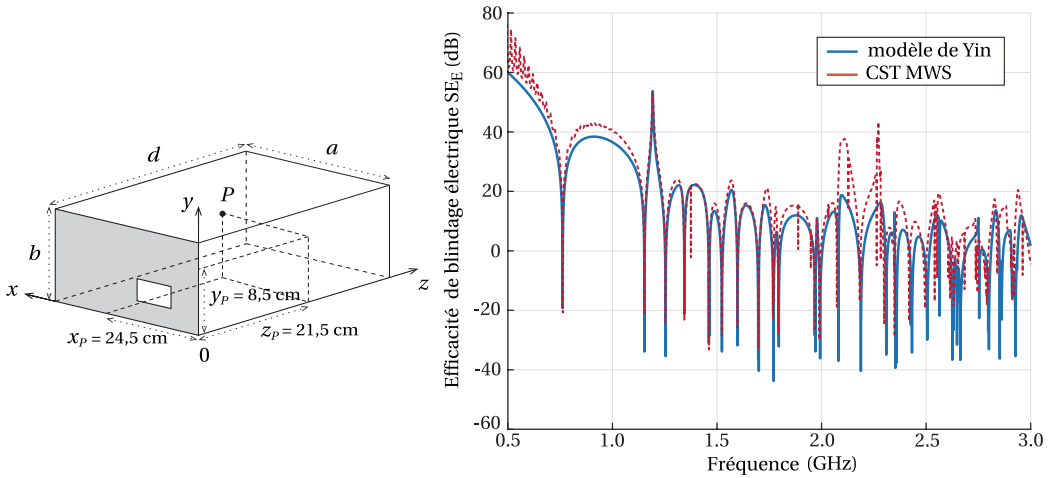


FIGURE 2.15 – Efficacité de blindage électrique calculée via le modèle de Yin et comparé au logiciel commercial cst studio suite dans le cas d'une ouverture rectangulaire décentrée.

De manière générale, et ce pour les deux configurations étudiées, les résultats obtenus par les deux méthodes sont en bonne adéquation. Rappelons que le modèle de Robinson, est seulement capable de modéliser le premier mode de propagation du guide, ce qui correspond aux modes de résonance TE_{10p} de l'enceinte métallique. Nous avons tracé figure 2.16 l'efficacité de blindage prédite par le modèle de Robinson, puisque le modèle est capable de traiter des cas de ventilation de N_{ap} ouvertures identiques espacées régulièrement. Nous en tirons la même conclusion qu'au paragraphe précédent, à savoir qu'au delà de la première fréquence de résonance (et parfois, comme c'est le cas ici de la seconde), le modèle de Robinson n'est plus fiable. La seconde extension proposée par Yin, qui vise à tenir compte des modes supérieurs de la cavité électromagnétique, est sur cette large plage de fréquence, indispensable. On retrouve bien pour les deux configurations l'intégralité des résonances du caisson. On entend par l'intégralité des résonances, tous les modes excités par le dispositif d'excitation. Bien sur, le modèle n'est pas parfait et on observe à certaines fréquences des discontinuités tout à fait acceptables compte tenu du fait que le modèle repose sur des approximations et des analogies. Concernant la grille de ventilation, le couplage entre les ouvertures n'est pas modélisé dans la formulation de Yin. Or, plus les ouvertures sont proches, plus le couplage est important. Dans le cas de l'ouverture décentrée, les différences d'amplitudes entre les fréquences de résonances sont plus grandes, puisque, encore un fois, tous les phénomènes physiques liés au comportement des ouvertures ne sont pas

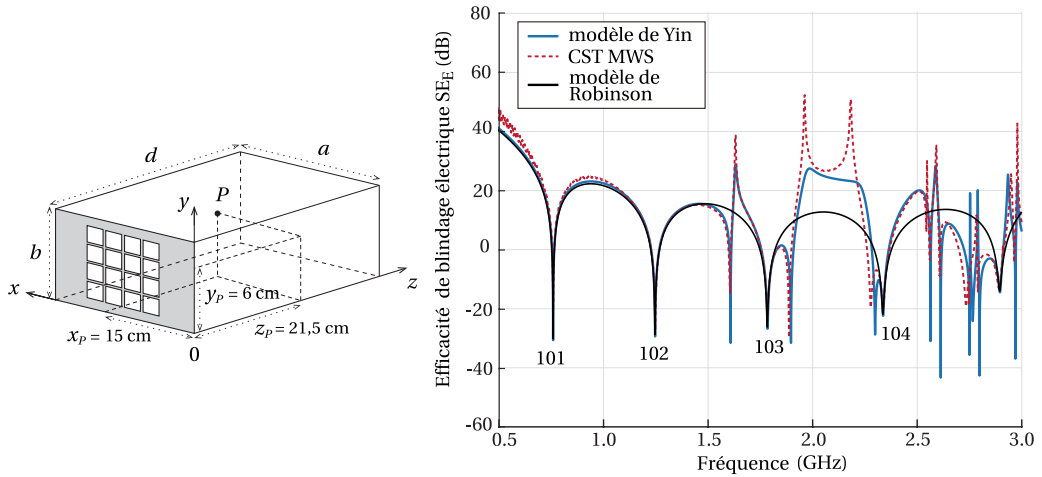


FIGURE 2.16 – Efficacité de blindage électrique calculée via le modèle de Yin et comparé au logiciel commercial cst studio suite dans le cas d’une ventilation centrée de 4×4 ouvertures carrées.

modélisés. Ici, l’ouverture est placée proche du bord de la paroi, et à cause de la diffraction de l’onde incidente par l’ouverture, des résonances de la cavité et de l’influence des sommets (là où se rejoignent trois parois métalliques), la distribution du champ dans la cavité est différente. Le modèle de Yin possède des limitations, comme une mauvaise prise en compte de l’influence des bords ou bien des phénomènes de diffraction. Ainsi, on obtient ponctuellement une surestimation de l’efficacité de blindage. Malgré cela, et compte tenu des restrictions imposées par l’approche circuit, les résultats sont particulièrement en accord avec la simulation numérique, où les phénomènes physiques sont modélisés fidèlement. On constate également que la taille, la forme, la position et le nombre des ouvertures ont une importance capitale et impactent très fortement l’efficacité de blindage électrique et par conséquent les performances de cette protection métallique. Dans le cas de l’ouverture rectangulaire la quantité d’énergie qui pénètre dans la cavité est plus faible mais excite beaucoup plus de modes de résonances. Aussi, bien que la surface totale d’ouvertures de la grille de ventilation est huit fois supérieure à celle de l’ouverture rectangulaire, l’amplitude moyenne de l’efficacité de blindage n’est réellement affectée qu’aux alentours des premières fréquences de résonances.

D’après les résultats, les extensions proposées par Yin augmentent considérablement les performances du modèle circuit. La prédiction est précise et fiable, et le comportement de l’enceinte perforée est fidèlement reproduit. Cependant le modèle ne permet pas de calculer directement le champ électrique en un point de la cavité. Le modèle de Yin ne donne accès qu’à une tension mathématique exprimée en un point de l’espace. Physiquement, sa description n’est pas liée au champ électrique comme peut l’être une tension réelle, ce qui rends son utilisation purement calculatoire. La prédiction du champ électrique local est cependant nécessaire pour quantifier le couplage avec un équipement électrique présent dans la cavité. Par conséquent, nous proposons au paragraphe suivant, une reformulation du modèle de Yin visant à améliorer la modélisation physique du problème.

2.2.3 Reformulation du modèle de Yin

Le modèle de Yin constitue un des modèles les plus performant dans la prédiction d'efficacité de blindage de cavités électromagnétiques perforées. Cependant, La formulation analytique du modèle présente certains aspect qui n'ont aucun sens physique. La tension décrite par Yin au point P est en réalité une « tension mathématique » décomposée sur la base des modes de la cavité électromagnétique, sans aucune signification physique. Puisque le guide n'est formé que d'un seul conducteur, il ne peut pas y avoir de différence de potentiel, et par conséquent pas de réelle tension à proprement parlé. Son utilité ici est purement mathématique. D'autre part, le générateur modélisant l'onde plane incidente ne dépend absolument pas des caractéristiques de celle-ci, comme l'amplitude. Évidemment, puisqu'on s'intéresse au SE, ce n'est pas forcément nécessaire. Cependant, dans une perspective d'estimation du couplage de l'onde plane avec un élément présent dans la cavité il est nécessaire d'être capable de modéliser physiquement l'onde plane et son incidence mais aussi prédire directement le champ électrique à l'intérieur de la cavité. Or, le modèle de Yin ne fournit aucune de ces grandeurs. On propose alors une reformulation de son modèle à deux niveaux. D'abord le générateur de tension modélisant la source de perturbation est calculé en tenant compte de la source de perturbation. Ensuite, on propose de calculer les champs électriques et magnétiques induits dans la cavité en fonction de la tension et du courant qui circule sur la ligne de transmission équivalente au guide. L'efficacité de blindage est déduite en fonction des champ électromagnétiques induits et de l'amplitude de la source de perturbation.

- **Source de perturbation :**

Dans le modèle circuit d'origine, à savoir celui de Robinson, l'onde plane est modélisée par un simple générateur de tension. C'est un des paramètres qui n'a pas été modifié par Yin. Or, ce générateur n'est pas représentatif de l'onde excitatrice. On considère ici une onde plane d'incidence normale et polarisée verticalement. Son amplitude est donc définie par sa composante suivant y notée E_y^{inc} . On peut redéfinir l'expression du générateur V_{source} grâce à la définition de la puissance transmise à travers une surface et le vecteur de Poynting comme [71] ,

$$V_{source} = E_y^{inc} \times \sqrt{ab} \quad (2.71)$$

L'impédance interne du générateur est égale, comme pour les modèles de Robinson et Yin, à l'impédance du vide, $\eta_0 = 120\pi$.

Remarque : Puisque l'efficacité de blindage se calcule comme un rapport, sa valeur est indépendante de celle de la source de perturbation. Néanmoins, dans certains cas, il est nécessaire de connaître la valeur de la source. Prenons l'exemple de la prédiction de couplages entre la source de perturbation et un équipement présent dans la cavité. Ce type de problème implique de retrouver les champs électromagnétiques induits dans la cavité et leurs conséquences vis à vis de l'équipement. Dans ce cas, la source de perturbation impacte fortement la distribution des observables en sortie. D'autre part, le sens physique de cette formulation est plus fort puisque cette approche est directement liée à l'amplitude réelle de l'onde plane.

[71] **Konefal, T.** et al. « A Fast Multiple Mode Intermediate Level Circuit Model for the Prediction of Shielding Effectiveness of a Rectangular Box Containing a Rectangular Aperture ».

- **Reformulation en champs électromagnétiques :**

La représentation des champs électrique et magnétique dans un guide d'onde uniforme (de section constante sur toute sa longueur) peut être reformulée en terme d'un nombre infini de tensions et de courants de modes. La description de la totalité du champ dans le guide est ainsi réduite à la description du comportement électrique sur un ensemble de lignes de transmissions. Nous avons donc besoin d'exprimer le champ en fonction des grandeurs présentes sur une ligne de transmission, comme la tension ou le courant. Pour faire apparaître cette grandeur dans l'expression des champs transverses, on réalise une séparation des variables. Les champs transverses dans une section du guide peuvent ainsi s'écrire comme le produit d'une fonction à dépendance longitudinale (comme la tension ou le courant) par une fonction à dépendance transverse, notée \mathbf{e}_{mn} et \mathbf{h}_{mn} . Ces dernières sont définies en m^{-1} . Les champs électriques et magnétiques transverses peuvent alors s'exprimer comme,

$$\mathbf{E}_t(x, y, z) = V(z)\mathbf{e}_{mn}(x, y) \quad (2.72a)$$

$$\mathbf{H}_t(x, y, z) = I(z)\mathbf{h}_{mn}(x, y) \quad (2.72b)$$

Les parties dépendantes de la coordonnée longitudinale du guide, notée z , sont délibérément notées $V(z)$ et $I(z)$ puisque leur dimensions sont équivalentes à celles de la tension et du courant. Puisqu'on retrouve dans les guides d'onde deux types de modes, TE et TM, on peut alors également décomposer les champs transverses comme la somme des contributions de ces deux types de modes,

$$\mathbf{E}_t(x, y, z) = \sum_{m,n} V^{TE}(z)\mathbf{e}_{mn}^{TE}(x, y) + \sum_{m,n} V^{TM}(z)\mathbf{e}_{mn}^{TM}(x, y) \quad (2.73a)$$

$$\mathbf{H}_t(x, y, z) = \sum_{m,n} I^{TE}(z)\mathbf{h}_{mn}^{TE}(x, y) + \sum_{m,n} I^{TM}(z)\mathbf{h}_{mn}^{TM}(x, y) \quad (2.73b)$$

Pour les modes TM, la composante longitudinale du champ magnétique est nulle, $H_z = 0$, ce qui implique que $\nabla \times \mathbf{E}_t = \mathbf{0}$. Les fonctions à dépendance transverse s'écrivent, en fonction du potentiel scalaire transverse noté $\phi_{mn}(x, y)$,

$$\mathbf{e}_{mn}^{TM}(x, y) = -\nabla_t \phi_{mn}(x, y) \quad (2.74a)$$

$$\mathbf{h}_{mn}^{TM}(x, y) = \mathbf{u}_z \times \mathbf{e}_{mn}^{TM}(x, y) \quad (2.74b)$$

Pour les modes TE, la composante longitudinale du champ électrique est nulle, $E_z = 0$, ce qui implique que $\nabla \times \mathbf{H}_t = \mathbf{0}$. Les fonctions à dépendance transverses s'écrivent en fonction du potentiel scalaire transverse adimensionnel noté $\psi_{mn}(x, y)$,

$$\mathbf{e}_{mn}^{TE}(x, y) = -\mathbf{u}_z \times \nabla_t \psi_{mn}(x, y) = -\mathbf{u}_z \times \mathbf{h}_{mn}^{TE} \quad (2.75a)$$

$$\mathbf{h}_{mn}^{TE}(x, y) = \mathbf{u}_z \times \mathbf{e}_{mn}^{TE}(x, y) = -\nabla_t \psi_{mn}(x, y) \quad (2.75b)$$

On donne au début du chapitre, paragraphe 2.1.4.2 l'expression des composantes longitudinales E_z et H_z en fonction de \mathbf{E}_t et \mathbf{H}_t . À partir de ces expressions, données par (2.29a) et (2.29b), des relations, (2.73), (2.74) et (2.75), on peut redéfinir les composantes longitudinales

E_z^{TM} (puisque $E_z^{\text{TE}} = 0$) et H_z^{TE} (puisque $H_z^{\text{TM}} = 0$) en fonction de $I(z)$ et $V(z)$, telles que,

$$jk\zeta E_z^{\text{TM}} = \sum_{m,n} I^{\text{TM}}(z) k_c^2 \phi_{mn} \quad (2.76a)$$

$$jk\eta H_z^{\text{TE}} = \sum_{m,n} V^{\text{TE}}(z) k_c^2 \psi_{mn} \quad (2.76b)$$

On rappelle que k_c représente le nombre d'onde de coupure du mode considéré.

Les relations précédemment établies vont nous permettre de déduire l'expression des composantes des champs électromagnétiques pour chaque mode en fonction de la tension V_{eq} ou du courant I_{eq} sur la ligne équivalente au guide. La tension équivalente sur la ligne le long de l'axe z est fournie par Yin. Son expression est rappelée par la relation (2.65). D'une manière générale, les grandeurs électriques équivalentes $V_{eq}(z_P)$ et $I_{eq}(z_P)$ peuvent s'écrire, dans le cas d'une ligne de transmission sans pertes fermée par un court-circuit et alimentée par un générateur de tension V_{source} d'impédance interne η_0 ,

$$V_{eq}(z_P) = \frac{1 - \exp(-2j\beta_{mn}d) \exp(2j\beta_{mn}z_P)}{1 + \frac{Z_1 - Z_{c_{mn}}}{Z_1 + Z_{c_{mn}}} \exp(-2j\beta_{mn}d)} \frac{Z_{c_{mn}}}{Z_{c_{mn}} + Z_1} V_{\text{source}} \frac{Z_{\text{ap}}^{\text{tot}}}{\eta_0 + Z_{\text{ap}}^{\text{tot}}} \exp(-j\beta_{mn}z_P) \quad (2.77)$$

$$I_{eq}(z_P) = \frac{1 + \exp(-2j\beta_{mn}d) \exp(2j\beta_{mn}z_P)}{1 + \frac{Z_1 - Z_{c_{mn}}}{Z_1 + Z_{c_{mn}}} \exp(-2j\beta_{mn}d)} \frac{1}{Z_{c_{mn}} + Z_1} V_{\text{source}} \frac{Z_{\text{ap}}^{\text{tot}}}{\eta_0 + Z_{\text{ap}}^{\text{tot}}} \exp(-j\beta_{mn}z_P) \quad (2.78)$$

On rappelle que Z_1 représente l'impédance équivalente au couplage onde plane-ouverture définie par la relation $Z_1 = \eta_0 Z_{\text{ap}}^{\text{tot}} / (\eta_0 + Z_{\text{ap}}^{\text{tot}})$ définie par Robinson et $Z_{\text{ap}}^{\text{tot}}$ représente l'impédance de l'ouverture définie par Yin par la relation (2.61).

Quelque soit le type de propagation ou bien la composante concernée, le champ est fonction du potentiel scalaire transverse. Il faut alors dans chaque cas résoudre l'équation aux dérivées partielles de Helmholtz dans le plan transverse qui met en jeu les potentiels scalaires.

• **Composantes des champs électromagnétiques pour les modes TM** : L'équation à résoudre dans le plan transverse est,

$$\nabla_{\text{t}}^2 \phi_{mn} + k_c^2 \phi_{mn} = 0 \quad (2.79)$$

Dans le cas des modes TM, la condition à satisfaire sur les parois du guide est $\phi_{mn} = 0$. La résolution de l'équation (2.79) conduit à

$$\phi_{mn} = C_{mn}^{\text{TM}} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad (2.80)$$

avec

$$C_{mn}^{\text{TM}} = \frac{2}{\sqrt{ab}} \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2.81)$$

D'après (2.37b) au paragraphe 2.1.4.2, qui lie les courants et tensions le long d'une ligne de transmission et (2.36), qui donne l'expression de l'impédance caractéristique des modes TM, on peut écrire, $I_{eq}^{TM}(z) = -(\jmath\omega\epsilon_0/\gamma_{mn}^2) \times dV_{eq}^{TM}(z)/dz$. En introduisant l'expression du potentiel scalaire transverse donné par, (2.80) dans la relation (2.74a), on peut en déduire les composantes du champ électrique au point d'observation $P(x_P, y_P, z_P)$,

$$E_x^{TM}(\mathbf{r}) = - \sum_{m,n} C_{mn}^{TM} \frac{m\pi}{a} V_{eq}^{TM}(z_P) \cos \frac{m\pi x_P}{a} \sin \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.82a)$$

$$E_y^{TM}(\mathbf{r}) = - \sum_{m,n} C_{mn}^{TM} \frac{n\pi}{b} V_{eq}^{TM}(z_P) \sin \frac{m\pi x_P}{a} \cos \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.82b)$$

$$E_z^{TM}(\mathbf{r}) = - \sum_{m,n} \frac{k_c^2}{\gamma_{mn}^2} C_{mn}^{TM} \frac{dV_{eq}^{TM}}{dz} \Big|_{z=z_P} \sin \frac{m\pi x_P}{a} \sin \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.82c)$$

Dans le cas où les parois métalliques du guide sont parfaitement conductrices, à savoir sans aucune pertes ($\sigma = \infty$) la constante de propagation s'écrit $\gamma_{mn}^2 = -\beta_{mn}^2$. La composante longitudinale du champ électrique vaut alors,

$$E_z^{TM}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} \frac{k_c^2}{\beta_{mn}^2} C_{mn}^{TM} \frac{dV_{eq}^{TM}}{dz} \Big|_{z=z_P} \sin \frac{m\pi x_P}{a} \sin \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.83)$$

Les composantes du champ magnétique, peuvent donc s'écrire en fonction du courant sur la ligne équivalente $I_{eq}^{TM}(z)$, comme ¹¹,

$$H_x^{TM}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} C_{mn}^{TM} \frac{n\pi}{b} I_{eq}^{TM}(z_P) \sin \frac{m\pi x_P}{a} \cos \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.84a)$$

$$H_y^{TM}(\mathbf{r}) = - \sum_{m,n} C_{mn}^{TM} \frac{m\pi}{a} I_{eq}^{TM}(z_P) \cos \frac{m\pi x_P}{a} \sin \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.84b)$$

$$H_z^{TM}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.84c)$$

• **Composantes des champs électromagnétiques pour les modes TE** : L'équation à résoudre dans le plan transverse est,

$$\nabla_{\mathbf{t}}^2 \psi_{mn} + k_c^2 \psi_{mn} = 0 \quad (2.85)$$

La condition aux limites à satisfaire porte ici sur la dérivée du potentiel scalaire transverse, tel que $\partial\psi_{mn}/\partial x = 0$ pour $x = 0$ et $x = a$, et $\partial\psi_{mn}/\partial y = 0$ pour $y = 0$ et $y = b$. La résolution de l'équation (2.85) conduit à

$$\psi_{mn} = C_{mn}^{TE} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad (2.86)$$

avec

$$C_{mn}^{TE} = \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_n}{ab}} \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2.87)$$

où ϵ_m et ϵ_n sont définis tels que, $\epsilon_m, \epsilon_n = 1$ pour $m, n = 0$ et $\epsilon_m, \epsilon_n = 2$ pour $m, n \neq 0$.

En introduisant (2.86) dans l'expression des composantes transverses du champ électrique

11. Puisque le courant et la tension sont reliés par la relation (2.32b) rappelée au paragraphe 2.1.4.2, les composantes du champ magnétique peuvent être facilement reformulées en fonction de la tension V_{eq}^{TM}

pour les modes TE, donnée par (2.73a), on peut facilement déduire les composantes du champ électrique au point d'observation $P(x_P, y_P, z_P)$,

$$E_x^{\text{TE}}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} C_{mn}^{\text{TE}} \frac{n\pi}{b} V_{eq}^{\text{TE}}(z_P) \cos \frac{m\pi x_P}{a} \sin \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.88a)$$

$$E_y^{\text{TE}}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} -C_{mn}^{\text{TE}} \frac{m\pi}{a} V_{eq}^{\text{TE}}(z_P) \sin \frac{m\pi x_P}{a} \cos \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.88b)$$

$$E_z^{\text{TE}}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.88c)$$

D'après (2.37a) et l'expression de l'impédance caractéristique des modes TE donnée par (2.35), on a $V_{eq}^{\text{TE}} = -(\mathrm{j}\omega\mu_0/\gamma_{mn}^2) \times dI_{eq}^{\text{TE}}(z)/dz$. Ainsi, en combinant les relations (2.75), (2.76b) et (2.86) les composantes du champ magnétique peuvent s'écrire,

$$H_x^{\text{TE}}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} C_{mn}^{\text{TE}} \frac{m\pi}{a} I_{eq}^{\text{TE}}(z_P) \sin \frac{m\pi x_P}{a} \cos \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.89a)$$

$$H_y^{\text{TE}}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} C_{mn}^{\text{TE}} \frac{n\pi}{b} I_{eq}^{\text{TE}}(z_P) \cos \frac{m\pi x_P}{a} \sin \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.89b)$$

$$H_z^{\text{TE}}(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} C_{mn}^{\text{TE}} \frac{k_c^2}{\gamma_{mn}^2} \frac{dI_{eq}^{\text{TE}}}{dz} \bigg|_{z=z_P} \cos \frac{m\pi x_P}{a} \cos \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.89c)$$

Dans le cas d'une ligne de transmission sans pertes, et de ce fait d'un guide aux parois parfaitement conductrices, la relation (2.89c) devient,

$$H_z^{\text{TE}}(\mathbf{r}) = - \sum_{m,n} C_{mn}^{\text{TE}} \frac{k_c^2}{\beta_{mn}^2} \frac{dI_{eq}^{\text{TE}}}{dz} \bigg|_{z=z_P} \cos \frac{m\pi x_P}{a} \cos \frac{n\pi y_P}{b} \quad (2.90)$$

• **Champ totaux et Efficacité de blindage** : Les composantes, notées $u = \{x, y, z\}$, des champs magnétique et électrique totaux sont obtenus au point P défini par $\mathbf{r}(x_P, y_P, z_P)$ en sommant la contribution de chaque type de mode de propagation. Ainsi,

$$E_u(\mathbf{r}) = E_u^{\text{TE}}(\mathbf{r}) + E_u^{\text{TM}}(\mathbf{r}) \quad (2.91)$$

$$H_u(\mathbf{r}) = H_u^{\text{TE}}(\mathbf{r}) + H_u^{\text{TM}}(\mathbf{r}) \quad (2.92)$$

$$(2.93)$$

La valeur du champ total, qu'il soit magnétique ou électrique, est donnée par la somme quadratique des trois composantes,

$$E_{\text{tot}}(\mathbf{r}) = \sqrt{|E_x(\mathbf{r})|^2 + |E_y(\mathbf{r})|^2 + |E_z(\mathbf{r})|^2} \quad (2.94)$$

$$H_{\text{tot}}(\mathbf{r}) = \sqrt{|H_x(\mathbf{r})|^2 + |H_y(\mathbf{r})|^2 + |H_z(\mathbf{r})|^2} \quad (2.95)$$

Les efficacités de blindage électrique et magnétique, définies plus haut comme le rapport du

champ électrique ou magnétique en l'absence et en présence du blindage, s'écrivent comme,

$$SE_E(\mathbf{r}) = -20 \log \frac{E_{\text{tot}}(\mathbf{r})}{E_{\text{tot}}^{\text{inc}}(\mathbf{r})} \quad (2.96)$$

$$SE_H(\mathbf{r}) = -20 \log \frac{H_{\text{tot}}(\mathbf{r})}{H_{\text{inc}}^{\text{tot}}(\mathbf{r})} \quad (2.97)$$

Rappelons que l'agression considérée ici est une onde plane polarisée verticalement. Ainsi la seule composante du champ électrique incident est E_y^{inc} . Puisque les autres composantes sont nulles, l'efficacité de blindage électrique peut s'écrire,

$$SE_E(\mathbf{r}) = -20 \log \frac{E_{\text{tot}}(\mathbf{r})}{E_y^{\text{inc}}(\mathbf{r})} \quad (2.98)$$

- **Comparaison avec le modèle de Yin :**

Dans une première configuration, on considère la même cavité qu'au paragraphe précédent, de dimensions $30 \times 12 \times 26$ cm, contenant une grille de ventilation centrée de 4×4 ouvertures carrées, de dimensions identiques, à savoir 2×2 cm et espacées suivant les axes x et y de 2 mm sur sa face avant. Les coordonnées du point d'observation sont (15;6;21,5) cm. Nous avons observé lors de comparaisons entre le modèle de Yin et CST studio suite, notre référence numérique, quelques différences autour de 2,1 GHz (voir figures 2.15 et 2.16 dans la section précédente). Les résultats obtenus par le modèle de Yin, la reformulation proposée dans ce paragraphe et le logiciel commercial CST studio suite sont donnés figure 2.19.

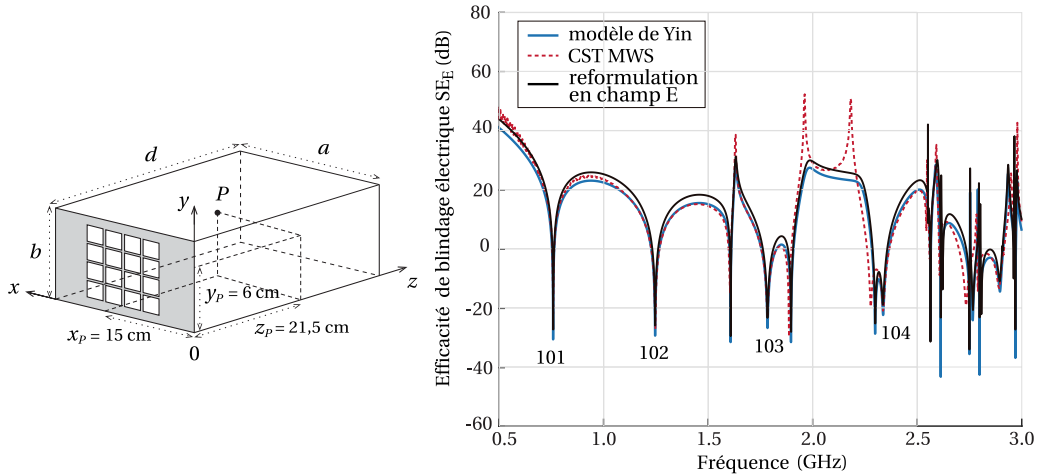


FIGURE 2.17 – Efficacité de blindage électrique d'une enceinte munie d'une grille de ventilation 4×4 calculée via les modèles de Yin et la version reformulée du modèle en champ électrique.

La reformulation du modèle présente des résultats similaires à ceux du modèle de Yin, seule

sa formulation est relativement différente. Les deux versions du modèles ne tiennent pas compte les couplages (et la rétroaction) qui peuvent exister entre les ouvertures. Or, dans cette configuration, ces ouvertures sont relativement proches, ce qui pourrait expliquer les écarts d'amplitude obtenus autour de la fréquence 2,1 GHz. On peut alors considérer ici que les différences obtenues sont dues au modèle d'ouverture (qui est identique pour les deux formulations, celle de Yin et la reformulation proposée dans ces travaux) et non à l'implémentation des modèles circuits. D'autre part, sur toute la bande de fréquence, les deux formulations présentent des écarts d'amplitudes de quelques dB, chacune étant plus performante que l'autre sur des bandes de fréquences différentes. On se propose alors d'étudier dans une autre configuration les performances des deux méthodes via un comparateur de données.

Dans cette seconde configuration, les dimensions de la cavité restent inchangées. La paroi frontale de l'enceinte contient ici une grille de ventilation centrée composée de 3×3 ouvertures carrées de dimensions 2×2 cm espacées de 7 mm dans chaque directions. Les ouvertures sont choisies ici moins proches que dans la configuration précédente afin de limiter les erreurs liées au couplage entre les ouvertures. La figure 2.18 montre les efficacités de blindage calculées via le modèle de Yin et la reformulation du modèle en champ électrique. On donne également figure 2.19, une évaluation des deux modèles par rapport aux résultats issus du logiciel commercial CST studio suite par la méthode FSV. C'est une des méthodes disponibles pour comparer deux résultats. Celle-ci permet de quantifier les différences entre deux courbes, et classe ces écarts en six catégories, Excellent, Very Good, Good, Fair, Poor et Very Poor. Pour des raisons pratiques, nous avons conservé l'appellation anglosaxone des catégories. La méthode FSV est une des méthodes permettant non seulement de comparer les amplitudes de deux résultats mais aussi de comparer les variations en fréquences de ces résultats (au travers de dérivées première et seconde). Ainsi elle fournit trois histogrammes, un caractérisant l'aspect amplitude noté ADM, un caractérisant les aspects amplitude et variation fréquentielle noté FDM, et un global, équivalent à la somme des deux autres.

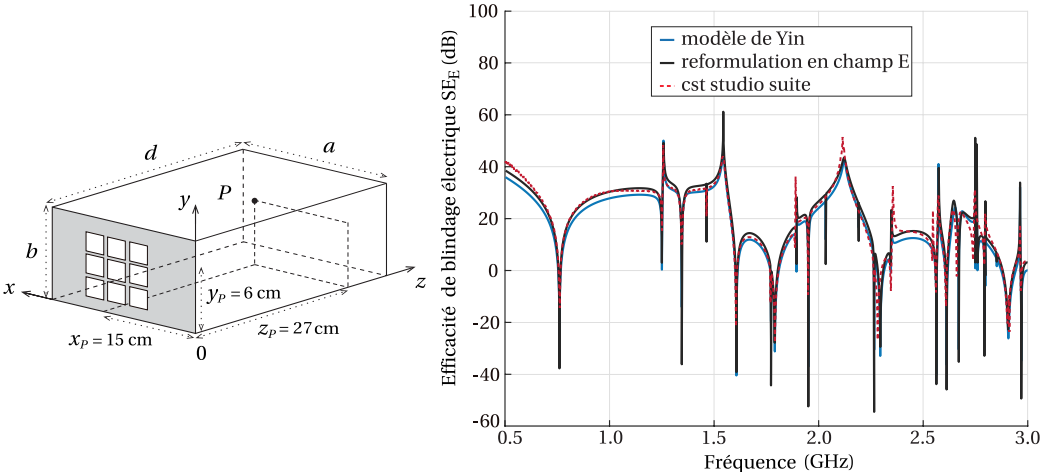


FIGURE 2.18 – Efficacité de blindage électrique d'une enceinte munie d'une grille de ventilation 3×3 calculée via les modèles de Yin et la version reformulée du modèle en champ électrique.

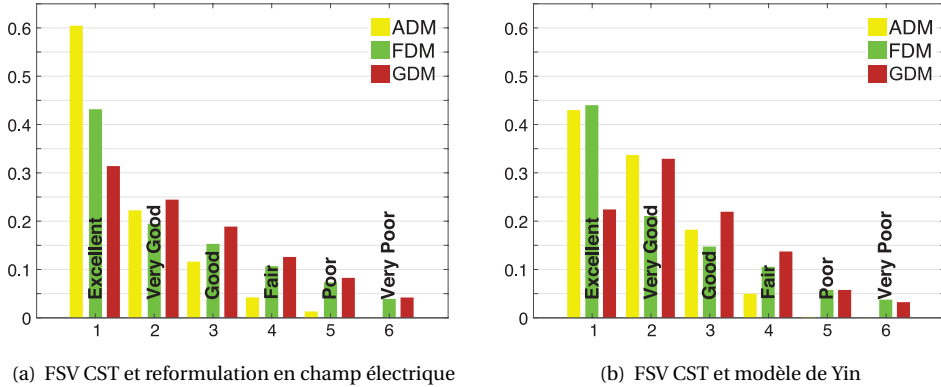


FIGURE 2.19 – Histogrammes de confiance obtenus par évaluation FSV pour (a) la reformulation du modèle en champ électrique et (b) le modèle de Yin dans la configuration de la figure 2.18

Les résultats obtenus par les deux versions du modèle sont cohérents avec ceux fournis par le logiciel commercial CST MWS. L'évaluation en amplitude par la FSV (notée ADM sur la figure) montre que la reformulation est plus précise de 17% dans la catégorie « Excellent ». L'évaluation globale (notée GDM) montre que la reformulation du modèle donne, pour cette configuration de meilleurs résultats dans la catégorie « excellent ». Cependant, pour chacun des modèles la somme des pourcentages des trois premières catégories est identique et correspond à 76%. En conclusion, les formulations sont équivalentes lorsqu'on s'intéresse à l'efficacité de blindage de la cavité électromagnétique perforée. Néanmoins les paramètres qui permettent d'accéder au SE ne sont pas décrits de la même manière. Le modèle de Yin s'appuie sur une formulation purement mathématique alors que notre reformulation sur une version plus physique du problème. D'autre part, Yin néglige certains modes de propagation, les modes TE_{0m} . En effet, la relation (2.66a), donnant l'expression analytique de la tension V_{px}^{TE} , est vraie si et seulement si $m \neq 0$. Dans notre formulation l'existence de ces modes n'est pas négligée. La prise en compte de ces modes explique les différences d'amplitude entre les courbes obtenues par chacun des modèles.

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le problème d'une cavité électromagnétique perforée agressée par une onde plane par son comportement purement électrique. La cavité est alors assimilée à une longueur de guide d'onde creux à section rectangulaire fermé par des parois métalliques parfaitement conductrices. Le guide court-circuité est modélisé par une ligne de transmission. Pour tenir compte de l'agression, la ligne est alimentée par un générateur de tension et son impédance interne égale à l'impédance du vide. L'ouverture est quant à elle modélisée dans l'approche circuit par une ligne de transmission coplanaire. Sa présence est caractérisée par une impédance équivalente. Nous avons analysé deux modèles ILCM connus, le modèle de Robinson, et le modèle de Yin. Le premier modèle étudié, celui de Robinson, comporte plusieurs restrictions contraignantes. Celles-ci concernent surtout la position de l'ouverture et la largeur du spectre en fréquence. Dans sa formulation l'ouverture est considérée centrée sur la paroi frontale de cavité ce qui n'est pas toujours le cas pour des enceintes de blindages réelles. Aussi, son approche

est limitée aux fréquences proches de la première fréquence de coupure du mode fondamental, puisque c'est le seul mode de propagation qu'il modélise. Afin de supprimer ces limitations Yin propose dans son modèle des techniques pour améliorer ces aspects. La prédiction d'efficacité de blindage par sa formulation fournit des résultats très cohérent avec ceux issus d'un logiciel commercial. Le modèle est rapide, précis, fidèle au comportement de la cavité et performant sur une large bande de fréquence. Cependant, il ne permet pas l'évaluation directe de la distribution du champ électrique (et magnétique) dans la cavité. Son approche est surtout mathématique. C'est pourquoi nous avons reformulé certains aspects de son modèle. Notre approche permet d'estimer le champ électromagnétique induit en un point de la cavité. Nous avons également proposé une définition du générateur de tension équivalent à l'onde plane excitatrice en fonction de l'amplitude de cette onde. De cette manière, il est possible d'évaluer le couplage avec un équipement placé à l'intérieur de la cavité. Puisque le modèle circuit s'appuie sur la théorie des lignes de transmission, la suite de ces travaux porte sur le couplage avec une ligne de transmission placée dans la cavité électromagnétique.

CHAPITRE 3

Modélisation du couplage avec une ligne de transmission

La rapidité et la simplicité de l'implémentation du calcul sont les avantages majeurs des modèles ILCM. Grâce à leur aspect circuit, ils présentent un grand intérêt pour l'étude du couplage électromagnétique avec une structure filaire placée à l'intérieur de boîtiers de blindage.

Comme rappelé au chapitre précédent, le circuit équivalent est constitué en partie de lignes de transmission et donc basé sur la théorie des lignes. Ainsi, l'étude présentée dans ce chapitre consiste à évaluer le couplage entre le champ électromagnétique extérieur et une ligne de transmission placée dans la cavité. Nous ferons une description détaillée de la méthodologie développée pour la modélisation de ce couplage. Les résultats obtenus seront validés par comparaison avec ceux issus d'une méthode numérique 3D (à l'aide d'un logiciel commercial) mais également par comparaison avec des résultats expérimentaux.

3.1	Préambule	76
3.2	Introduction	76
3.3	Méthodologie	78
3.3.1	Technique de modélisation	78
3.3.2	Choix du modèle de couplage	81
3.3.3	Modèle analytique	82
3.3.3.1	Expression du courant induit	82
3.3.3.2	Application à deux modèles ILCM	89
3.4	Validation numérique et discussion	92
3.4.1	Ouvertures électriquement larges	93
3.4.2	Configurations d'ouvertures multiples	95
3.4.3	Conclusions	98
3.5	Validation expérimentale	99
3.5.1	Cas d'une ligne inclinée	99
3.5.2	Présentation du dispositif expérimental	101
3.5.3	Résultats et discussion	104
3.6	Conclusion	107

3.1 Préambule

Dans l'intégralité de ce manuscrit, les modèles développés sont confrontés à la même référence. Nous choisissons **le logiciel commercial CST studio suite®**. C'est un outil spécialisé dans l'analyse et la conception de systèmes électromagnétiques. Le logiciel intègre plusieurs modules dont un module de simulation 3D, le module Microwave (MWS). Celui-ci contient plusieurs solveurs de simulation électromagnétiques utilisant des méthodes telles que la méthode des éléments finis (FEM), la technique d'intégration finie (FIT) et la méthode transmission line matrix (TLM), qui représentent les solveurs polyvalents les plus puissants pour les tâches de simulation haute fréquence. Des solveurs supplémentaires pour des applications spécialisées telles que des structures électriquement grandes ou très résonantes complètent les solveurs à usage général. Nous avons donc le choix entre quatre familles de solveurs, les solveurs temporels, les solveurs fréquentiels, le solveur d'équations intégrales et le solveur de modes propres.

Le solveur d'équations intégrales présente un intérêt particulier pour les modélisations de structures de grande taille. Or, nous nous intéressons à des dispositifs de protection de dimensions proche de la plus petite longueur d'onde. Le solveur de modes propres permet quant à lui le calcul des fréquences de modes propres d'une structure résonante lorsqu'aucune excitation n'est appliquée, ce qui ne correspond pas à notre problématique. Le plus flexible est le **solveur temporel** puisqu'il peut fournir le **comportement fréquentiel de la structure sur une large bande de fréquences par une seule et unique simulation**, contrairement au solveur fréquentiel où le calcul des données de sortie est réitéré pour chaque fréquence. De plus certains outils, mentionnés au premier chapitre de ce manuscrit, comme la technique d'extrapolation ou la technique des pertes simulées (applicable en temporel et en fréquentiel) permettent de réduire les durées de simulation dans le domaine temporel. Ainsi, chaque amélioration du modèle circuit proposé sera validée par confrontation aux résultats numériques issus de CST.

Nous utiliserons le module Microwave (MWS) et le solveur temporel, pour les raisons exposées plus haut. Le solveur temporel s'appuie sur deux méthodes de résolution, la méthode FIT et la méthode TLM. Cette dernière est particulièrement adaptée à la modélisation de fentes minces puisqu'elle fait appel à un modèle d'ouverture. De ce fait, la fente n'est pas maillée et le nombre total de maille est plus faible qu'avec la méthode FIT. Prenons l'exemple d'un boîtier de dimensions $30 \times 12 \times 26$ cm qui contient une fente mince de dimensions $10 \times 0,5$ cm. La structure comporte 223146 mailles par la méthode TLM et 229632 mailles par la méthode FIT. Cependant la résolution via TLM sur une bande de fréquence aussi large est plus longue. La simulation brute de la structure (sans plan de symétrie ni autre méthode pour réduire le temps de calcul) a duré 53 heures et 52 minutes par TLM et 39 heures et 10 minutes par FIT, et ce malgré l'utilisation d'un modèle d'ouverture. D'autre part, la résolution par la méthode FIT est plus adaptée à la modélisation d'ouvertures de grandes dimensions (à savoir dont la hauteur est importante), ce qui correspond le plus souvent à nos configurations. C'est pourquoi nous utiliserons principalement le solveur temporel de CST MWS et la résolution par la méthode FIT.

3.2 Introduction

La plupart des modèles ILCM se focalisent sur des cavités électromagnétiques vides. Or, le blindage a pour but de protéger un équipement. Par équipement, on entend tout appareil ou ob-

jet dont le comportement peut être perturbé et modifié par couplage électromagnétique, comme un circuit imprimé (PCB), une antenne ou bien un câble. Puisque les modèles de type circuit sont en partie basés sur la théorie des lignes de transmission, nous nous intéressons naturellement dans ce chapitre, à une cavité électromagnétique protégeant une ligne de transmission victime. La cavité est illuminée par une onde plane. La perturbation pénètre à l'intérieur de la cavité par une (ou plusieurs) ouverture(s) présente sur la paroi frontale de l'enceinte.

À notre connaissance, les approches analytiques, et spécifiquement les modèles ILCM de type circuit¹, qui évaluent le couplage avec une ligne de transmission, ne sont pas nombreuses et considèrent généralement des cavités fermées excitées par une source interne. C'est le cas dans les travaux de A. Boutar [15]. Un dipôle électrique excite la cavité électromagnétique. L'auteur évalue le courant induit à l'extrémité d'une ligne de transmission via une formulation basée sur les fonctions de Green de la cavité. Son modèle analytique est très efficace et fournit des résultats très cohérents avec la simulation numérique full-wave. Dans l'article de G. Spadicini [138], la source de perturbation est également interne à la cavité. Il considère deux dipôles Hertiens placés de part et d'autre d'une ligne de transmission dans une cavité électromagnétique. Dans les articles de R. Rambousky [119] et de T. Tkachenko [147] la ligne traverse la cavité de part en part et relie deux parois opposées de la cavité électromagnétique. Dans l'article de Tkachenko le fil conducteur est alimenté par une source localisée. La source est donc externe à l'enceinte mais la perturbation pénètre dans l'enceinte par la ligne de transmission. Dans l'article de Rambousky, deux types d'excitation sont considérés, à savoir une antenne placée à l'intérieur de la cavité, puis une onde plane extérieure qui pénètre dans la cavité à travers une ouverture circulaire. Dans les deux cas, il tente de tenir compte des effets de rayonnement de la ligne de transmission. La comparaison des résultats obtenus analytiquement pour la première configuration avec ceux issus de la simulation numérique montre un bon accord. Cependant, pour la seconde configuration, l'auteur ne présente pas de comparaison avec les résultats d'un code numérique. Il compare son modèle à deux méthodes de calcul classiques dans le cas où le rayonnement de la ligne est négligé. Il montre ainsi, pour sa configuration, l'impact des résonances de la cavité sur le couplage avec le conducteur. En 2001, Dawson [32] propose une approche combinant un modèle d'ouverture et un modèle circuit permettant d'évaluer les modes d'un guide d'onde contenant un (ou plusieurs) appareil(s) électronique(s). Il base son approche sur les travaux de Robinson [122] et ajoute la prise en compte de couplages avec des équipements internes grâce à une approche développée par T. Konefal. Ce dernier expose dans son article [68] une méthode analytique pour inclure dans la modélisation d'une enceinte fermée, un modèle équivalent de PCB, représenté par une impédance équivalente mesurée au préalable. Dawson combine alors les travaux de Robinson à ceux de Konefal. Cependant, puisque la technique est fondée sur l'approche de Robinson, elle présente les mêmes limitations, dont la plus importante est liée à la plage de fréquence. Celle-ci s'étend des basses fréquences jusqu'aux alentours de la seconde fréquence de résonance, seulement si les dimensions de la cavité respectent $b < d$. Dans ce cas, le mode fondamental est

1. On rappelle que les modèles ILCM et les modèles de type circuit ne font pas rigoureusement référence aux mêmes types de modèles, mais nous ne faisons pas la différence ici.

[15] **Boutar, A.** et al. « An Efficient Analytical Method for Electromagnetic Field to Transmission Line Coupling Into a Rectangular Enclosure Excited by an Internal Source ».

[138] **Spadicini, G.** et al. « Closed-Form Transmission Line Model for Radiated Susceptibility in Metallic Enclosures ».

[119] **Rambousky, R.** et al. « Calculation of currents induced in a long TL placed symmetrically inside a rect. cavity ».

[147] **Tkachenko, S. V.** et al. « EM Field Coupling to a Thin Wire Located Symmetrically Inside a Rect. Enclosure ».

[32] **Dawson, J. F.** et al. « Intermediate level tools for Emissions and Immunity ».

[122] **Robinson, M. P.** et al. « Analytical formulation for the SE of enclosures with apertures ».

[68] **Konefal, T.** et al. « Electromagnetic field predictions inside screened enclosures containing radiators ».

un mode TE, le plus souvent TE_{10} (pour le guide, il correspond au mode TE_{101} dans la cavité électromagnétique). Dans le cas contraire, à savoir lorsque $b > d$, le premier mode qui se propage dans le guide équivalent est un mode TM que le modèle de Dawson est incapable de prédire. En 2017, Hao utilise dans deux de ses articles, [53] et [52] (dont le second constitue une amélioration du premier) une méthode analytique basée sur les fonctions de Green. La modélisation est décrite en deux étapes. La première consiste à relever le champ électromagnétique à l'emplacement de la ligne grâce à la combinaison des fonctions de Green dyadiques de l'enceinte et des impédances de transfert des différentes ouvertures permettant la pénétration de l'onde plane. Dans la seconde étape il considère une ligne de transmission à deux conducteurs en espace libre illuminée par le champ électromagnétique relevé dans la cavité. Le principal avantage de son modèle, en plus d'être analytique, est la diversité des configurations qu'il peut modéliser, comme les ouvertures chargées sur différentes faces de l'enceinte mais aussi les enceintes multiples. Son modèle est très performant et donne une évaluation très précise du courant induit sur la ligne. Le modèle est également réversible et peut aussi bien évaluer le courant sur une ligne de transmission placée à l'intérieur de la cavité excitée par une source externe ou bien à l'extérieur de la cavité excitée par une source interne, comme un dipôle électrique. Néanmoins et malgré ces atouts, la formulation est principalement mathématique. La démonstration est complexe et nécessite de connaître l'impédance de transfert de l'ouverture. Aussi, il est difficile de représenter le modèle de manière simplifiée. Il ne s'agit donc pas ici d'une approche circuit mais d'une approche combinant un développement mathématique prépondérant et une technique circuit (pour la partie couplage avec la ligne de transmission).

Dans les travaux répertoriés, deux configurations sont souvent analysées : le cas d'une ligne agressée par une source interne à l'enceinte de blindage et le cas d'une ligne placée dans une cavité agressée par une source externe au blindage. Le premier cas est pertinent pour la description des interactions au sein d'un système, si un rayonnement interne non désiré se couple sur la ligne. Le second cas est encore plus général, il décrit l'effet du couplage entre une source externe et le fil conducteur victime. Le champ externe provoque l'apparition d'un courant parasite au niveau des charges aux extrémités de la ligne. C'est exactement le type de perturbation que nous évaluons dans ce chapitre. Notre objectif est de soulever certaines limites des modèles susmentionnés et proposer une approche simple, rapide et précise sur une large bande de fréquence.

3.3 Méthodologie

3.3.1 Technique de modélisation

Les modèles ILCM trouvent leurs fondements dans la théorie des lignes. Il apparaît donc naturel de modéliser par cette approche circuit, le couplage avec une ligne de transmission. Considérons une cavité électromagnétique aux parois parfaitement conductrices de dimensions $a \times b \times d$ munie d'une (ou plusieurs) ouverture(s) sur sa paroi frontale. Le système est illuminé par une onde plane d'incidence normale et polarisée verticalement. Une ligne de transmission sans pertes, de longueur L et de rayon r est placée à l'intérieur de la cavité électromagnétique le long de l'axe y sur la paroi opposée à l'ouverture, comme illustré figure 3.1. La distance qui sépare la

[53] Hao, J. et al. « Analytical method for load response of a transmission line in a double-enclosure with multiple covered apertures ».

[52] Hao, J. et al. « Analytical Formulation for Electromagnetic Leakage Field to Transmission Line Coupling through Covered Apertures of Multiple Enclosures ».

ligne de cette paroi est notée h . La pénétration du champ externe se fait au travers de l'ouverture. La ligne victime est donc agressée par un champ non uniforme dépendant des résonances de la cavité électromagnétique. L'objectif est d'évaluer le courant parasite induit à l'extrémité y_L de

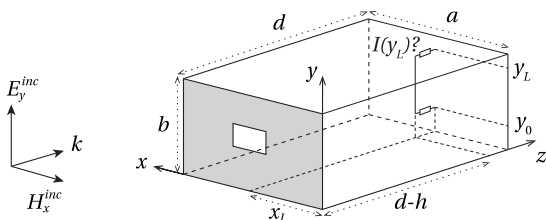


FIGURE 3.1 – Schématisation du problème global

et Z_0 est très similaire sur la bande de fréquence lorsque les valeurs de ces charges sont proches. Ce sera le cas dans chacune de nos configurations, où dans l'idéal les charges seront égales à l'impédance caractéristique de la ligne victime. La figure suivante montre les courants induits parasites aux extrémités de la ligne de transmission victime, dont les charges sont égales à l'impédance caractéristique, calculés par le logiciel CST studio suite pour une enceinte de dimensions $30 \times 12 \times 26$ cm contenant une ouverture rectangulaire centrée de dimensions 4×2 sur sa paroi frontale, comme le montre la figure 3.1.

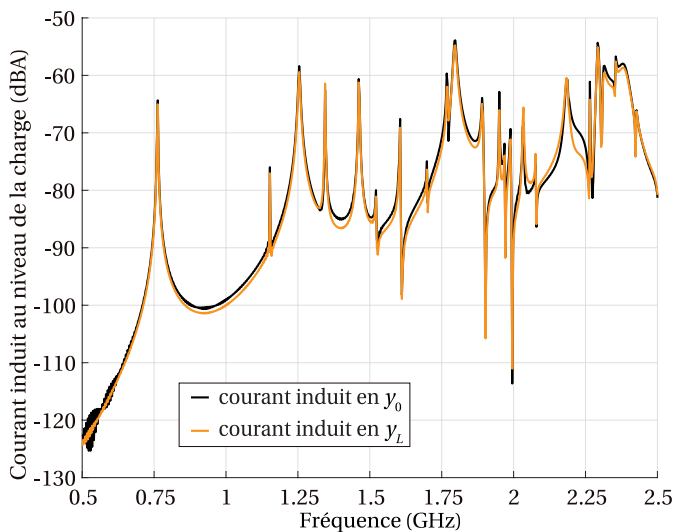


FIGURE 3.2 – Courants induits aux extrémités y_0 et y_L pour une configuration où $Z_L \approx Z_0 \approx Z_c$.

La figure 3.2 illustre parfaitement ce propos. En effet les deux courbes, correspondant chacune au courant à une extrémité de la ligne, sont presque confondues sur la totalité de la plage de fréquence, puisqu'il s'agit finalement d'une symétrie. En conséquence, il n'est pas nécessaire de calculer les deux grandeurs électriques puisque leur distribution est relativement identique. Néanmoins, nous verrons lors de la description mathématique de la méthodologie qu'elle est très facilement modifiable. Il est donc parfaitement possible d'évaluer le courant en y_0 . Il est

aussi possible d'estimer de la même manière les tensions parasites aux extrémités sans difficultés. Nous avons choisi d'analyser seulement le courant au niveau de Z_L par simplicité, puisque, dans la plupart de nos simulations les charges sont soit égales à l'impédance caractéristique Z_c de la ligne soit de valeurs différentes mais proches et dans l'ordre de grandeur de Z_c . Ceci limite les réflexions multiples sur la ligne victime, et les annule lorsque $Z_L = Z_0 = Z_c$ (la ligne est dite adaptée). Nous faisons ce choix afin de limiter l'impact de la ligne de transmission sur la distribution du champ électromagnétique dans la cavité.

Un des avantages des approches circuit est de traiter chaque partie du problème séparément. Ils sont ensuite reliés entre eux dans un système global. Pour ce type de problème, et ainsi conserver une résolution globale, il faudrait prendre en compte la rétroaction de la ligne sur la distribution du champ électromagnétique dans la cavité, ce qui nécessiterait de redémontrer les expressions des composantes des champs électriques et magnétiques dans la cavité. On choisit alors une configuration dans laquelle la ligne a peu d'influence sur le comportement de la cavité. Cette hypothèse nous permet de séparer le problème de couplage en deux sous ensembles pouvant être résolus indépendamment. Le premier sous-ensemble contient seulement la cavité électromagnétique excitée par la source externe, ici une onde plane. Le deuxième sous-ensemble contient la ligne de transmission victime agressée par un champ électromagnétique non uniforme, à savoir le champ généré dans la cavité électromagnétique. De ces sous-ensembles résultent donc deux étapes (ou phases) de modélisation présentées figure 3.3.

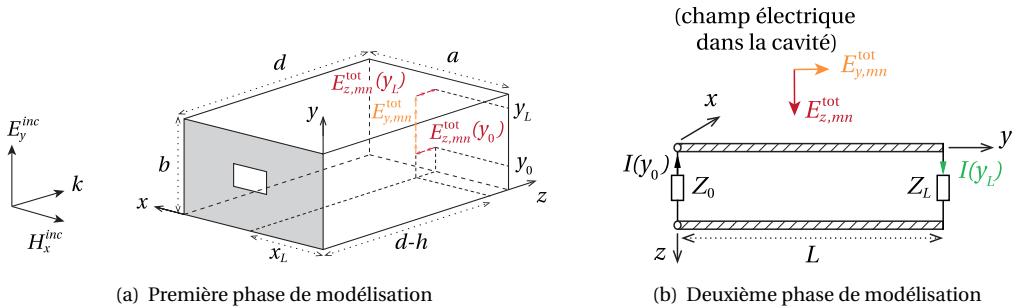


FIGURE 3.3 – Technique de modélisation en deux phases.

Le modèle de couplage étant unidirectionnel (l'influence de la ligne est limitée par le choix des valeurs de charges aux extrémités), le calcul est mené en deux phases successives :

- **Première phase** : La première phase consiste à calculer les champs électromagnétiques dans la cavité à l'emplacement de la ligne de transmission comme le montre la figure 3.3(a). Ce sont les modèles ILCM qui fournissent les expressions analytiques de $E_{y,mn}^{\text{tot}}$ et $E_{z,mn}^{\text{tot}}$ (qui sont respectivement les composantes tangentielles à la ligne et aux brins verticaux qui relient la ligne à la paroi de l'enceinte).
- **Deuxième phase** : Dans la seconde phase, les champs internes calculés en l'absence de la ligne deviennent alors source de perturbation dans un modèle de couplage champ-fil classique où l'agression externe est représentée au moyen de sources équivalentes de tension et de courant. Cette deuxième phase est illustrée figure 3.3(b). On considère la ligne reliée à un conducteur de référence, il n'est pas question ici de plan de masse malgré le fait que la

ligne soit au dessus d'une paroi. Le champ réfléchi par la paroi est pris en compte durant la première phase lors de l'évaluation du champ électrique dans la cavité électromagnétique, ce qui constitue une première approximation.

Un grand nombre de modèles permettant le calcul de la réponse d'une ligne agressée par une source électromagnétique externe est à notre disposition aujourd'hui. Cependant, nous n'en ferons pas l'inventaire. Nous choisirons parmi les plus populaires (et bien sur les plus efficaces) celui qui répondra au mieux à nos besoins. Le modèle de couplage champ-fil doit nous permettre d'évaluer le couplage total entre l'onde excitatrice et la ligne de transmission, tenant compte de ce fait du couplage total avec les brins verticaux.

3.3.2 Choix du modèle de couplage

On dénombre trois modèles classiques (et couramment employés) pour l'évaluation du champ électromagnétique sur une ligne de transmission : le modèle de C. D. Taylor [144] développé en 1965, le modèle de Ashok K. Agrawal [1] développé en 1980 et le modèle de Farhad Rachidi [118] développé en 1993. Ces trois propositions sont relativement équivalentes puisque dans chaque formulation, la ligne est sectionnée en cellules (ou tronçons de ligne). Cette division est nécessaire en hautes fréquences où la longueur d'onde minimale est faible. Ainsi, la ligne doit être considérée comme une suite de cellules suffisamment courtes, équivalentes à $\lambda/10$, de sorte que le champ soit uniforme le long de chaque cellule.

Dans le cas du modèle de Taylor la source externe est modélisée par deux générateurs équivalents, à savoir un générateur de tension et un générateur de courant. On les détermine respectivement en fonction des composantes électriques et magnétiques du champ excitateur. Le modèle D'Agrawal décrit l'agression par des générateurs de tensions dépendant seulement du champ électrique excitateur. Comme pour le modèle d'Agrawal, celui de Rachidi ne fait intervenir qu'un seul terme source, le champ magnétique excitateur. Les deux dernières propositions, bien que relativement efficaces décrivent les tensions et courants diffractés. Agrawal néglige dans son approche une partie du champ incident en supprimant l'un des termes sources faisant intervenir la composante transverse à la ligne du champ électrique. Une partie du couplage qui se produit au niveau des extrémités de la ligne (ou brins verticaux) n'est pas prise en compte dans sa formulation, puisqu'il fait l'hypothèse que sa valeur est trop faible pour avoir un impact sur la tension diffractée résultante dans les conditions de son étude. C'est aussi le cas dans le modèle de Rachidi mais en terme de champs magnétiques. Dans nos configuration la ligne est espacée de la paroi d'une hauteur h , qui, pour respecter les limites de la théorie des lignes doit satisfaire la condition $h < \lambda/10$. Cependant, lorsqu'on se rapproche des parois de la cavité, le champ est plus faible et plus difficile à évaluer. Ainsi notre ligne victime est placée le plus loin possible de cette paroi. De ce fait, les brins verticaux, peuvent, dans certains cas, jouer un rôle important dans le couplage total. Pour cette raison nous n'utiliserons pas les modèles de Rachidi et d'Agrawal, puisque le modèle de Taylor est le seul modèle qui permet la prise en compte du couplage total avec les brins verticaux. Pour cette raison, nous traiterons le couplage de l'onde électromagnétique incidente non uniforme avec la structure filaire à partir du modèle de Taylor.

[144] Taylor, C. D. et al. « The response of a terminated two-wire TL excited by a nonuniform EM field ».

[1] Agrawal, A. K. et al. « Transient response of multiconductor TLs excited by a nonuniform EM field ».

[118] Rachidi, F. « Formulation of the field-to-TL coupling equations in terms of magnetic excitation field ».

Remarque : Le modèle de Taylor traduit l'agression extérieure par un générateur de tension et un générateur de courant, évalués au moyen du champ électrique et du champ magnétique. La figure 3.3 montre que le modèle ne fait apparaître que les composantes du champ électrique. Il est en effet très simple d'exprimer le champ magnétique en fonction du champ électrique grâce aux équations de Maxwell.

3.3.3 Modèle analytique

3.3.3.1 Expression du courant induit

Un moyen de quantifier le couplage entre le champ non-uniforme présent dans la cavité et la structure filaire est d'évaluer le courant (ou la tension) parasite induite à une extrémité de la ligne de transmission. Classiquement, les équations de la TLT permettent de décrire l'évolution de la tension et du courant sur une ligne électrique en fonction de la distance suivant y et, dans le domaine fréquentiel, à la pulsation ω .

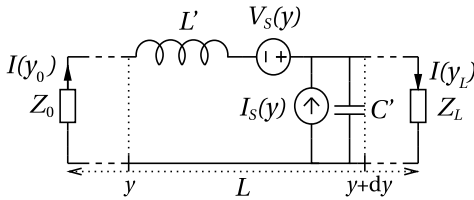


FIGURE 3.4 – Représentation schématique d'un tronçon de ligne de transmission agressée par une onde électromagnétique non uniforme.

sans pertes) et sont définies définis dans ce cas, tels que,

$$C' = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{2h}{r}\right)}, \quad L' = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{2h}{r}\right) \quad (3.2)$$

où r représente le rayon de la ligne et h sa hauteur à la paroi.

Les termes sources s'expriment, dans le modèle de Taylor, en fonction des composantes électriques et magnétiques du champ présent dans la cavité. Dans notre système de coordonnées, ces sources équivalentes s'écrivent,

$$V_S(y) = j\omega \int_d^{d-h} B_{x,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, z) dz \quad (3.3)$$

$$I_S(y) = -Y' \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, z) dz \quad (3.4)$$

avec Y' l'admittance linéique de la ligne sans pertes égale à $Y' = j\omega C'$. Les champs $B_{x,mn}^{\text{tot}}$, $E_{z,mn}^{\text{tot}}$ dépendent des modes de la cavité, c'est pourquoi ils sont indicés par la notation mn .

2. Afin d'éviter des confusions dans les notations les paramètres linéiques sont notés C' et L' , puisque le paramètre L est déjà utilisé pour représenter la longueur de la ligne.

Le couplage est traduit par l'ajout en second membre, des sources de tension $V_S(y)$ et de courant $I_S(y)$ équivalentes à la perturbation extérieure sur chaque tronçon de la ligne tel que,

$$\begin{cases} \frac{dV(y)}{dy} + j\omega L' = V_S(y) \\ \frac{dI(y)}{dy} + j\omega C' = I_S(y) \end{cases} \quad (3.1)$$

où la capacité C' et l'inductance L' sont les paramètres linéiques² de la ligne victime (considérée

Remarque : Dans ces expressions, les champs sont considérés comme totaux. D'autre part, seule la coordonnée suivant x est fixe. Ainsi, pour ne pas surcharger les notations, dans la suite l'exposant « tot », l'indice mn et les coordonnées sont retirées. Elles seront réintroduites lorsqu'elles auront une importance pour la compréhension du calcul. Dans toute la suite, jusqu'à leur réinsertion, toutes les composantes sont définies en (x_L, y, z) , où y et z sont des variables.

Les variations des champs électrique et magnétique sont liées par les équations de Maxwell. Il est donc possible de représenter l'onde perturbatrice par un seul de ces champs, le champ électrique. Reprenons l'équation de Maxwell-Faraday, $\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -j\omega \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega)$. On considère une onde électromagnétique non uniforme dont les composantes électriques et magnétiques sont définies telles que, $\mathbf{E}(E_x, E_y, E_z)$ et $\mathbf{B}(B_x, B_y, B_z)$. Il suffit alors d'introduire ces expressions dans la relation de Maxwell-Faraday pour en tirer l'expression de B_x en champ électrique, à savoir, $-j\omega B_x = \partial E_z / \partial y - \partial E_y / \partial z$, ce qui nous permet de redéfinir la source de tension comme,

$$V_S(y) = \int_d^{d-h} - \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) dz = \int_d^{d-h} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) dz \quad (3.5)$$

Les courants et tensions à une extrémité y_L sont solutions du système (3.1). La détermination du courant induit à l'extrémité de la ligne, $I(y_L)$, implique alors la résolution du problème équivalent donné figure 3.5. Les générateurs notés V_{ES}^{taylor} et I_{ES}^{taylor} représentent respectivement le

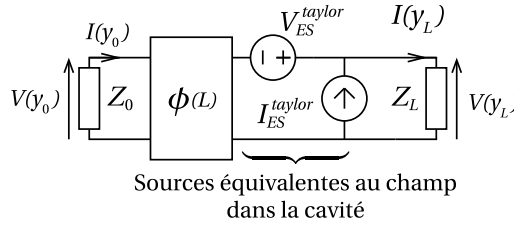


FIGURE 3.5 – Représentation schématique du couplage champ-fil par le modèle de Taylor.

générateur de tension total et le générateur de courant total, équivalents à l'agression externe.

Le terme **total** désigne le couplage du champ électromagnétique sur l'ensemble de la ligne, à savoir la somme des couplages sur chaque cellule (ou chaque tronçon). Il est important de distinguer les générateurs équivalents à la perturbation sur chaque tronçon notés, $V_S(y)$ et $I_S(y)$, des générateurs totaux, équivalents à la perturbation sur l'ensemble de la ligne, notés V_{ES}^{taylor} et I_{ES}^{taylor} .

Les courants et tensions induits en y_L de la ligne victime s'expriment alors en fonction de ces deux générateurs équivalents totaux. Ceux-ci dépendent du champ électromagnétique incident, à savoir le champ dans la cavité à l'emplacement de la ligne. De ce fait, puisque leurs composantes sont définies par des modes de propagation caractérisés par le couple d'entiers (m, n) , on peut écrire les générateurs équivalents totaux comme $V_{ES,mn}^{taylor}$ et $I_{ES,mn}^{taylor}$

$$\begin{bmatrix} V(y_L) \\ I(y_L) \end{bmatrix} = \tilde{\phi}(L) \begin{bmatrix} V(y_0) \\ I(y_0) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) \\ I_{ES,mn}^{taylor}(y_L) \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

La propagation des ondes et les éventuelles réflexions interviennent au niveau de la matrice de transition d'état, ou matrice chaîne, notée $\tilde{\phi}(L)$ dans (3.6). Ce paramètre matriciel relie les

courants et tensions à une extrémité de la ligne aux courants et tensions à l'autre extrémité. Pour une ligne de transmission à deux conducteurs, les paramètres de la matrice chaîne s'écrivent,

$$\tilde{\phi}(L) = \begin{bmatrix} \phi_{11}(L) & \phi_{12}(L) \\ \phi_{21}(L) & \phi_{22}(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma L) & -Z_c \sinh(\gamma L) \\ -\frac{\sinh(\gamma L)}{Z_c} & \cosh(\gamma L) \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

où Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne et $\gamma = \alpha + j\beta$, est la constante de propagation de la ligne. Pour une ligne sans pertes, la constante de propagation peut se réduire à $\gamma = j\beta$.

Le deuxième terme du système (3.6) traduit le couplage total entre la ligne de transmission et la perturbation extérieure. Il se définit pour chaque tronçon comme le produit d'une matrice chaîne, traduisant la propagation sur la cellule, et d'un vecteur contenant les sources équivalentes. Chaque tronçon est donc excité par un champ électromagnétique représenté par $V_S(y)$ et $I_S(y)$ dépendant de sa position spatiale, tel que,

$$\begin{bmatrix} V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) \\ I_{ES,mn}^{taylor}(y_L) \end{bmatrix} = \int_{y_0}^{y_L} \tilde{\phi}(y_L - y) \begin{bmatrix} V_S(y) \\ I_S(y) \end{bmatrix} dy \quad (3.8)$$

$$= \int_{y_0}^{y_L} \begin{bmatrix} \phi_{11}(y_L - y) & \phi_{12}(y_L - y) \\ \phi_{21}(y_L - y) & \phi_{22}(y_L - y) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_S(y) \\ I_S(y) \end{bmatrix} dy \quad (3.9)$$

La résolution du système matriciel (3.6) implique de connaître les expressions des générateurs totaux équivalents à la perturbation rayonnée donnés par (3.9).

• **Générateur de tension équivalent total V_{ES}^{taylor}** : D'après la relation (3.9) le générateur de tension équivalent total à l'extrémité y_L de la ligne peut s'écrire :

$$V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} [\phi_{11}(y_L - y)V_S(y) + \phi_{12}(y_L - y)I_S(y)] dy \quad (3.10)$$

Dans notre configuration, les générateurs de courant $I_S(y)$ et de tension $V_S(y)$ équivalents à la source sur chaque tronçon sont respectivement donnés par (3.4) et (3.5). Ils sont fonction des composantes tangentielles à la ligne, du champ électrique perturbateur, à savoir E_y et E_z . On rappelle que les coordonnées, indices et exposants définissant ces grandeurs ne seront indiquées que lorsque cela sera nécessaire pour ne pas alourdir les calculs. L'expression du générateur de tension équivalent total peut s'écrire comme,

$$V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} \phi_{11}(y_L - y) \left[\int_d^{d-h} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) dz \right] dy - \int_{y_0}^{y_L} \phi_{12}(y_L - y) Y' \left[\int_d^{d-h} E_z dz \right] dy \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} &= \int_{y_0}^{y_L} \phi_{11}(y_L - y) \left[\int_d^{d-h} \frac{\partial E_y}{\partial z} dz \right] dy - \int_{y_0}^{y_L} \phi_{11}(y_L - y) \left[\int_d^{d-h} \frac{\partial E_z}{\partial y} dz \right] dy \\ &\quad - \int_{y_0}^{y_L} \phi_{12}(y_L - y) Y' \left[\int_d^{d-h} E_z dz \right] dy \end{aligned} \quad (3.12)$$

Le second terme peut se décomposer en : $-A(y) \frac{\partial B(y)}{\partial y} = \frac{\partial A(y)}{\partial y} B(y) - \frac{\partial}{\partial y} [A(y)B(y)]$

On a alors,

$$V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} \phi_{11}(y_L - y) \left[\int_d^{d-h} \frac{\partial E_y}{\partial z} dz \right] dy + \int_{y_0}^{y_L} \frac{\partial \phi_{11}(y_L - y)}{\partial y} \left[\int_d^{d-h} E_z dz \right] dy \\ - \int_{y_0}^{y_L} \frac{\partial}{\partial y} \left[\phi_{11}(y_L - y) \int_d^{d-h} E_z dz \right] dy - \int_{y_0}^{y_L} \phi_{12}(y_L - y) Y' \left[\int_d^{d-h} E_z dz \right] dy \quad (3.13)$$

$$= \int_{y_0}^{y_L} \phi_{11}(y_L - y) \left[\int_d^{d-h} \frac{\partial E_y}{\partial z} dz \right] dy - \int_{y_0}^{y_L} \frac{\partial}{\partial y} \left[\phi_{11}(y_L - y) \int_d^{d-h} E_z dz \right] dy \\ + \underbrace{\int_{y_0}^{y_L} \left[\frac{\partial \phi_{11}(y_L - y)}{\partial y} - \phi_{12}(y_L - y) Y' \right] \left[\int_d^{d-h} E_z dz \right] dy}_{=0} \quad (3.14)$$

Le dernier terme de l'équation précédente est égal à zéro. Cette affirmation se vérifie en introduisant les expressions des termes $\phi_{11}(y_L - y)$ et $\phi_{12}(y_L - y)$ de la matrice chaîne à savoir $\phi_{11}(y_L - y) = \cosh[\gamma(y_L - y)]$ et $\phi_{12}(y_L - y) = -Z_c \sinh[\gamma(y_L - y)]$ dans le dernier terme de l'équation. On obtient alors,

$$\frac{\partial \phi_{11}(y_L - y)}{\partial y} - \phi_{12}(y_L - y) Y' = -\gamma \sinh[\gamma(y_L - y)] + Z_c Y' \sinh[\gamma(y_L - y)] \quad (3.15)$$

$$= (Z_c Y' - \gamma) \sinh[\gamma(y_L - y)] \quad (3.16)$$

$$= 0 \quad (3.17)$$

puisque $\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{Z'Y'}$ et $Z_c Y' = \sqrt{Z'/Y'} Y' = \sqrt{Z'Y'}$. D'où $\gamma = Z_c Y'$.

L'expression du **générateur de tension équivalent total** peut alors se réduire à,

$$V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} \phi_{11}(y_L - y) \left[\int_d^{d-h} \frac{\partial E_y}{\partial z} dz \right] dy - \int_{y_0}^{y_L} \frac{\partial}{\partial y} \left[\phi_{11}(y_L - y) \int_d^{d-h} E_z dz \right] dy \quad (3.18)$$

On réintroduit les coordonnées spatiales des composantes du champ électrique, à savoir $E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, z)$ et $E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, z)$ dans la relation. Le deuxième terme de la relation (3.18) est alors scindé en deux termes spatialement indépendants,

$$V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} \phi_{11}(y_L - y) \left[E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d-h) - \underbrace{E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d)}_{=0} \right] dy \\ - \underbrace{\phi_{11}(y_L - y_L)}_{=\cosh(\gamma \times 0)=1} \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_L, z) dz + \phi_{11}(y_L - y_0) \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_0, z) dz \quad (3.19)$$

Dans la relation précédente, la composante du champ électrique $E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d)$ est égal à 0, quelle que soit sa coordonnée suivant y . Cette composante correspond au champ tangentiel à la paroi du fond de la cavité en $z = d$. Puisque celle-ci est parfaitement conductrice, $E_{\text{tan}} = 0$ par définition. Les éléments de la matrice chaîne sont remplacés par leurs expressions respectives,

dans le cas d'une ligne sans pertes. La relation devient,

$$V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} \cos(\beta(y_L - y)) E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d - h) dy - \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_L, z) dz + \cos(\beta L) \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_0, z) dz \quad (3.20)$$

Comme attendu le générateur équivalent total dépend des champs totaux $E_{y,mn}^{\text{tot}}$ et $E_{z,mn}^{\text{tot}}$. Le couplage du champ sur la longueur de la ligne de transmission est représenté par le premier terme comme l'intégrale de $E_{y,mn}^{\text{tot}}$ entre les extrémités y_0 et y_L de la ligne de transmission victime. Les deux autres termes traduisent le couplage indirect de l'onde plane avec les brins verticaux servant à relier les extrémités de la ligne à la paroi. Bien que ces composantes soient tributaires d'une variable spatiale (y ou z selon la composante), l'expression analytique du générateur ne dépend finalement que de ces mêmes composantes aux extrémités puisqu'ils se trouvent dans une intégrale³. La résolution ici est continue puisque les expressions analytiques des champs électriques perturbateurs sont connues grâce aux modèles ILCM.

• **Générateur de courant équivalent total I_{ES}^{taylor}** : D'après la relation (3.9), le générateur de courant équivalent total à l'extrémité y_L de la ligne peut s'écrire :

$$I_{ES,mn}^{taylor}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} [\phi_{21}(y_L - y) V_S(y) + \phi_{22}(y_L - y) I_S(y)] dy \quad (3.21)$$

On introduit les expressions de $V_S(y)$ et $I_S(y)$ données respectivement par (3.5) et (3.4) dans la relation précédente,

$$I_{ES,mn}^{taylor}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} \phi_{21}(y_L - y) \left[\int_d^{d-h} \frac{\partial E_y}{\partial z} dz \right] dy - \int_{y_0}^{y_L} \phi_{21}(y_L - y) \left[\int_d^{d-h} \frac{\partial E_z}{\partial y} dz \right] dy - \int_{y_0}^{y_L} \phi_{22}(y_L - y) Y' \left[\int_d^{d-h} E_z dz \right] dy \quad (3.22)$$

Comme précédemment, on décompose le second terme : $-A(y) \frac{\partial B(y)}{\partial y} = \frac{\partial A(y)}{\partial y} B(y) - \frac{\partial}{\partial y} [A(y)B(y)]$

3. Ceci est bien sur controversé lorsque le calcul de l'intégrale se fait de façon numérique. La fonction est discrétisée et la valeur de l'intégrale dépend de ce fait de la valeur de la fonction sur chaque cellule.

On a alors,

$$I_{ES,mn}^{taylor}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} \phi_{21}(y_L - y) \left[\int_d^{d-h} \frac{\partial E_y}{\partial z} dz \right] dy + \int_{y_0}^{y_L} \frac{\partial \phi_{21}(y_L - y)}{\partial y} \left[\int_d^{d-h} E_z dz \right] dy \\ - \int_{y_0}^{y_L} \frac{\partial}{\partial y} \left[\phi_{21}(y_L - y) \int_d^{d-h} E_z dz \right] dy - \int_{y_0}^{y_L} \phi_{22}(y_L - y) Y' \left[\int_d^{d-h} E_z dz \right] dy \quad (3.23)$$

$$= \int_{y_0}^{y_L} \phi_{21}(y_L - y) \left[\int_d^{d-h} \frac{\partial E_y}{\partial z} dz \right] dy - \int_{y_0}^{y_L} \frac{\partial}{\partial y} \left[\phi_{21}(y_L - y) \int_d^{d-h} E_z dz \right] dy \\ + \underbrace{\int_{y_0}^{y_L} \left[\frac{\partial \phi_{21}(y_L - y)}{\partial y} - \phi_{22}(y_L - y) Y' \right] \left[\int_d^{d-h} E_z dz \right] dy}_{=0} \quad (3.24)$$

Le dernier terme de l'équation précédente vaut zéro. Cette affirmation se vérifie en introduisant les expressions des termes de la matrice chaîne à savoir $\phi_{21}(y_L - y) = -(1/Z_c) \sinh[\gamma(y_L - y)]$ et $\phi_{22}(y_L - y) = \cosh[\gamma(y_L - y)]$ dans le dernier terme. On obtient alors,

$$\frac{\partial \phi_{21}(y_L - y)}{\partial y} - \phi_{22}(y_L - y) Y' = \frac{1}{Z_c} \gamma \cosh[\gamma(y_L - y)] - Y' \cosh[\gamma(y_L - y)] \quad (3.25)$$

$$= \left(\frac{1}{Z_c} \gamma - Y' \right) \cosh[\gamma(y_L - y)] = 0 \quad (3.26)$$

puisque nous avons montré plus haut que $\gamma = Z_c Y'$.

L'expression du générateur de courant équivalent total peut alors se réduire à,

$$I_{ES,mn}^{taylor} = \int_{y_0}^{y_L} \phi_{21}(y_L - y) \left[\int_d^{d-h} \frac{\partial E_y}{\partial z} dz \right] dy - \int_{y_0}^{y_L} \frac{\partial}{\partial y} \left[\phi_{21}(y_L - y) \int_d^{d-h} E_z dz \right] dy \quad (3.27)$$

On réintroduit les coordonnées spatiales des composantes du champ électrique $E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, z)$ et $E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, z)$. La relation devient,

$$I_{ES,mn}^{taylor} = \int_{y_0}^{y_L} \phi_{21}(y_L - y) \left[E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d-h) - \underbrace{E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d)}_{=0} \right] dy \quad (3.28)$$

$$- \underbrace{\phi_{21}(y_L - y_L)}_{=-(1/Z_c) \sinh(\gamma \times 0)=0} \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_L, z) dz + \phi_{21}(y_L - y_0) \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_0, z) dz \quad (3.29)$$

Pour les mêmes raisons que précédemment, $E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d) = 0$. On remplace les éléments de la matrice chaîne par leur expressions respectives. La relation précédente s'écrit,

$$I_{ES,mn}^{taylor}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} -j \frac{\sin(\beta(y_L - y))}{Z_c} E_{y,mn}^{tot}(x_L, y, d - h) dy - j \frac{\sin(\beta L)}{Z_c} \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{tot}(x_L, y_0, z) dz \quad (3.30)$$

• **Courant induit $I(y_L)$** : Il reste à calculer le courant induit à l'extrémité y_L de la ligne de transmission. Le système matriciel (3.6) permet d'écrire,

$$\begin{cases} V(y_L) = \phi_{11}(L)V(y_0) + \phi_{12}(L)I(y_0) + V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) \\ I(y_L) = \phi_{21}(L)V(y_0) + \phi_{22}(L)I(y_0) + I_{ES,mn}^{taylor}(y_L) \end{cases} \quad (3.31)$$

Les courants et tensions $I(y_0)$ et $V(y_0)$ à l'extrémité y_0 de la ligne sont les dernières inconnues qui nous séparent du résultat final. Cependant, le système (3.31), dans sa forme actuelle, ne permet pas de déterminer explicitement le courant induit en y_L . Pour cela il est nécessaire d'introduire les conditions aux limites du circuit. Selon la figure 3.5, les relations électriques aux extrémités de la lignes sont,

$$V(y_0) = -Z_0 I(y_0) \quad (3.32)$$

$$V(y_L) = Z_L I(y_L) \quad (3.33)$$

On insère les expressions de $V(y_0)$ et $V(y_L)$ dans le système (3.31) afin de réduire le nombre d'inconnues à deux, $I(y_0)$ et $I(y_L)$. On obtient,

$$\begin{cases} Z_L I(y_L) = \phi_{11}(L)(-Z_0 I(y_0)) + \phi_{12}(L)I(y_0) + V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) \\ I(y_L) = \phi_{21}(L)(-Z_0 I(y_0)) + \phi_{22}(L)I(y_0) + I_{ES,mn}^{taylor}(y_L) \end{cases} \quad (3.34)$$

On obtient alors facilement,

$$I(y_L) = (-\phi_{21}(L)Z_0 + \phi_{22}(L))I(y_0) + I_{ES,mn}^{taylor}(y_L) \quad (3.35)$$

$$I(y_0) = \frac{V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) - Z_L I_{ES,mn}^{taylor}(y_L)}{-Z_L Z_0 \phi_{21}(L) + \phi_{22}(L)Z_L + Z_0 \phi_{11}(L) - \phi_{12}(L)} \quad (3.36)$$

En remplaçant les éléments de la matrice chaîne par leurs expressions données par (3.7), les expressions de $I(y_L)$ et $I(y_0)$ deviennent,

$$I(y_L) = \left(\frac{Z_0}{Z_c} \sinh(\gamma L) + \cosh(\gamma L) \right) I(y_0) + I_{ES,mn}^{taylor}(y_L) \quad (3.37)$$

$$I(y_0) = \frac{V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) - Z_L I_{ES,mn}^{taylor}(y_L)}{\sinh(\gamma L) \left(Z_c + \frac{Z_L Z_0}{Z_c} \right) + \cosh(\gamma L) (Z_0 + Z_L)} \quad (3.38)$$

La ligne est considérée sans pertes, ainsi les fonctions hyperboliques s'écrivent, $\cosh(\gamma L) =$

$\cos(\beta L)$ et $\sinh(\gamma L) = j \sin(\beta L)$. On en déduit l'expression finale du courant induit en y_L ,

$$I(y_L) = \frac{\left(\frac{Z_0}{Z_c} j \sin(\beta L) + \cos(\beta L) \right) \left(V_{ES,mn}^{taylor}(y_L) - Z_L I_{ES,mn}^{taylor}(y_L) \right)}{\cos(\beta L) (Z_0 + Z_L) + j \sin(\beta L) \left(Z_c + \frac{Z_L Z_0}{Z_c} \right)} + I_{ES,mn}^{taylor}(y_L) \quad (3.39)$$

Le courant induit dépend, d'après son expression (B.35), à la fois du générateur de tension équivalent total donné par (3.20) et du générateur de courant équivalent total donné par (3.30). Ils sont eux mêmes fonction de $E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d-h)$, $E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_0, z)$ et $E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_L, z)$. Leurs expressions analytiques sont données par les modèles ILCM. Comme mentionné plus haut, bien que ces composantes soient fonctions de leur position sur la ligne victime, elles ne dépendent que de leur valeur aux extrémités si le calcul de l'intégrale est analytique et non discret. On peut calculer les intégrales traduisant le couplage entre le champ et la ligne dans les expressions des générateurs de courant et de tension équivalents totaux, soit de façon analytique (résolution d'une somme continue), soit par approximation numérique (résolution d'une somme discrète). Puisque les formulations sont relativement simples, les intégrales seront calculées analytiquement lorsque cela sera possible, afin d'accroître la rapidité du calcul.

3.3.3.2 Application à deux modèles ILCM

Pour résoudre notre problématique, cinq critères ont été définis. Nous avons besoin, entre autres, d'un modèle qui pourra modéliser un grand nombre de configurations différentes. Pour répondre à ce besoin, nous choisissons pour cette étude de couplage deux modèles ILCM, à savoir le modèle de Konefal [71] et notre reformulation du modèle de Yin. Ils possèdent des limitations complémentaires en termes d'ouvertures. D'une part, le modèle de Konefal est capable de modéliser avec une grande précision le comportement des fentes minces, mais ne convient pas à la modélisation de plusieurs ouvertures ni d'ouvertures de petites dimensions (devant la longueur d'onde). D'autre part, le modèle de Yin est capable de traiter différentes formes d'ouvertures (rectangulaire, carrée, circulaire) mais aussi des cas d'ouvertures multiples, quelle que soit leur position spatiale les unes par rapport aux autres. Il est cependant limité à la modélisation d'ouvertures de dimensions électriquement petites.

Les techniques d'évaluation du champ dans la cavité par les deux modèles sont décrites dans la suite de ce paragraphe. On explique notamment, le fonctionnement du circuit obtenu et on donne l'expression des composantes du champ électrique qui nous intéresse pour calculer le courant induit à l'extrémité de la ligne de transmission victime dans notre modèle de couplage.

- **Modèle de Konefal**

L'avantage principal du modèle de Konefal réside dans sa capacité à modéliser le comportement d'ouvertures de type fente mince pour lesquelles la longueur de l'ouverture est très grande face à sa hauteur, à savoir $l \gg w$. Le problème général est divisé en sous-ensembles qui sont ensuite réunis pour former le système complet. Le premier sous ensemble considère l'ouverture couplée à l'onde plane incidente. Ainsi, contrairement à la formulation de Robinson, ces deux éléments ne sont pas modélisés séparément. Il calcule de cette manière le champ électrique

[71] **Konefal, T.** et al. « A Fast Multiple Mode Intermediate Level Circuit Model for the Prediction of Shielding Effectiveness of a Rectangular Box Containing a Rectangular Aperture ».

dans l'ouverture, noté dans son article E_y^{aperture} . Pour cela, il se base sur les travaux de Renzo Azaro [4] en y ajoutant un élément, l'impédance de rayonnement de l'ouverture. Il reconstitue alors le champ dans l'ouverture en tenant compte de l'énergie perdue par le phénomène de re-rayonnement. De cette façon, il tient compte des résonances de la fente qui interviennent lorsque sa plus grande dimension est égale à un multiple de la demi longueur d'onde. Ensuite, il se sert du champ dans l'ouverture comme source de perturbation secondaire. Dans son approche, chaque mode de propagation du guide est représenté par une ligne de transmission unique. Les lignes sont reliées au champ dans l'ouverture par une transimpédance notée Z_{trans} qui permet d'exprimer la tension équivalente sur la ligne représentant chaque mode de propagation, en fonction de cette nouvelle source de perturbation. Puis, il s'appuie sur l'analogie entre les lignes de transmission et les guides d'ondes pour retrouver l'allure du champ électrique en tout point de la cavité. Sa formulation présente cependant un inconvénient majeur. Il ne peut retrouver qu'une seule composante du champ dans la cavité, ici il s'agit de $E_{y,mn}^{\text{tot}}$. En effet, il considère que l'onde plane est d'incidence normale polarisée suivant y . De ce fait, la composante électrique principale de l'onde incidente est E_y^{inc} . La fente est choisie perpendiculaire à cet axe, ce qui privilégie la pénétration des composantes suivant y dans la cavité. Dans ce cas, le phénomène de diffraction du champ est peu important, ainsi, la composante principale du champ électrique est $E_{y,mn}^{\text{tot}}$. Elle suffit alors à définir l'efficacité de blindage totale de l'enceinte. Dans notre problème de couplage, la composante $E_{z,mn}^{\text{tot}}$ vient également perturber la ligne victime au niveau des brins verticaux. Cependant, puisque la diffraction du champ est très faible dans le cas de fentes minces, la composante $E_{z,mn}^{\text{tot}}$ générée dans la cavité est très faible. Son influence sur les brins verticaux peut être dans ce cas négligée. Les termes dépendants de $E_{z,mn}^{\text{tot}}$ sont donc retirés des formulations pour l'utilisation et l'application de ce premier modèle circuit.

On tire alors du modèle de Konefal l'expression de $E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d - h)$. Ce champ électrique s'exprime comme la somme des contributions des modes TE et TM, eux mêmes définis comme la somme des ondes progressives (aller) et rétrogrades (retour) dans le guide court-circuité,

$$E_{y,mn}^{\text{tot}} = \sum_{m,n} E_{y,mn}^{\text{TE}} + \sum_{m,n} E_{y,mn}^{\text{TM}} = \sum_{m,n} \left[E_{y,mn}^{\text{TE/aller}} + E_{y,mn}^{\text{TE/retour}} \right] + \sum_{m,n} \left[E_{y,mn}^{\text{TM/aller}} + E_{y,mn}^{\text{TM/retour}} \right] \quad (3.40)$$

$$E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d - h) = \sum_{m,n} -s f_x^{\text{TE}}(x_L, y) \left[V_{\text{aller}} \exp(-\gamma(d - h)) + V_{\text{retour}} \exp(+\gamma(d - h)) \right] \\ + \sum_{m,n} -u' g_y^{\text{TM}}(x_L, y) \left[V_{\text{aller}} \exp(-\gamma(d - h)) + V_{\text{retour}} \exp(+\gamma(d - h)) \right] \quad (3.41)$$

Les paramètres s et u' sont spécifiques à chaque type de mode et dépendent à la fois de l'impédance de mode $Z_{c_{mn}}$ et de la constante de propagation sur la ligne équivalente au guide γ_{mn} . Ce sont simplement des variables permettant d'alléger l'expression analytique finale du champ électrique. Les fonctions $f_x^{\text{TE}}(x_L, y)$ et $g_y^{\text{TM}}(x_L, y)$ sont respectivement les bases modales des modes TE et TM. Les grandeurs électriques V_{aller} et V_{retour} sont définies en fonction de la transimpédance Z_{trans} (servant à relier le champ dans l'ouverture à chaque mode de résonance de l'enceinte) suivant le mode et en fonction du champ électrique dans l'ouverture E_y^{aperture} .

Remarque : La description ci-dessus est incomplète puisque l'objectif de ces travaux ne con-

[4] Azaro, R. et al. « Evaluation of the effects of an external incident electromagnetic wave on metallic enclosures with rectangular apertures ».

cerne pas ce modèle en particulier. Seulement, il est important d'en rappeler les principales caractéristiques afin de comprendre les raisons qui nous ont poussés à choisir sa formulation dans l'application de notre modèle de couplage. Nous invitons le lecteur à lire l'article très complet de Konefal [71]. D'autre part, afin d'en faciliter la lecture, et retrouver l'expression de $E_{y,mn}^{\text{tot}}$, nous avons conservé ses notations (excepté les générateurs de tensions V_{aller} et V_{retour} notés dans l'article sous l'appellation anglosaxonne V_{for} et V_{back}).

La dernière étape consiste à introduire les expressions des différentes composantes du champ électrique dans les expressions des générateurs de courant et de tension équivalents totaux. Il suffit de calculer les intégrales pour déterminer analytiquement le courant induit en y_L .

La combinaison du calcul des niveaux de champ par le modèle de Konefal et la méthodologie décrite pour calculer le courant induit en y_L forme le **modèle de couplage 1**.

- **Modèle de Yin reformulé**

Au chapitre 2, nous avons proposé une reformulation du modèle de Yin en terme du champ électrique. Les relations (2.88b) et (2.82b) donnent respectivement les expressions de $E_{y,mn}^{\text{tot}}$ pour les modes TE et TM dans la cavité, correspondant à la composante tangentielle à la ligne de transmission. Les relations (2.88c) et (2.82c) donnent les expressions de E_z pour les modes TE et TM. Cette composante du champ correspond au champ tangentiel aux brins verticaux de la ligne. Le champ électrique total est obtenu en sommant la contribution de chaque mode via la relation (2.94). Ainsi, à l'emplacement de la ligne, les expressions de $E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d-h)$, $E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_0, z)$ et $E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_L, z)$, s'écrivent,

$$E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d-h) = \sum_{m,n} -C_{mn}^{\text{TE}} \frac{m\pi}{a} V_{eq}^{\text{TE}}(d-h) \sin \frac{m\pi x_L}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} - \sum_{m,n} C_{mn}^{\text{TM}} \frac{n\pi}{b} V_{eq}^{\text{TM}}(d-h) \sin \frac{m\pi x_L}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad (3.42)$$

$$E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_0, z) = - \sum_{m,n} \frac{k_c^2}{\gamma_{mn}^2} C_{mn}^{\text{TM}} \frac{dV_{eq}^{\text{TM}}}{dz} \sin \frac{m\pi x_L}{a} \sin \frac{n\pi y_0}{b} \quad (3.43)$$

$$E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_L, z) = - \sum_{m,n} \frac{k_c^2}{\gamma_{mn}^2} C_{mn}^{\text{TM}} \frac{dV_{eq}^{\text{TM}}}{dz} \sin \frac{m\pi x_L}{a} \sin \frac{n\pi y_L}{b} \quad (3.44)$$

Comme pour le précédent modèle présenté, il suffit de calculer les différentes intégrales des expressions des générateurs équivalents totaux en introduisant ces expressions dans (3.20) et (3.30) afin de retrouver leurs expressions analytiques en fonction des paramètres de la cavité. La résolution de ces intégrales est disponible en annexe B.

La combinaison du calcul des niveaux de champ par le modèle de Yin reformulé et la méthodologie décrite pour calculer le courant induit en y_L forme le **modèle de couplage 2**.

[71] **Konefal, T.** et al. « A Fast Multiple Mode Intermediate Level Circuit Model for the Prediction of Shielding Effectiveness of a Rectangular Box Containing a Rectangular Aperture ».

3.4 Validation numérique et discussion

Dans cette section, les résultats prédits par la méthodologie présentée sont confrontés aux résultats obtenus par simulation numérique afin de valider notre formulation. Comme mentionné en préambule, c'est le logiciel commercial CST MWS qui nous sert de référence. Les limitations des deux modèles analytiques, en terme de forme d'ouvertures, sont complémentaires puisqu'elles nous permettent d'estimer le couplage avec la ligne de transmission pour un grand nombre de configurations. Le courant induit à l'extrémité y_L de la ligne de transmission est évalué sur une plage variant de 0,5 GHz à 2,5 GHz. Pour chacun des cas, la ligne, de longueur $L = 8$ cm et de rayon $r = 1$ mm, est disposée le long de la paroi du fond de l'enceinte suivant l'axe y . Ses extrémités sont chargées par $Z_0 = Z_L = Z_c = 197\Omega$. La distance qui sépare la ligne de la paroi est égale à $h = 1$ cm. Le couple $(m, n) = (5, 5)$ est choisi tel que tous les modes qui se propagent dans le guide représentant la cavité aux fréquences inférieures à 2,5 GHz soient pris en compte dans la modélisation. La cavité est illuminée par une onde d'incidence normale, polarisée suivant y et se propageant suivant la direction z , d'amplitude $E_y^{\text{inc}} = 10$ V/m. De plus, nous admettons que le champ re-rayonné par la ligne est très faible et son impact sur les niveaux de champ ambiant est négligeable.

Nous analysons dans la suite quatre configurations, dont les caractéristiques de chacune sont synthétisées dans le tableau 3.1. On renseigne notamment dans ce tableau quel modèle analytique a servi pour l'estimation du courant. On rappelle que le modèle 1 correspond à la combinaison de la méthodologie proposée plus haut combinée au modèle de Konefal pour l'évaluation de la source secondaire de perturbation du système victime. Quant au modèle 2, il correspond à la combinaison de la méthodologie présentée combinée à la reformulation du modèle de Yin.

Configuration	Dimensions cavité $a \times b \times d$	Ouverture(s) forme et dimensions	Ouverture(s) centre (x_c, y_c)	Modèle circuit
cas 1 (fig. 3.6)	$30 \times 12 \times 26$ cm	Rectangulaire $l = 6$ cm \times $w = 0,5$ cm	(11; 7,25) cm	modèle 1
cas 2 (fig. 3.7)	$30 \times 12 \times 26$ cm	Rectangulaire $l = 6$ cm \times $w = 2$ cm	(16; 6) cm	modèle 1 et modèle 2
cas 3 (fig. 3.8)	$30 \times 18 \times 16$ cm	Circulaire : $r=1,3$ cm Carrée : $l = w = 3$ cm	(5; 8) cm (15,5; 5,5) cm	modèle 2
cas 4 (fig. 3.9)	$30 \times 12 \times 26$ cm	Ventilation 3×3 ouvertures carrées séparées par 0,7 cm suivant x et y	Ouverture (1) (voir figure) (12,3; 3,5) cm	modèle 2

TABLE 3.1 – Configurations

Sur chacune des figures présentées dans ce paragraphe, le courant calculé par le logiciel CST MWS est tracé rouge (ligne en pointillés), celui calculé par le modèle de couplage 1 est tracé en bleu et celui calculé par le modèle de couplage 2 est tracé en noir. Pour chacune des configurations, une erreur moyenne est calculée, correspondant à la moyenne de la différence d'amplitude entre les deux courbes. Cet écart est calculé pour chaque fréquence de travail. Dans ce chapitre,

nous cherchons à comparer les résultats seulement en amplitude, c'est pourquoi nous n'utilisons pas de technique de comparaison plus précise que le calcul de cet écart, comme par exemple la méthode FSV. Nous calculerons seulement une erreur moyenne en amplitude, à chaque fréquence. L'erreur commise en amplitude est donnée dans chaque cas sur le même graphique que le calcul du courant induit en fonction de la fréquence.

3.4.1 Ouvertures électriquement larges

Nous nous intéressons dans un premier temps aux ouvertures électriquement larges. Dans la première configuration, on choisit une ouverture de forme rectangulaire type fente mince. Compte tenu des limitations respectives des modèles circuits utilisés dans cette étude, seul le modèle de Konefal est capable de modéliser ces ouvertures. Les résultats obtenus par le modèle analytique développé et par simulation numérique via CST MWS, sont présentés figure 3.6.

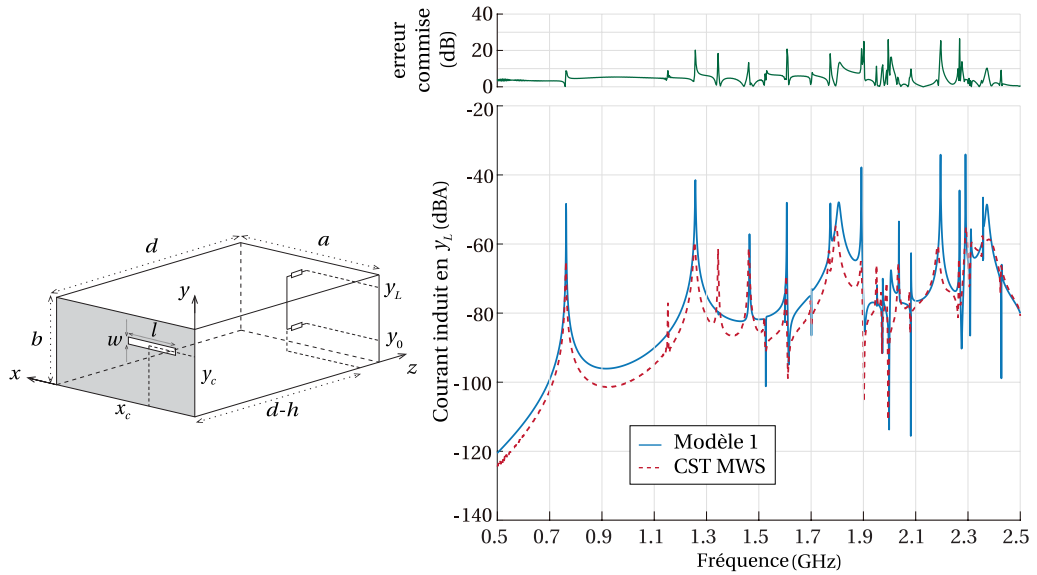


FIGURE 3.6 – Courant induit en y_L estimé par le modèle 1 et CST MWS pour le cas 1.

De manière générale l'allure du spectre obtenu est relativement cohérent avec la référence choisie. On observe néanmoins que le modèle surestime le courant à certaines fréquences de résonance, ce qui entraîne la hausse de cette valeur moyenne. Ces écarts importants pouvant atteindre 26 dB, ne sont que ponctuels, par conséquent, on obtient malgré tout une erreur moyenne commise de 4,75 dB. Le critère de précision défini dans la problématique au premier chapitre où l'erreur tolérée commise est de 8 dB au maximum est ici largement respecté. Cependant, on observe quelques différences entre le courant calculé par le modèle et celui calculé par l'approche numérique full-wave. Dans la formulation du modèle analytique, le couplage du champ sur les brins verticaux n'est pas pris en compte, puisque la composante $E_{z,mn}^{\text{tot}}$ est négligée en conséquence des limitations du modèle ILCM de Konefal. Cette hypothèse pourrait expliquer les faibles erreurs d'amplitude observées mais aussi les pics de résonances aux alentours de 1,15 GHz et

1,35 GHz, que le modèle ne prédit pas. D'autre part, puisque l'on travaille dans un environnement résonant très sensible aux variations géométriques (nous verrons cela plus en détail au chapitre suivant) la position de l'ouverture et de la ligne ont une réelle influence sur le courant induit. Ainsi, bien que les simulations numériques soient précises, on peut observer des discontinuités au niveau des résonances. Malgré ces imperfections, les résultats sont cohérent et prouvent que la contribution de la composante $E_{z,mn}^{\text{tot}}$ du champ électrique est moins importante que la composante tangentielle $E_{y,mn}^{\text{tot}}$ dans le cas d'une cavité munie d'une fente mince, excepté ici à deux fréquences de résonance que le modèle ne peut pas prédire. Néanmoins, l'amplitude des pics de ces deux fréquences particulière est bien plus faible que celle des maxima. Or, bien souvent on cherche généralement dans une étude CEM, à respecter un seuil de tolérance en amplitude, ainsi, on peut alors considérer que le modèle 1 est correct sur la bande de fréquence de travail, compte tenu des erreurs que l'on commet. Aussi, encore une fois au niveau des deux pics de fréquences que le modèle ne prédit pas, l'amplitude de l'erreur est plus faible qu'à d'autres fréquences de résonance, et ne correspond pas de ce fait à une erreur maximale. Notons tout de même que le principal avantage du modèle analytique proposé ici est sa rapidité de calcul puisqu'il fournit un résultat en moins d'une seconde alors qu'il faut environ 4 heures avec le logiciel commercial pour obtenir le même résultat. Ceci restera vrai même si nous avons combiné la méthode numérique avec une technique d'extrapolation (ou une autre technique permettant de réduire les coûts numériques).

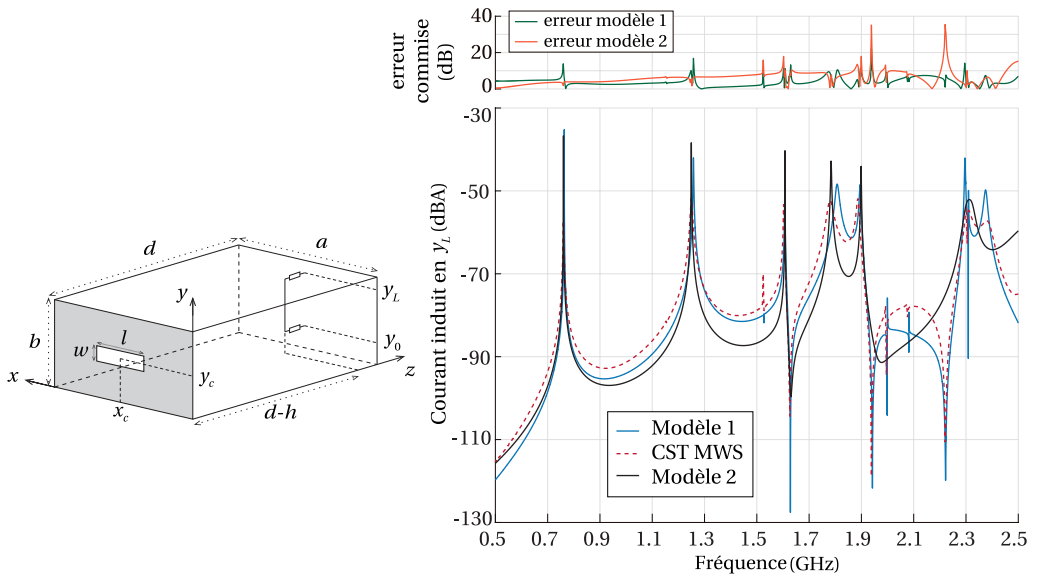


FIGURE 3.7 – Courant induit en y_L estimé par les modèles 1 et 2 et CST MWS pour le cas 2.

La seconde configuration a été choisie de façon à respecter au mieux les limites de chaque modèle afin de les confronter ensemble aux résultats de simulations numériques. Le courant au niveau de la charge Z_L prédit par le modèle de couplage 1 est relativement proche de celui rigoureusement calculé par le logiciel commercial sur toute la plage de fréquence. On observe cependant quelques erreurs d'amplitudes, notamment aux fréquences de résonance où le modèle surestime le courant induit. L'erreur maximale à ces fréquences peut atteindre 18 dB. Puisque

ces erreurs sont, comme dans la configuration précédente, ponctuelles, l'erreur moyenne commise sur la bande de fréquence, de 3,92 dB, est parfaitement acceptable, puisque nous respectons largement le critère de précision défini au chapitre premier dans la problématique. Intéressons nous au modèle de couplage 2. Les courbes d'erreurs commises montrent que le modèle 1, basé sur l'approche de Konefal [71], dont la courbe d'erreur correspond à la courbe verte, est plus fiable que le modèle 2, basé sur notre reformulation en champ électrique du modèle de Yin [155], dont la courbe d'erreur correspond à la courbe orange, dans cette configuration. Pour le modèle 2 l'erreur maximale atteinte est de 34 dB, contre 18 dB pour le modèle 1. Remarquons que jusqu'à environ 2 GHz, l'évaluation du couplage par le modèle de couplage 2 est satisfaisante. Sur cette plage de fréquence on calcule une erreur moyenne de 5,56 dB contre 3,64 dB pour le modèle de couplage 1. Au delà de cette limite de 2 GHz, la précision du modèle 2 diminue, l'erreur moyenne est de 7,34 dB. Le modèle 1 reste plus performant sur cette plage avec une erreur moyenne de 4,92 dB. En hautes fréquences, la présence de l'ouverture génère des phénomènes physiques complexes. En effet, lorsque la longueur de la fente atteint un multiple de $\lambda/2$, elle se comporte comme une antenne et re-rayonne de l'énergie à la fois dans l'enceinte et à l'extérieur de l'enceinte. On trouve aussi le phénomène de diffraction des ondes par l'ouverture. Ici, seul le modèle 1, basé sur les travaux de Konefal, donne un résultat correct au delà de la limite des 2 GHz. Il ne s'agit pas ici explicitement d'une fente particulièrement mince mais ses dimensions s'en rapprochent. Le modèle 2 ne tient pas compte de ces phénomènes de rayonnement au niveau de l'ouverture, ce qui entraîne une perte de précision. Le modèle de couplage 2 étant capable de modéliser différentes configurations, notamment des configurations d'ouvertures multiples, on s'intéresse maintenant à des configuration plus réalistes contenant plusieurs ouvertures.

3.4.2 Configurations d'ouvertures multiples

Les deux derniers cas sont consacrés à des configurations d'ouvertures multiples. De ce fait, le modèle de couplage 1 ne peut pas être appliqué. D'autre part, on considère dans l'une des configurations suivantes une ouverture circulaire, que le modèle 1 est incapable de modéliser. Ainsi, seuls les résultats prédis par le modèle 2 sont présentés pour ces deux configurations. Dans les deux cas suivants, on trouve sur le même graphique le courant induit calculé par le modèle de couplage 2 (courbe noire) et le logiciel commercial CST studio suite (courbe rouge).

Dans la première configuration l'enceinte contient deux ouvertures sur sa paroi frontale, une ouverture carrée et une ouverture circulaire. Celles-ci sont choisies suffisamment petites (devant la longueur d'onde) et espacées pour négliger le couplage qui pourrait exister entre-elles. La profondeur de l'enceinte est choisie délibérément plus faible que sa hauteur, de cette façon, le premier mode qui se propage est le mode TM_{11} (on pourrait également écrire que le premier mode résonant est le mode TM_{110}). Nous avons mentionné dans l'introduction de ce chapitre le modèle de Dawson [32], basé sur les travaux de Robinson [122]. Il modifie le modèle circuit original afin de modéliser le couplage entre l'onde extérieure et un appareil électronique contenu dans la cavité. Il fait néanmoins l'hypothèse que la présence de cet appareil n'affecte pas (ou trop peu pour être pris en compte) le comportement de l'enceinte. Malgré les résultats très satisfaisant

[71] **Konefal, T.** et al. « A Fast Multiple Mode Intermediate Level Circuit Model for the Prediction of Shielding Effectiveness of a Rectangular Box Containing a Rectangular Aperture ».

[155] **Yin, M. C.** et al. « An Improved Circuit Model for the Prediction of the Shielding Effectiveness and Resonances of an Enclosure With Apertures ».

[32] **Dawson, J. F.** et al. « Intermediate level tools for Emissions and Immunity ».

[122] **Robinson, M. P.** et al. « Analytical formulation for the SE of enclosures with apertures ».

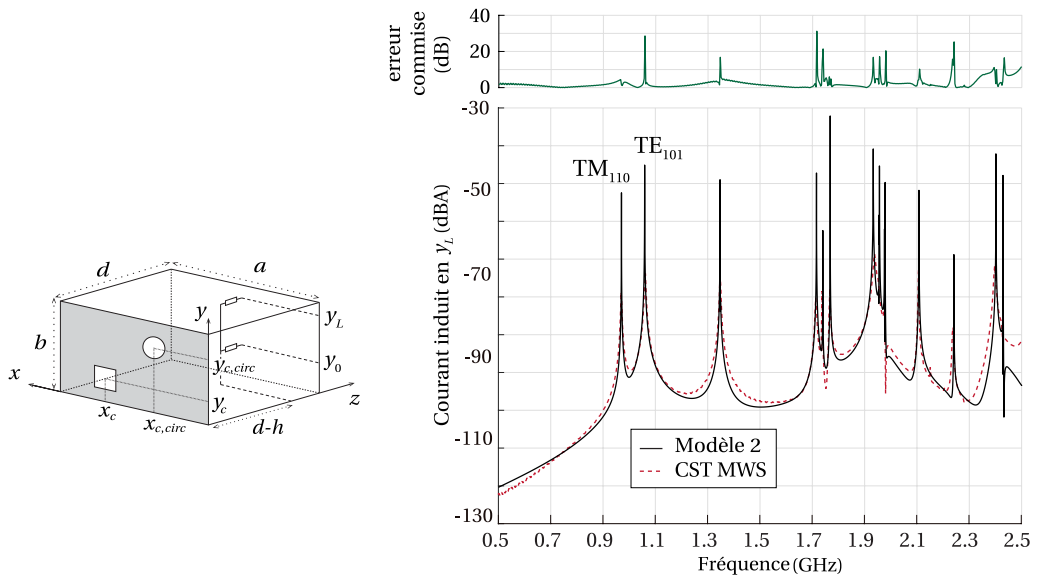


FIGURE 3.8 – Courant induit en y_L estimé par le modèle 2 et CST MWS pour le cas 3.

obtenus par Dawson, son approche est entièrement basée sur le modèle circuit de Robinson. Il se limite donc aux fréquences autour de la première fréquence de résonance (et de ses multiples) pour le mode fondamental de l'enceinte, qui dans tous les cas envisagés par Dawson et Robinson est forcément le mode TE_{101} , il n'est donc pas capable de modéliser le mode fondamental de cette configuration, le mode TM_{110} . D'autre part, la configuration d'ouverture choisie n'est pas envisageable par le modèle de Dawson, qui ne peut traiter, comme Robinson, que des cas d'ouvertures multiples identiques et espacées linéairement. Par conséquent, le modèle de Dawson ne permet pas, comme la plupart des modèles existants, de modéliser le cas étudié ici. Nous avons tracé sur la figure l'erreur moyenne obtenue entre les deux courbes à chaque fréquence. Certaines valeurs s'avèrent très élevées, en particulier à certains pics de résonances où l'erreur peut atteindre les 30 dB. Ces valeurs extrêmes étant ponctuelles, elles n'ont qu'un faible impact sur l'erreur moyenne commise, égale à 2,43 dB sur la totalité de la bande de fréquence. On respecte ici l'un des critères que nous cherchions à satisfaire dans la problématique.

La seconde configuration traite un cas plus proche d'un boîtier de blindage réaliste puisque l'enceinte contient une grille de ventilation d'ouvertures carrées de petites dimensions. Dans cette configuration, les ouvertures sont relativement proches les unes des autres et, comme précédemment, le modèle ne tient pas compte du couplage entre ces ouvertures. Les résultats montrent que la proximité des ouvertures (correspondant ici à 35 % de la largeur d'une ouverture) est négligeable dans cette configuration, et en particulier pour cette grille de ventilation. Comme précédemment l'erreur commise sur la bande de fréquence présente quelques valeurs extrêmes atteignant les 30 dB pour quelques fréquences de résonances isolées. L'erreur moyenne quant à elle n'est que de 2,53 dB, validant par conséquent la précision de notre approche.

Pour ces deux configurations, les résultats obtenus sont particulièrement cohérents avec la référence. Ceci nous permet de conclure sur les performance du modèle de couplage 2 que, non

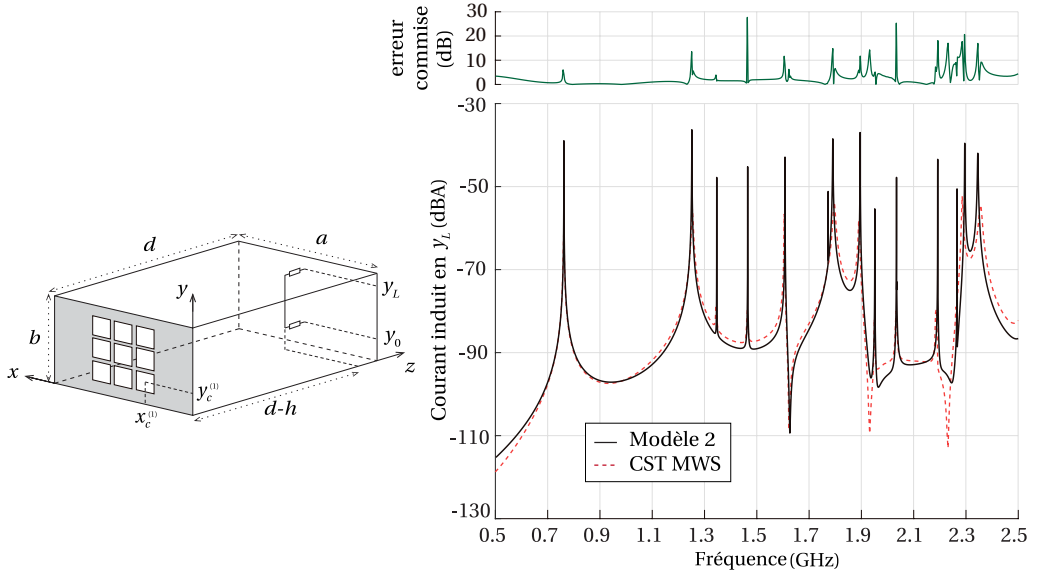


FIGURE 3.9 – Courant induit en y_L estimé par le modèle 2 et CST MWS pour le cas 4.

seulement le modèle prends correctement en compte la présence des ouvertures mais donne également avec précision et rapidité une estimation très correcte du courant induit à l'extrémité y_L la ligne de transmission victime.

Remarque : Dans le cas où cette proximité engendrerait des erreurs dans la prédiction du courant, ou directement dans la prédiction des champs électromagnétiques dans la cavité, il existe des techniques analytiques permettant d'inclure ces couplages. P. Dehkhoda décrit dans son article [39] qu'un grillage d'ouvertures de petites dimensions (carrées ou circulaires) espacées linéairement peut être représenté par une impédance équivalente tenant compte du couplage mutuel entre les ouvertures. Elle montre dans d'autres articles [38] [37] à travers une formulation en admittance que les ouvertures peuvent être espacées différemment suivant les axes du plan dans lequel elles sont contenues. L'admittance équivalente au réseau d'ouverture est donnée par :

$$Y_{ap} = Y_0 \left\{ -j \frac{3d_h d_v \lambda_0}{\pi d^3} + j \frac{288}{\pi \lambda_0 d^2} \left[\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\epsilon_m n^2}{d_v^2} + \frac{\epsilon_n m^2}{d_h^2} \right) J_1^2(X) \right] \right\} \quad (3.45)$$

où d_h et d_v sont les distance horizontales et verticales entre les ouvertures, d le diamètre des ouvertures et $J_1(X)$ est la fonction de Bessel de première espèce. On remarque que l'admittance équivalente dépend des modes de résonance m et n ce qui signifie qu'elle est différente pour les modes TE et TM. Cependant l'ajout de ce paramètre dans le modèle serai très simple si on choi-

[39] Dehkhoda, P. et al. « Fast calculation of the shielding effectiveness for a rectangular enclosure of finite wall thickness and with numerous small apertures ».

[38] Dehkhoda, P. et al. « An Efficient Shielding Effectiveness Calculation (A Rectangular Enclosure with Numerous Square Apertures) ».

[37] Dehkhoda, P. et al. « An Efficient and Reliable Shielding Effectiveness Evaluation of a Rectangular Enclosure With Numerous Apertures ».

sit de l'étudier. Cependant, au vue des résultats que nous avons obtenus, il n'est pas nécessaire d'ajouter ce paramètre à la modélisation.

3.4.3 Conclusions

Remarque : Toutes les simulations ont été réalisées sur un ordinateur doté d'un processeur intel[®] Core™ i7-4790 CPU de fréquence 3,60 GHz. La mémoire RAM a une capacité de 16 Go. Le système d'exploitation est Windows 7 professionnel 64 bits.

Du fait de leurs formulations analytiques, les modèles 1 et 2 permettent de prédire le courant induit en y_L beaucoup plus rapidement que le logiciel commercial. Par le modèle 1 le résultat est obtenu en moins de 10 secondes. Par le modèle 2, il suffit de deux secondes. D'autre part, le modèle 1 dépend de l'impédance de rayonnement de l'ouverture. C'est ce qui lui permet de modéliser fidèlement le comportement des fentes minces. Cette impédance est difficile à déterminer analytiquement. Pour la calculer, on fait donc appel à un code numérique, comme NEC ou FEKO. Ceci implique que l'impédance de rayonnement de chaque ouverture doit être calculée numériquement en amont, augmentant de ce fait la durée totale de la simulation. De manière générale, les deux modèles présentés, à savoir le modèle de couplage 1 basé sur celui de Robinson, et le modèle de couplage 2 basé sur notre reformulation du modèle de Yin (détaillée au chapitre 2), fournissent des résultats précis et rapides sur une large plage de fréquence. De ce fait les critères énoncés pour la résolution de la problématique sont satisfaits. Chaque modèle ILCM sur lequel la proposition est fondée possède néanmoins des limitations, qui nous ont poussé à retenir ces deux modèles ILCM complémentaires. Cette complémentarité se confirme dans l'analyse des résultats obtenus pour les quatre configurations. Le modèle 1 ne peut modéliser qu'un seul type d'ouverture et une seule à la fois, il s'agit des fentes dites minces. Le modèle 2 quant à lui permet d'inclure des ouvertures multiples de différentes formes, comme les ouvertures carrées ou encore circulaires. Mis à part le type d'ouverture que chaque modèle peut simuler, ils offrent différentes applications. Dans une configuration où chacun des modèles peut s'appliquer, comme c'est le cas dans la seconde configuration, le modèle 1 semble plus adapté à la prédiction d'amplitude et le modèle 2 à la prédiction précise des fréquences de résonances. Malgré la grande précision des résultats, le courant estimé par les modèles présente pour chaque configuration certaines discontinuités. Ils s'appuient, comme mentionné auparavant, sur des approximations électriques puisque que la cavité électromagnétique est définie par son comportement électrique où l'impact de la ligne sur la cavité est négligé. Par conséquent, le problème est modélisé en deux sous-ensembles distincts et indépendants alors que le code commercial calcule le courant induit en y_L de façon rigoureuse en tenant compte du système dans sa globalité.

Dans chacune des configurations explorées ici, la ligne a été délibérément placée perpendiculairement à l'ouverture afin que la composante tangentielle à la ligne corresponde à l'unique composante que le modèle de Konefal peut prédire avec précision. Cependant, comme mentionné plus haut, la cavité résonante est un système pouvant s'avérer sensible aux variations géométriques. Ainsi, pour en évaluer l'influence, nous nous intéressons dans la section suivante, à une ligne inclinée. Cette approche permet notamment de prévenir les incertitudes de position de la ligne dans le cas de comparaison avec des mesures. On propose alors dans la suite, une étude comparative entre le modèle analytique et des résultats expérimentaux. Pour cette étude, seul le modèle de couplage 2 est utilisé. Bien qu'il ne permettent pas modéliser des cas de cavités électromagnétiques comportant des fentes minces, il présente certains avantages par rapport au

modèle de couplage 1, listés ci après,

- C'est le seul des deux modèles de couplage qui est capable d'estimer les trois composantes du champ électrique, et ainsi de privilégier la prise en compte du couplage avec les brins verticaux de la ligne de transmission victime qui la relie à la paroi de l'enceinte.
- Le calcul du champ électrique dans la cavité est plus rapide puisque le modèle de couplage 1 nécessite l'utilisation d'un solveur externe pour calculer l'impédance de rayonnement de l'ouverture sur la bande de fréquence considérée.
- Il répond d'avantage aux critères que pourrait rechercher un concepteur CEM, en terme de précision dans la prédiction des fréquences de résonances.
- Ses capacités à prendre en compte plusieurs ouvertures de formes différentes permet de réaliser des configurations bien plus réalistes.

Pour ces différentes raisons, la validation expérimentale de la méthodologie portera sur le modèle de couplage 2, basé sur le modèle de Yin reformulé, que nous nommerons simplement modèle analytique dans la suite de ce chapitre.

3.5 Validation expérimentale

Nous décrivons dans un premier temps comment l'expression analytique du courant induit est modifiée suite à l'inclinaison de la ligne. Le modèle sera d'abord validé par comparaison aux résultats provenant d'une simulation numérique 3D pour différents angles d'inclinaisons. Le modèle sera ensuite confronté à des résultats de mesures.

3.5.1 Cas d'une ligne inclinée

Nous nous intéressons dans cette étude à la pénétration du champ électromagnétique dans caisson de blindage et son couplage sur une ligne de transmission inclinée. Considérons une cavité électromagnétique aux parois parfaitement conductrices de dimensions $a \times b \times d$, qui contient une (ou plusieurs) ouverture(s), illuminée par une onde plane extérieure.

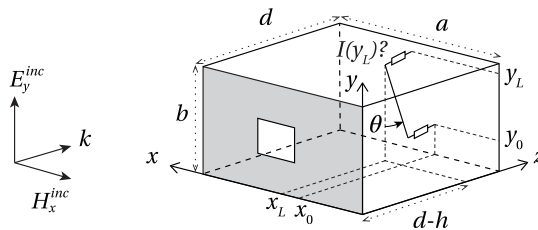


FIGURE 3.10 – Description du problème de couplage entre une onde plane et une ligne de transmission inclinée protégée par une cavité électromagnétique.

Le système est schématisé figure 3.10. La longueur de la ligne est égale à L distante de h de la paroi du fond de la cavité. Son rayon est noté r . La méthodologie est exactement la même que précédemment, elle se déroule en deux phases, une première permettant de calculer le champ

électrique à l'emplacement de la ligne et une deuxième où le champ calculé dans la première phase représente la source de perturbation rayonnée sur une ligne de transmission victime. Seulement, la ligne étant inclinée sa position est désormais dépendante à la fois de x et de y . Ainsi les composantes du champ électrique qui se couple sur la longueur de la ligne sont $E_{x,mn}^{\text{tot}}(x, y, d-h)$ et $E_{y,mn}^{\text{tot}}(x, y, d-h)$. On rappelle que ces mêmes composantes en $z = d$ sont nulles puisqu'elles sont tangentielles à la paroi parfaitement conductrice du blindage.

- **Calcul des générateurs équivalents** $I_{ES,mn}^{\text{taylor}}(y_L)$ et $V_{ES,mn}^{\text{taylor}}(y_L)$

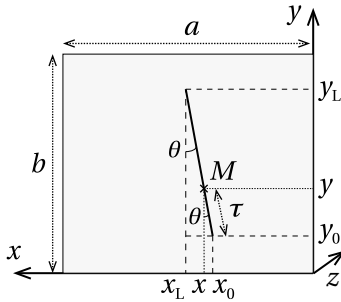


FIGURE 3.11 – Coordonnées d'un point M sur la ligne victime.

La figure 3.11 montre que la ligne est inclinée d'un angle θ dans le sens trigonométrique. Les variables x et y peuvent alors s'écrire en fonction d'une variable unique τ , qui représente la variation de la longueur de la ligne dans le plan xOy . En un point $M(x, y, d-h)$ de la ligne, on a alors,

$$x = x_0 + \tau \sin \theta \quad (3.46a)$$

$$y = y_0 + \tau \cos \theta \quad (3.46b)$$

Les coordonnées des composantes du champ sont modifiées en fonction d'une seule variable τ et s'écrivent $E_{x,mn}^{\text{tot}}(x_0 + \tau \sin \theta, y_0 + \tau \cos \theta, d-h)$ et $E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_0 + \tau \sin \theta, y_0 + \tau \cos \theta, d-h)$. Les expressions des générateurs équivalents totaux à la perturbation rayonnée sont de ce fait impactés

par la valeur de τ et aussi la valeur de l'angle θ . Ainsi, en suivant une démarche similaire à la précédente pour démontrer ces expressions, on obtient les expressions de ces grandeurs électriques en fonction de l'angle θ ,

$$\begin{aligned} I_{ES,mn}^{\text{taylor}}(y_L) = & \int_0^L \phi_{21}(L-\tau) E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_0 + \tau \sin \theta, y_0 + \tau \cos \theta, d-h) d\tau \\ & + \int_0^L \phi_{21}(L-\tau) E_{x,mn}^{\text{tot}}(x_0 + \tau \sin \theta, y_0 + \tau \cos \theta, d-h) d\tau \\ & - \int_0^L \phi_{21}(L-\tau) \int_d^{d-h} \frac{\partial E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_0 + \tau \sin \theta, y_0 + \tau \cos \theta, z)}{\partial x} dz d\tau \\ & + \phi_{21} \left(\frac{L}{\cos \theta} \right) \frac{1}{\cos \theta} \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_0, y_0, z) dz \end{aligned} \quad (3.47)$$

$$\begin{aligned} V_{ES,mn}^{\text{taylor}}(y_L) = & \int_0^L \phi_{11}(L-\tau) E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_0 + \tau \sin \theta, y_0 + \tau \cos \theta, d-h) d\tau \\ & + \int_0^L \phi_{11}(L-\tau) E_{x,mn}^{\text{tot}}(x_0 + \tau \sin \theta, y_0 + \tau \cos \theta, d-h) d\tau \\ & - \int_0^L \phi_{11}(L-\tau) \int_d^{d-h} \frac{\partial E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_0 + \tau \sin \theta, y_0 + \tau \cos \theta, z)}{\partial x} dz d\tau \\ & - \frac{1}{\cos \theta} \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_L, z) dz + \phi_{11} \left(\frac{L}{\cos \theta} \right) \frac{1}{\cos \theta} \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_0, y_0, z) dz \end{aligned} \quad (3.48)$$

où $E_{u,mn}^{\text{tot}}$ est la composante totale $u = \{x, y, z\}$ du champ électrique au niveau de la ligne calculée grâce à la reformulation du modèle de Yin (disponible au chapitre 2) à savoir la somme des contributions des modes TE et TM qui se propagent dans le guide. D'autre part $d\tau$ représente la longueur d'un tronçon de ligne qui évolue en fonction de l'angle d'inclinaison $d\tau = dy/\cos\theta = dx/\sin\theta$. Ces relations sont valides pour $0 < \theta < \pi/2$.

- **Évaluation du courant induit selon l'angle d'inclinaison**

Dans cette section, nous cherchons à évaluer le courant induit à l'extrémité de la ligne de transmission victime inclinée pour différents angles d'inclinaison afin de valider notre modèle analytique. Les résultats obtenus numériquement par le modèle analytique sont confrontés à ceux calculés par le solveur numérique commercial, CST MWS. Le caisson de dimensions $1,5 \times 1,0 \times 1,0$ m comporte une ouverture de $20,2 \times 20,2$ cm sur sa face avant dont le centre a pour coordonnées $(x_a = 75,9; y_a = 50,1)$ cm. Le courant induit sur la ligne de longueur 35 cm et de rayon 1 mm est calculé sur la bande de fréquence 200 – 500 MHz. Elle est située à 4,65 cm de la paroi arrière et est chargée par $Z_0 = 20$ k Ω (circuit ouvert) et $Z_L = 50$ Ω . L'extrémité L est fixée à $(x_L = 75; y_L = 65,3)$ cm. Les entiers m et n caractéristiques des modes de propagation varient de 0 à 5 de manière à ce que tous les modes qui se propagent en dessous de 500 MHz soient pris en compte dans la modélisation. La cavité est illuminée par une onde plane d'incidence normale, polarisée suivant \hat{y} d'amplitude 10 V/m. Dans cette partie, les parois de la cavité sont parfaitement conductrices.

Le courant induit en Z_L obtenu par les deux méthodes est illustré Fig. 3.12 pour quatre inclinaisons $\theta = 5^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 45^\circ$. Le modèle est capable de prédire le courant de manière précise et rapide. On remarque toutefois quelques différences d'amplitude au niveau des fréquences de résonance du fait de la méthodologie en deux phases, on ne tient pas compte ici du rayonnement de la ligne dans l'enceinte de blindage. On remarque également que la précision du modèle diminue lorsque l'angle d'inclinaison augmente. Ceci peut provenir du calcul du champ électrique. En effet, le champ calculé par le modèle reformulé de Yin fournit des résultats précis pour deux composantes du champ à savoir E_y et E_z . Quand à E_x , sa valeur est très faible ainsi le modèle peut surestimer la valeur de cette composante, qui dans cette configuration est une des composantes qui se couple directement sur la ligne. Le phénomène est plus visible lorsque l'angle est élevé comme à $\theta = 45^\circ$, notamment entre 350 et 400 MHz où le modèle semble surestimer le courant induit. Il vaut mieux privilégier l'étude des petits angles d'inclinaison à cause de cette limitation.

3.5.2 Présentation du dispositif expérimental

Les mesures ont été réalisées au moyen d'un caisson métallique en aluminium. On considère ici la même configuration qu'au paragraphe précédent (en termes de dimensions, charges, etc). La ligne victime en cuivre est fixée à la paroi interne du caisson. Nous avons utilisé une antenne cornet comme source électromagnétique reliée à un analyseur de réseau qui vient également mesurer directement la tension en bout de ligne. Le courant induit $I(y_L)$ est alors déduit très simplement dans la bande 200-500 MHz. Le pas fréquentiel est de 60 kHz. Le dispositif expérimental est présenté figure 3.13. Expérimentalement, la première étape consiste à analyser la source de perturbation. Dans nos simulations, la source est modélisée par une onde plane polarisée suivant \hat{y} . Ainsi, son amplitude est constante dans le plan xOy et seule la composante E_y^{inc} vient exciter le

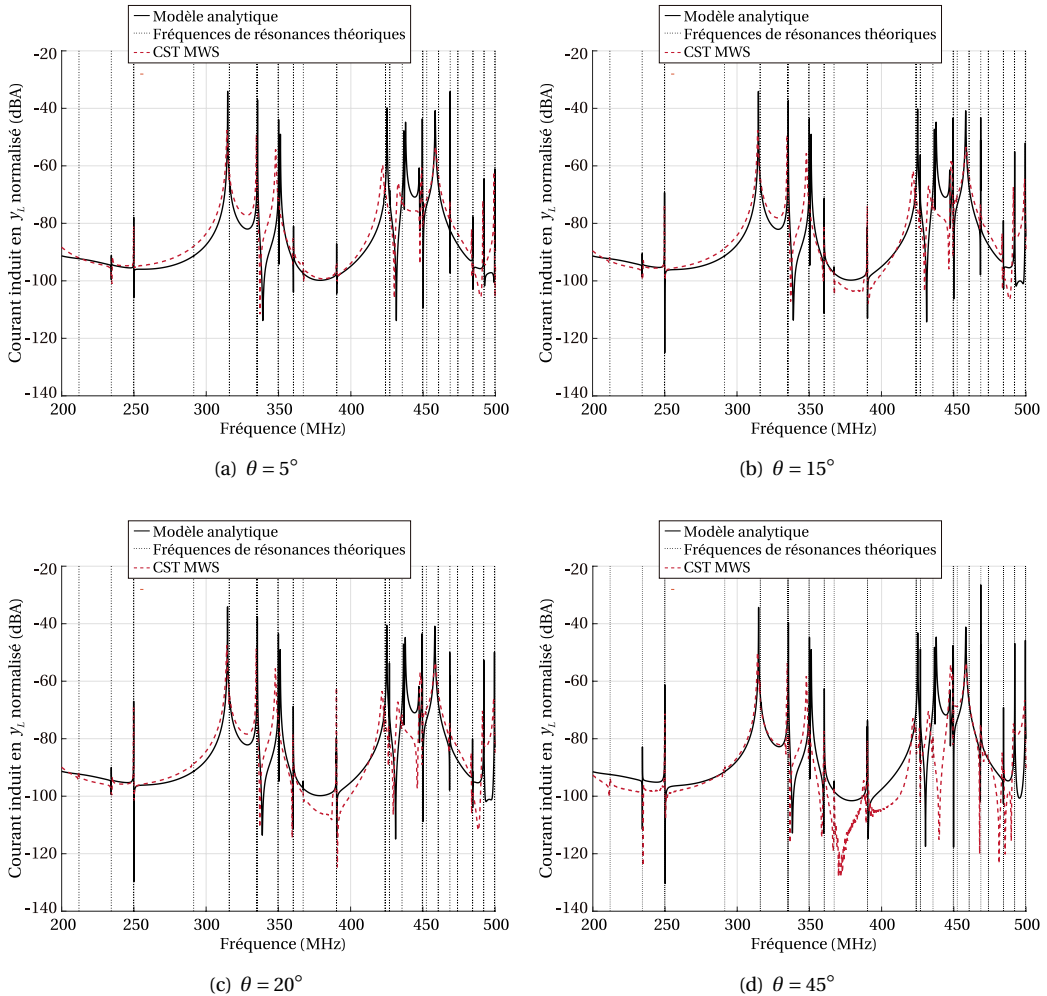


FIGURE 3.12 – Courant induit en y_L obtenu à l’aide du modèle et de la simulation numérique pour quatre angles d’inclinaison $\theta = 5^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 45^\circ$.

caisson de blindage. D’autre part, elle est constante sur toute la bande de fréquence considérée. Nous avons donc dû nous assurer que la configuration réalisée expérimentalement corresponde.

Le champ électrique rayonné par l’antenne cornet est mesuré à l’aide d’une sonde de champ en plusieurs points de la surface de l’ouverture lorsque le caisson est absent. La sonde de champ permet également de mesurer simultanément les trois composantes cartésiennes du champ électrique ainsi que la résultante totale.

Les figures Fig.3.14(a) et Fig.3.14(b) illustrent respectivement l’homogénéité du champ électrique incident et la répartition fréquentielle des trois composantes de ce même champ incident à une position donnée. La Fig.3.14(a) montre l’amplitude du champ électrique normalisé à 1 Watt, à savoir normalisé par rapport à la puissance injectée, pour quatre point de l’espace dans

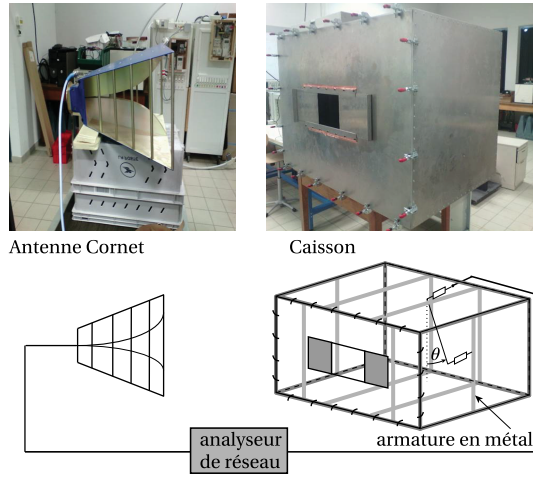


FIGURE 3.13 – Dispositif expérimental

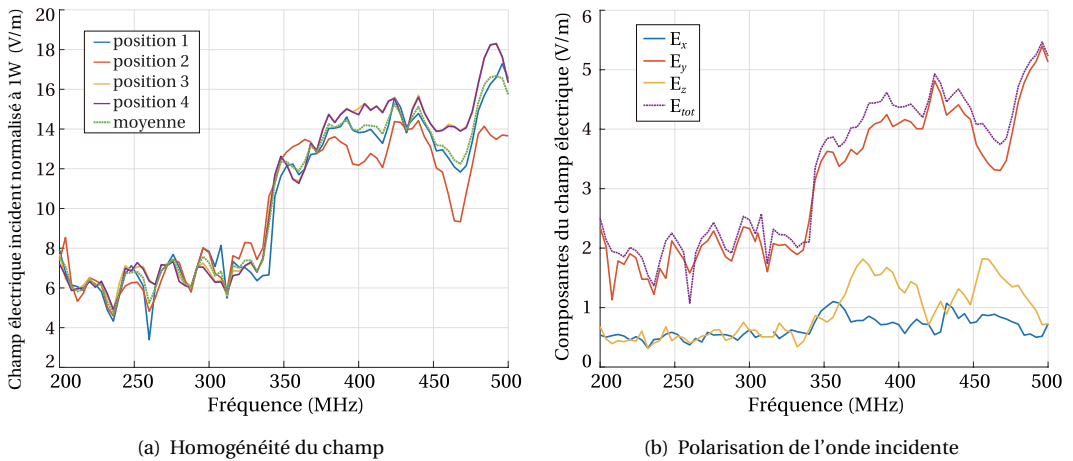


FIGURE 3.14 – Mesure du champ électrique rayonné par l'antenne cornet au niveau de l'ouverture,
 (a) Mesure en quatre points, estimation de l'homogénéité du champ et,
 (b) Mesure au centre de l'ouverture, vérification de la polarisation.

l'axe de l'antenne d'émission. On choisit ces points à l'endroit où se trouve l'ouverture lorsque le caisson est absent. Sur la même figure, nous avons tracé le champ électrique moyen issu de ces quatre positions. La position 1 est choisie à l'emplacement du point central de l'ouverture, alors que les positions 2 et 3 représentent respectivement l'emplacement des extrémités droite et gauche de l'ouverture. Notons également que les positions 3 et 4 correspondent en réalité au même emplacement à deux instants différents. Le champ incident mesuré à ces deux instants sont presque identiques, nous permettant de ce fait de valider la répétabilité du setup de mesure. D'autre part, l'ensemble des résultats présentés Fig.3.14(a) montrent que le champ électrique in-

cident est relativement homogène sur la surface de l'ouverture, bien que l'on observe quelques différences entre les champs mesurés. D'autre part, à partir de 350 MHz, les niveaux de champ sont nettement supérieurs par rapport à la bande 200-350 MHz à cause de la bande passante de l'antenne d'émission. Elle présente donc moins d'efficacité en dessous de ce seuil fréquentiel. Un autre paramètre important est la polarisation de l'onde excitatrice. Celle-ci doit être verticale, à savoir suivant y pour correspondre aux simulations. Sur la figure Fig.3.14(b), nous avons tracé les trois composantes du champ incident et la résultante totale mesuré à la position 1, à savoir au point central de l'ouverture lorsque celle-ci est absente. Il s'agit ici du champ mesuré brut, à savoir non normalisé à 1 W. De cette figure, on tire la conclusion que l'onde rayonnée par l'antenne est bien polarisée suivant y . Les champs électriques mesurés suivant les axes x et z ne sont néanmoins pas totalement nuls. Ceci est dû au positionnement de la sonde de champ, qui permet de mesurer ces champs électromagnétiques. En effet, elle n'est jamais parfaitement placée dans le même repère que l'antenne d'émission ce qui peut engendrer ce type de résultats au niveau des composantes. Cependant, cette observation n'altère en rien la valeur du champ total mesuré, ce qui n'aura donc aucune incidence par la suite sur les mesures de courant induit.

Les résultats témoignent de la forte variation de l'amplitude du champ dans la bande de fréquence considérée. L'antenne cornet produit donc un rayonnement relativement directif et homogène mais très chahuté en fréquences. De ce fait, le courant induit mesuré sera présenté normalisé par rapport au champ incident moyen mesuré au niveau de l'ouverture afin de comparer modèle et mesures.

3.5.3 Résultats et discussion

La figure 3.15 montre l'estimation du courant induit à l'extrémité y_L de la ligne de transmission par le modèle analytique et la mesure de ce courant via le dispositif présenté plus haut pour quatre angles d'inclinaison de faible valeur $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$.

De ces quatre figures, on tire la même conclusion : la méthode analytique de couplage est satisfaisante jusqu'à environ 450 MHz. Le courant induit prédit par le modèle analytique est compris le plus souvent, dans les limites prédites par la mesure, à savoir entre les bornes des incertitudes de mesure. Celles-ci sont équivalentes à ± 4 dB représentant la somme des influences des différentes sources d'incertitudes liées au setup de mesures. Ces incertitudes peuvent être regroupées en trois catégories, à savoir, le mode d'opération, la configuration physique et la configuration des câbles. D'autre part, On remarque également que le modèle analytique prédit un courant induit plus important que celui mesuré aux basses fréquences, à savoir jusqu'à environ 300 MHz. Il s'agit d'une des limitations de l'antenne d'émission, qui comme discuté plus haut présente moins d'efficacité en dessous de 350 MHz. Ceci signifie que la mesure de courant induit peut être altérée en dessous de ce seuil. L'amplitude du courant se trouve alors à ces fréquences au niveau du bruit. C'est pourquoi sur cette bande de fréquence 220-300 MHz environ, le courant induit mesuré présente une amplitude plus faible que celui prédit par le modèle analytique. Sur les deux premières figures (a) et (b), correspondant aux angles d'inclinaison 5° et 10° , nous avons tracés les résultats issus de la simulation numérique via le logiciel CST MWS. Aux basses fréquences, on remarque que le modèle et CST prédisent un courant induit d'amplitudes similaires, ce qui confirme nos précédents propos si l'on considère CST comme notre référence.

Cependant, au delà de la fréquence de 450 MHz, les résonances obtenues par le modèle sont

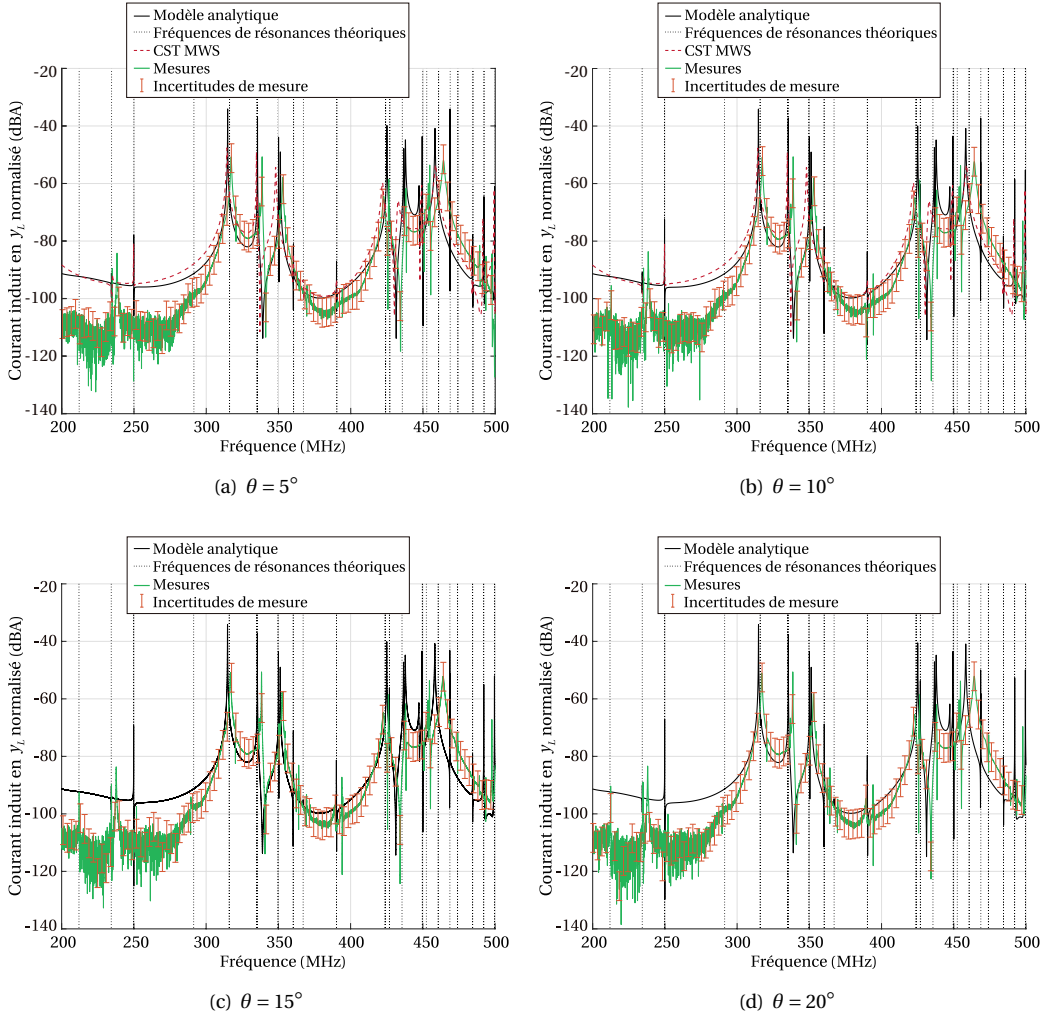


FIGURE 3.15 – Courant induit en y_L normalisé par rapport au champ incident obtenu par le modèle et la mesure pour quatre angles d'inclinaison $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$.

plus faibles que celles données par la mesure. Une simple erreur de mesure des dimensions a , b ou d de quelques millimètres provoque un déplacement des fréquences de résonance. Cette variation peut aussi être la conséquence de phénomènes naturels dus au matériau qui constitue le caisson, comme la dilatation ou la compression des parois métalliques (selon la température ambiante). Par conséquent, la structure de la cavité est responsable des variations de ses caractéristiques de résonance. D'autre part, le caisson réel est renforcé de l'intérieur par une armature en métal. Celle-ci n'est pas prise en compte dans le modèle ce qui peut engendrer un certain décalage au niveau des résonances. On remarque également qu'à certaines fréquences de résonance le modèle surévalue le courant induit. Dans l'approche proposée, le matériau qui constitue la cavité est choisi parfaitement conducteur, donc de conductivité infinie. Or, le caisson réel

est en aluminium dont la conductivité électrique est finie. Une des propriétés des matériaux est d'absorber une partie du champ dans son épaisseur, on parle de pertes électromagnétiques par diffusion. Ces pertes entraînent une atténuation des niveaux de champs aux fréquences de résonances, un élargissement des pics de résonances mais aussi un déplacement de ces fréquences. Ces phénomènes sont plus ou moins importants en fonction des caractéristiques électriques du matériau. La performance du blindage diminue, en particulier, avec la conductivité du matériau. D'autre part, la paroi frontale du caisson est amovible, et peut laisser pénétrer une faible partie du champ ambiant dans la cavité par les fentes créées aux bords de la paroi si celle-ci est mal repositionnée. Dans ce cas, l'ouverture, dont l'influence est évidemment dominante par rapport aux pertes engendrées par les fentes au bord de la paroi, n'a pas retrouvé sa position d'origine. On observe alors deux cas de figure, le premier où il y a création de fentes qui ne sont pas modélisées analytiquement, et le second où l'ouverture n'est pas placée à la même position sur la paroi que dans la simulation. De ce fait, la configuration simulée et mesurée n'est plus exactement la même que la configuration mesurée. Ce sont des incertitudes qui peuvent avoir une influence non négligeable sur l'évaluation du courant induit puisqu'elles modifient la distribution du champ électromagnétique dans la cavité. Enfin, pour fixer la ligne à la paroi de l'enceinte, il a fallu percer cette paroi. L'orifice ainsi créé a été rempli par l'extrémité du connecteur servant à relier la ligne et l'analyseur de réseau. Cependant, si le connecteur ne remplit pas complètement l'orifice, une partie du champ électromagnétique peut s'échapper, ce qui n'est pas non plus pris en compte dans la modélisation analytique. Pour toutes ces raisons, on s'aperçoit qu'une estimation du courant la plus réaliste possible nécessite la prise en compte des pertes dans les matériaux, mais pas seulement. Cette amélioration doit également permettre, au travers d'une conductivité équivalente de tenir compte des effets indésirables mentionnés ici, comme la paroi mobile ou encore le passage de connecteurs.

On remarque également que les courant induits mesurés semblent être identiques quelque soit la valeur de l'angle d'inclinaison. Nous avons tracé figure 3.16 la totalité des mesures de courants induits normalisés pour différents angles d'inclinaison.

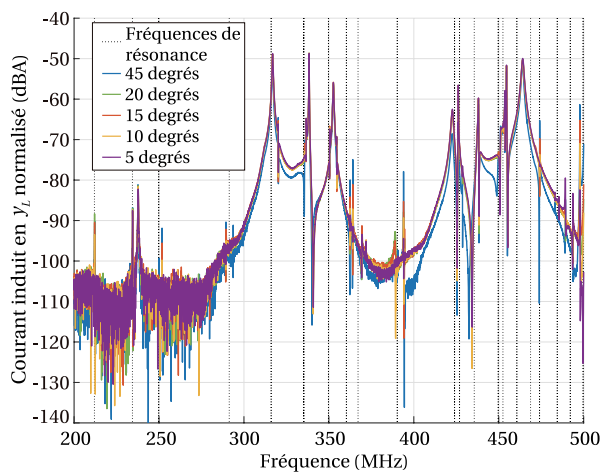


FIGURE 3.16 – Courant induit mesuré en y_L normalisé par rapport au champ incident pour $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$ et 45° .

La comparaison de ces courants induits mesurés à l'extrémité de la ligne en fonction de son inclinaison montre que cette dernière ne joue pas un rôle prépondérant dans l'estimation de ce courant. Cette conclusion est néanmoins valable pour une ligne de transmission centrée sur la paroi du fond de l'enceinte de blindage. D'autre part, il existe une incertitude sur la position réelle de la ligne c'est pourquoi l'introduction de l'angle d'inclinaison dans le modèle est importante, bien que son impact ne soit pas le plus critique par rapport à d'autres termes physiques que nous avons négligé (comme les pertes électriques, aussi bien dans le matériaux que celles dues aux discontinuités du blindage).

3.6 Conclusion

Ce chapitre est consacré à une première amélioration des modèles ILCM. La technique développée permet de modéliser le couplage entre une source externe de type onde plane et une structure filaire contenue dans une cavité électromagnétique. La première partie du chapitre décrit la méthodologie employée qui consiste à séparer le problème en deux sous ensembles indépendants. Le premier sous-ensemble permet de calculer le champ électromagnétique à l'intérieur de la cavité à l'emplacement de la ligne de transmission victime. Le second sous-ensemble fait intervenir les champs internes à la cavité électromagnétique calculés en l'absence de la ligne, issus du premier sous-ensemble comme la source de perturbation d'une ligne de transmission à deux conducteurs. On fait donc l'hypothèse que le conducteur victime a une influence négligeable sur la distribution des champs électromagnétiques dans la cavité. On combine alors deux modèles ILCM performants, le modèle de Konefal et le modèle de Yin reformulé, à une méthode de couplage champ-fil. Il en découle deux modèles complémentaires permettant de traiter de nombreuses configurations. Cependant chaque modèle possède des restrictions et trouve leurs applications dans le respect de ces limites. Les deux approches montrent des performances respectant les critères de la problématique. Le deuxième modèle est néanmoins plus performant tant au niveau de la précision des résultats qu'en terme de nombre de configurations possibles. On propose deux validations, une validation numérique et une validation expérimentale. Pour les mesures, seul le deuxième modèle est analysé puisque l'ouverture de notre caisson ne respecte pas les limites du premier. On a pu observer dans la partie expérimentale que la description précise de la configuration a une importance capitale. En effet, les parois du caisson réaliste ne sont pas parfaitement conductrices et entraînent de ce fait des pertes par diffusion dans le matériau. D'autres pertes comme des fuites dues à la conception du dispositif peuvent aussi intervenir. Ces deux types de pertes électromagnétiques provoquent une diminution de l'amplitude du champ (et donc du courant induit) au niveau des pics de résonances mais aussi un élargissement de ceux-ci. Elles provoquent également un déplacement des fréquences de résonances. Puisque dans les modèles ILCM, les pertes électromagnétiques citées ne sont pas modélisées, les résultats prédits par le modèle montrent des différences avec ceux mesurés. Ainsi, pour améliorer les performances du modèle, il apparaît nécessaire d'introduire ces pertes dans la modélisation. C'est donc naturellement l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 4

Modélisation des pertes électriques dans l'approche circuit

Suite à la mesure du courant induit à l'extrémité d'une ligne de transmission victime contenue dans une enceinte de blindage, nous avons constaté que les pertes dues au matériau constituant les parois de l'enceinte protectrice pourrait fortement influencer (et modifier) les résonances de la cavité électromagnétique.

Par conséquent, nous proposons dans ce chapitre, d'inclure dans notre modèle la prise en compte des pertes par diffusion dans la cavité électromagnétique. La technique est développée dans le cas d'une enceinte vide ne contenant aucun équipement. L'efficacité de blindage de l'enceinte ainsi calculée est comparée à celle obtenue par un code numérique. Ensuite, l'approche analytique est introduite dans la méthode de couplage décrite au chapitre précédent, pour confronter le modèle aux résultats expérimentaux obtenus dans le cas du caisson présenté précédemment mais aussi pour un caisson de blindage réaliste.

4.1 Introduction	110
4.2 Technique analytique d'intégration des pertes	112
4.2.1 Impédance de surface	113
4.2.2 Atténuation dans un guide d'onde	115
4.2.3 Paroi frontale de l'enceinte	116
4.2.4 Fréquences de résonances	117
4.2.5 Efficacité de blindage	118
4.3 Validations numériques	119
4.3.1 Étude du modèle avec pertes	119
4.3.1.1 Analyse en amplitude	121
4.3.1.2 Analyse en fréquences	123
4.3.1.3 Impact des matériaux	124
4.3.1.4 Comparaison avec les modèles de Pedram [109] et de Solin[137]	127
4.3.1.5 Représentation en champ électrique	131
4.3.2 Avantages du modèle	132
4.4 Analyse d'un cas complexe	133
4.5 Analyse expérimentale du couplage avec une ligne	135

4.5.1	Cas d'un caisson contenant une seule ouverture rectangulaire	135
4.5.1.1	Intégration des pertes	136
4.5.1.2	Ajustement des dimensions	137
4.5.2	Cas d'un caisson contenant plusieurs ouvertures de formes différentes	139
4.6	Conclusion	141

4.1 Introduction

Nous avons pu constater au chapitre précédent, suite à une comparaison avec des essais expérimentaux, que la modélisation d'une cavité idéale vis à vis des pertes, ne représente pas fidèlement le comportement d'une cavité réelle. Ceci signifie que dans le cas idéal, les parois de la cavité sont considérées parfaitement conductrices de conductivité électrique infinie. En réalité, les matériaux conducteurs, comme le cuivre ou encore l'aluminium, qui sont qualifiés de conducteurs électriques performants, sont caractérisés par une **conductivité électrique réelle finie** de l'ordre de 10^7 S/m. En pratique, les caractéristiques de ce matériau, qu'elles soient électriques ou magnétiques, modifient le comportement électromagnétique de la cavité. Il y a inéluctablement des **pertes d'énergie** dans la cavité causées essentiellement par la diffraction du champ par les ouvertures, mais aussi **la diffusion des champs à travers les matériaux constituant la structure**¹. Ce dernier type de pertes est souvent négligé pour des structures de blindage en métal par rapport à celles provoquées par les ouvertures. Ceci est dû à la très grande conductivité des métaux usuels qui leur permet d'assurer une forte efficacité de blindage. Néanmoins, l'utilisation de nouveaux matériaux comme des alliages de métaux voire de matériaux composites, plus légers et moins conducteurs remet en question le problème de la diffusion à travers les parois. Le remplacement de matériaux métalliques par des matériaux composites ou de conductivité moins importante, a pour effet de dégrader la qualité du blindage. Par exemple, les matériaux composites à fibre de carbone de conductivité électrique $\sigma = 5 \times 10^4$ S/m, sont environ 1000 fois moins conducteurs que les métaux usuels [49], dont la conductivité dépasse les 10^7 S/m. Ces matériaux composites, souvent employés dans les domaines spatial et aéronautique pour leurs propriétés mécaniques (poids, résistance et procédé de fabrication), constituent d'intéressants substituts aux alliages de métaux [127] [111].

D'autre part, comme mentionné à la fin du chapitre précédent, en plus des pertes par diffusion, d'autres types de pertes peuvent intervenir. Il est possible d'introduire ces pertes par la modélisation de parois à la conductivité finie. Dans ce cas, la conductivité est plus faible et peut être considérée comme une **conductivité électrique équivalente**. Le facteur de qualité représentant les pertes dans les parois ne tient pas compte des pertes dans les joints d'étanchéité de l'ensemble des murs, ni des pertes dans les câbles, ni de l'effet de charge. Ce facteur de qualité est donc souvent surestimé par rapport aux données mesurées [9]. L'utilisation d'une conductivité électrique équivalente rassemblant tous les autres mécanismes de pertes peut corriger l'erreur d'estimation du facteur de qualité des pertes dans les parois. Nous discuterons de ce point un peu plus loin dans ce chapitre. La prise en compte des pertes dans les parois est de ce fait un paramètre important que l'on ne peut pas négliger dans la modélisation. L'énergie dissipée entraîne une diminution de l'amplitude du champ aux fréquences de résonances et un élargissement du pic de résonance. Les fréquences de résonances, caractéristiques du comportement de la cavité, subissent également des variations en fréquences. C'est à dire que les fréquences de résonance d'un matériau moins conducteur apparaissent à des fréquences plus basses que celles des métaux usuels.

1. D'autres types de pertes peuvent intervenir dans le cas où la cavité contient un équipement ou des sources internes qui constituent un point de fuite.

[49] **Gobin, V.** « Diffraction par des ouvertures et par des objets tridimensionnels. Application à la mesure des impédances de surface des matériaux bons conducteurs ».

[127] **Sarto, M. S.** « A new model for the FDTD analysis of the shielding performances of thin composite structures ».

[111] **Preault, V.** et al. « Effective Permittivity of Shielding Composite Materials for Microwave Frequencies ».

[9] **Besnier, P.** et al. *Electromagnetic reverberation chambers*.

Différentes approches abordent le problème d'enceintes constituées de matériaux métalliques réalistes voire composites. On retrouve des approches numériques « full wave », comme les différences finies (DF) dans [23] où les auteurs incorporent l'effet du matériau sur les résonances de la cavité, mais aussi des études expérimentales menées par Olyslager [104] et Li [81] dans les années 2000. D'autres techniques basées sur le principe d'équivalence [6] [22], sur l'expansion des fonctions de Green dyadiques [154] ou encore sur l'approche power balance [46] étudient le problème de cavités munies d'ouvertures contenant des pertes conducteur. Dans les approches power balance, on retrouve les travaux de D. A. Hill [58]. Il développe une méthode mathématique intégrant les pertes de la cavité à travers son facteur de qualité, qui quantifie l'ensemble des fuites radioélectriques. Il tient compte des pertes dans les matériaux, des fuites dues aux ouvertures et de l'absorption due aux équipements. Il montre dans plusieurs configurations d'ouvertures l'efficacité de son approche face à des résultats expérimentaux. Cependant, sa technique basée sur une approche Power Balance ne tient pas compte de la géométrie de l'enceinte protectrice ni de l'emplacement des ouvertures et des appareils (qu'ils soient sous test, d'émission ou de réception). Plus récemment, M. Pedram [109] décrit une procédure d'insertion des pertes dans les conducteurs par une approche numérique basée sur la méthode des moments, et par un modèle circuit. La propagation sur la ligne représentant l'ouverture et celle représentant le guide est altérée par la conductivité finie du matériau. La constante de propagation des lignes est ainsi modifiée pour tenir compte de l'atténuation causée par les pertes. Les résultats prédits par les méthodes sont en accord avec les simulations des logiciels commerciaux. Cependant, puisque la méthode circuit repose sur les travaux de M. P. Robinson, son utilisation se limite aussi aux basses fréquences. Quelques années plus tard, J. R. Solin étend les travaux de Collin [30] sur la diffusion des pertes par les parois d'une cavité, à la modélisation des modes supérieurs. Son approche est purement mathématique. Dans un premier article [136], il développe sa théorie étendue aux modes supérieurs pour des cavités contenant de petites ouvertures. Il combine alors les travaux de Collin sur les cavités à ceux de Bethe sur les ouvertures [10]. Dans un deuxième article [137], paru quatre années plus tard, il introduit dans cette approche la conductivité finie des parois. Il étend une nouvelle fois les travaux de Collin à l'insertion des pertes dans la modélisation de cavités. Cependant sa description est indépendante de la position de l'ouverture sur la face avant, cette dernière est donc par défaut centrée. Sa proposition, bien que performante au regard des résultats fournis dans l'article, est purement mathématique. De ce point de vue, la formulation est relativement complexe et difficile à implémenter sans une parfaite maîtrise aussi bien mathématique que physique du comportement des cavités. Elle ne correspond donc pas à notre critère de simplicité.

[23] **Chaoqun Jiao** et al. « Analysis of shielding effectiveness of enclosure with an aperture using FDTD method ».

[104] **Olyslager, F.** et al. « Numerical and experimental study of the shielding effectiveness of a metallic enclosure ».

[81] **Li, M.** et al. « EMI reduction from airflow aperture arrays using dual-perforated screens and loss ».

[6] **Bailin Ma** et al. « Resonant electromagnetic field coupled into a lossy cavity through a slot aperture ».

[22] **Chang-Hong Liang** et al. « EM fields coupled into a cavity with a slot-aperture under resonant conditions ».

[154] **Yeqin Huang** « Equivalent circuit of an aperture-coupled lossy cavity ».

[46] **Gifuni, A.** « Relation Between the Shielding Effectiveness of an Electrically Large Enclosure and the Wall Material Under Uniform and Isotropic Field Conditions ».

[58] **Hill, D. A.** et al. « Aperture excitation of electrically large, lossy cavities ».

[109] **Pedram, M.** et al. « Shielding Effectiveness of a Lossy Metallic Enclosure ».

[30] **Collin, R. E.** *Field theory of guided waves*.

[136] **Solin, J. R.** « Formula for the Field Excited in a Rectangular Cavity With a Small Aperture ».

[10] **Bethe, H. A.** « Theory of Diffraction by Small Holes ».

[137] **Solin, J. R.** « Formula for the Field Excited in a Rectangular Cavity With an Aperture and Lossy Walls ».

Nous proposons donc ici, une seconde amélioration du modèle de Yin reformulé (la version reformulée est présentée au chapitre 2). La technique analytique d'origine est modifiée, comme le circuit équivalent pour inclure la conductivité des parois dans le modèle. La formulation permet alors d'estimer le champ électromagnétique dans la cavité en tenant compte non seulement des fuites dues à l'ouverture mais aussi de la diffusion de ce champ dans les parois de la cavité et des pertes liées à la structure de l'enceinte.

4.2 Technique analytique d'intégration des pertes

La conductivité finie, notée σ des parois dans la modélisation intervient non seulement au niveau du circuit électrique mais aussi dans la formulation mathématique du modèle. On synthétise ici chaque aspect de la modélisation :

- D'abord la paroi du fond (paroi transverse du guide) représentée dans le cas sans pertes (parois parfaitement conductrices) est chargée d'une impédance de surface $Z_S = f(\sigma)$. On considère ici que ces pertes sont uniformément réparties sur l'ensemble de cette paroi.
- Ensuite, On intègre dans la constante de propagation de la ligne de transmission équivalente au guide d'onde représentant la cavité, une constante d'atténuation α . Sa valeur diffère en fonction du mode de propagation. Elle s'exprime en fonction de la partie réelle de l'impédance de surface. En conséquence $\alpha = f[\Re(Z_S)] = f(R_S)$. De ce fait, on tient compte des pertes sur toute la longueur du guide et ainsi dans chacune de ses parois longitudinales.
- La dernière paroi, à savoir la paroi frontale (paroi transverse) n'est pas modifiée, elle reste parfaitement conductrice. On fait l'hypothèse ici que les pertes dues à la présence de l'ouverture sont prépondérantes par rapport aux pertes dans la paroi.
- On sait également que l'énergie ainsi dissipée provoque un décalage des fréquences de résonances vers les basses fréquences. Nous traiterons également cet aspect en recalculant ces fréquences de résonances en fonction du facteur de qualité dues aux pertes.

Reprenons le circuit équivalent original proposé par Robinson et repris une vingtaine d'années plus tard par Yin illustré figure 5.1(a). Les améliorations qu'apporte Yin ne modifient pas la structure du circuit en elle-même, seule la formulation théorique du modèle est affectée. C'est également le cas dans notre reformulation en champ électrique de son modèle. La partie circuit est identique, seulement, la résolution du problème est différente. Cette représentation sous forme d'un circuit simple n'est finalement représentative que d'un seul mode de propagation. C'est en sommant la contribution de chaque mode que l'on retrouve le champ électrique dans la cavité. Les pertes sont ajoutées dans le circuit équivalent à travers deux éléments : une impédance de charge Z_S à l'extrémité de la ligne et la constante d'atténuation α_{mn} du mode (partie réelle de la constante de propagation γ_{mn} de ce même mode). Ces changements sont indiqués sur la figure 4.1(b). On retrouve par comparaison sur l'ensemble de la figure 4.1 les deux éléments du circuit affectés par l'inclusion des pertes.

Dans la suite de cette section, on développe en détail la technique de modélisation des pertes

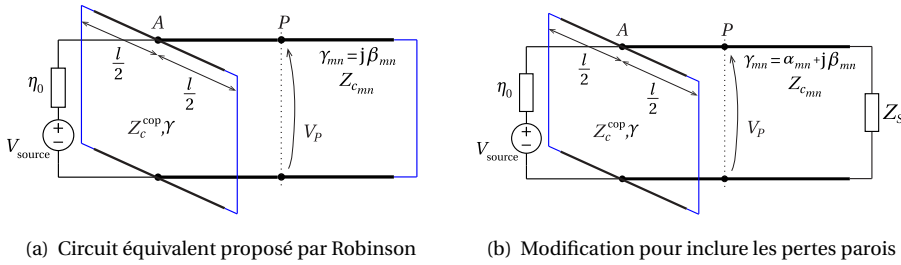


FIGURE 4.1 – Circuit équivalent au problème d'une cavité électromagnétique (a) idéale et (b) réelle, munie d'une ou plusieurs ouvertures.

dans l'approche circuit. Chaque partie est traitée indépendamment. On commence par décrire l'impédance de surface permettant d'inclure les pertes dans la paroi du fond, puis l'atténuation dans le guide d'onde, ensuite la paroi frontale de la cavité et enfin on termine avec le calcul des nouvelles fréquences de résonances.

4.2.1 Impédance de surface

Nous nous intéressons principalement par la suite aux matériaux homogènes caractérisés par une perméabilité magnétique μ_0 identique à celle du vide (pas de propriété magnétique), une permittivité électrique ϵ , une conductivité électrique σ et une épaisseur t . Considérons une structure plane constituée d'un matériau très conducteur. Les paramètres caractéristiques du matériau vérifient l'approximation dite des « bons » conducteurs, $\sigma \gg \omega\epsilon$ sur l'ensemble de la gamme de fréquence.

Si le conducteur était idéal, le champ électrique tangentiel à la surface du matériau serait égal à 0. Dans le cas d'un conducteur réel il existe à la surface du conducteur un champ électrique tangentiel non nul. La condition aux limites d'impédance de surface, en anglais SIBC, de Leontovich du premier ordre [78] relie alors les champs électromagnétiques tangentiels à la surface conductrice par l'impédance de surface Z_S , pour une fréquence donnée, selon la relation,

$$\mathbf{E}_t(\mathbf{r}, \omega) = Z_S(\omega) [\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_t(\mathbf{r}, \omega)] \quad (4.1)$$

En considérant l'approximation des bons conducteurs dans le domaine fréquentiel, l'impédance de surface $Z_S(\omega)$ d'un conducteur homogène et non magnétique, est donnée en notation complexe [151] par,

$$Z_S(\omega) = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma}} \quad (4.2)$$

L'équation (4.2) peut se mettre sous la forme,

$$Z_S(\omega) = R_S(\omega) + j\omega L_S(\omega) = \frac{1+j}{\sigma\delta} \quad (4.3)$$

[78] **Leontovich, M.** « On the approximate boundary conditions for the electromagnetic field on the surface of well conducting bodies ».

[151] **Walsh, P. J.** et al. « Theory of microwave surface impedance in superconductors and normal metals ».

où δ est l'épaisseur de peau, qui correspond à la profondeur de pénétration de l'onde incidente dans le matériau lorsque celle-ci est atténuée de $1/e$ (e est la valeur de l'exponentielle). Lorsque la fréquence augmente, la densité volumique de courant se concentre à la surface des conducteurs. L'effet de peau provoque la décroissance de la densité de courant suivant une loi exponentielle depuis la périphérie jusqu'au centre du conducteur. Il en résulte une augmentation de sa résistance. Le champ électromagnétique qui se propage dans le métal² est atténué d'un facteur $e^{-t/\delta}$. La grandeur δ s'exprime en fonction de la fréquence de travail et des propriétés électromagnétiques du matériau, à savoir sa conductivité électrique et sa perméabilité magnétique. Pour un matériau non magnétique ($\mu = \mu_0$), elle est donnée par,

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu_0 \sigma}} \quad (4.4)$$

La résistance et l'inductance de surface, notées respectivement, $R_S(\omega)$ et $L_S(\omega)$ sont définies en fonction des propriétés du matériau comme,

$$R_S(\omega) = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma}} = \eta \sqrt{\frac{\omega \varepsilon}{2\sigma}} = \frac{1}{\sigma \delta} \quad (4.5)$$

où η est rappelons le, l'impédance d'onde en espace libre $\eta = \sqrt{\mu_0/\varepsilon}$ (milieu non magnétique).

$$L_S(\omega) = \sqrt{\frac{\mu_0}{2\sigma\omega}} \quad (4.6)$$

La relation (4.3) peut être utilisée comme condition limite d'impédance de surface car elle contient toutes les informations nécessaires sur la distribution du champ à l'intérieur du conducteur [97]. On modélise donc les propriétés électromagnétiques du matériau de la paroi antérieure par cette impédance de surface.

Comme mentionné plus haut, les propriétés du matériau doivent respecter l'approximation des bons conducteurs qui stipule que la conductivité électrique du matériau doit satisfaire $\sigma \gg \omega \varepsilon$. Ceci constitue une des limitations de notre modèle. La fréquence maximale envisagée est de 3 GHz ce qui nous amène à $\sigma \gg \frac{1}{36\pi} 10^{-9} \times 2\pi \times 2,5 \cdot 10^9 = 0,1389$ S/m. Afin de respecter cette restriction, on définit une conductivité minimale de 13,89 S/m, à savoir 100 fois plus grande que ce que le modèle est capable de supporter. Cette marge nous assure de toujours rester dans les limites d'utilisation du modèle. Ceci dit, cette limitation nous permet de modéliser un grand nombre de matériaux dont la structure est suffisamment conductrice pour assurer un certain degré de blindage mais aussi de tester la formulation pour des conductivités dites équivalentes.

Remarque : La formulation analytique du modèle circuit met en jeu l'épaisseur du matériau. Or celle-ci n'intervient pas lorsque les propriétés du matériau sont modélisées par une impédance de surface. Cependant, il est nécessaire de lui attribuer une valeur. Nous choisissons une épaisseur suffisamment grande pour s'affranchir de toute erreur numérique, à savoir la valeur de 2 voire 3δ . Dans le cas d'un matériau de conductivité $\sigma = 10^4$ S/m l'épaisseur de peau est égale à $\delta = 0,22$ mm à 0,5 GHz. L'épaisseur est donc choisie égale à 1 mm.

2. Voir chapitre 1, Mécanismes du blindage.

[97] **Nathan, I.** et al. « A systematic approach to the concept of surface impedance boundary conditions ».

4.2.2 Atténuation dans un guide d'onde

Dans la modélisation, la cavité est assimilée à une guide d'onde court-circuité. Le guide d'onde est lui-même représenté par une ligne de transmission équivalente puisque leurs comportements électromagnétiques sont similaires. Dans un guide d'onde métallique creux, les pertes sont dues à l'atténuation des ondes dans les parois parallèles (ou longitudinales) à la direction de propagation. La constante de propagation du guide et par conséquent de la ligne équivalente au guide, qui était purement imaginaire $\gamma_{mn} = j\beta_{mn}$ dans le cas sans pertes, est désormais définie par,

$$\gamma_{mn} = \alpha_{mn} + j\beta_{mn} \quad (4.7)$$

On rappelle que le paramètre α_{mn} représente la constante d'atténuation de l'onde dans le guide. Elle se calcule pour chaque mode de propagation par la méthode dite des perturbations [110] aussi appelée méthode des puissances. La constante d'atténuation est définie par la relation [105],

$$\alpha_{mn} = \frac{P_{L_{mn}}}{2P_{T_{mn}}} \quad (4.8)$$

où P_T correspond à la puissance moyenne totale portée par les champs électromagnétiques, et P_L la puissance totale perdue par unité de longueur dans la direction de propagation de l'onde.

La démonstration de l'expression de la constante d'atténuation est particulièrement longue c'est pourquoi elle est fournie en annexe C pour le mode TE_{10} . On trouve dans la littérature [86] les expressions de α_{mn}^{TE} et α_{mn}^{TM} . Elles sont écrites en fonction de la résistance de surface R_S . Ceci signifie que, comme pour la paroi du fond, le matériau choisi devra respecter les conditions imposées par l'impédance de surface. De manière générale, la constante d'atténuation liée aux modes TE est donnée par,

$$\begin{aligned} \alpha_{mn}^{TE} = & \frac{2R_S}{\eta_0 b \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} \left\{ \left[1 + \frac{b}{a} \right] \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right. \\ & \left. + \left[\frac{b^2 m^2 + a b n^2}{b^2 m^2 + a^2 n^2} \right] \left[\frac{\epsilon_n}{2} - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.9)$$

où a, b sont les dimensions de la section transverse du guide et ϵ_n est le facteur de Neumann égale à $\epsilon_n = 1$ pour $n = 0$ et à $\epsilon_n = 2$ pour $n > 0$.

Pour la propagation des ondes suivant les modes TM_{mn} , avec $n \neq 0$ et $m \neq 0$, la constante d'atténuation s'écrit,

$$\alpha_{mn}^{TM} = \frac{2R_S}{\eta_0 b \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} \left[\frac{b^3 m^2 + a^3 n^2}{a b^2 m^2 + a^3 n^2} \right]. \quad (4.10)$$

Pour le calcul des impédances de mode définies au chapitre 2 par les relations (2.35) et (2.36) on conserve les mêmes expressions, seulement la constante de propagation auparavant imaginaire pour un guide sans pertes est désormais complexe $\gamma_{mn} = \alpha_{mn} + j\beta_{mn}$.

[110] Pozar, D. M. *Microwave engineering*.

[105] Orfanidis, S. J. *Electromagnetic Waves and Antennas*.

[86] Marcuvitz, N. *Waveguide Handbook*.

4.2.3 Paroi frontale de l'enceinte

La dernière paroi est la paroi frontale de l'enceinte contenant l'ouverture (ou les ouvertures). Dans l'approche circuit, la modélisation de cette paroi discontinue est la plus complexe. Compte tenu des phénomènes physiques qui se produisent au niveau de l'ouverture, son comportement est modélisé par son aspect purement électrique. L'inclusion des pertes dans le matériau implique par conséquent, une analyse théorique compliquée. Du fait de la présence de l'ouverture on peut néanmoins se demander si cette étude est nécessaire.

Nous avons donc analysé par simulation numérique « full-wave », l'influence des propriétés électromagnétiques du matériau constituant cette paroi. La figure 4.2(a) montre le champ électrique total calculé via le logiciel commercial CST MWS dans le cas d'une enceinte entièrement métallique de conductivité $\sigma = 10^5$ S/m et d'une enceinte dont la face avant est modélisée par des murs parfaitement conducteurs, que l'on appelle couramment en anglais PEC. La seconde figure présente un histogramme de comparaison des deux courbes. Il a été obtenu avec la méthode FSV et montre la concordance des deux courbes suivant trois calculs ADM (amplitude), FDM (dérivée de la fonction), et GDM (global).

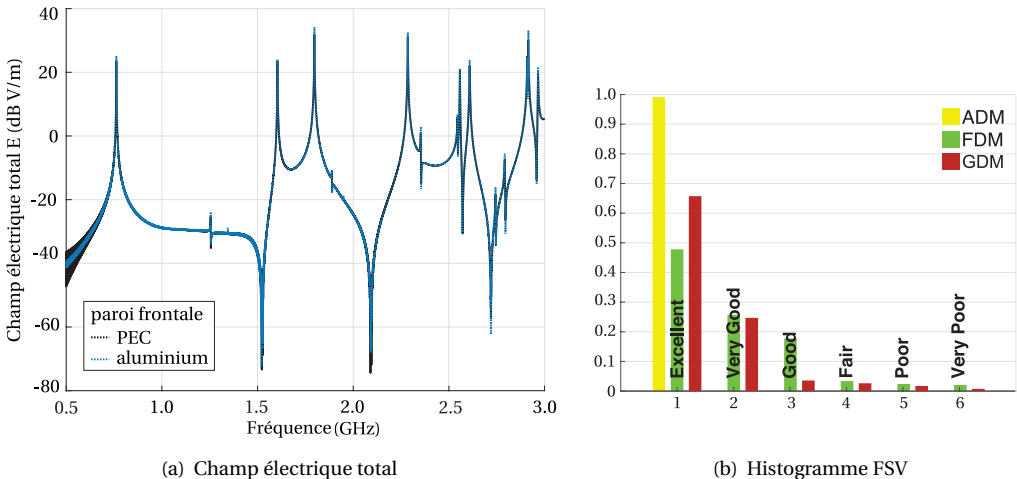


FIGURE 4.2 – Champ électrique total calculé via CST MWS pour une enceinte de conductivité $\sigma = 10^5$ S/m et une enceinte dont la paroi frontale est sans pertes.

Les champs électriques obtenus sont très similaires et les courbes sont superposées sur la totalité de la bande de fréquence. On observe toutefois de très faibles irrégularités, par exemple au niveau du pic de résonance à environ 2,1 GHz, où le champ électrique de l'enceinte à la paroi frontale sans pertes a une amplitude plus faible que celui de l'enceinte à la paroi de conductivité finie. On observe une autre irrégularité en basses fréquences. Le champ électrique dans l'enceinte sans pertes semble plus chahuté. Ceci est dû au fait que, lors de la simulation, l'amplitude du signal temporel n'a pas atteint zéro (condition qu'il faut remplir pour calculer la FFT au plus juste) puisqu'à partir d'un certain temps l'amplitude de ce signal diminue très lentement. Ces irrégularités sont responsables des différences obtenues lors de la comparaison, figure 4.2(b). En termes d'amplitude (ADM) les deux résultats sont en parfait accord puisque la totalité des écarts calculés sont tombés dans la catégorie Excellent, correspondant à l'écart le plus faible. Le calcul

de FDM est moins concluant, mais plus de 90 % des points sont contenus dans les trois catégories les plus importantes, Good, Very Good et Excellent. De ce fait, puisque la différence globale (GDM) est le résultat de la somme des deux autres, la plupart des écarts sont compris encore une fois dans les trois premières catégories pour lesquelles les écarts sont les plus faibles. Grace à ces deux graphiques, nous pouvons conclure que la paroi frontale de l'enceinte n'a pas besoin d'être modélisée comme une paroi de conductivité puisque les pertes provoquées par la présence de l'ouverture sont prépondérantes pour cette paroi.

L'ouverture est responsable d'importantes pertes électromagnétiques. En effet, elle laisse pénétrer le champ dans la cavité et réciproquement elle le laisse aussi sortir. De ce fait, son impact sur l'efficacité de blindage de l'enceinte est bien plus important que la diffusion des ondes dans le matériau et, de manière plus générale, des pertes dues à la conductivité réelle ou équivalente de ce matériau. Par conséquent, on peut s'affranchir d'une étude fastidieuse qui viserait à modéliser la conductivité du matériau constituant la paroi frontale. Cela étant dit, bien que la propriétés conductrices du matériau soient négligeable dans ce cas, il serait évidemment bien plus rigoureux de développer une technique pour inclure cette conductivité, ne serait ce que pour représenter plus fidèlement des boîtiers de blindage.

Dans la suite on considèrera une enceinte en métal de conductivité finie dont la face avant est parfaitement conductrice. Ceci signifie que, dans le modèle et les équations qui le régissent, la paroi contenant l'ouverture n'est pas modifiée. Elle est toujours modélisée par une ligne de transmission court-circuitée, d'impédance caractéristique égale à celle d'une ligne microruban coplanaire et de constante de propagation purement imaginaire (sans pertes).

4.2.4 Fréquences de résonances

Comme mentionné au début de ce chapitre, les pertes par diffusion provoquent plusieurs phénomènes. Tout d'abord, à cause de ces pertes, l'énergie associée à chaque mode de résonance diminue, de même que les oscillations de mode. L'amplitude du champ électrique à la résonance est, par conséquent, plus faible et le pic de résonance est plus large. La pénétration des ondes dans les parois de la cavité électromagnétique entraîne ainsi un élargissement virtuel des dimensions de la cavité. De ce fait, les résonances apparaissent à des fréquences légèrement plus basses que dans le cas d'une cavité sans pertes.

Dans une cavité idéale, sans ouvertures et parfaitement conductrice, les valeurs propres k_{mnp} (ou nombres d'onde de résonance) sont réelles. Par conséquent, si le nombre d'onde de la source périodique qui excite la cavité est égal au nombre de résonance le mode correspondant est excité avec une amplitude infinie. En pratique, la conductivité finie des parois de la cavité fait que les valeurs propres sont dotées d'une partie imaginaire non nulle. Ceci implique que le mode est excité par un champ d'amplitude finie. Le nombre d'onde de résonance de la cavité métallique avec pertes peut s'écrire en fonction du nombre d'onde de résonance de la cavité idéale,

$$k_{mnp}^{\text{pertes}} = k_{mnp} \left(1 + \frac{j}{2Q} \right) \quad (4.11)$$

où Q représente le facteur de qualité de la cavité. Celui-ci permet de caractériser l'ensemble des pertes dans la cavité. Il peut contenir les pertes dues aux antennes, les pertes par diffusion ou encore les fuites électromagnétiques par les ouvertures et se calcule comme la somme de la

contribution de chacune. Ici, on considère que le facteur de qualité ne contient que les pertes par diffusion. Il existe une formule théorique donnant la valeur du facteur de qualité due aux pertes par diffusion en fonction des dimensions de la cavité et des propriétés du matériau qui la constitue. D'un point de vue théorique ces pertes dépendent des dimensions de la cavité rectangulaire ($a \times b \times d$), des caractéristiques du matériau, à savoir sa conductivité σ et sa perméabilité magnétique relative μ_r mais également de la fréquence. La relation suivante donne une valeur approchée du facteur de qualité Q_{parois} pour une fréquence f dans le cas d'une cavité fermée.

$$Q_{\text{parois}} = \frac{3}{2} \frac{V}{S\mu_r} \sqrt{\pi f \sigma \mu_0 \mu_r} \quad (4.12)$$

où les paramètres V et S sont respectivement le volume et la surface totale intérieure de la cavité. On remplace ces deux grandeurs par leurs expressions en fonction des dimensions de la cavité fermée. On obtient,

$$Q_{\text{parois}} = \frac{3abd}{2\mu_r \underbrace{\sqrt{\frac{2}{\omega\mu_r\mu_0\sigma}}}_{\text{épaisseur de peau } \delta} 2(ab + ad + bd)} \quad (4.13)$$

Une résolution plus poussée de l'équation aux valeurs propres de la cavité, $\Delta\Psi + k^2\Psi = 0$, menée par Collin [30] conduit à une nouvelle expression du nombre d'onde de résonance de la cavité avec pertes k_{mnp}^{pertes} dont la partie réelle a été corrigée d'un facteur $1/2Q_{\text{parois}}$ tel que,

$$k_{mnp}^{\text{pertes}} = k_{mnp} \left(1 + \frac{j}{2Q_{\text{parois}}} - \frac{1}{2Q_{\text{parois}}} \right) \quad (4.14)$$

Puisque la pulsation et le nombre d'onde sont reliés par la relation $k = \omega/c$, il est possible d'exprimer la pulsation de résonance d'un mode de la cavité métallique fermée de conductivité finie $\omega_{mnp}^{\text{pertes}}$ en fonction de la pulsation de résonance de la cavité idéale ω_{mnp} par,

$$\omega_{mnp}^{\text{pertes}} = \omega_{mnp} \left(1 + \frac{j}{2Q_{\text{parois}}} - \frac{1}{2Q_{\text{parois}}} \right) \quad (4.15)$$

La partie réelle de la pulsation de résonance permet de définir les nouvelles fréquences de résonance de la cavité avec pertes en fonction des fréquences de résonances de la cavité idéale,

$$f_{mnp}^{\text{pertes}} = f_{\text{pertes}} \approx f_{mnp} \left(1 - \frac{1}{2Q_{\text{parois}}} \right) \quad (4.16)$$

Cette relation est définie pour une cavité électromagnétique fermée, ne contenant aucune ouverture. Pour des raisons pratiques, et pour ne pas surcharger les notations, les nouvelles fréquences de résonance sont notées f_{pertes} .

4.2.5 Efficacité de blindage

Puisque la propagation des ondes dans le guide d'onde fermé modélisant la cavité est atténuée, la tension sur la ligne équivalente au guide est modifiée en conséquence. Puisque la

[30] Collin, R. E. *Field theory of guided waves*.

constante de propagation $\gamma_{mn} = \alpha_{mn} + j\beta_{mn} = f(Z_S)$ implique que la tension en z_p de la ligne équivalente est définie par la relation,

$$V_{eq,loss} = \frac{1 + \Gamma_2 \exp(-2\gamma_{mn}d) \exp(2\gamma_{mn}z_p)}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 \frac{Z_1 - Z_{c_{mn}}}{Z_1 + Z_{c_{mn}}} \exp(-2\gamma_{mn}d)} \times \frac{Z_{c_{mn}}}{Z_{c_{mn}} + Z_1} V_{source} \frac{Z_{ap}}{\eta_0 + Z_{ap}} \exp(-\gamma_{mn}z_p) \quad (4.17)$$

On rappelle que Z_1 représente l'impédance équivalente au couplage onde plane-ouverture définie par la relation $Z_1 = \eta_0 Z_{ap} / (\eta_0 + Z_{ap})$, où Z_{ap} est l'impédance de l'ouverture (tenant compte de ses dimensions, sa position et son comportement électrique) et η_0 l'impédance d'onde du vide. $Z_{c_{mn}}$ est l'impédance caractéristique de la ligne représentant le mode de propagation caractérisé par l'entier (m, n) . Les paramètres Γ_1 et Γ_2 sont respectivement les coefficients de réflexion aux extrémités $z = 0$ et $z = L$ (termination chargée par l'impédance de surface Z_S) de la ligne de transmission équivalente au guide, et sont donnés par $\Gamma_1 = (Z_1 - Z_{c_{mn}}) / (Z_1 + Z_{c_{mn}})$ et $\Gamma_2 = (Z_S - Z_{c_{mn}}) / (Z_S + Z_{c_{mn}})$.

L'expression de $V_{eq,loss}$ est valable pour chaque mode de propagation du guide, qu'il soit TE ou TM. Il suffit pour les différencier de remplacer la constante de propagation γ_{mn} par son expression, à savoir $\gamma_{mn}^{TE} = \alpha_{mn}^{TE} + j\beta_{mn}$ pour les modes TE et $\gamma_{mn}^{TM} = \alpha_{mn}^{TM} + j\beta_{mn}$ pour les modes TM. De la même manière, l'impédance caractéristique du mode de propagation considéré est remplacée par son expression. Celles-ci sont données au chapitre 2 par les relations (2.63) et (2.64). Les champs électriques dans la cavité s'expriment alors en fonction de la tension sur la ligne équivalente au guide $V_{eq,loss}$. On rappelle l'expression de l'efficacité de blindage électrique de la cavité en un point quelconque \mathbf{r} ,

$$SE_E(\mathbf{r}) = -20 \times \log \frac{E_{tot}(\mathbf{r})}{E_{tot}^{inc}(\mathbf{r})} \quad (4.18)$$

Le champ total dans la cavité E_{tot} est calculé comme la somme quadratique des contributions de chaque composante du champ électrique, chacune d'entre elles étant égale à la somme de la contribution des modes TE et TM.

4.3 Validations numériques

Afin de valider la formulation analytique circuit, nous testons, dans cette partie, différents matériaux de conductivité finie. Dans un premier temps l'efficacité de blindage électrique de l'enceinte estimée par le modèle est confrontée à celle calculée par le logiciel CST pour différentes configurations. Dans un deuxième temps, nous comparons notre modèle analytique à deux modèles analytiques, le modèle de M. Pedram [109] et le modèle de J. R. Solin [137].

4.3.1 Étude du modèle avec pertes

Dans cette section, l'efficacité de blindage électrique SE_E prédite par le modèle circuit proposé, basé sur le modèle de Yin reformulé, est comparée à celle obtenue par le logiciel commer-

[109] **Pedram, M.** et al. « Shielding Effectiveness of a Lossy Metallic Enclosure ».

[137] **Solin, J. R.** « Formula for the Field Excited in a Rectangular Cavity With an Aperture and Lossy Walls ».

cial CST MWS. Le SE_E est évalué sur la bande de fréquence 0,5 - 2,5 GHz. Différentes configurations sont analysées. Chaque cas est détaillé dans le tableau 4.1 ci-après.

Configuration $P(x_p, y_p, z_p)$	Ouverture(s) Dimensions et forme	Centre de l'ouverture (x_c, y_c) cm	Propriétés des matériaux Conductivité (S/m)
cas 1 (figure 4.3) $P(4,75; 4,75; 6,5)$	Rectangulaire $l = 4 \text{ cm} \times w = 2 \text{ cm}$	(15, 6)	1×10^4
cas 2 (figure 4.4) $P(21, 7, 8)$	Grille d'ouvertures circulaires rayon=1 cm séparées par 5 cm en x et 2.5 cm en y	$(x_c^{(1)}, y_c^{(1)}) \rightarrow (10, 6)$ $(x_c^{(2)}, y_c^{(2)}) \rightarrow (12.5, 4.5)$	$\sigma = 1 \times 10^5$
cas 3 (a) (figure 4.5) $P(24.5, 8.5, 21.5)$	Grille de 3 * 3 ouvertures carrées $l = w = 2 \text{ cm}$ séparées par 0.7 cm dans chaque direction	$(x_c^{(1)}, y_c^{(1)}) \rightarrow (12.3, 3.5)$	Acier -1010 $\sigma = 6.99 \times 10^6$ Zinc $\sigma = 1.69 \times 10^7$ Aluminium $\sigma = 3.56 \times 10^7$
cas 3 (b) (figure 4.6) $P(12;8;17)$	Rectangulaire $l = 4 \text{ cm} \times w = 2 \text{ cm}$	(15,6)	σ_1 σ_2
Comparaison avec le modèle de Pedram [109]			
cas 4 (figure 4.8) $P(15,6,17.5)$	carrée (centrée) $l = w = 2 \text{ cm}$	(15,6)	$\sigma = 1 \times 10^5$
Comparaison avec le modèle de Solin [137]			
cas 5 (figure 4.10) $P(15,6,13)$	circulaire (centrée) rayon=1.3 cm	(15,6)	$\sigma = 1 \times 10^5$
cas 6 (figure 4.12) $P(23, 6, 13)$	Grille de 3 ouvertures verticales $l = 2 \text{ cm} \times w = 3.5 \text{ cm}$	$(x_c^{(1)}, y_c^{(1)}) \rightarrow (9, 5.75)$ $(x_c^{(2)}, y_c^{(2)}) \rightarrow (18, 5.75)$ $(x_c^{(3)}, y_c^{(3)}) \rightarrow (23, 5.75)$	$\sigma = 1 \times 10^4$

TABLE 4.1 – Configurations de cavités de dimensions $30 \times 12 \times 26 \text{ cm}$

Pour chacune des configurations, la cavité est choisie de dimensions égales à $30 \times 12 \times 26 \text{ cm}$. L'ensemble des modes se propageant dans le guide représentant la cavité est pris en compte. Pour cela, les entiers m et n caractérisant ces modes varient de 0 à 5. L'enceinte est pourvue d'une ou plusieurs ouvertures sur sa paroi frontale. La paroi frontale de la cavité est, rappelons le, considérée parfaitement conductrice que ce soit dans la formulation du modèle et dans les modélisations via le logiciel CST MWS. La source de perturbation est une onde plane d'incidence normale polarisée verticalement d'amplitude $E_y^{\text{inc}} = 10 \text{ V/m}$. Les parois de l'enceinte sont choisies d'épaisseur $t = 1 \text{ mm}$.

Notre analyse se focalise sur des métaux de conductivité plus faible que les métaux usuels. Les conductivités choisies (si elles ne correspondent pas à celle d'un matériau connu) font référence aux matériaux composites utilisés couramment pour le blindage, comme la fibre de carbone de conductivité $\sigma_{\text{fibre carbone}} = 5 \times 10^4 \text{ S/m}$, ou encore le graphite, de conductivité $\sigma_{\text{graphite}} = 0,7 \times 10^5 \text{ S/m}$. Ces conductivités de faibles valeurs (pour des métaux) peuvent aussi être vues comme des conductivités équivalentes de manière à tenir compte non seulement des pertes par

diffusion mais aussi par exemple les pertes dues aux joints des portes. Des articles récents démontrent l'importance de l'utilisation d'une conductivité équivalente dans la modélisation d'enceintes résonantes employées pour des essais CEM (comme les chambres réverbérantes) [13] [44] [83]. La plus faible conductivité est prise égale à $\sigma = 1 \times 10^4$ S/m ($\gg \varepsilon_0 \omega_{\max}$, cette conductivité satisfait donc l'approximation des bons conducteurs mentionnée auparavant). Pour cette conductivité, l'épaisseur de peau est égale à $\delta = 0,225$ mm à la fréquence la plus basse, à savoir 0,5 GHz. Sachant que l'épaisseur de peau diminue avec la fréquence, on considère que des parois d'épaisseur $t = 1$ mm suffisent pour respecter les conditions d'application de la formule de l'impédance de surface, pour laquelle $t \gg \delta$. Bien que l'effet de peau n'intervient pas dans le modèle analytique, d'un point de vue énergétique, ni dans le calcul par le logiciel commercial (modèle d'impédance de surface également), le modèle analytique fait intervenir l'épaisseur de la paroi. Sa valeur doit donc respecter la condition énoncée.

La validation du modèle est menée par étapes, suivant cinq analyses spécifiques :

- Une **analyse en amplitude** afin de vérifier la prise en compte des pertes électriques via la conductivité équivalente introduite, en particulier au niveau des fréquences de résonance,
- Une **analyse en fréquences** dans le but de vérifier si le déplacement des fréquences de résonances a été correctement modélisé dans l'approche circuit,
- Une étude permettant d'estimer l'**impact de la conductivité du matériau**, qu'elle soit réelle ou bien équivalente, sur l'efficacité de blindage, dans le cas où toutes parois possèdent la même conductivité et dans le cas où les parois longitudinales et transverses sont modélisées par des matériaux différents,
- Une **étude comparative entre le modèle avec pertes et deux modèles analytiques existants**, le modèle de Pedram [109] basé comme notre proposition sur le modèle de Robinson [122], et le modèle de Solin [137], description mathématiques du comportement de l'enceinte perforée
- Une étude concernant la **prédiction des composantes du champ électrique**.

Pour terminer, nous discuterons des avantages du modèle analytique proposé.

4.3.1.1 Analyse en amplitude

Dans la première configuration (cas 1 du tableau 4.1), l'enceinte est munie d'une ouverture rectangulaire centrée. Les résultats sont illustrés figure 4.3. Sur cette figure, quatre résultats de SE_E sont tracés. Nous avons calculé le SE_E par le modèle analytique avec pertes et le modèle sans pertes. Ce dernier correspond au modèle de Yin reformulé détaillé au chapitre 2. Les deux autres courbes sont issues du calcul de SE_E par CST MWS dans le cas d'une cavité métallique aux parois parfaitement conductrices ($\sigma = \infty$) et dans le cas d'une cavité aux parois de conductivité finie ($\sigma = 1 \times 10^4$ S/m), exceptée la paroi frontale modélisée par des PEC.

[13] **Bonnet, P.** et al. « Numerical simulation of a Reverberation Chamber with a stochastic collocation method ».

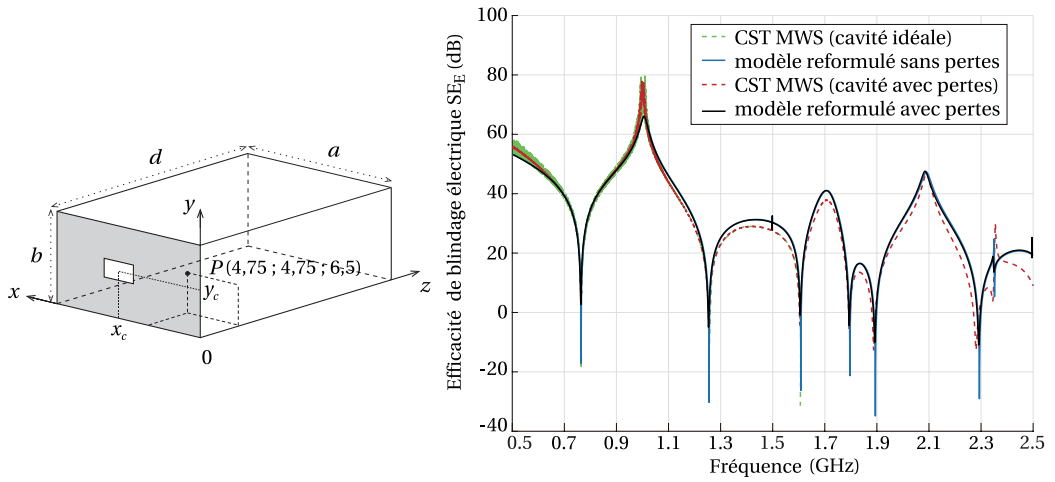
[44] **Flintoft, I. D.** et al. « Representative Contents Design for Shielding Enclosure Qualification From 2 to 20 GHz ».

[83] **Li, W.** et al. « A Fast FDTD Simulation Method for the Source-Stirring Reverberation Chamber ».

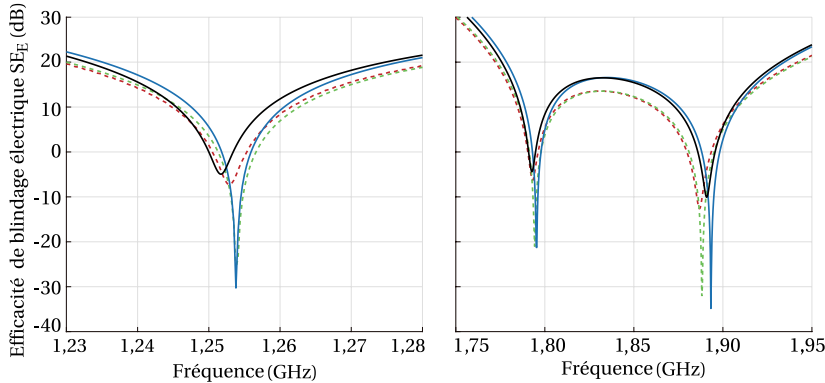
[109] **Pedram, M.** et al. « Shielding Effectiveness of a Lossy Metallic Enclosure ».

[122] **Robinson, M. P.** et al. « Analytical formulation for the SE of enclosures with apertures ».

[137] **Solin, J. R.** « Formula for the Field Excited in a Rectangular Cavity With an Aperture and Lossy Walls ».



(a) Efficacité de blindage sur la bande de fréquence 0,5 - 2,5 GHz



(b) Zoom aux alentours de trois fréquences de résonance

FIGURE 4.3 – Efficacité de blindage électrique calculée par les modèles analytiques et CST pour le cas 1.

D'une manière générale, l'amplitude du SE_E a augmenté aux fréquences de résonances. On observe des écarts variant de 20 à 25 dB. La prise en compte des pertes dans le modèle a réduit la quantité d'énergie présente dans la cavité électromagnétique, c'est pourquoi aux fréquences de résonances, la valeur de l'efficacité de blindage a augmenté. Comme nous l'avons déjà montré auparavant le modèle sans pertes est en très bon accord avec CST MWS. C'est aussi le cas du modèle avec pertes sur l'ensemble de la bande de fréquence. Néanmoins, l'amplitude du SE_E pour chaque modèle entre les fréquences de résonances est plus faible d'environ 5 dB. Cette légère différence est due à la modélisation analytique, compte tenu du fait que sa formulation est basée sur des approximations et des analogies. Nous avons tracé figure 4.3(b), un zoom aux alentours de trois fréquences de résonances correspondant aux modes TE_{102} , TE_{103} et TE_{302} . Pour chaque fréquence de résonance on observe un léger écart en amplitude entre le modèle et le code numérique full-wave. Le modèle analytique avec pertes repose sur la formulation du modèle sans

pertes, ainsi le modèle avec pertes et le modèle sans pertes devraient prédire le même comportement d'efficacité de blindage électrique SE_E en amplitude. C'est le cas entre les fréquences de résonances. Cependant, la version sans pertes du modèle sous évalue le SE_E aux fréquences de résonances, alors que celui prédit par le modèle avec pertes la sur évalue. En effet l'écart de 5 dB observé sur l'ensemble de la bande fréquence se retrouve aussi au niveau des résonances lorsque la conductivité des parois a une valeur finie. Par conséquent, l'inclusion des pertes permet entre autres de rectifier cette erreur de prédiction d'amplitude. D'autre part, la largeur du pic de résonance de chaque mode a bien été modifiée du fait de l'augmentation de l'amplitude du SE_E . On retrouve bien un élargissement du spectre au niveau des résonances.

4.3.1.2 Analyse en fréquences

L'inclusion de pertes par diffusion est non seulement responsable d'une diminution de l'amplitude du champ électrique aux fréquences de résonance et de l'élargissement de son spectre mais aussi d'un déplacement des fréquences de résonances vers des fréquences plus basses. Ceci est dû au fait, rappelons le, que les valeurs propres de la cavité sont dans ce cas des grandeurs complexes et possèdent une partie imaginaire non nulle. Ce phénomène est illustré figure 4.4, par la seconde configuration, pour laquelle nous avons tracé le SE_E calculé par le modèle avec pertes avec le traitement fréquentiel des fréquences de résonances et sans ce traitement.

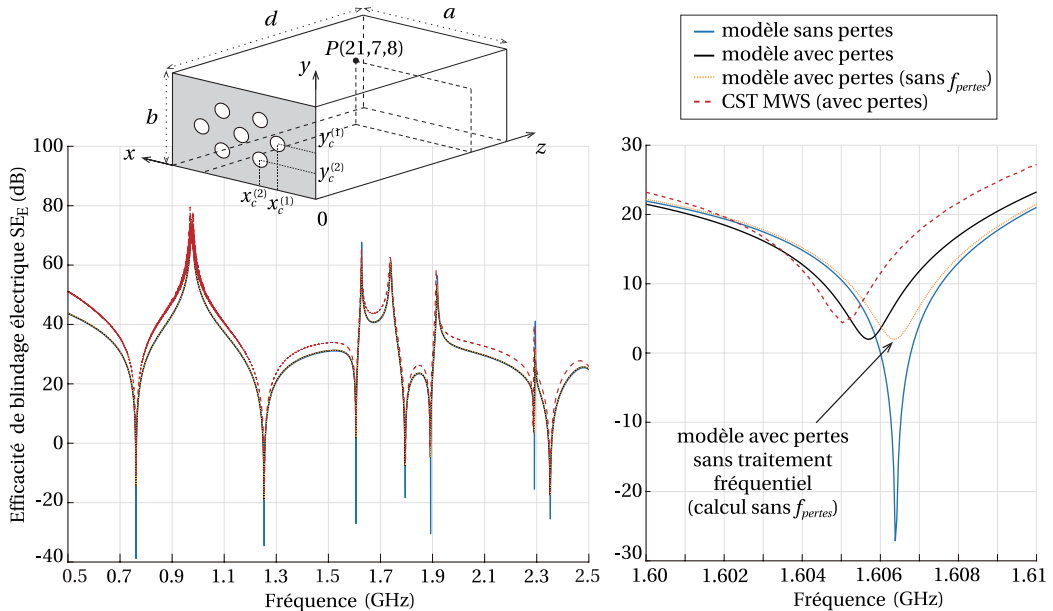


FIGURE 4.4 – Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du modèle analytique avec pertes (avec et sans traitement des fréquences de résonances) et du logiciel CST pour le cas 2.

La cavité est munie d'une grille d'ouvertures circulaires centrée, comme le montre la figure 4.4. Sans le calcul des nouvelles fréquences de résonance le modèle avec pertes ne permet pas de prédire les résonances correctement. Le focus sur le mode de résonance TE_{301} , permet d'observer

ver précisément notre propos. La fréquence de résonance prédite par le modèle avec pertes sans le traitement fréquentiel est exactement égale à celle prédite par le modèle sans pertes (en bleu). L'amplitude de l'efficacité de blindage et la largeur à mi-hauteur du pic de résonance ont, cependant, bien été modifiées. On retrouve comme dans la première configuration une augmentation de l'amplitude du SE et un élargissement du pic de résonance. Notre traitement fréquentiel est de ce fait indispensable pour assurer la précision du calcul. On observe que le déplacement de ces fréquences de résonance n'est pas linéaire, et varie de 9 à 15 MHz pour CST et de 16 à 26 MHz pour le modèle avec pertes. D'autre part, la même erreur en amplitude est observée. Cette fois le SE est sous évalué d'environ 5 dB. Deux raisons peuvent expliquer, dans cette configuration, l'écart qui apparaît entre les deux formulations,

- Le modèle ne considère pas une ouverture circulaire réelle. Elle est modélisée par une ouverture carrée de même surface où $l = w = \sqrt{\pi}r$ (où r est le rayon de l'ouverture circulaire).
- Le couplage qui peut exister entre les ouvertures n'est pas modélisé, c'est pourquoi elles sont choisies suffisamment petites et espacées pour le négliger.

Ces hypothèses s'ajoutent évidemment à celles qui ont permis de constituer le modèle circuit, comme le fait que l'ouverture est modélisée, en raison de son comportement, par une ligne de transmission coplanaire.

Pour terminer, et malgré ces imperfections tout à fait acceptables compte tenu de la précision des résultats, le modèle avec pertes permet de prédire correctement l'efficacité de blindage d'une cavité pourvue d'une ouverture circulaire en moins de deux secondes. Ces qualités, que sont la précision (l'erreur observée ici est de moins de 5 dB en amplitude) sur une large bande de fréquence et la rapidité font partie des critères énoncés dans la problématique et sont ici largement respectés.

4.3.1.3 Impact des matériaux

Puisque le modèle est capable de traiter différentes conductivités si celles ci respectent l'approximation des bons conducteurs, intéressons nous à l'impact du matériau sur le SE_E .

On considère dans cette troisième configuration une cavité pourvue d'une grille de ventilation constituée de 3×3 ouvertures carrées. La figure 4.5 illustre le SE_E calculé par le modèle analytique pour trois matériaux souvent employés pour construire des enceintes de blindage, à savoir l'aluminium, le zinc ainsi que l'acier-1010, nommé en anglais ici steel-1010, et un matériau composite de conductivité $\sigma = 1 \times 10^4$ S/m. On retrouve aussi le SE_E calculé par le modèle sans pertes (matériau PEC). On trace sur la même figure les résultats prédits par CST MWS pour la cavité en PEC et la cavité en acier. L'allure des sept courbes est similaire sur la bande de fréquence totale, excepté bien sûr aux résonances. Lorsqu'on se concentre sur un mode en particulier, comme le mode TE_{301} présenté sur la figure, on observe un léger décalage en fréquence entre CST et les modèles correspondants, d'environ 2.5 MHz. Les limites du modèle de Yin, sur lequel est basé la formulation, sont ici inchangées. Par conséquent, l'erreur commise en fréquentiel par le modèle sans pertes se retrouve dans les résultats obtenus par le modèle avec pertes. Malgré cela, l'erreur en amplitude qu'on observe dans le cas idéal est rectifiée par l'inclusion des pertes par diffusion. Par ailleurs, dans cette configuration les ouvertures sont électriquement proches et, comme dans les cas précédents, le modèle ne tient pas compte du couplage qui existe entre ces ouvertures, qu'il contienne des pertes ou non. Cependant, la qualité des résultats prouve que la

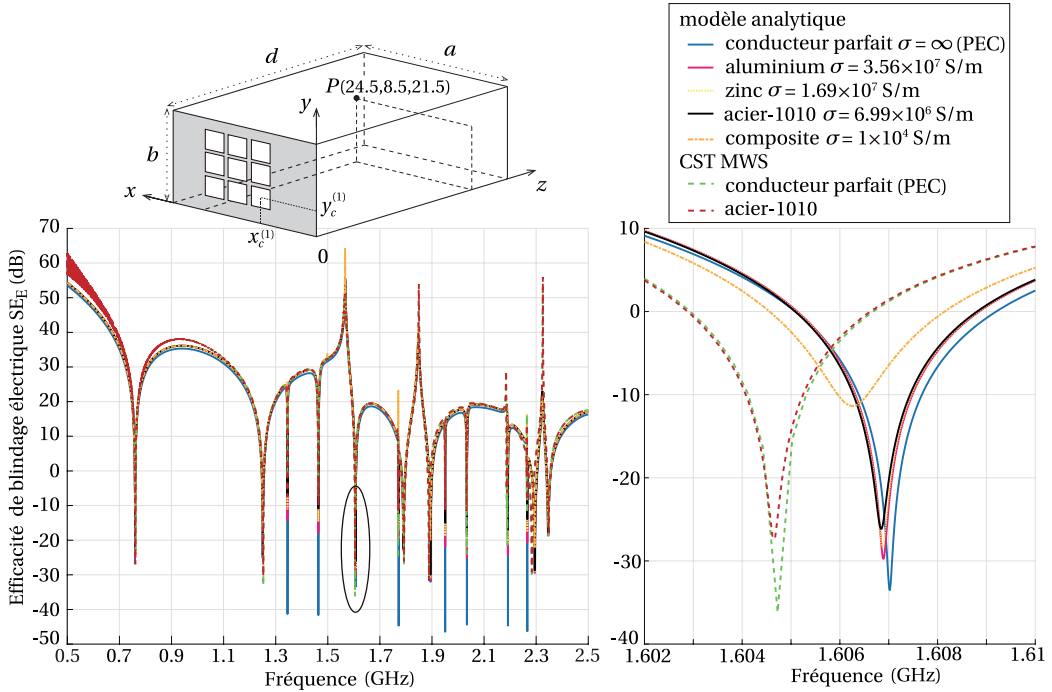


FIGURE 4.5 – Efficacité de blindage électrique calculée à l’aide du modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour différents matériaux (PEC, aluminium, zinc, acier, métal composite).

formulation est performante malgré cette approximation. Par ailleurs, la figure montre que plus les propriétés conductrices du matériau sont élevées plus le blindage est performant. Ces observations traduisent la capacité du modèle à prendre en compte le phénomène des pertes dans les matériaux et témoignent de la précision de notre modèle analytique.

La formulation analytique du modèle permet de dissocier les différentes faces de la cavité. Par conséquent, il est possible d’attribuer une conductivité différentes aux parois longitudinales du guide et à la paroi du fond en $z = d$. On note respectivement ces conductivités σ_1 pour les parois longitudinales et σ_2 pour la paroi du fond. La figure 4.6 présente deux configurations :

- Première configuration : la conductivité des parois longitudinales σ_1 est fixée à 1×10^5 S/m, et la conductivité de la paroi du fond varie entre 1×10^5 S/m et 1 S/m.
- Deuxième configuration : la conductivité des parois longitudinales σ_1 varie entre 1×10^5 S/m et 1 S/m, et la conductivité de la paroi du fond est fixée à 1×10^5 S/m.

Dans les deux configurations, on remarque que plus la conductivité d’une des parois diminue, moins le blindage est performant. Ceci est tout à fait attendu, puisque les pertes sont plus importantes. Les amplitudes des pics de résonances diminuent avec la conductivité. Cependant elles ne sont pas proportionnelles. Nous avons délibérément choisi de baisser la conductivité (quelle que soit la configuration) de manière linéaire, à savoir 10 fois moins à chaque cas.

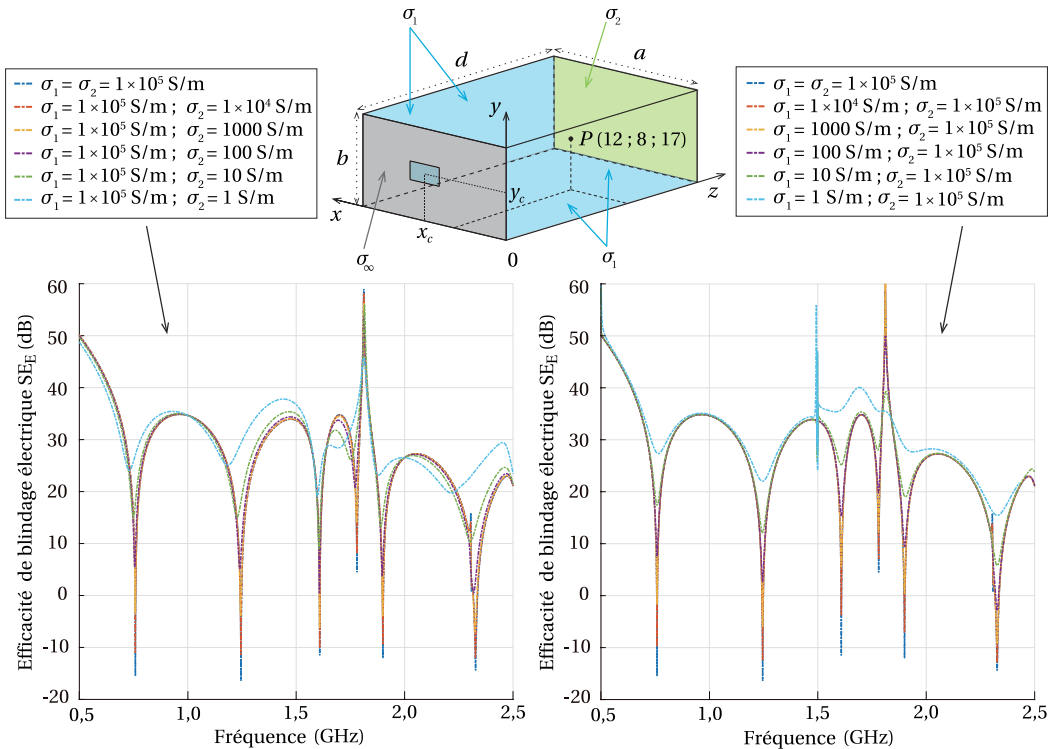


FIGURE 4.6 – Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du modèle analytique avec pertes dans le cas où les conductivité des parois longitudinales σ_1 et de la paroi du fond σ_2 sont différentes.

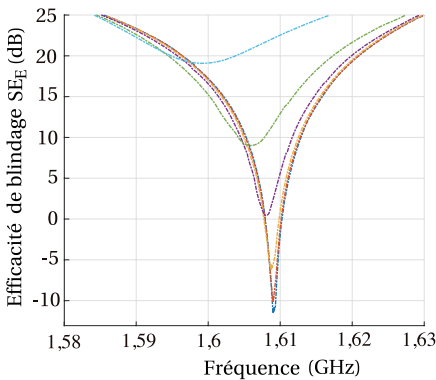


FIGURE 4.7 – Configuration 1 : zoom aux alentours du mode TE_{301}

On pourrait s'attendre à ce que l'efficacité de blindage aux fréquences de résonances soit alors diminuée de la même manière, à savoir linéairement, à chaque nouvelle valeur de conductivité. La figure ci-contre montre un zoom autour du mode de résonance TE_{301} dans la configuration 1. Les écarts en amplitudes entre les résonances sont égales à 1 dB, 4 dB, 6 dB, 9 dB et 10 dB. D'autre part, dans cette même configuration, les fréquences de résonances sont déplacées vers les basses fréquences lorsque σ_2 diminue, ce qui n'est pas le cas lorsque σ_1 diminue. La conductivité de la paroi du fond a donc plus d'influence sur l'efficacité de blindage que les parois longitudinales. Cependant, son influence n'est visible qu'aux fréquences de résonances et n'affecte pas l'efficacité de blindage de l'enceinte entre les fré-

quences de résonance. L'efficacité de blindage de ce type de configuration n'est donc pas intuitive à prédire. Et chaque cas nécessite d'être simulé. Le modèle est très rapide et permet d'obtenir des résultats en très peu de temps. C'est ce qui constitue un de ses atouts les plus importants.

Ce n'est pas le seul modèle qui possède l'avantage d'être rapide. Comme mentionné dans l'introduction de ce chapitre, il existe plusieurs techniques analytiques visant à incorporer les pertes dans la modélisation de cavités métalliques de conductivité finie. Dans la suite, le modèle avec pertes est comparé à deux modèles analytiques performants.

4.3.1.4 Comparaison avec les modèles de Pedram [109] et de Solin[137]

Les approches de Pedram et de Solin sont très différentes. Le premier est un modèle ILCM, basé sur la formulation de Robinson. Le deuxième est un modèle purement mathématique, il ne fournit aucune représentation simplifiée de la structure du problème. Sa formulation repose sur la description mathématique des phénomènes qui interviennent dans la cavité perforée. Deux études comparatives confrontent le modèle aux performances de ces techniques analytiques existantes. Pour une comparaison plus complète, les écarts entre les résultats obtenus sont quantifiés par la méthode FSV [61] .

- **Comparaison avec le modèle de Pedram**

Pedram [109] propose dans son article, deux approches visant à introduire les pertes par diffusion dans la modélisation, une approche numérique basée sur la MoM, et une approche circuit basée sur les travaux de Robinson. On s'intéresse à l'approche circuit. Puisqu'il s'appuie sur le modèle de Robinson, le choix de la configuration pour la comparaison est limité. L'ouverture doit être centrée sur la paroi frontale de l'enceinte. Le point d'observation doit lui aussi être centré dans le plan transverse de la cavité. Nous n'avons donc pas d'autre choix que de respecter ces limitations. On considère alors une enceinte munie d'une ouverture de forme carrée centrée sur la face avant de l'enceinte. L'efficacité de blindage SE_E est alors estimée au point $P(a/2, b/2, z_p)$. Seule la composante suivant l'axe z est modifiable. Les SE_E prédit par les deux modèles et par CST sont illustrés figure 4.8. La figure suivante 4.9 donne les histogrammes de confiance obtenus par la méthode FSV entre CST et chacun des modèles.

Comme mentionné plus haut, puisque l'approche de Pedram est fondée sur les travaux de Robinson, il possède les mêmes restrictions, qu'elles soient géométriques (position de l'ouverture et du point d'observation), ou liées à la modélisation physique du comportement de la structure. Le modèle de Robinson représente la propagation des ondes dans le guide représentant la cavité par une ligne de transmission équivalente. Puisqu'il ne considère que le mode fondamental TE_{10} , le système est représenté par une seule ligne de transmission équivalente excitée d'un côté par un générateur équivalent à l'onde plane couplé à l'ouverture et fermé par un court-circuit. Dans l'amélioration de Pedram, l'atténuation des ondes est introduite par la constante d'atténuation du guide α_{10}^{TE} . Le court-circuit est remplacé par une impédance de surface Z_S et l'impédance caractéristique de l'ouverture est égale à celle d'une ligne microruban contenant des pertes conducteurs. Or, nous avons montré plus haut que la prise en compte des pertes au niveau de la paroi frontale n'était pas indispensable. Ainsi, par souci de comparaison, on ne tient pas compte de ce dernier aspect du modèle de Pedram. D'autre part, puisque son modèle circuit est basé sur celui de Robinson, son modèle est limité à la seule prédiction des modes de résonance TE_{10p} . Cette restriction, pour le moins importante, est clairement représentée figure 4.8. Les modes de

[61] « IEEE Standard for validation of computational electromagnetics computer modeling and simulations ».

[109] **Pedram, M.** et al. « Shielding Effectiveness of a Lossy Metallic Enclosure ».

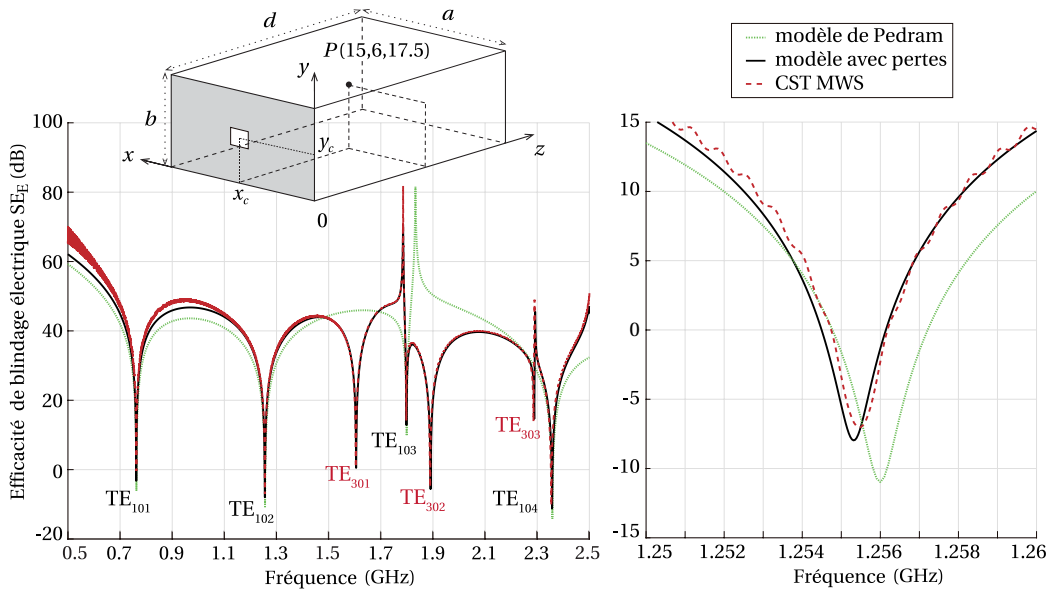


FIGURE 4.8 – Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du modèle analytique avec pertes, du modèle analytique de Pedram [109] et du logiciel CST MWS pour le cas 4 ($\sigma = 1 \times 10^5$ S/m).

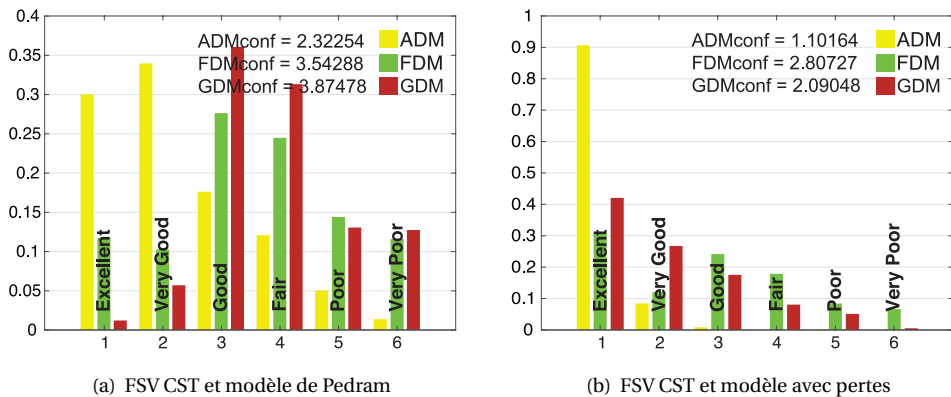


FIGURE 4.9 – Histogrammes de confiance obtenus par évaluation FSV pour (a) la reformulation en champ électrique du modèle de Yin incluant les pertes par diffusion et (b) le modèle de Pedram (cas 4).

résonance TE_{30p} qui apparaissent sur la figure sont complètement ignorés par la formulation de Pedram. Puisque la bande de fréquence sélectionnée est très large et s'étend à des fréquences élevées, l'approche de Pedram ne décrit pas correctement le comportement de l'enceinte, alors que notre modèle avec pertes montre un bon accord avec les résultats issus du code numérique. Cette conclusion se retrouve au niveau des histogrammes de confiance obtenus par FSV. Notre modèle ne présente aucun point dans les trois dernières catégories de l'histogramme ADM, et montre une précision en amplitude de 90,69 % dans la catégorie Excellent, et ainsi 100 % dans

les trois premières catégories. Le modèle de Pedram quant à lui montre des écarts suffisamment importants pour remplir les catégories Fair, Poor et Very Poor. On peut voir sur le zoom autour de la seconde fréquence de résonance (mode TE_{102}) que notre modèle avec pertes est bien plus précis que celui de Pedram. Ce dernier sous-évalue de 5 dB l'amplitude du SE_E . Aussi, il commet une erreur de calcul sur l'estimation du pic de résonance. Notons, qu'en termes de rapidité les deux modèles sont équivalents et permettent de prédire le SE_E de l'enceinte perforée en moins de deux secondes. Cependant, les résultats obtenus montrent que notre modèle avec pertes est bien plus précis et cohérent que celui de Pedram. Par ailleurs, ce dernier est soumis à d'importantes limitations qui restreignent le nombre de configurations réalisables.

• Comparaison avec le modèle de Solin

Le modèle de Solin donne une représentation mathématique du comportement du problème. Son approche est fondée sur les travaux de Collin [30], qu'il étend aux larges bandes de fréquences. Il inclut les pertes par diffusion directement dans l'expression du champ électrique en un point de la cavité. Dans son article, il considère une cavité munie d'une ouverture circulaire de petites dimensions centrée sur la paroi frontale. Par simplicité, et pour ne pas avoir à redémontrer les formules établies par Solin, on s'intéresse dans cette comparaison à la même configuration, numérotée cas 5 dans le tableau 4.1.

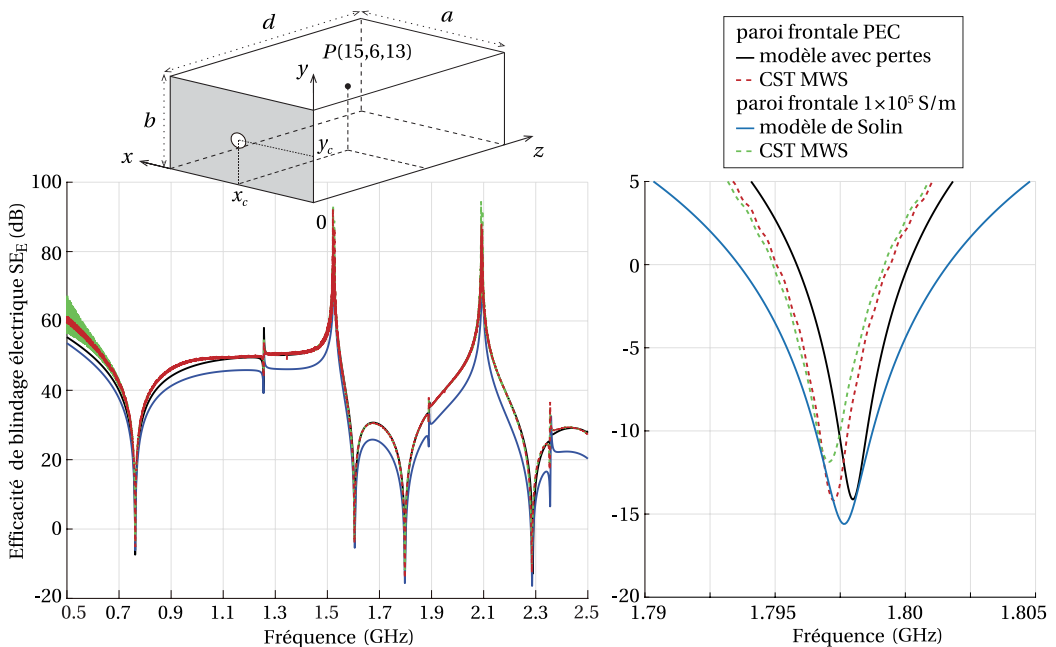


FIGURE 4.10 – Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du modèle analytique avec pertes, du modèle analytique de Solin [137] et du logiciel CST MWS pour le cas 5.

Le modèle de Solin permet de quantifier le SE_E d'une cavité entièrement métallique. Par

[30] Collin, R. E. *Field theory of guided waves*.

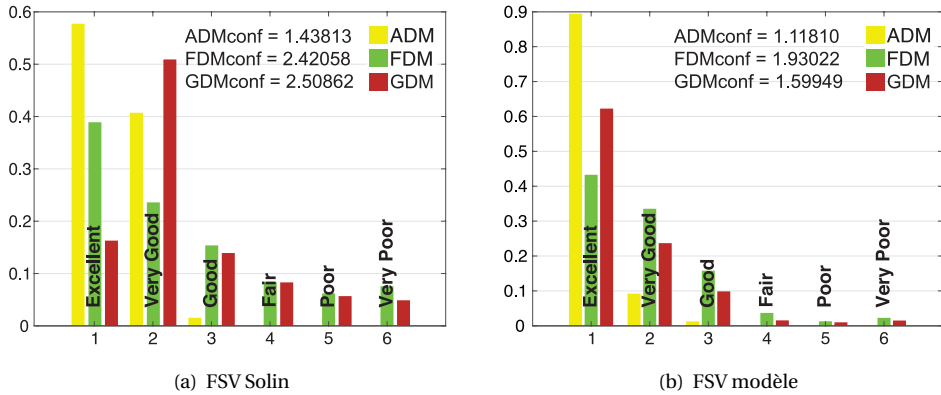


FIGURE 4.11 – Histogrammes de confiance obtenus par évaluation FSV pour (a) la reformulation en champ électrique du modèle de Yin incluant les pertes par diffusion et (b) le modèle de Solin (cas 5).

conséquent, nous avons tracé figure 4.10 le SE_E obtenu par le modèle de Solin et notre modèle avec pertes, ainsi que celui obtenu par le logiciel CST MWS pour une cavité entièrement constituée de métal et une autre dont la paroi frontale est parfaitement conductrice. On compare donc chaque modèle avec la configuration simulée par CST qui lui correspond. La figure montre que la paroi frontale a peu d'influence, excepté aux fréquences de résonances pour lesquelles la configuration entièrement métallique est plus faible de quelques dB. Les résultats obtenus par les deux modèles sont en bon accord avec ceux obtenus par la simulation numérique full wave. Cependant, le modèle de Solin estime le SE_E de la cavité environ 5 dB en dessous de celui prédit par la référence sur l'ensemble de la bande de fréquence. Les histogrammes de confiance (figure 4.11) en amplitude confirment cette observation puisque le modèle de Solin est à 57,73 % Excellent contre 89,48 % pour notre modèle analytique. Les deux modèles sont cependant très performants puisque les écarts observés entre les deux courbes sont tous compris, et ce pour chaque modèle, dans les trois premières catégories. Le zoom autour de la résonance du mode TE_{103} témoigne de la précision des deux modèles. Toutefois, notre modèle avec pertes donne un résultat plus proche de la référence que celui de Solin, que ce soit en amplitude ou dans la précision de la prédiction du pic de résonance. La largeur du pic de résonance prédite par le modèle de Solin est égale à -5 dB à 4,3 MHz, alors que CST montre une largeur à cette amplitude de 2,25 MHz. La largeur estimée par Solin est donc presque deux fois supérieure à largeur prédite par CST. Pour la configuration où la paroi frontale est parfaitement conductrice, la largeur à -5 dB du même pic de résonance vaut 2,3 MHz pour CST et 2,35 MHz pour notre modèle avec pertes. Les histogrammes de confiance FDM et GDM confirment ces observations puisque la moyenne des points des histogrammes FDM est comprise entre les catégories Very Good et Excellent pour notre modèle, et entre les catégories Good et Very Good pour le modèle de Solin. Chaque modèle est cependant très performant puisque peu de points remplissent les catégories Poor et Very Poor comparé à la catégorie qui en contient le plus. Toutefois, l'histogramme global GDM démontre que notre formulation est plus précise et fidèle au SE_E prédit par CST. La moyenne GDM_{conf} environ égale à 1,6 place le modèle entre les deux premières catégories. L'approche de Solin possède cependant l'avantage d'aboutir à une seule grande formule finale. Mais sa démonstration est complexe, et, bien que l'approche soit précise, l'adaptation de la formule aux configurations plus complexes

(comme par exemple des grilles de ventilation), nécessite plus qu'une simple modification des paramètres d'entrée. Les modèles circuits ILCM ont quant à eux l'avantage de représenter le problème sous sa forme la plus simple, son comportement électrique, ce qui rend son application à un grand nombre de configurations beaucoup plus facile. Par conséquent, et contrairement à l'approche de Solin, les approches circuits ILCM sont relativement souples, puisqu'une simple manipulation permet de modifier un grand nombre de variables.

4.3.1.5 Représentation en champ électrique

La dernière analyse concerne la prédiction des composantes du champ électrique. Chaque composante est excitée différemment par la source externe. Par conséquent, puisque le champ électrique total calculé est égal à la somme quadratique de ces trois composantes, il est important que le modèle soit capable de prédire chacune de ces composantes avec précision.

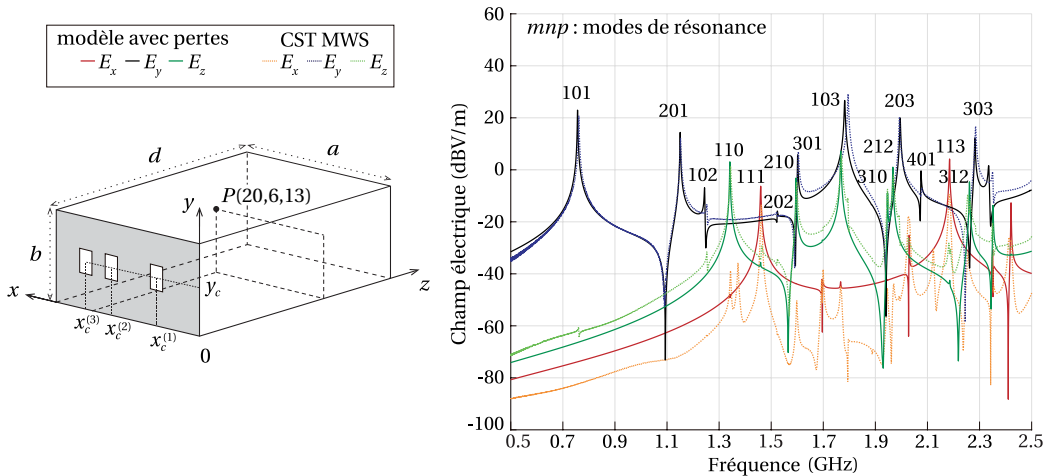


FIGURE 4.12 – Amplitude des composantes du champ électrique calculées par le modèle avec pertes et le logiciel commercial CST MWS pour le cas 6.

Nous avons tracé figure 4.12, pour une sixième configuration (voir les détails tableau 4.1, cas 6), les trois composantes du champ électrique suivant les axes x , y et z . Les triplets mnp caractérisant chaque mode de résonance sont renseignés sur la figure. Dans cette configuration, la cavité est pourvue de trois ouvertures décentrées dont la hauteur est plus grande que la largeur. Chacune des composantes du champ électrique est responsable de la prédiction ou non des modes de résonances de la cavité. La source est rappelons le, une onde plane d'incidence normale polarisée verticalement, donc suivant l'axe y . Ceci explique que l'amplitude de la composante E_y est plus élevée. C'est pourquoi la plupart des modes de résonance de la cavité sont dus à cette composante. D'une manière générale, les amplitudes des composantes E_y et E_z prédites par le modèle avec pertes sont en accord avec le calcul du champ par CST. Cependant, concernant la composante suivant x , la précision du modèle est moindre, excepté aux résonances. Son amplitude est au moins deux fois plus faible que celle de la composante suivant y . Aussi, sa distribution fréquentielle prédite par CST est très chahutée. Cette particularité n'est pas retranscrite au niveau du modèle. Ceci peut être directement du à la méthode numérique utilisée pour le calcul

du champ électrique par le logiciel, la méthode FIT. Cette méthode est dispersive, de ce fait, un bruit numérique peut apparaître à des amplitudes de faible valeurs, comme c'est le cas ici.

En conclusion, il est important de remarquer que chaque composante du champ dans la cavité est excitée et, comme attendu, contribue à la prédiction du champ électrique total et donc de l'efficacité de blindage électrique totale. Ceci est aussi valable pour une source externe de polarisation particulière, verticale ici. Suite à l'ajout des pertes par diffusion dans le modèle, la conclusion est similaire aux précédentes. Le modèle est performant sur toute la bande de fréquence et permet de prédire avec précision et rapidité soit le champ électrique dans la cavité soit l'efficacité de blindage de celle-ci (puisque ces deux paramètres sont liés).

4.3.2 Avantages du modèle

Le modèle avec pertes présente plusieurs propriétés intéressantes. La plus importante et la plus recherchée est la rapidité de la simulation. Le modèle avec pertes permet, en raison de sa formulation analytique, d'obtenir un résultat en quelques secondes. Dans nos configurations par exemple, le calcul de l'efficacité de blindage électrique de l'enceinte dure au maximum 1,5 secondes (voir tableau 4.2 ci-après).

Configuration matériau	Temps de simulation CST MWS	Temps de calcul modèle avec pertes
cas 1 PEC (sans pertes)	3 h 2 m 10 s	0,4821 s
cas 1 (M1) 1×10^4 S/m	1 h 27 m 19 s	0,4813 s
cas 2 (M2) 1×10^5 S/m	2 h 42 m 15 s	1,3838 s
cas 3 (M3) Steel-1010	1 h 11 m 58 s	1,4938 s
cas 6 (M1) 1×10^4 S/m	51 m 2 s	1,3120 s

TABLE 4.2 – Comparaison des durées de simulation

La rapidité du calcul par la simulation numérique « full wave » dépend à la fois des ouvertures mais aussi de la conductivité. Plus l'ouverture est de grandes dimensions et la conductivité faible, plus la simulation est rapide. Pour un même matériau (configurations 1 et 6) de conductivité $\sigma = 1 \times 10^4$ S/m, la simulation dure plus longtemps lorsqu'une seule ouverture est présente. Dans la seconde configuration, pour laquelle la cavité est munie d'une grille d'ouvertures circulaires régulièrement réparties, la simulation dure plus longtemps que celle des configurations 1 et 6 pour lesquelles la conductivité est plus faible. Ceci implique que la taille des ouverture a un fort impact sur les durées de simulations full wave. Les durées de simulations par le modèle circuit varient entre 0,4 et 1,5 secondes. Par conséquent, même si le logiciel n'a pas été employé dans des conditions optimales (plans de symétrie, modèles d'ouvertures, etc) les durées de simulations sont incomparables, tant le gain de temps est important.

Un autre avantage du modèle est la précision des résultats qu'il fournit. Nous avons montré au travers de 6 configurations, que le modèle est non seulement fidèle à la référence en amplitude mais aussi dans la prédiction des pics de résonance. Cette qualité est en partie due à l'inclusion du calcul des nouvelles fréquences de résonance dans le modèle.

Le troisième avantage de la méthode est sa simplicité. Chaque aspect de la structure est décrite indépendamment des autres, permettant à l'utilisateur d'exploiter le fonctionnement de chacune des parties du problème. Ces parties sont reliées entre elles par une approche circuit simplifiant la configuration au maximum. D'autre part, puisque les parois transverses de l'enceinte sont traitées séparément des parois longitudinales, il est possible de simuler différents types de boîtiers dont la conductivité diffère selon la paroi. Cette propriété intéressante permet au concepteur d'identifier les matériaux les plus adéquats pour le design de l'enceinte en fonction de ses besoins (source de perturbation, matériaux disponibles, etc).

Un dernier avantage des modèles ILCM est la souplesse de la formulation. Ils permettent de modéliser un grand nombre de configurations puisque les combinaisons d'ouvertures sont très nombreuses. Jusqu'ici, les configurations choisies pour la validation de notre modèle ne fait intervenir qu'une dizaine d'ouvertures, bien souvent de même forme et dimensions. On propose alors dans la suite de ces travaux d'évaluer les capacités du modèle en s'intéressant à une structure complexe et réaliste comportant un grand nombre d'ouvertures.

4.4 Analyse d'un cas complexe

Dans cette section, nous cherchons à tester les performances de notre approche analytique dans un cas plus représentatif de la réalité voire un cas industriel. Puisque notre approche est basée sur le modèle de Yin, elle est également capable de simuler des structures comportant plusieurs ouvertures de formes différentes (rectangulaires, circulaires et carrées). Considérons le cas illustré sur la figure 4.13 (issue du site internet Katigawa Industries America, filiale américaine de l'entreprise basée à Nagoya au Japon).

Le blindage illustré ci-contre sert à protéger les différents éléments d'une carte électronique. Il s'agit donc d'une enceinte de blindage qui n'est pas vide. Or, nos modèles ont été développés dans le cas de boîtiers ne contenant aucun équipement à l'exception d'une ligne de transmission, dont l'influence sur la distribution du champ électromagnétique est négligeable. Ainsi, nous nous intéressons en particulier dans cette analyse à la face avant de ce boîtier. On retrouve différentes configurations d'ouvertures de différentes formes, comme des ventilations ou bien des ouvertures circulaires, utiles pour le passage de câbles. Des ouvertures de forme rectangulaire aux bordures arrondies sont représentées sur le schéma du boîtier (figure 4.13). Ces ouvertures sont remplacées par de simples ouvertures rectangulaires.

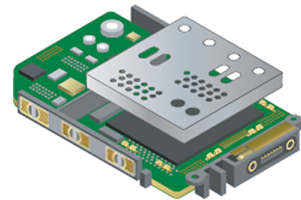


FIGURE 4.13 – Illustration de la structure considérée.

Les coordonnées des centres des ouvertures et la disposition des différents blocs d'ouvertures sont illustrés figure 4.14. La structure comporte 42 ouvertures. Jusqu'ici les configurations étudiées ne comprenaient qu'une dizaine d'ouvertures au maximum et ce dans le cas de modélisation de grilles de ventilation. Ici les ouvertures sont disposées en blocs et chacun d'entre eux possède sa propre fonction et chacune d'entre elle est nécessaire. Les paramètres d'entrée décrivant la configuration sont donnés ci-après (à droite du schéma de la paroi frontale de l'enceinte).

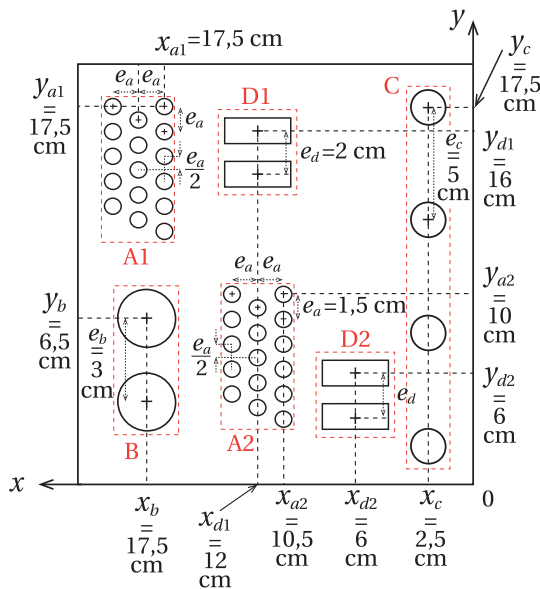


FIGURE 4.14 – Position et géométrie des ouvertures sur la paroi frontale de l'enceinte de blindage.

Enceinte

- Dimensions : $22 \times 20 \times 26$ cm
- Conductivité : $\sigma = 1 \times 10^5$ S/m

Ouvertures

- Dimension des ouvertures des blocs A1 et A2 (circulaires) : rayon = 0,5 cm
- Dimension des ouvertures du bloc B (circulaires) : rayon = 1,1 cm
- Dimension des ouvertures du bloc C (circulaires) : rayon = 0,8 cm
- Dimensions des ouvertures des blocs D1 et D2 (rectangulaires) : $3,36 \times 1,06$ cm

Autres paramètres

- Coordonnées du point d'observation pour le calcul du SE : P(12; 15; 18) cm

Comme dans chacun des cas précédents, l'efficacité de blindage électrique SE_E de l'enceinte calculée par le modèle avec pertes proposé est confrontée à celle calculée par le logiciel commercial CST studio suite par simulation numérique full-wave. Les résultats obtenus au point P par les deux approches sont disponibles figure 4.15. La bande de fréquence de travail s'étend de 0,5 GHz à 2,5 GHz.

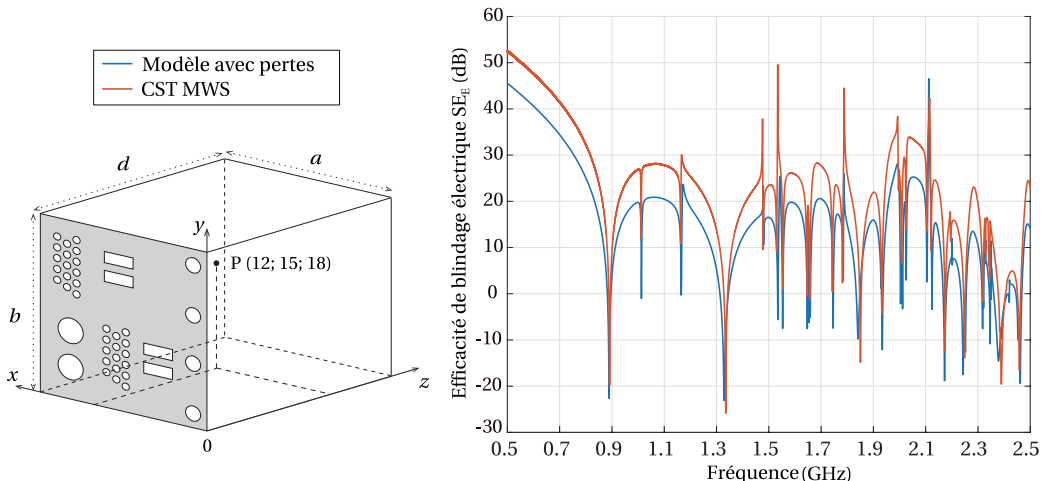


FIGURE 4.15 – Efficacité de blindage électrique d'une enceinte réaliste munie d'un grand nombre d'ouvertures calculée à l'aide du modèle avec pertes et du logiciel CST MWS.

Les deux courbes semblent suivre les mêmes variations sur toute la bande de fréquence. Cependant, un écart en amplitude d'environ 7 dB persiste et semble relativement constant sur l'en-

semble du spectre. Dans cette configuration les ouvertures sont nombreuses et rapprochées, ce qui implique qu'il existe un couplage entre ces ouvertures, et, plus les ouvertures sont proches, plus ce couplage est important. Or, le modèle analytique que nous avons développé ne tient pas compte de ce phénomène physique. D'autre part les ouvertures circulaires sont modélisées par des ouvertures carrées de même surface, ce qui constitue une approximation importante sur la forme réelle de l'ouverture. Par conséquent, l'amplitude du champ incident qui pénètre dans la cavité électromagnétique est surestimée dans le calcul de l'efficacité de blindage via le modèle avec pertes et fournit un résultat inférieur à celui prédit par la simulation full-wave. Néanmoins, la précision du tracé est relativement fidèle à la référence puisque l'erreur commise en amplitude semble constante sur toute la bande de fréquence, excepté aux fréquences de résonances où l'erreur moyenne commise augmente légèrement. La modèle analytique développé permet alors de prédire fidèlement l'allure générale et les variations en fréquence du SE_E de l'enceinte. En relatif, on obtient alors une estimation cohérente de l'efficacité de blindage électrique de la cavité électromagnétique perforée, et ce en moins d'une seconde.

Un avantage de la méthode concerne les observables de sortie. La reformulation du modèle de Yin en champ électrique permet d'évaluer directement chaque composante du champ, ce qui n'aurait pas été possible si nous avions inclut les pertes conducteurs directement dans le modèle de Yin. En effet celui-ci calcule l'efficacité de blindage de la cavité perforée en terme de tensions équivalentes, qu'elle soit équivalente à la source ou équivalente à la propagation des ondes dans le guide représentant la cavité. Cet avantage nous permet de reprendre l'étude expérimentale du couplage avec une ligne de transmission présentée au chapitre précédent en considérant les pertes électromagnétiques dues à la conductivité finie du matériau. Nous proposons également dans la suite, une seconde validation expérimentale dans le cas d'un caisson de blindage industriel contenant plusieurs ouvertures de formes différentes. La ligne de transmission victime est placée dans cette configuration le long d'une des parois longitudinales du guide tout en respectant les limitations de notre formule analytique (en particulier la hauteur à la paroi qui doit respecter la limitation $h \leq \lambda/10$).

4.5 Analyse expérimentale du couplage avec une ligne

4.5.1 Cas d'un caisson contenant une seule ouverture rectangulaire

Les conditions expérimentales sont identiques à celles présentées au chapitre précédent dans la partie mesures. On rappelle que l'enceinte métallique est en aluminium de dimensions $1,0 \times 1,0 \times 1,5$ m et contient une ouverture centrée de forme rectangulaire et de dimensions $20,2 \times 20$ cm sur sa face avant. Nous avons constaté que le courant induit sur la ligne de transmission prédit par le modèle montrait quelques différences avec le courant mesuré. Afin de rectifier ces écarts, dus de façon générale au fait que les configurations n'étaient finalement pas complètement identiques, on combine le modèle avec pertes développé ici avec le modèle de couplage champ-fil de Taylor. Puisque seul le modèle ILCM est modifié par la prise en compte de la conductivité finie des parois, les relations données au chapitre 3 pour le calcul du courant induit au niveau de la charge Z_L d'une ligne de transmission inclinée placée dans la cavité restent inchangées. Dans cette section, le premier paragraphe concerne l'introduction des pertes dans le modèle de couplage afin de le rendre plus fidèle à la configuration réelle. Suite à cette amélioration, l'impact des dimensions de la cavité sur le courant induit et sur les résonances est analysé dans un second paragraphe.

4.5.1.1 Intégration des pertes

Les pertes dues au matériau qui constitue le caisson sont introduites dans la modélisation de la cavité électromagnétique. Compte tenu du fait que les pertes qui interviennent ne sont pas uniquement dues à la diffusion des champ dans les parois de la cavité, la conductivité électrique σ peut être vue comme une conductivité électrique équivalente de faible valeur (tout en respectant l'approximation des bons conducteurs $\sigma \gg \epsilon_0 \omega$). Elle comprend alors les pertes dans les parois mais également dans l'armature du caisson. D'autre part, la face avant du caisson étant mobile, certaines fuites peuvent intervenir au niveau des bords. La conductivité équivalente peut aussi contenir ce type de pertes. Pour assurer une atténuation suffisante des fréquences de résonance, elle est fixée par la simulation égale à $\sigma_{eq} = 2,3 \times 10^4$ S/m (cette valeur est très inférieure à la conductivité de l'aluminium puisqu'elle contient non seulement les pertes dans ce matériau mais aussi une estimation des pertes que la structure peut engendrer, comme expliqué plus haut). La ligne victime est en cuivre de conductivité $\sigma_{Cu} = 5,96 \times 10^7$ S/m. Les pertes dans la ligne sont aussi prises en compte à travers l'insertion de sa résistance et sa conductance linéique (sans dépendance fréquentielle).

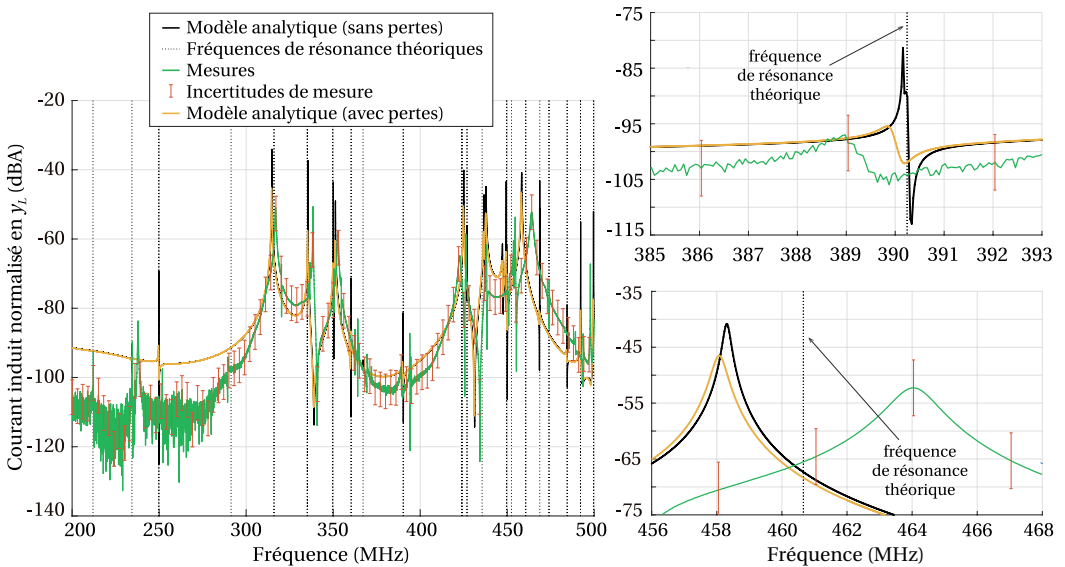


FIGURE 4.16 – Courant induit à l'extrémité y_L de la ligne victime suite à l'insertion des pertes $\sigma_{eq} = 2,3 \times 10^4$ S/m obtenu par les modèles avec et sans pertes et par la mesure ($\theta = 15^\circ$).

Le courant induit calculé par le modèle analytique sans pertes (modèle de couplage 2 basé sur le modèle de Yin reformulé décrit au chapitre 3) et avec pertes est présenté figure 4.16. Comme au chapitre précédent, la mesure est présentée accompagnée des incertitudes qui la caractérise. Ces deux tracés constituent une plage bornée par l'amplitude des incertitudes dans laquelle doit se trouver le modèle pour être considéré satisfaisant. Naturellement, l'amplitude des pics de résonances est réduite puisqu'une partie de l'énergie présente dans la cavité est absorbée dans les parois. Un zoom sur les pics de résonance à 390,1 MHz et 458 MHz illustre notre propos. Sans pertes, les pics de résonance sont respectivement estimés à environ -80 dB et -40 dB. En présence

des pertes (par diffusion et celles dues au caisson lui même, à savoir la présence des armatures, la paroi frontale mobile, et la qualité de l'orifice que nous avons percé pour introduire la ligne), l'amplitude du courant a diminué de 15 dB pour la première fréquence et de 5 dB pour la seconde. Les amplitudes de ces fréquences semblent correspondre plus fidèlement aux amplitudes du courant induit mesuré. Toutefois, la prise en compte des pertes, qui a pour effet de décaler les fréquences de résonances, ne suffit pas à combler l'écart obtenu sur l'ensemble de la bande fréquence. Regardons en particulier le pic à 458 MHz. La fréquence du pic de résonance est encore 6 MHz plus basse que celle du pic de résonance mesuré. Dans un caisson les fréquences de résonances dépendent des dimensions du caisson. On rappelle la formule (chapitre 2),

$$f_{mnp} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2} \quad \text{avec } (m, n, p) \in \mathbb{N}^3 \quad (4.19)$$

où les entiers m, n et p forment le triplet caractérisant le mode de résonance. Dans notre modèle analytique avec pertes, ces fréquences sont recalculées en fonction des fréquences de résonances d'une cavité idéale fermée sans pertes et du facteur de qualité équivalent aux pertes par diffusion dans les parois. La formule donnant ces nouvelles fréquences de résonances s'exprime alors en fonction des dimensions de la cavité et de la conductivité équivalente. Par conséquent, et en toute rigueur ces deux paramètres sont donc corrélés. Afin de rectifier l'écart obtenu entre la mesure et le modèle, on s'intéresse alors aux dimensions de la cavité.

4.5.1.2 Ajustement des dimensions

Si les dimensions sont mal renseignées, le calcul du courant peut s'avérer faux. C'est ce qu'on observe sur la figure 4.16. Les fréquences théoriques sont calculées en fonction des dimensions mesurées. Ces mêmes dimensions sont utilisées comme paramètres d'entrée dans le modèle de couplage avec pertes, ce qui fait que les pics de fréquences prédits par le modèle de couplage avec pertes correspondent aux fréquences de résonance théoriques. Cependant, ce n'est pas le cas des pics de résonances obtenus par la mesure du courant. Les parois du caisson ne sont pas parfaitement parallèles et ont une épaisseur non négligeable. Par conséquent, il existe une incertitude importante sur les dimensions de l'enceinte. À partir du modèle de couplage avec pertes, on cherche donc à ajuster ces dimensions afin de retrouver correctement le courant induit mesuré. Les dimensions d'origine du caisson sont égales à $1,5 \times 1,0 \times 1,0$ m, où deux des dimensions sont identiques. On choisit de ne modifier que ces deux dimensions, puisque dans une configuration où deux dimensions de la cavité sont égales, les modes dégénérés sont plus nombreux. On observe alors moins de fréquences de résonances puisque ces modes dits dégénérés résonnent à la même fréquence de résonance. Le courant induit à l'extrémité y_L de la ligne recalculé suite à l'ajustement de la hauteur et la profondeur du caisson est donné figure 4.17. Une recherche paramétrique nous a conduit aux dimensions : $a \times b \times d = 1,500 \times 0,997 \times 0,987$ m.

La modification de b et d augmente considérablement la qualité des résultats, notamment au niveau des résonances au delà de la fréquence de 450 MHz. Le deuxième pic de résonance observé dans le cas sans pertes à 458 MHz apparaît maintenant plus proche de la fréquence mesurée, à savoir à 464,1 MHz. Il a été déplacé de 6,5 MHz vers les hautes fréquences et correspond plus fidèlement au pic mesuré. Les dimensions n'ont été modifiées que de 3 mm et 13 mm, ce qui par rapport aux dimensions d'origine représente 0,3 % et 1,3 % de leurs valeurs respectives. Cependant, le pic de résonance à 390,1 MHz, qui a lui aussi été déplacé de 2,3 MHz, et se retrouve plus haut en fréquence que le pic mesuré. Dans ce cas, puisque la résonance correspond à

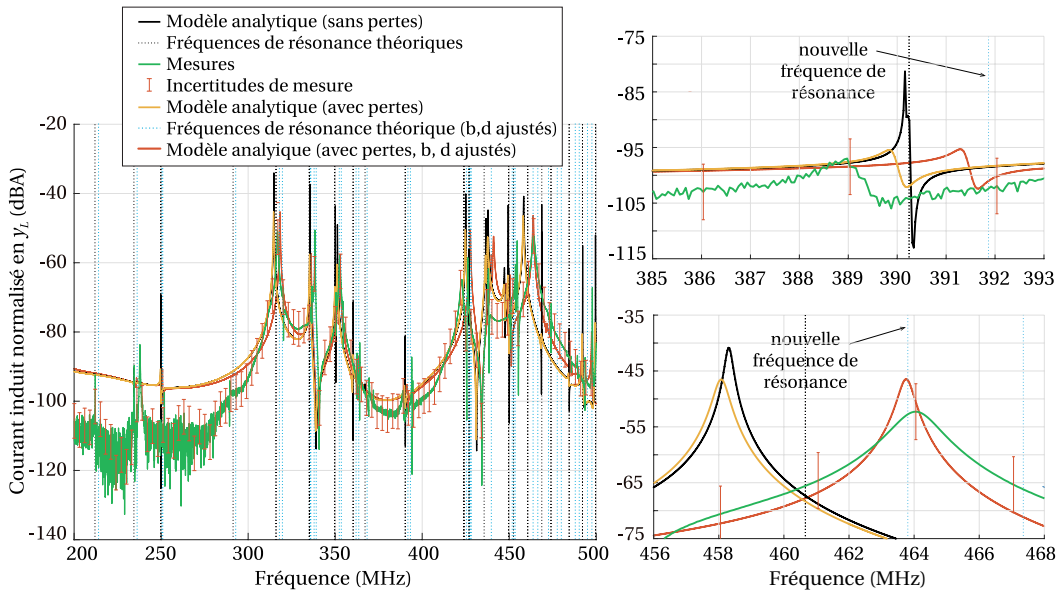


FIGURE 4.17 – Courant induit à l'extrémité y_L de la ligne victime suite à l'insertion des pertes et l'ajustement des dimensions b et d comparé à la mesure ($\theta = 15^\circ$).

la nouvelle fréquence de résonance, ce sont les dimensions qui sont responsables de ce décalage. Ainsi, bien qu'elles aient été ajustées, leur valeur ne correspond pas aux dimensions exactes du caisson. Ces dimensions sont rigoureusement corrélées à la conductivité. Il faudrait réaliser une étude plus poussée pour déterminer à la fois les bonnes dimensions et la conductivité correspondante. Malgré cette imperfection, la précision sur l'ensemble de la bande de fréquence permet de compenser ces quelques erreurs de modélisation. Ces différentes observations impliquent que ce type de structure résonante est extrêmement sensible aux variations géométriques, même de très faibles valeurs. Par ailleurs, les dimensions du caisson peuvent aussi changer dans le temps à cause de phénomènes naturels. Par exemple, un changement de température ambiante peut entraîner l'échauffement des matériaux et modifier par conséquent le comportement du système, d'où cette analyse. Cependant, ce ne seront pas les seules dimensions géométriques touchées, toute la structure est dans ce cas modifiée, on pense en particulier à l'ouverture. Celle-ci est, rappelons le, responsable des niveaux de champ dans la cavité et de leur répartition dans l'espace, comme nous l'avons vu à la fin du chapitre 1.

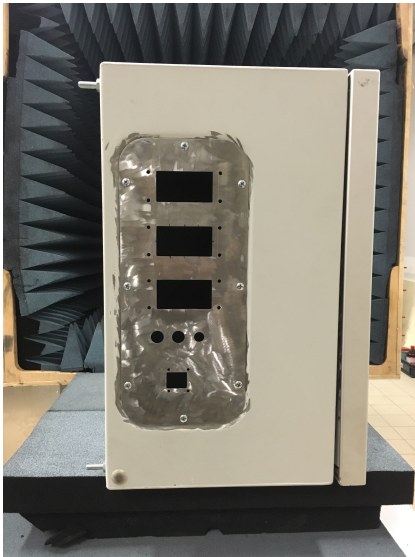
D'autre part, le zoom sur le pic de résonance aux alentours des 464 MHz montre bien que les dimensions ajustées sont relativement proches des dimensions réelles du caisson. Le pic de résonance qui se trouvait, même après l'ajout des pertes, à l'extérieur de la plage de mesure représentée par les incertitudes de mesures) est désormais contenu à l'intérieur de cette plage. Bien que l'amplitude du pic ne soit pas exacte, puisque le modèle surestime l'amplitude du courant à cette fréquence d'un peu plus de 5 dB, les résultats issus du modèle analytique sont nettement plus proches après ajustement des dimensions du caisson.

Puisque le modèle a été validé expérimentalement dans le cas d'un caisson muni d'une seule

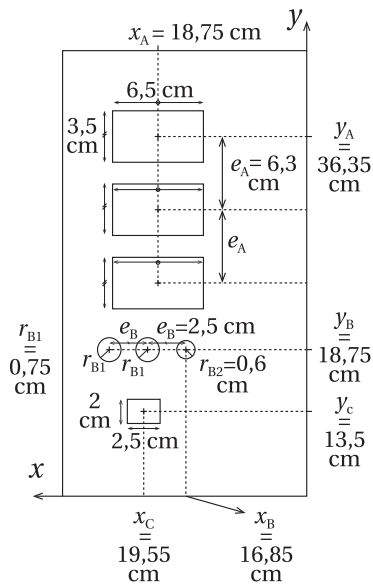
ouverture rectangulaire, nous nous intéressons dans la suite de ces travaux à un caisson de blindage réaliste contenant plusieurs ouvertures de formes différentes.

4.5.2 Cas d'un caisson contenant plusieurs ouvertures de formes différentes

Afin de compléter notre analyse expérimentale, nous avons réalisé des mesures de courant induit à l'extrémité d'une ligne de transmission d'une enceinte réaliste contenant plusieurs ouvertures. La ligne de transmission victime est centrée sur la paroi gauche du caisson de blindage, à savoir dans le plan $y0z$. Dans ce cas, les composantes du champ électrique mises en jeu dans le calcul du couplage sont, la composante E_y car elle est tangentielle à la ligne de transmission, et la composante E_x puisqu'elle est orthogonale au plan $y0z$.



(a) Photographie du caisson de blindage



(b) Dimensions et position des ouvertures

FIGURE 4.18 – Validation expérimentale, représentation du caisson de blindage.

Le caisson de blindage a pour dimensions $28 \times 49,5 \times 49,5$ cm. La ligne de longueur 30 cm et de rayon 1 mm est placée à une hauteur $h = 1,5$ cm de la paroi, dans le respect des limitations de la théorie des lignes de transmission. Les coordonnées de son point d'origine sont égales à $y_0 = 9,75$ cm et $z_{LT} = 13$ cm. La bande de fréquences est choisie de façon à respecter les limites de nos modèles. Rappelons qu'une ouverture rayonne en totalité le champ électromagnétique auquel elle est soumise à partir de $\lambda \approx 2l$. À cette fréquence elle entre en résonance, phénomène que nos modèles ne prennent pas en considération. La plus grande fréquence est choisie par rapport à la plus grande ouverture. Dans cette configuration, ce sont les ouvertures rectangulaire de largeur 6,5 cm, dont la fréquence de résonance est égale à 2,31 GHz. Ainsi, la bande de fréquence de travail est comprise entre 0,2 GHz et 2 GHz. Une photographie du boîtier de blindage est aussi disponible figure 4.18(a). L'enceinte est munie de deux types d'ouvertures, à savoir des ouvertures de forme rectangulaire et des ouvertures de forme circulaire. Les dimensions et côtes

géométriques de ces ouvertures sont renseignées figure 4.18(b).

Remarque : Sur la photographie du caisson de blindage, chaque ouverture rectangulaire est entourée de quatre ouvertures circulaires de très petites taille. Le diamètre de ces ouvertures est égal à environ 2 mm. Du fait de leurs dimensions, ces ouvertures ne laissent pas pénétrer le champ électromagnétique dans le caisson avant une certaine valeur de la fréquence. Celle-ci est nommée fréquence de passage et sa valeur est d'autant plus élevée que l'ouverture est petite. Dans ce cas, la fréquence de passage se trouve aux alentours de $7,5 \times 10^4$ Hz. Puisque la fréquence maximale de notre étude s'élève à 2,5 GHz, elles ne seront pas modélisées dans les approches numériques, ni dans CST MWS, ni dans l'approche analytique proposée.

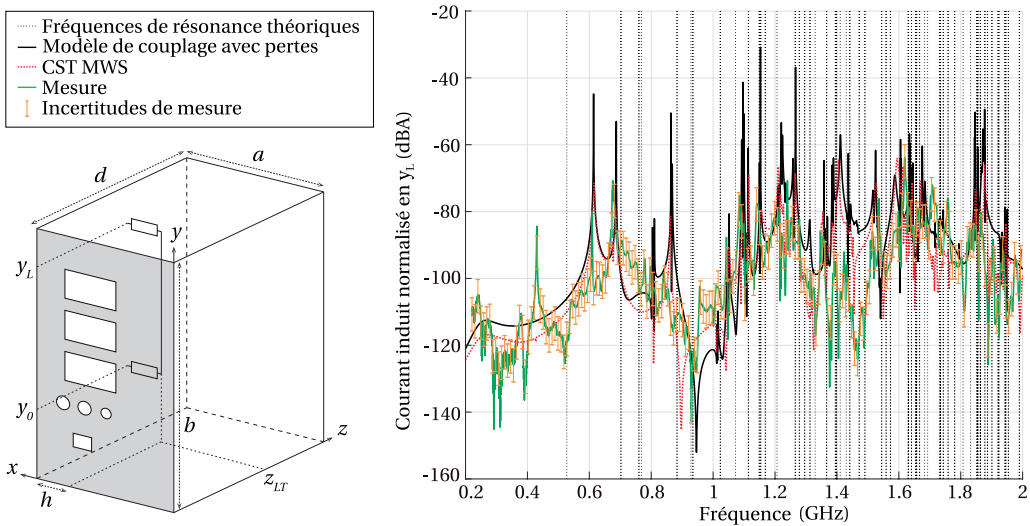


FIGURE 4.19 – Courant induit à l'extrémité y_L de la ligne de transmission victime obtenu par le modèle de couplage avec pertes, par la simulation numérique via CST MWS et par la mesure.

Sur le même graphique sont tracés, le courant induit normalisé par rapport à l'onde incidente, calculé par le modèle de couplage avec pertes, celui calculé par le logiciel commercial CST MWS, et les résultats issus de la mesure, et les incertitudes de mesure. De manière générale, compte tenu des incertitudes de mesures (correspondant aux incertitudes liées au mode d'opération et à l'opérateur, à la configuration physique de la structure et bien sûr à la configuration des câbles et les pertes qu'ils engendrent), le modèle donne un résultat correct sur une grande partie de la bande de fréquence. En effet, un décalage en amplitude important apparaît entre 1,4 GHz et 1,55 GHz, d'environ 35 dB. Cependant sur cette plage, les résultats issus du modèle sont plus proches de ceux de la simulation numérique par CST. La question de pose alors ici, laquelle de ces deux méthodes constitue la référence la plus fiable. Le courant prédit par le modèle n'est en accord parfait avec aucune de ces deux méthodes. Cependant, puisque les courbes suivent les mêmes tendances générales, le modèle peut être considéré correct au moins jusqu'à 1,4 GHz. Sur cette plage, nous pouvons observer un pic d'antirésonance entre 0,8 et 1 GHz, pour lequel CST et la mesure donnent une valeur différente. Cependant, le modèle est plus proche de la fréquence de résonance théorique à 958 MHz, mais aussi plus proche du pic mesuré. Sur l'ensemble de la

bande de fréquence, le modèle fournit un résultat relativement cohérent avec les prédictions du logiciel commercial, bien qu'il y ait un certain écart entre les deux courbes. On rappelle que le modèle est moins performant lorsqu'il s'agit du calcul de la composante E_x , qui est la composante tangentielle aux brins verticaux de la ligne de transmission dans cette configuration, ce qui pourrait expliquer ces écarts, parfois importants. Par ailleurs, la mesure du courant est particulièrement chahutée et présente des oscillations entre les fréquences de résonance bien plus importantes que pour les simulations. Ceci implique que les résultats ne sont pas superposés mais on retrouve naturellement la plupart des pics de résonance. Seul le mode TE_{011} à 428,25 MHz est totalement absent pour les simulations. Il se peut que les outils de simulation ne tiennent pas compte correctement la bande passante de l'ouverture, ce qui engendre de ce fait des erreurs aux basses fréquences. Le pic de résonance manquant peut également être dû à un positionnement particulier de la ligne en théorie. Il est donc possible qu'entre la mesure et la modélisation analytique, la position de la ligne diffère de quelques millimètres. La ligne est parfaitement parallèle à l'axe y dans le modèle analytique, or, puisque chaque mesure comporte des incertitudes, l'une d'entre elles pourrait concerner l'alignement de la ligne avec ce même axe. Ceci impliquerait qu'une composante du champ interne qui viens se coupler sur la ligne de transmission victime dans le cas des mesures n'est pas prise en compte dans l'approche analytique. Par conséquent, certains pics de résonances ne sont, dans ce cas, pas traités par l'approche analytique puisqu'ils dépendraient en théorie à cette composante du champ. D'autre part, comme dans la configuration du paragraphe 4.4, les ouvertures circulaires sont modélisées par des ouvertures carrées de même surface. Cette approximation pourrait également expliquer les différences d'amplitudes observées entre le modèle, CST et la mesure, puisque dans l'approche numérique et la mesure la forme réelle de l'ouverture est prise en compte.

La complexité de la configuration montre encore une fois que le modèle peut fournir une bonne estimation, ici, du couplage avec une ligne de transmission. Par ailleurs, le modèle surestime la valeur du courant par rapport à la mesure. Ceci présente l'avantage de fournir au concepteur une estimation un peu à la hausse de la grandeur qu'il observe. Ainsi, grâce à plusieurs simulations analytiques rapides, il peut être capable de déterminer une configuration qui lui convient par rapport à ses besoins, afin de ne mesurer que celle qui l'intéresse.

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé l'importance des pertes dans les matériaux qui constituent les parois de la cavité. La modélisation de ce phénomène passe par la prise en compte d'une conductivité finie des parois de la cavité. Pour cela nous avons modifié le circuit d'origine développé par Robinson et ajusté par Yin. Pour inclure ces pertes, et en particulier la conductivité électrique des parois, nous avons traité chaque paroi de la structure différemment :

- Le court-circuit à l'extrémité de la ligne est remplacé par une impédance de surface Z_S traduisant les pertes dans cette paroi. Elle tient compte non seulement de la conductivité électrique du matériau mais aussi de l'épaisseur de peau.
- La propagation des ondes dans le guide représentant la cavité est atténuée d'une constante α_{mn} qui dépend à la fois du mode de propagation et de la partie réelle de l'impédance de surface R_S . On traite de ce fait les parois longitudinales du guide creux.

- La paroi frontale de l'enceinte est inchangée puisque pour cette face en particulier, les pertes électromagnétiques dues à la présence de l'ouverture sont bien plus importantes que celles qui existent dans la paroi. Le modèle n'est donc pas totalement représentatif de boîtiers de blindage réalistes puisqu'il faudrait rigoureusement modéliser chaque face comme un conducteur réel.
- Les fréquences de résonances sont recalculées à partir du facteur de qualité de l'enceinte, traduisant les pertes dans les matériaux qui la compose.

Le modèle est testé dans plusieurs configurations. Les variables sont les caractéristiques géométriques de l'ouverture (à savoir ses dimensions, sa forme et le nombre total) et la conductivité du matériau. Quelle que soit la configuration, la conclusion est identique, le modèle avec pertes fournit rapidement des résultats fidèles sur une très large bande de fréquences. D'autre part, grâce à la formulation du modèle, où les parois longitudinales sont modélisées indépendamment de la paroi du fond, nous avons pu étudier des configurations où les conductivités de ces parois étaient différentes, une paroi de conductivité fixe et l'autre de conductivité variant linéairement. Nous avons pu constater l'importance de la paroi du fond par rapport aux parois longitudinales. Bien sur, dans ce raisonnement, la conductivité de la paroi frontale (si celle-ci est métallique) est rappelons le bien moins influente du fait de la présence de l'ouverture, qui cause bien plus de pertes que le matériau lui-même. La distance entre l'ouverture et la paroi qui lui est parallèle est modifiée virtuellement suite à l'ajout de pertes. L'efficacité de blindage de ce type d'enceinte ne varie pas linéairement avec la conductivité, ce qui implique que chaque cas doit être simulé. Grâce à la rapidité et la précision de notre modèle, il est possible de diriger des analyses comme celle-ci, voire plus poussées comme des analyses paramétriques, en seulement quelques minutes.

La dernière partie de ce chapitre reprend l'étude expérimentale du chapitre 3, qui calcule le courant induit à l'extrémité d'une ligne de transmission placée dans la cavité, afin d'améliorer les performances du modèle. Nous avons remarqué suite à la comparaison avec les résultats expérimentaux certaines différences entre la mesure et le modèle. Les résonances prédites et mesurées ne correspondaient pas. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à l'inclusion des pertes dans le modèle. Cependant, malgré l'effet de ces pertes sur les fréquences de résonances, elles ne suffisent pas à rectifier les différences obtenues lors de l'analyse du chapitre 3. Puisque les dimensions du caisson sont directement liées aux fréquences de résonances, nous les avons numériquement modifiées. Suite à cela, nous avons pu constater que le système est extrêmement sensible aux variations géométriques. Ainsi, bien que nous n'ayons modifié que les dimensions du caisson, il ne faut pas négliger le reste des paramètres géométriques de la structure, qui pourraient eux aussi entraîner d'importantes modifications du comportement du système complet. Pour prédire ces comportement aussi rapidement que précisément, le concepteur CEM aura besoin d'un modèle performant. On constate suite aux différentes analyses, que notre modèle est suffisamment fidèle et rapide pour cerner ce type de valeurs afin d'optimiser la structure du caisson de blindage.

Néanmoins, le modèle avec pertes possède une importante restriction. La conductivité du matériau doit respecter (pour satisfaire les conditions d'utilisation de l'impédance de surface) l'approximation des bons conducteurs qui stipule que $\sigma \gg \epsilon\omega$. Pour un matériau de perméabilité électrique égale à celle du vide, à la fréquence maximale de 2,5 GHz, la conductivité minimale possible est égale à 0,1389 S/m. Pour assurer la précision du modèle, on choisit une conductivité

minimale cent fois plus grande, à savoir 13,89 S/m. Cette valeur donne accès à différents types de matériaux conducteurs, aussi bien métalliques que composites (homogènes). Toutefois, il est possible de simuler au travers d'une conductivité équivalente les pertes dues à d'autres phénomènes que la diffusion du champ dans les parois. Ceci nous permet de simuler un grand nombre de configurations différentes.

Une autre restriction du modèle, qu'il soit avec ou sans pertes, concerne les composantes du champ électrique. Nous avons constaté que la composante E_x du champ électrique était mal estimée par le modèle. Ceci a un impact direct sur la placement de la ligne de transmission victime dans le cas d'une étude du couplage entre cette ligne et la source externe. Le modèle sera moins performant si celle ci est parallèle à l'axe x . Dans d'autres directions, le modèle de couplage est suffisamment précis pour être appliqué. On rappelle que ces observations concernent le cas d'une cavité illuminée par une onde plane polarisée verticalement. Nous n'aurions pas eu les mêmes conclusions pour d'autres types de sources.

La plupart des modèles existants se focalisent sur des géométries d'ouvertures canoniques, comme les ouvertures rectangulaires, carrées voire circulaires. Il faut savoir que ces dernières, à savoir les ouvertures circulaires sont souvent modélisées comme des ouvertures carrées de même surface. Néanmoins, les effets des bords arrondis d'une ouverture rectangulaire ou bien d'ouvertures de différentes formes n'est que très rarement abordé. Nous avons observé à plusieurs reprises que cette approximation engendraient souvent des écarts entre la référence et le modèle analytique qu'il comporte des pertes ou non. C'est pourquoi nous proposons d'inclure dans la modélisation, au chapitre suivant, différentes formes d'ouvertures comme par exemple les ouvertures de forme elliptique.

CHAPITRE 5

Modélisation d'ouvertures de formes complexes

Les boîtiers de blindage réels comportent souvent des orifices de forme non rectangulaire. C'est pourquoi, dans ce chapitre, nous proposons une nouvelle formulation du modèle ILCM incluant les pertes de façon à prendre en compte différentes formes d'ouvertures. Nous abordons en particulier le cas d'ouvertures de forme complexes comme les ellipses ou encore les ouvertures rectangulaires avec des extrémités arrondies.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons principalement à la modélisation de l'ouverture afin de tenir compte au mieux des phénomènes liés à sa présence sur la paroi frontale de l'enceinte.

5.1 Introduction	145
5.2 Modélisation d'ouvertures complexes	146
5.2.1 Principe de Babinet	146
5.2.2 Formalisme de Bethe : Diffraction par de petites ouvertures	146
5.3 Modification du modèle	148
5.3.1 Résolution du problème / Méthode proposée	149
5.3.1.1 Impédance de chaque dipôle	149
5.3.1.2 Impédance caractéristique équivalente	152
5.3.2 Forme des ouvertures	154
5.4 Validation numérique	157
5.4.1 Cas des ouvertures circulaires et elliptiques	158
5.4.1.1 Ouverture circulaire	158
5.4.1.2 Ouverture elliptique	160
5.4.2 Autres formes d'ouvertures	164
5.4.3 Perspectives possibles	167
5.5 Conclusion	168

5.1 Introduction

La modélisation de boîtiers de blindage se concentre généralement sur des enceintes munies d'ouvertures de formes simples, à savoir rectangulaires ou carrées. Les modèles analytiques disponibles permettent également de modéliser des ouvertures de formes circulaires. Cependant, celles-ci sont souvent traitées comme des ouvertures carrées de même surface que l'ouverture circulaire analysée. Ceci implique que les phénomènes physiques liés à la forme de l'ouverture ne sont pas correctement pris en compte dans le modèle. D'autre part, on peut rencontrer d'autres formes d'ouvertures comme par exemple les ellipses ou encore des ouvertures rectangulaires aux extrémités circulaires. Ce type de configurations n'est pas souvent abordé dans la littérature. On trouve, par exemple, le modèle de HongYi [59] qui permet de modéliser des ouvertures elliptiques ainsi que des ouvertures dont la longueur est incurvée par une approche circuit. Fondé sur le modèle ILCM de Robinson, il propose une nouvelle représentation de l'ouverture afin de modéliser différentes configurations. Dans le modèle d'origine une seule ligne de transmission représente le comportement électrique de l'ouverture. Dans l'article de HongYi, l'ouverture est divisée sur sa longueur en une suite de lignes de transmissions représentant chacune une portion de l'ouverture. Géométriquement elles correspondent chacune à une fente mince disposée verticalement. Cette approche lui permet, grâce à un schéma en escalier, de prendre en compte des ouvertures aux lignes horizontales incurvées. Ceci dit, plus les lignes sont nombreuses plus la modélisation sera fidèle à la géométrie de l'ouverture. Le modèle fournit de bons résultats jusqu'à 1 GHz puisque la formulation de Robinson, sur laquelle le modèle repose, ne prends en compte que le mode fondamental du guide d'onde représentant la cavité. Nous pouvons également citer le modèle de Solin [136], où le comportement de l'ouverture circulaire présente sur la face avant de la cavité, est modélisé par la théorie des petites ouvertures développée par Bethe [10] en 1944. Comme mentionné dans les chapitres précédents, le modèle de Solin est relativement efficace que ce soit en termes de rapidité ou bien de précision. Dans la plupart de ses articles, son modèle analytique se focalise sur une cavité électromagnétique contenant une ouverture circulaire centrée. Ce modèle donne d'excellents résultats, mais sa formulation mathématique est particulièrement complexe et la démonstration menant au champ électrique dans la cavité est longue et fastidieuse. À notre connaissance ce sont les deux méthodes les plus représentatives de la modélisation analytique de cavité munies d'ouvertures complexes. Dans les deux cas, la technique développée ne correspond pas à nos critères.

L'objectif de cette étude est de proposer une nouvelle approche permettant à la fois de modéliser différentes formes d'ouvertures complexes mais aussi de modéliser le comportement des ouvertures ainsi que les phénomènes physiques liés à sa présence le plus fidèlement possible, quelle que soit leur forme. On cherche également, malgré la complexité du comportement de l'ouverture, à constituer un modèle simple d'utilisation afin de respecter les critères fixés au commencement de ces travaux. Puisqu'on s'intéresse à l'ouverture, il s'agit ici de modifier uniquement la portion du circuit correspondante. La première étape de cette analyse est consacrée aux méthodes analytiques de modélisation d'ouvertures complexes dans un plan infini agressées par une source extérieure.

[59] **HongYi, L.** et al. « Analytically calculate SE of enclosure with horizontal curved edges aperture ».

[136] **Solin, J. R.** « Formula for the Field Excited in a Rectangular Cavity With a Small Aperture ».

[10] **Bethe, H. A.** « Theory of Diffraction by Small Holes ».

5.2 Modélisation d'ouvertures complexes

Puisque le principal atout des modèles ILCM est la rapidité de calcul, nous nous sommes concentrés sur les techniques analytiques de modélisation d'ouvertures dans un plan infini agressées par une source rayonnante. Les deux approches les plus répandues sont le principe de Babinet [7] [14] et le formalisme de Bethe [10] .

5.2.1 Principe de Babinet

Le principe de Babinet concerne la modélisation d'ouvertures dans un plan infini, et en particulier la modélisation de fentes minces. Bien que ce principe soit applicable à d'autres formes d'ouvertures, il est bien plus utile et adapté dans le cas des fentes minces. Puisque la fente constitue une discontinuité, elle prélève une partie du champ incident pour la re-rayonner à la fois dans l'espace et dans le guide. D'après Babinet, une fente soumise à une excitation électromagnétique rayonne un champ semblable à celui que rayonnerait un dipôle. Il assimile à un plan métallique conducteur infini comportant une ouverture, son complémentaire en espace libre. Cette technique permet de retrouver l'impédance de rayonnement de la fente en fonction de celle de son dipôle complémentaire et de l'impédance du vide.

Un modèle ILCM très connu intègre le re-rayonnement de l'ouverture dans sa formulation. Il s'agit du modèle de Konefal [71] . Il introduit l'impédance de rayonnement de la fente dans le calcul de l'efficacité de blindage de l'enceinte perforée. Cependant, le calcul de cette impédance dépend de l'impédance de rayonnement de son dipôle complémentaire, ce qui implique l'utilisation d'un code numérique. Le modèle de Konefal donne une estimation du champ électrique en tout point de la cavité en quelques secondes. Cette conclusion est évidemment valable pour une ouverture dont l'impédance de rayonnement est calculée au préalable. D'autre part, le principe de Babinet ne concerne le plus souvent les ouvertures de type fentes minces, voire d'ouvertures rectangulaires, il n'est pas question de petites ouvertures aux bordures arrondies comme les ouvertures circulaires ni d'ouvertures de formes plus complexes comme les ellipses. En conséquence, nous ne retiendrons pas le principe de Babinet dans cette analyse.

5.2.2 Formalisme de Bethe : Diffraction par de petites ouvertures

H. A. Bethe a développé, dans les années 40, une technique permettant une représentation analytique approchée des champs diffractés par une ouverture circulaire dans un plan métallique infini, dans le cas d'une onde plane incidente. Il montre dans son article que ce champ diffracté peut être assimilé à la somme des champs rayonnés par deux dipôles, un dipôle électrique et un dipôle magnétique, lorsque l'ouverture est fermée par un panneau métallique. Ces dipôles sont respectivement normal et tangent à l'ouverture. Cette formulation implique que les hypothèses suivantes soient vérifiées :

- Les dimensions de l'ouverture sont petites devant la longueur d'onde,
- On calcule les champs rayonnés par les dipôles équivalents à une distance suffisamment grande devant les dimensions de l'ouverture,

[7] **Balanis, C. A.** *Antenna theory*.

[14] **Booker, H. G.** « Slot aerials and their relation to complementary wire aerials (Babinet's principle) ».

[10] **Bethe, H. A.** « Theory of Diffraction by Small Holes ».

[71] **Konefal, T.** et al. « A Fast Multiple Mode Intermediate Level Circuit Model for the Prediction of Shielding Effectiveness of a Rectangular Box Containing a Rectangular Aperture ».

- Les champs de court-circuit (à savoir lorsque l'ouverture est parfaitement obstruée par un matériau conducteur) sont localement uniformes au niveau de l'ouverture.

La figure suivante, illustre la théorie de la diffraction d'un champ électromagnétique à travers une ouverture de petite dimension comme le décrit Bethe dans son article. L'orifice est fermé par une plaque métallique et son rayonnement est représenté par les dipôles électriques et magnétique de moments dipolaires \mathbf{P}_e et \mathbf{P}_m . La figure (a) représente le problème initial d'une ouverture dans un plan métallique infini parfaitement conducteur agressé par une onde incidente. Le problème équivalent, que l'on peut aussi appeler approximation dipolaire, proposé par Bethe, est illustré figure (b).

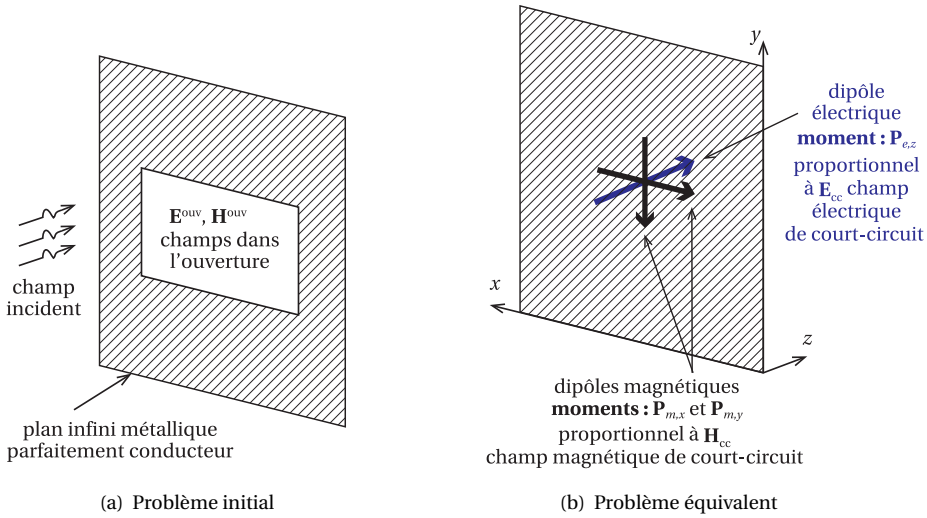


FIGURE 5.1 – Diffraction d'un champ électromagnétique à travers une ouverture dans un plan infini, approximation dipolaire de Bethe.

A chaque dipôle correspond un moment dipolaire, lié aux champs de court-circuit par un coefficient de proportionnalité. H. A. Bethe a défini ces termes proportionnels comme les **polarisabilités électriques et magnétiques de l'ouverture** considérée. Elles sont respectivement notées α_e^P et α_m^P . Les moments dipolaires sont donnés par les relations,

$$\mathbf{P}_e = \epsilon_0 \alpha_e^P \mathbf{E}_{cc} \quad (5.1a)$$

$$\mathbf{P}_m = -\alpha_m^P \mathbf{H}_{cc} \quad (5.1b)$$

Remarque : La figure fait apparaître deux dipôles magnétiques puisque le plan tangent à l'ouverture comporte deux directions. La relation (5.1b) peut alors se décomposer en deux autres équations donnant $\mathbf{P}_{m,x}$ et $\mathbf{P}_{m,y}$ définis respectivement en fonction de α_{mx}^P et α_{my}^P .

Les travaux de Bethe ont constitué un point de départ fondamental à l'étude des petites ouvertures. Il a montré que le couplage par une petite ouverture se traduit par trois composantes, qui sont les polarisabilités de l'ouverture dans les trois directions du plan (deux magnétiques et une électrique), propres à la géométrie de l'ouverture. Il a aussi défini analytiquement l'expression de ces polarisabilités dans le cas d'ouvertures circulaires et elliptiques. Les travaux de Bethe

ont été repris par bon nombre de chercheurs afin de garantir des résultats d'une grande précision. Le formalisme qu'il a développé constitue un des modèles d'ouvertures les plus utilisés encore aujourd'hui, du fait des nombreuses améliorations que l'on trouve dans la littérature.

En 1950, S. B. Cohn a développé une méthode expérimentale permettant de mesurer ces polarisabilités pour différentes formes d'ouvertures. Il valide ainsi la théorie proposée par Bethe dans le cas de l'ouverture circulaire [28] . Des mesures ont également été faites pour des ouvertures elliptiques et rectangulaires [27] . Les résultats obtenus par Cohn pour des formes d'ouvertures non canoniques montrent que la polarisabilité de ces ouvertures ne s'exprime pas, et ne se démontre pas, de manière simple. Par la suite, K. F. Casey a repris le modèle de Bethe et l'a étendu au cas d'ouvertures circulaires chargées [18] . Dans les années 1980, R. F. Harrington et J. R. Mautz ont proposé un modèle permettant de calculer l'admittance de l'ouverture en fonction des polarisabilités définies par Bethe [89] [88] . Ces travaux ont été repris par R. Stoneback en 2010 [141] . Il donne, dans son article, une évaluation de l'impédance de chaque dipôle en fonction des polarisabilités de l'ouverture. Cette problématique est particulièrement intéressante puisqu'elle décrit le problème par son comportement électrique tout en considérant la géométrie de l'ouverture.

Ces deux modèles d'ouvertures, bien qu'ils soient performants, ne sont pas adaptés aux configurations rencontrées en pratique en CEM, puisque le blindage que l'on considère n'est jamais un plan infini et, en pratique, le matériau utilisé n'est pas infiniment conducteur. Il s'agit souvent, comme c'est le cas dans notre problématique, d'une cavité électromagnétique fermée contenant une ou plusieurs ouvertures. Seulement la seconde approche, étendue par R. Stoneback, correspond à la philosophie des approches circuit et pourrait de ce fait satisfaire notre problématique.

5.3 Modification du modèle

Nous avons vu plus haut que le comportement rayonnant de l'ouverture peut être décrit par deux dipôles, permettant ainsi de calculer le champ diffracté par l'ouverture à une grande distance de celle-ci. Ce formalisme, valable dans le cas d'une ouverture présente sur un plan métallique infini, a notamment été étendu par Stoneback, où il exprime l'impédance de chaque dipôle en fonction de la polarisabilité correspondante. Il calcule ensuite le champ diffracté par l'ouverture en fonction de ces impédances qu'il introduit dans un modèle circuit.

L'approche de Stoneback peut alors être relativement intéressante dans ce cas. Elle permet de s'affranchir des différentes hypothèses posées par Bethe pour l'application de son modèle, en particulier le fait que le champ diffracté est calculé à une grande distance de l'ouverture. Notre modèle doit être capable de calculer le champ électromagnétique à l'intérieur de la cavité, on se trouve ainsi dans une configuration champ proche, puisque la distance qui sépare le point d'observation et l'ouverture est faible devant la longueur d'onde. Ainsi, en utilisant l'approche de Stoneback, et en particulier ses formules d'impédance, l'ouverture n'est pas géométriquement remplacée par les dipôles équivalents à son rayonnement. On peut alors introduire ces impé-

[28] **Cohn, S. B.** « Electrolytic-Tank Measurements for Microwave Metallic Delay-Lens Media ».

[27] **Cohn, S. B.** « Determination of aperture parameters by electrolytic-tank measurements ».

[18] **Casey, K.** « Low-Frequency Electromagnetic Penetration of Loaded Apertures ».

[89] **Mautz, J. R.** et al. *Electromagnetic transmission through a rectangular aperture in a perfectly conducting plane.*

[88] **Mautz, J. R.** et al. « An admittance solution for electromagnetic coupling through a small aperture ».

[141] **Stoneback, R. A.** « The Dipole Impedance of an Aperture ».

dances comme l'impédance caractéristique de la ligne de transmission représentant l'ouverture. De ce fait, la distance à laquelle se trouve le point d'observation n'a plus d'importance puisque l'on considère seulement les polarisabilités de l'ouverture, qui sont seulement dépendantes de la géométrie de cette ouverture. Néanmoins, cette formulation reste limitée aux ouvertures de petites dimensions devant la longueur d'onde.

5.3.1 Résolution du problème / Méthode proposée

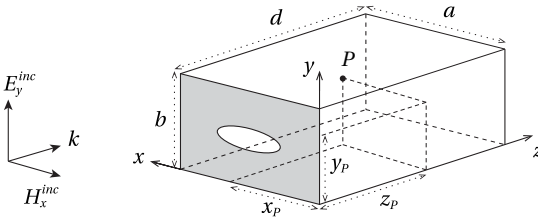


FIGURE 5.2 – Géométrie de la structure d'une cavité électromagnétique munie d'une ouverture elliptique illuminée par une onde plane.

Nous cherchons à calculer dans ce chapitre l'efficacité de blindage de cavités électromagnétiques munies d'ouvertures complexes (comme par exemple des ellipses). La structure du problème est donnée figure 5.2 dans le cas d'une ouverture elliptique. Dans le modèle d'origine, l'ouverture est représentée par une ligne de transmission dont l'impédance caractéristique équivaut à celle d'une ligne microruban (symétrique ou asymétrique selon le cas). On propose ici de remplacer cette impédance carac-

teristique par une impédance équivalente au rayonnement des deux dipôles. Nous nous appuyons alors sur l'approche de Stoneback, qui, par sa formulation, permet de supprimer la limitation de la distance séparant l'ouverture et le point d'observation.

5.3.1.1 Impédance de chaque dipôle

Le problème met en jeu trois zones distinctes. La première contient la source de perturbation qui, comme dans tous les autres cas que nous avons étudié est une onde plane d'incidence normale polarisée verticalement. La seconde zone est celle de la paroi contenant l'ouverture. La dernière zone est bornée par les parois de la cavité. Elle est représentée par le guide d'onde court-circuité. Les expressions des impédances de dipôles développées par R. Stoneback dépendent non seulement des caractéristiques géométriques de l'ouverture mais aussi des caractéristiques de la dernière zone, et en particulier des caractéristiques de propagation de l'onde diffractée par l'ouverture dans cette zone. Il s'agit ici de l'impédance caractéristique des lignes de transmission représentant chaque mode du guide d'onde $Z_{c_{mn}}^{TE}$ et $Z_{c_{mn}}^{TM}$, ainsi que la constante de propagation γ_{mn} . Nous considérons ici une cavité électromagnétique présentant des pertes conducteurs. Ainsi dans la suite, la constante de propagation s'écrit $\gamma_{mn} = \alpha_{mn} + j\beta_{mn}$. Chaque dipôle peut alors être défini en fonction du mode de propagation dans le guide, de la polarisabilité de l'ouverture, et de la surface de l'orifice S .

- **Impédances des dipôles magnétiques**

Puisque le rayonnement magnétique de l'ouverture dépend de deux dipôles définis dans deux directions du plan, les impédances de chaque dipôle sont alors données dans la direction correspondante, à savoir suivant x et suivant y . Pour les modes TE, l'impédance du dipôle magnétique

suivant x s'écrit,

$$Z_{mx}^{\text{TE}} = \frac{1}{2} \left(\frac{S(\gamma_{mn})^2}{3\pi Z_{c_{mn}}^{\text{TE}}} + \frac{S}{j\omega\mu_0\alpha_{mx}^P} \right)^{-1} \quad (5.2)$$

Dans la direction y , pour les modes TE, l'impédance du dipôle magnétique est donnée par la même expression, seule la valeur de la polarisabilité est remplacée par α_{my}^P , tel que,

$$Z_{my}^{\text{TE}} = \frac{1}{2} \left(\frac{S(\gamma_{mn})^2}{3\pi Z_{c_{mn}}^{\text{TE}}} + \frac{S}{j\omega\mu_0\alpha_{my}^P} \right)^{-1} \quad (5.3)$$

Pour les modes TM, l'expression de l'impédance du dipôle magnétique est identique, seules les valeurs de l'impédance caractéristique des ligne équivalentes aux modes de la cavité $Z_{c_{mn}}^{\text{TE}}$ sont remplacées par $Z_{c_{mn}}^{\text{TM}}$. Elles sont respectivement notées Z_{mx}^{TM} et Z_{my}^{TM} .

- **Impédance du dipôle électrique**

L'impédance du dipôle électrique pour les modes TE est donnée par la relation,

$$Z_e^{\text{TE}} = 2 \left(\frac{Sb_e^2(\gamma_{mn})^4}{3\pi Z_{c_{mn}}^{\text{TE}}} + \frac{j\epsilon_0\omega S b_e^2}{\alpha_e^P} \right)^{-1} \quad (5.4)$$

Pour les modes TM l'expression de Z_e^{TM} est identique à celle de Z_e^{TE} . Comme pour le dipôle magnétique, seule l'expression de $Z_{c_{mn}}^{\text{TE}}$ est remplacée par celle de $Z_{c_{mn}}^{\text{TM}}$.

L'impédance du dipôle électrique est donnée en fonction de la grandeur notée b_e . Dans l'article de Stoneback, cette même grandeur est notée b . Cependant, pour éviter toute confusion avec la dimension suivant l'axe y de la cavité, que nous avons appelée b jusqu'à présent, on renomme cette grandeur b_e . Stoneback l'interprète comme l'épaisseur minimale effective de l'ouverture. Il le définit par la relation,

$$b_e = \frac{S}{l_e} \quad (5.5)$$

où l_e représente la longueur du dipôle électrique.

D'après l'article de Gluckstern [48], la polarisabilité électrique de l'ouverture est définie comme la mise en parallèle des polarisabilités magnétiques,

$$\frac{1}{\alpha_e^P} = \frac{1}{\alpha_{mx}^P} + \frac{1}{\alpha_{my}^P} \quad (5.6)$$

Cette relation suggère, d'après Stoneback, que les longueurs des dipôles seraient liées de la même manière. Ainsi, la longueur du dipôle électrique pourrait s'écrire comme la mise en parallèle des

[48] **Gluckstern, R. L.** et al. « Electric polarizability and magnetic susceptibility of small holes in a thin screen ».

longueurs des dipôles magnétiques, telle que,

$$\frac{1}{l_e} = \frac{1}{l_{mx}} + \frac{1}{l_{my}} \quad (5.7)$$

La longueur du dipôle magnétique est définie par Stoneback comme l'intégrale de la longueur du trajet parcouru par le courant magnétique \hat{M} de chaque coté de l'ouverture.

$$l_{mu} = 2 \int \int \hat{M}_{mu} \cdot d\hat{l}_{mu} d\theta \quad (5.8)$$

où \hat{M}_{mu} est perpendiculaire à $\theta = 0$ quelque soit $u = \{x, y\}$.

- **Longueur électrique du dipôle l_e pour une ouverture circulaire**

La démonstration dans le cas d'une ouverture circulaire suivant la direction y est rappelée ci-dessous [141]. Le produit scalaire du courant magnétique avec l'élément de longueur du contour de l'ouverture vaut, d'après la figure 5.3,

$$\hat{M}_{my} \cdot d\hat{l}_{my} = \cos\theta dl_{my} \quad (5.9)$$

où dl_{my} représente un élément de longueur du cercle. Suivant l'approximation des petits angles, $dl_{my} = r \cos\theta$ (où r est le rayon de l'ouverture). On peut donc écrire,

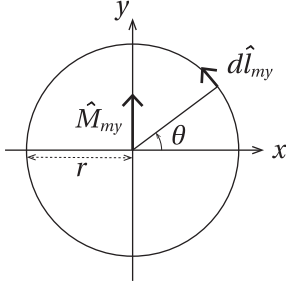


FIGURE 5.3 –
Détermination de la
longueur magnétique du
dipôle équivalent au
rayonnement d'une
ouverture circulaire.

$$l_{my} = 2 \int \int r \cos\theta d\theta d\theta \quad (5.10)$$

$$= 2 \int r \sin\theta d\theta \quad (5.11)$$

$$= 2 \times \left[2 \int_0^\pi r \sin\theta d\theta \right] \quad (5.12)$$

$$= 2 \times 2 \times r [-\cos\theta]_0^\pi \quad (5.13)$$

$$\boxed{l_{my} = 8r} \quad (5.14)$$

Puisque l'ouverture est symétrique, $l_{mx} = l_{my} = 8r$. D'après la relation (5.7), la longueur électrique du dipôle est alors égale à,

$$l_e = \frac{l_{mx} \times l_{my}}{l_{mx} + l_{my}} = 4r \quad (5.15)$$

Chaque ouverture est donc représentée par trois impédances équivalentes aux dipôles électriques et magnétiques, que l'on note pour les modes TE, Z_e^{TE} , Z_{mx}^{TE} et Z_{my}^{TE} . Le paragraphe suivant est consacré à l'inclusion de ces impédances dans le circuit équivalent global quelque soit le mode de propagation dans le guide.

[141] Stoneback, R. A. « The Dipole Impedance of an Aperture ».

5.3.1.2 Impédance caractéristique équivalente

Puisque le rayonnement de l'ouverture est décrit par deux dipôles magnétiques, ceux-ci ont une interaction différente avec le dipôle électrique. On procède alors en deux étapes,

- Combiner les impédances de chaque dipôle magnétique avec le dipôle électrique en une impédance équivalente et séparer ainsi les interactions entre dipôles,

- Relier alors les impédances équivalentes obtenues dans le circuit global.

- **Combinaison des impédances électriques et magnétiques**

La puissance délivrée par le dipôle électrique est notée P_e et celle délivrée par un des dipôles magnétique est notée P_m . Bien qu'on considère par définition deux dipôles magnétiques, notre approche différencie le couplage de chaque dipôle magnétique avec le dipôle électrique car ils n'interagissent pas de la même façon. Le bilan de puissances délivrées par la combinaison des deux dipôles équivaut à $P = P_e + P_m$, où P_m représente indistinctement, soit la puissance délivrée par le dipôle magnétique dans la direction x , noté $P_{m,x}$, soit la puissance délivrée par le dipôle magnétique suivant y , noté $P_{m,y}$. On peut alors écrire,

$$P = \frac{1}{2}|V_e|^2 Y_e + \frac{1}{2}|V_m|^2 Y_m \quad (5.16)$$

où Y_e et Y_m représentent respectivement les admittances équivalentes des dipôles électrique et magnétique, où encore une fois Y_m représente soit l'admittance équivalente au rayonnement du dipôle suivant x , notée $Y_{m,x}$, soit l'admittance équivalente au rayonnement du dipôle suivant y , notée $Y_{m,y}$.

Dans son article [141], R. Stoneback fait l'hypothèse que les tensions $|V_e|$ et $|V_m|$ sont de même amplitude. Par conséquent, on note $|V| = |V_e| = |V_m|$. On a alors,

$$P = \frac{1}{2}|V|^2 (Y_e + Y_m) \quad (5.17)$$

Selon la relation (5.17) et l'hypothèse de Stoneback, les admittances seraient disposées en série. Ceci implique que les impédances des dipôles équivalents, notées Z_e et Z_m , doivent être placées en parallèle dans le circuit final. Puisque le rayonnement magnétique du dipôle est défini par deux impédances suivant l'orientation du dipôle, on définit deux impédances équivalentes suivant ces directions, combinant ainsi les impédances du dipôle électrique à celles du dipôle magnétique. Ces impédances équivalentes sont donc données par,

$$Z_{eq,x} = Z_{mx} || Z_e = \frac{Z_{mx} Z_e}{Z_{mx} + Z_e} \quad (5.18)$$

$$Z_{eq,y} = Z_{my} || Z_e = \frac{Z_{my} Z_e}{Z_{my} + Z_e} \quad (5.19)$$

On se retrouve donc avec deux impédances équivalentes qu'il faut réintroduire dans le circuit

[141] Stoneback, R. A. « The Dipole Impedance of an Aperture ».

équivalent au problème de la cavité électromagnétique perforée.

- **Construction du circuit final**

Le comportement de l'ouverture est donc modélisé par la ligne de transmission court-circuitée d'impédance caractéristique $Z_{eq,u}$, où $u = \{x, y\}$ représente l'orientation du dipôle magnétique. Cette formulation implique de diviser le circuit en deux sous-circuits distincts, l'un comprenant l'interaction entre le dipôle électrique et le dipôle magnétique suivant x , l'autre comprenant l'interaction entre le dipôle électrique et le dipôle magnétique suivant y . Le processus de calcul de l'efficacité de blindage totale est défini comme suit,

1. On calcule la nouvelle impédance d'ouverture à partir de la relation (2.61) donnée au chapitre 2, où Z_c^{cop} est remplacée par $Z_{eq,u}$. L'impédance d'ouverture est donc désormais donnée dans chaque orientation u , par¹,

$$Z_{\text{ap},u}^{\text{tot}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{ap}}} \frac{l_i}{2a} j Z_{eq,u} \tan\left(\frac{\beta l_i}{2}\right) \times \sin\left(\frac{m\pi}{a} x_{c,i}\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y_{c,i}\right) \quad (5.20)$$

2. Les deux sous-circuits fournissent les tensions équivalentes $V_{eq,x}(z_P)$ et $V_{eq,y}(z_P)$ à la profondeur z_P du guide d'onde représentant la cavité électromagnétique donnée par (2.77) au chapitre 2, paragraphe « Reformulation du modèle de Yin ».
3. On calcule le champ électrique dans la cavité au point d'observation P défini par le vecteur $\mathbf{r}(x_P, y_P, z_P)$ grâce aux relations développées au chapitre 2, au même paragraphe. On obtient alors pour chaque composante du champ et chaque mode de propagation de l'onde dans le guide d'onde, une expression du champ électrique. Les variables obtenues sont,

- Dans le sous-circuit décrivant l'interaction entre le dipôle magnétique suivant x et le dipôle électrique : $E_{x,x}^{\text{TE}}, E_{y,y}^{\text{TE}}, E_{z,x}^{\text{TE}}$ et $E_{x,x}^{\text{TM}}, E_{y,x}^{\text{TM}}, E_{z,x}^{\text{TM}}$. On en déduit les composantes du champ électrique en sommant la contribution de chaque mode,

$$E_{x,x}^{\text{tot}} = E_{x,x}^{\text{TE}} + E_{x,x}^{\text{TM}} \quad (5.21)$$

$$E_{y,x}^{\text{tot}} = E_{y,x}^{\text{TE}} + E_{y,x}^{\text{TM}} \quad (5.22)$$

$$E_{z,x}^{\text{tot}} = E_{z,x}^{\text{TE}} + E_{z,x}^{\text{TM}} \quad (5.23)$$

- Dans le sous-circuit décrivant l'interaction entre le dipôle magnétique suivant y et le dipôle électrique : $E_{x,y}^{\text{TE}}, E_{y,y}^{\text{TE}}, E_{z,y}^{\text{TE}}$ et $E_{x,y}^{\text{TM}}, E_{y,y}^{\text{TM}}, E_{z,y}^{\text{TM}}$. De la même façon, on en déduit les composantes du champ électrique en sommant la contribution de chaque mode,

$$E_{x,y}^{\text{tot}} = E_{x,y}^{\text{TE}} + E_{x,y}^{\text{TM}} \quad (5.24)$$

$$E_{y,y}^{\text{tot}} = E_{y,y}^{\text{TE}} + E_{y,y}^{\text{TM}} \quad (5.25)$$

$$E_{z,y}^{\text{tot}} = E_{z,y}^{\text{TE}} + E_{z,y}^{\text{TM}} \quad (5.26)$$

4. On combine alors la contribution de chaque sous-circuits pour déterminer les compo-

1. L'indice i indique qu'il s'agit de l'ouverture i de longueur l_i localisée par son centre $(x_{c,i}; y_{c,i})$.

santes totales du champ électrique,

$$E_x^{\text{tot}} = \sqrt{|E_{x,x}^{\text{tot}}|^2 + |E_{x,y}^{\text{tot}}|^2} \quad (5.27)$$

$$E_y^{\text{tot}} = \sqrt{|E_{y,x}^{\text{tot}}|^2 + |E_{y,y}^{\text{tot}}|^2} \quad (5.28)$$

$$E_z^{\text{tot}} = \sqrt{|E_{z,x}^{\text{tot}}|^2 + |E_{z,y}^{\text{tot}}|^2} \quad (5.29)$$

5. Comme pour les modèles précédents on calcule l'efficacité de blindage de la cavité électromagnétique au point d'observation P défini par le vecteur \mathbf{r} comme,

$$\text{SE}(\mathbf{r}) = -20 \times \log \frac{\sqrt{|E_x^{\text{tot}}(\mathbf{r})|^2 + |E_y^{\text{tot}}(\mathbf{r})|^2 + |E_z^{\text{tot}}(\mathbf{r})|^2}}{E_{\text{tot}}^{\text{inc}}(\mathbf{r})} \quad (5.30)$$

Ces cinq étapes nous permettent de calculer pour différentes formes d'ouvertures l'efficacité de blindage de la cavité en tout point d'observation de l'espace de la cavité, tenant compte de la géométrie réelle de l'ouverture. Suite à la modification du modèle circuit, plusieurs types d'ouvertures sont envisageables. Le paragraphe suivant résume pour chaque type d'ouverture envisagée les caractéristiques nécessaires au calcul de l'efficacité de blindage électrique.

5.3.2 Forme des ouvertures

Notre formulation permet de modéliser les ouvertures dont les polarisabilités magnétiques et électriques sont connues et données par des expressions analytiques, ou bien des approximations polynomiales, ou encore des données de mesure. Dans certains cas, comme dans le cas des ouvertures circulaires et elliptiques, les polarisabilités magnétiques et électriques sont connues analytiquement. Pour des formes d'ouvertures plus complexes, certains phénomènes échappent à la simulation théorique, et il est nécessaire d'adjoindre au modèle des données expérimentales ou bien des données numériques. Dans les années 50, comme mentionné au début de ce chapitre, S. B. Cohn a proposé une technique pour mesurer les polarisabilités magnétiques [27] et électriques [29] de diverses ouvertures complexes. On trouve dans ces articles des ouvertures elliptiques, des ouvertures rectangulaires aux bords arrondis, nommées « rounded end slot », des ouvertures en forme de croix aux bords également arrondis, nommées « cross » et des ouvertures « dumbbell », définies par deux cercles reliés par une fente mince. Cohn donne dans ses articles, les polarisabilités de ces ouvertures α_{mx}^P , α_{my}^P et α_e^P , en fonction du ratio w/l correspondant au rapport de la hauteur et la longueur de ces ouvertures (ces dimensions pour chacune des ouvertures sont indiquées dans le tableau 5.1). Pour les ouvertures circulaires et elliptiques les polarisabilités ont été démontrées de manière analytique, respectivement par H. A. Bethe [10] et C. D. Taylor [145]. À la fin des années 70, F. De Meulenaere [34] calcule par une méthode intégrale les valeurs de ces polarisabilités pour quatre formes d'ouvertures, à savoir rectangulaire, rounded end, en forme de losange et en croix aux bordures planes. Quelques années plus tard, N. McDonald calcule par approximation polynomiale les polarisabilités électriques [92] et ma-

[27] **Cohn, S. B.** « Determination of aperture parameters by electrolytic-tank measurements ».

[29] **Cohn, S. B.** « The electric polarizability of apertures of arbitrary shape ».

[10] **Bethe, H. A.** « Theory of Diffraction by Small Holes ».

[145] **Taylor, C. D.** « Electromagnetic pulse penetration through small apertures ».

[34] **De Meulenaere, F.** et al. « Polarizability of some small apertures ».

[92] **McDonald, N.** « Polynomial Approximations for the Electric Polarizabilities of Some Small Apertures ».

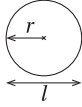
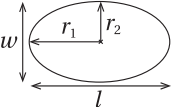
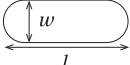
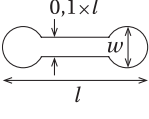
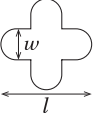
Ouverture	Circulaire 	Elliptique 	Rounded end slot 	dumbbell 	Cross 
Polarisabilité magnétique suivant x α_{mx}	calculée par Bethe [10] $\frac{4}{3}r^3$	calculée par Taylor [145] $\frac{\pi}{3} \frac{r_1^3 e^2}{K(e^2) - E(e^2)}$	polynôme de Mcdonald [94] $l^3 f_{mx}^R \left(\frac{w}{l} \right)$	mesurée par Cohn [27]	mesurée par Cohn [27]
Polarisabilité magnétique suivant y α_{my}	calculée par Bethe [10] $\frac{4}{3}r^3$	calculée par Taylor [145] $\frac{\pi}{3} \frac{r_1^3 e^2 (1 - e^2)}{E(e^2) - (1 - e^2)K(e^2)}$	polynôme de Mcdonald [93] $l^3 g_{my}^R \left(\frac{w}{l} \right)$	mesurée par Cohn [27]	mesurée par Cohn [27]
Polarisabilité électrique α_e	calculée par Bethe [10] $-\frac{2}{3}r^3$	calculée par Taylor [145] $-\frac{\pi}{3} \frac{r_1^3 (1 - e^2)}{E(e^2)}$	polynôme de Mcdonald [92] $l^3 h_e^R \left(\frac{w}{l} \right)$	mesurée par Cohn [29]	mesurée par Cohn [29]
Surface S	πr^2	$\pi r_1 r_2$	$\pi \left(\frac{w}{2} \right)^2 + w \times (l - w)$	$\pi \frac{w^2}{2} + 0,1 \times l(l - 2w)$	$\frac{2wl}{\left(\frac{\pi}{2} + 3 \right)} w^2$
Longueur du dipôle électrique l_e	$4r$	$2\sqrt{2(r_1^2 + r_2^2)}$	$4w$	$4w + 0,2l$	$\frac{w}{2}(16 - \pi)$

TABLE 5.1 – Propriété des ouvertures de forme circulaire, elliptique, rounded-end, cross et dumbbell.

gnétiques [93] transverses ainsi que la polarisabilité magnétique longitudinale [94] d'ouvertures elliptiques, rounded, rectangulaire et en forme de losange. Ces différentes techniques fournissent les valeurs de polarisabilités électriques et magnétiques dont nous avons besoin pour valider notre approche. Cependant, il nous faut calculer analytiquement certaines données, comme la longueur électrique des dipôles.

Dans notre approche, nous avons conservé la manière de modéliser l'ouverture proposée par Robinson dans l'approche d'origine. Le comportement de l'ouverture est assimilable à celui d'une ligne de transmission court-circuitée à ses extrémités. Seule son impédance caractéristique est modifiée dans cette nouvelle approche. Ainsi, l'impédance de l'ouverture Z_{ap}^{tot} dépend non

[93] McDonald, N. « Polynomial Approximations for the Transverse Magnetic Polar. of Some Small Apertures ».

[94] McDonald, N. « Simple approximations for the longitudinal magnetic polarizabilities of some small apertures ».

seulement de cette impédance caractéristique, et donc des polarisabilités de l'ouverture mais aussi de la longueur de la ligne de transmission correspondante. On choisit cette longueur équivalente à la longueur réelle de l'ouverture notée l . Concernant la longueur du dipôle électrique l_e , nous avons vu que pour la calculer, il faut connaître le contour de l'ouverture. Le périmètre de l'ellipse est connu sous la forme d'intégrales elliptiques, mais il existe des approximations comme celle de Kepler, qui a démontré qu'il était approximativement égal à $\pi\sqrt{2(r_1^2 + r_2^2)}$. Le contour des autres ouvertures est le fruit d'une addition de contours de différentes formes. On connaît pour chacune de ces formes canoniques les longueurs du dipôle magnétique, démontrées par Stoneback [141] dans son article. Pour une ouverture circulaire de rayon r , on rappelle que $l_{mx} = l_{my} = 8r$. Dans le cas d'une ouverture rectangulaire ($l \gg w$) elle est égale à $l_{mx} = l_{my} = 4w$, et dans le cas d'une ouverture carré de côté w elle est égale à $l_{mx} = l_{my} = \pi w$. À partir de ces valeurs nous pourrions calculer la longueur magnétique de chaque dipôle comme la somme des longueurs magnétiques de chaque portion de contour qui constitue l'ouverture.

Nous analyserons différentes formes d'ouvertures dont les caractéristiques sont données dans le tableau 5.1. Pour chaque ouverture, on renseigne par un schéma, la géométrie de l'ouverture et ses dimensions. Le tableau fournit également les polarisabilités électriques et magnétiques de chacune d'entre-elles, la surface S de l'orifice et la longueur du dipôle électrique, l_e . Les polarisabilités sont données suivant trois types de formulation :

- Soit **analytiquement**, pour les ouvertures **circulaires et elliptiques**, dont les expressions ont respectivement été démontrées par Bethe [10] et Taylor [145] . Les expressions des polarisabilités magnétiques et électriques de l'ouverture elliptique sont écrites en fonction des intégrales elliptiques complètes de première et seconde espèce. Ces intégrales sont données par les relations [77] ,

$$K(e^2) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\phi}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \phi}} \quad (5.31)$$

$$E(e^2) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - e^2 \sin^2 \phi} d\phi \quad (5.32)$$

où e représente l'excentricité de l'ouverture, $e = \sqrt{1 - (r_2/r_1)^2}$ (nommée aussi excentricité orbitale). Lorsque $e = 0$, l'ouverture est circulaire. Lorsque $0 \leq e \leq 1$, l'ouverture décrit une ellipse.

- Soit **par approximation polynomiale**, dans le cas de l'ouverture **rounded end** formée d'une ouverture rectangulaire aux extrémités circulaires. Elles sont données par Noel McDonald.

Dans son premier article, publié en 1985 [92] , il exprime la polarisabilité électrique de l'ouverture rounded en fonction du polynôme de degré 4, $h_e^R(w/l)$. Il est donné par la relation,

$$h_e^R\left(\frac{w}{l}\right) = \frac{\pi}{16} \left(\frac{w}{l}\right)^2 \left[1 - 0,7650 \frac{w}{l} + 0,1894 \left(\frac{w}{l}\right)^2 \right] \quad (5.33)$$

[141] **Stoneback, R. A.** « The Dipole Impedance of an Aperture ».

[10] **Bethe, H. A.** « Theory of Diffraction by Small Holes ».

[145] **Taylor, C. D.** « Electromagnetic pulse penetration through small apertures ».

[77] **Lee, K. S.** *EMP Interaction*.

[92] **McDonald, N.** « Polynomial Approximations for the Electric Polarizabilities of Some Small Apertures ».

Il compare sa formulation aux données expérimentales de Cohn [29]. L'erreur qu'il obtient face à ces résultats est inférieure à 1 %, prouvant de ce fait la validité de son approximation.

Deux autres articles, publiés aussi par le chercheur Noel Macdonald, fournissent les polarisabilités magnétiques de l'ouverture rounded, suivant l'axe x [94], et suivant l'axe y [93]. Les polynômes de degré 3 définissant ces polarisabilités sont données par les relations,

$$f_{mx}^R\left(\frac{w}{l}\right) = \frac{0,187 + 0,052\left(\frac{w}{l}\right)\left(1 - \frac{w}{l}\right)}{\ln\left(1 + 2,12\frac{l}{w}\right)} \quad (5.34)$$

$$g_{my}^R\left(\frac{w}{l}\right) = \frac{\pi}{16}\left(\frac{w}{l}\right)^2\left[1 - 0,512\left(\frac{w}{l}\right)\right] \quad (5.35)$$

Suivant x , la polarisabilité magnétique formulée par McDonald présente 1,4 % d'erreur par rapport à la solution numérique de De Smedt [35] et 1,7 % d'erreur par rapport aux mesures de Cohn. Suivant y , l'erreur commise est inférieure à 1,8 %. Dans certains cas, si la définition de la polarisabilité magnétique suivant y par un polynôme de degré 3 n'est pas suffisante, on peut utiliser le polynôme de degré 4, également donné par McDonald,

$$g_{my}^R\left(\frac{w}{l}\right) = \frac{\pi}{16}\left(\frac{w}{l}\right)^2\left[1 - 0,0857\left(\frac{w}{l}\right) - 0,0654\left(\frac{w}{l}\right)^2\right] \quad (5.36)$$

- Soit sous forme de **données mesurées**, dans le cas des ouvertures **cross** en forme de croix aux extrémités arrondies et des ouvertures **dumbbell**. Les valeurs des polarisabilités sont données par Cohn en fonction du ratio w/l .

Remarque : McDonald présente dans ses travaux une formulation polynomiale des polarisabilités magnétiques et électrique d'une ouverture elliptique. De ce fait, il supprime l'intégrale elliptique de la formulation. Cependant, bien que ses résultats soient relativement précis (l'erreur qu'il commet est au maximum égale à 3,2 %, excepté lorsque le ratio w/l est inférieur à 0,1 auquel cas, l'erreur peut augmenter jusqu'à 12 %), nous préférons introduire dans notre approche les relations analytiques de Taylor afin de conserver une formulation exacte des polarisabilités.

5.4 Validation numérique

Dans cette section, on calcule l'efficacité de blindage électrique SE_E de l'enceinte pour différentes configurations sur la bande de fréquence 0,5-2,5 GHz. La cavité est choisie de dimensions égales à $30 \times 12 \times 26$ cm dont l'épaisseur des parois est égale à $t = 1$ mm. L'ensemble des modes se propageant dans le guide représentant la cavité électromagnétique sont pris en compte à travers le couple d'entiers caractérisant ces modes égaux au maximum à $(m, n) = (5, 5)$. Le modèle proposé est fondé sur la reformulation du modèle de Yin incluant les pertes conducteurs proposé au chapitre 4. La prise en compte de ces pertes permet de réduire la durée du calcul de la simulation numérique via CST MWS®. Ainsi, dans chaque configurations la conductivité du matériau constituant les parois de la cavité (excepté la paroi frontale considérée parfaitement conductrice)

[29] Cohn, S. B. « The electric polarizability of apertures of arbitrary shape ».

[94] McDonald, N. « Simple approximations for the longitudinal magnetic polarizabilities of some small apertures ».

[93] McDonald, N. « Polynomial Approximations for the Transverse Magnetic Polar. of Some Small Apertures ».

[35] De Smedt, R. et al. « Magnetic polarizability of some small apertures ».

est choisie égale à $\sigma = 1 \times 10^5$ S/m. Cette valeur est suffisamment grande pour assurer un blindage de qualité et suffisamment faible pour assurer des durées de simulation sous CST faibles (celles-ci varient avec la taille de l'ouverture). La source de perturbation est une onde plane polarisée verticalement d'amplitude $E_y^{\text{inc}} = 10$ V/m. Nous menons cette étude en deux étapes :

- Dans un premier paragraphe, le modèle est testé dans le cas d'une **ouverture circulaire**. Trois méthodes sont alors confrontées, la technique numérique, le modèle avec pertes fondé sur la reformulation du modèle de Yin et le nouveau modèle proposé dans ce chapitre. Dans ce même paragraphe, nous nous intéressons aux **ouvertures de formes elliptiques**.
- Dans un second paragraphe, nous testons les autres formes d'ouvertures présentées au tableau 5.1, à savoir **rounded end, cross et dumbbell** afin de valider le modèle circuit pour différentes configurations de cavités électromagnétiques perforées.

5.4.1 Cas des ouvertures circulaires et elliptiques

Comme mentionné plus haut, les modèles existants se focalisent sur des ouvertures de forme canonique comme les ouvertures circulaires. Dans ces modèles, l'ouverture circulaire est traitée comme une ouverture carrée de même surface. Par conséquent, la première configuration est consacrée à l'analyse d'une cavité munie d'une ouverture circulaire. Les configurations suivantes sont consacrées aux ouvertures elliptiques (centrées, décentrées et sous forme de ventilation), souvent utilisées dans la littérature pour représenter des ouvertures de formes arbitraires aux contours réguliers [77] . Le tableau 5.2 présente les caractéristiques géométriques des différentes configurations étudiées dans cette section.

Configuration (Figure correspondante)	Ouverture(s) Dimensions et forme	Centre de l'ouverture ($x_c; y_c$) cm	Point d'observation $P(x_p; y_p; z_p)$ cm
cas 1 (figure 5.4)	Circulaire centrée $r = 1,3$ cm	(15; 6)	$P(15;6;17,5)$
cas 2 (figure 5.5)	Elliptique centrée $r_1 = 2,2$ cm et $r_2 = 0,7$ cm	(15; 6) $P(15;6;5,5)$	$P(24,5;8,5;21,5)$
cas 3 (figure 5.6)	Elliptique décentrée $r_1 = 2,2$ cm et $r_2 = 0,7$ cm	(8,5;4,5)	$P(24,5;8,5;21,5)$
cas 4 (figure 5.7)	Ventilation d'ellipses $r_1 = 2,2$ cm et $r_2 = 0,7$ cm	Ouverture (1) (9;6)	$P(15;6;5,5)$

TABLE 5.2 – Configurations de cavités de dimensions $30 \times 12 \times 26$ cm (ouvertures circulaires et elliptiques)

5.4.1.1 Ouverture circulaire

Notre démarche n'a pas pour vocation de remplacer les approches existantes mais de proposer une formulation nouvelle afin de traiter un grand nombre de configurations d'ouvertures et permettre au concepteur CEM l'analyse rapide et précise de différents cas. Afin de valider au

[77] Lee, K. S. *EMP Interaction*.

mieux notre approche, on choisit pour le premier cas une ouverture circulaire de petites dimensions, centrée sur la paroi frontale de l'enceinte. Ce type de configuration est particulièrement répandu puisque les ouvertures circulaires permettent notamment le passage de câbles. D'autre part, c'est le seul type d'ouverture envisagée que les modèles précédents sont capable de modéliser sur la bande de fréquence considérée. Par conséquent, le nouveau modèle est confronté non seulement aux résultats prédits par CST MWS® mais aussi par le modèle avec pertes développé au chapitre précédent.

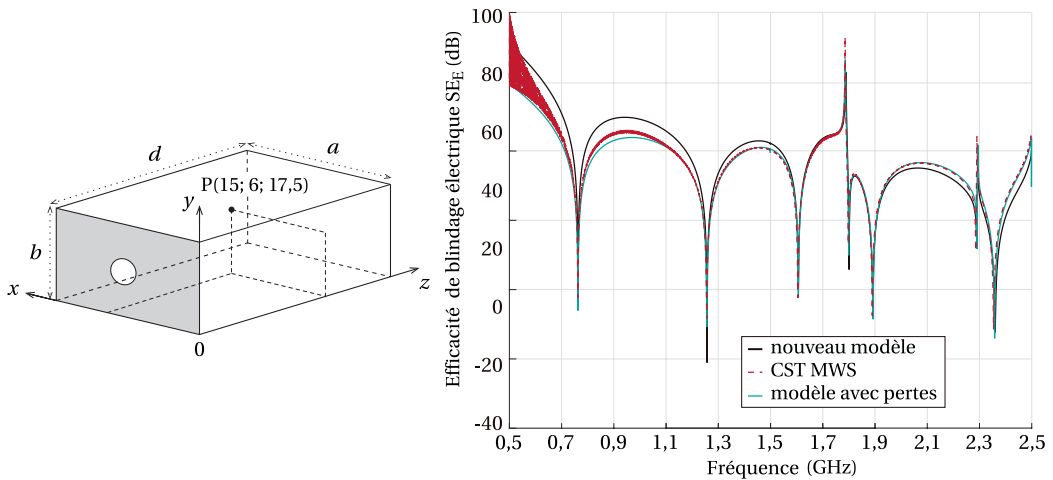


FIGURE 5.4 – Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du nouveau modèle analytique avec pertes, du modèle avec pertes et du logiciel CST MWS pour une ouverture circulaire centrée (cas 1).

Les résultats d'efficacité de blindage prédits par le nouveau modèle sont relativement convainquant puisque entre autres on retrouve les fréquences de résonance du caisson prédites par CST MWS®. Cette première observation générale est sans surprise puisque le nouveau modèle est basé sur la reformulation du modèle de Yin avec pertes qui fournissait déjà des résultats précis. D'autre part, on retrouve l'allure générale de l'efficacité de blindage sur toute la bande de fréquence. Cependant, on observe un léger écart en amplitude non linéaire avec l'évolution de la fréquence. Il est égal à environ 5 dB en basses fréquences. Puis il diminue jusqu'à moins d'un dB sur la bande 1,6 - 2,0 GHz pour ré-augmenter dans la dernière partie du spectre. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que les polarisabilités électriques et magnétiques sont normalement dépendantes de la fréquence. Dans notre formulation, les polarisabilités ont la même valeur quelque soit la fréquence. Dans le cas d'une ouverture circulaire, Wen-Hao Cheng [153] a développé une approche numérique basé sur une technique variationnelle permettant la prise en compte de cette dépendance en fréquence dans la formule de la polarisabilité. Il s'appuie sur les travaux de R. L. Gluckstern [48] [47] qui s'intéresse à une plaque métallique d'épaisseur finie contenant une ouverture circulaire. Cheng présente dans son article des résultats analytiques dans le cas d'une paroi sans épaisseur. La méthode proposée par Cheng concerne une structure constituée

[153] **Wen-Hao Cheng** et al. « Frequency dependence of the polarizability and susceptibility of a circular hole in a thick conducting wall ».

[48] **Gluckstern, R. L.** et al. « Electric polarizability and magnetic susceptibility of small holes in a thin screen ».

[47] **Gluckstern, R.** et al. « Penetration of fields through a circular hole in a wall of finite thickness ».

de deux cavités à section cylindrique séparées par une paroi infiniment fine contenant une ouverture circulaire. Il donne la polarisabilité de l'ouverture pour les modes TM_{0nl} et la susceptibilité de l'ouverture suivant les modes TE_{1nl} et TM_{1nl} . Ceci limite l'utilisation de sa formule à ces seuls modes de résonance et ce dans le cas de cavité à section cylindrique. Une autre limitation de son approche concerne l'épaisseur de la paroi, puisque sa démonstration n'est valide que dans le cas d'une cavité aux parois sans épaisseur. Par conséquent, l'inclusion de ce paramètre fréquentiel dans l'expression de la polarisabilité nécessite de mener une démonstration longue et fastidieuse. Aussi, cette perspective ne fera pas l'objet d'une étude plus poussée puisque non seulement la démonstration est complexe, et nous n'avons aucune garantie que cette inclusion résolve notre faible écart en amplitude, qui est, relativement faible. En ce sens, si l'on recherche une extrême précision, par exemple au dB près, il pourrait être intéressant d'introduire dans la formulation cette dépendance fréquentielle, de la même manière que Cheng. Mais, si l'on cherche seulement à visualiser la réponse générale du système face à une agression extérieure connue alors l'inclusion de ce paramètre n'est pas essentielle. Puisque le nouveau modèle fournit des résultats satisfaisants pour une cavité électromagnétique comportant une ouverture circulaire, on s'intéresse dans la suite aux cavités contenant des ouvertures de forme elliptique.

5.4.1.2 Ouverture elliptique

À notre connaissance, il existe dans la littérature un seul modèle analytique capable d'analyser le comportement d'une cavité électromagnétique munie d'une ouverture elliptique. Il s'agit du modèle de HongYi [59] qui a été mentionné en introduction de ce chapitre. Son approche consiste à représenter l'ouverture par une suite de lignes de transmissions en série créant de cette manière un schéma en escalier permettant de modéliser des ouvertures dont la longueur est incurvée, telles que les ellipses. Ses résultats en terme d'efficacité de blindage sont précis et fidèles au comportement de la cavité prédit par la mesure et la simulation numérique. Cependant, puisque le modèle repose sur l'approche de Robinson [122], il présente les mêmes restrictions. On pense notamment à celle limitant l'analyse aux alentours des premières fréquences de résonance. Puisque notre approche est fondée sur la reformulation du modèle de Yin, la bande de fréquence d'étude est bien plus large puisqu'elle s'étend aux modes supérieurs. De ce fait, nous ne comparerons pas notre approche avec celle de HongYi, puisqu'il faudrait au préalable reformuler le modèle pour l'étendre à la même gamme de fréquence.

Nous analysons le comportement de trois configurations (présentées au tableau 5.2),

- Le SE_E d'une cavité comportant une ouverture elliptique centrée au point P, et en un point d'observation proche des ouvertures,
- Le SE_E de la même cavité comportant une ouverture elliptique décentrée au même point P,
- Le SE_E d'une cavité comportant une grille d'ouvertures elliptiques centrée.

Le nouveau modèle avec pertes ne permet pas de modéliser des ouvertures de type fentes minces. Ainsi, dans les trois configurations étudiées, nous choisissons une ellipse dont le ratio w/l est suffisamment important pour que sa forme ne soit pas assimilable à une fente mince.

[59] **HongYi, L.** et al. « Analytically calculate SE of enclosure with horizontal curved edges aperture ».

[122] **Robinson, M. P.** et al. « Analytical formulation for the SE of enclosures with apertures ».

• Ouverture elliptique centrée

Dans la première configuration l'ellipse est choisie centrée sur la paroi frontale. La réponse du système calculée par le nouveau modèle est comparée dans ce cas aux résultats donnés par le logiciel CST MWS[®] pour deux points d'observation. L'un d'eux est choisi proche de l'ouverture afin de valider notre approche et notre hypothèse sur le fait que l'on peut s'affranchir de la limitation aux champs lointains dans la théorie de Bethe. La première figure (gauche) comporte également les résultats du calcul de SE par CST dans une configuration où la cavité possède les mêmes dimensions et comporte une ouverture circulaire centrée dont la surface est égale à celle de l'ellipse. L'efficacité de blindage est bien entendu calculée au même point d'observation pour les trois simulations.

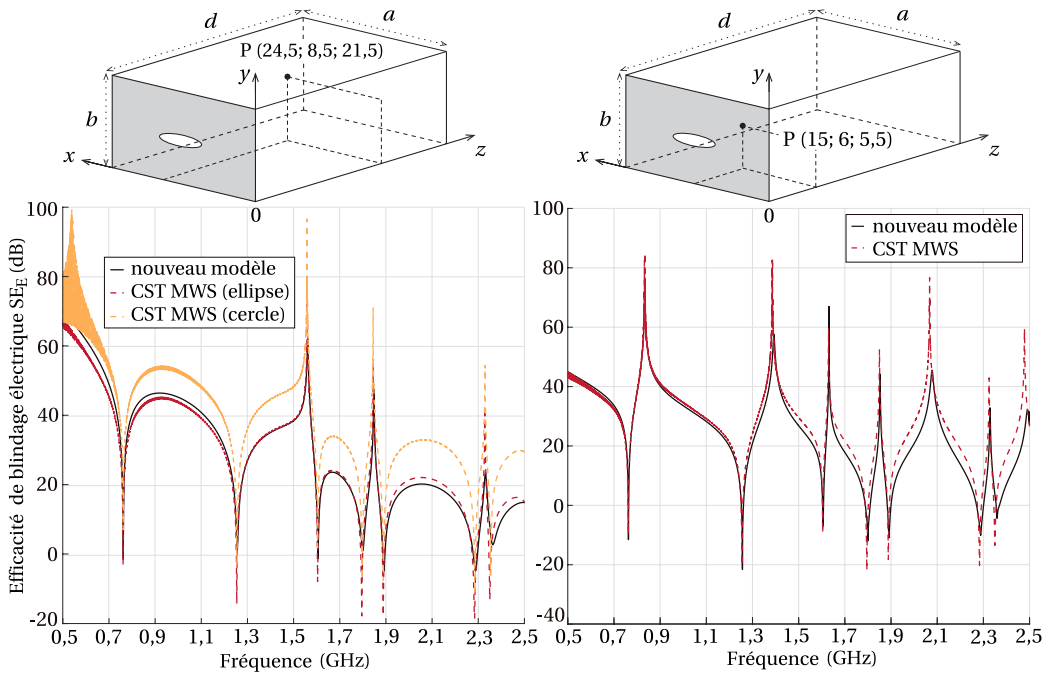


FIGURE 5.5 – Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du nouveau modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour une ouverture elliptique centrée, ainsi que l'efficacité de blindage calculée par le logiciel CST MWS pour une ouverture circulaire centrée de même surface (cas 2).

Tout d'abord, la figure 5.5 (gauche) montre que le modèle est en bon accord avec les résultats calculés par simulation numérique sous CST MWS[®]. L'allure générale de l'efficacité de blindage calculée analytiquement représente avec fidélité le comportement de la cavité perforée. On observe également que selon la forme de l'ouverture la cavité n'a pas le même comportement en amplitude. En effet, malgré le fait que l'ouverture elliptique et l'ouverture circulaire soient définies par la même surface, elles ne diffractent pas le champ dans la cavité de la même manière, et n'excitent pas les modes de la cavité de la même façon non plus. Cependant, l'allure générale du SE est comparable mais présente un fort décalage en amplitude sur toute la bande de fréquence. Celui est relativement attendu puisque les deux ouvertures ne sont pas de la même forme. Ainsi,

selon l'application, on ne peut pas tirer de conclusion générale sur le type d'ouverture à retenir pour favoriser un meilleur blindage, puisque notamment, à un autre point d'observation les résultats seraient différents. Dans le cas de l'ouverture elliptique, on observe comme précédemment un léger écart en amplitude entre le SE prédit par le nouveau modèle et le SE prédit par CST non linéaire en fréquence. De la même manière que précédemment cet écart est probablement dû au fait que la polarisabilité est dépendante de la fréquence, phénomène dont nous ne tenons pas compte dans la formulation du nouveau modèle. La cohérence des résultats obtenus prouve néanmoins que cette amélioration, aussi complexe que fastidieuse, n'est encore une fois pas nécessaire dans ce type de configuration relativement simple.

La seconde figure (droite) présente les résultats d'efficacité de blindage obtenus par le nouveau modèle et le logiciel CST MWS[®]. On choisit délibérément dans cette configuration simple, un point d'observation proche de l'ouverture, afin de valider notre technique. Le nouveau modèle développé s'appuie sur la théorie de la diffraction par les petits trous proposée par Bethe dans les années 40, étendue par Taylor aux ouvertures elliptiques. Son approche, normalement limitée à la prédiction du champ lointain n'est pas satisfaisante aux abords de l'ouverture, c'est l'une des principales hypothèses de ses travaux. Cependant, en s'appuyant sur l'approche de R. Stoneback afin de n'introduire dans le modèle qu'une représentation électrique du comportement de ces ouvertures complexes via leur polarisabilités, nous avons conclu qu'il était alors possible de s'affranchir de cette restriction. Le SE obtenu montre dans cette configuration que notre hypothèse est bien fondée. Malgré un écart en amplitude tout à fait attendu suite aux analyses des configurations précédentes, le modèle est capable de fournir une estimation correcte de l'efficacité de blindage de la cavité et ce à une distance de 5,5 cm de l'ouverture dans l'axe central de la paroi frontale ce qui correspond en basses fréquences au champ proche. À 0,7 GHz, la distance minimale (selon la restriction de Bethe) à laquelle l'onde est considérée en champ proche correspond à environ 6,8 cm. Les résultats obtenus confirment notre hypothèse même si, bien entendu, cette distance diminue avec la fréquence. La différence d'amplitude observée sur la bande de fréquence n'est pas nécessairement liée à cette hypothèse mais peut aussi s'expliquer par le cumul des erreurs commises sur l'estimation de la polarisabilité qui rappelons le, varie avec la fréquence.

- **Ouverture elliptique décentrée**

On décentre l'ouverture et on trace figure 5.6 le SE prédit par le modèle et CST au même point d'observation de la cavité qu'au cas précédent. Ainsi, seule la position de l'ouverture est différente. Les deux configurations montrent des comportements très différents. Les modes de résonance sont plus nombreux dans le cas où l'ouverture est décentrée. La position de l'ouverture a donc un impact non négligeable sur la distribution de l'efficacité de blindage puisque malgré le fait que l'onde plane pénètre de la même manière à travers l'ouverture, le champ rayonné par celle-ci, qui constitue la source de perturbation intermédiaire, est positionné différemment dans chacune des configurations. Cette influence est cependant relativement bien modélisée par notre nouvelle approche. On observe néanmoins, encore une fois, un écart en amplitude entre ces courbes, et ce pour la même raison qu'auparavant. Cependant, l'écart est plus important dans cette configuration et commence à s'amplifier à partir de 1,8 GHz jusqu'à atteindre plus de 10 dB. Dans ce cas, l'inclusion de la dépendance fréquentielle de la polarisabilité pourrait probablement permettre d'améliorer la précision du modèle. Néanmoins, comme discuté au début de cette section, si l'utilisateur cherche seulement à connaître les tendances générales de la

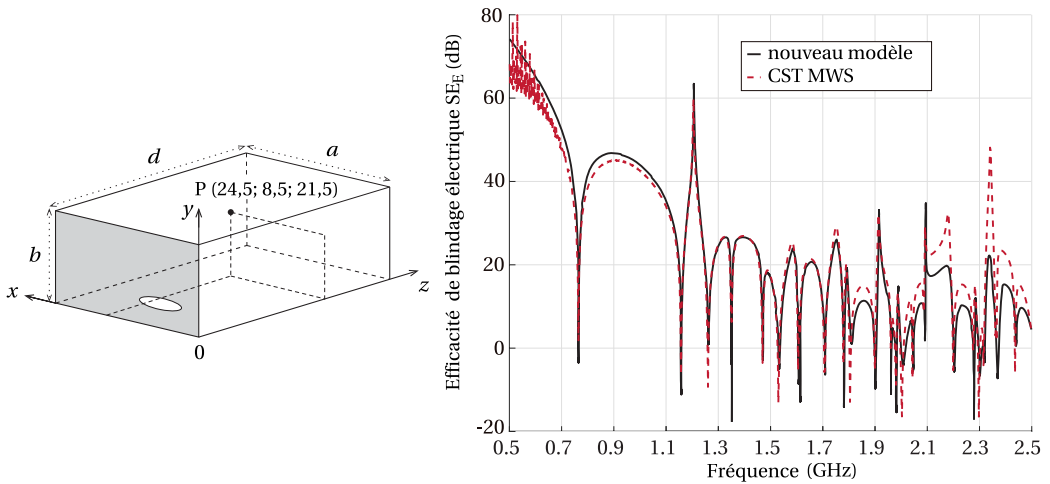


FIGURE 5.6 – Efficacité de blindage électrique calculée à l’aide du nouveau modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour une ouverture elliptique décentrée (cas 3).

réponse du système alors la démonstration fastidieuse des polarisabilités à dépendance fréquentielle n’est pas essentielle à la modélisation. Malgré ces quelques imperfections, on s’intéresse à une configuration plus complexe, où la cavité électromagnétique contient plusieurs ouvertures elliptiques disposées comme une ventilation.

• Ventilation d’ellipses

La dernière cavité électromagnétique contient une ventilation de 7 ellipses centrées sur la paroi frontale. Les résultats obtenus par le nouveau modèle et la simulation numérique full-wave par le logiciel CST MWS[®] sont tracés figure 5.7. On trace sur la même figure l’efficacité de blindage calculée par CST MWS[®] au même point d’observation dans le cas d’une enceinte munie d’une seule ouverture elliptique centrée.

Les résultats prédits par la simulation numérique full-wave montrent que le type d’ouverture influence grandement l’efficacité de blindage puisque les deux courbes sont non seulement différentes en amplitude mais aussi suivant la fréquence. Les deux types d’ouvertures diffractent l’onde incidente dans la cavité électromagnétique différemment et excite de ce fait différents modes de résonance. Dans le cas de la ventilation, on observe, entre le modèle et CST MWS certains écarts en amplitude. Dans notre formulation, la dépendance fréquentielle de la polarisabilité est négligée, ce qui pourrait en partie expliquer les écarts d’amplitudes observés entre le modèle et la simulation numérique. Ainsi, le pourcentage d’erreur pouvant être lié à ce paramètre est multiplié par le nombre d’ouvertures et influence par conséquent les résultats de manière négative. Notre formulation ne tient pas non plus compte du couplage qui existe entre les ouvertures. Ce phénomène, dont l’influence augmente avec la proximité des ouvertures, peut largement influencer la réponse du système et favoriser les erreurs de calcul de l’amplitude de l’efficacité de blindage sur la bande de fréquence. Notre modèle possède toutefois l’avantage d’être un des seuls modèles capable de modéliser ce type de configuration en tenant compte de la géométrie des ouvertures elliptiques, c’est à dire sans passer par une approximation. Comme décrit au début de ce chapitre, ce ne sont pas les seules formes d’ouvertures que l’on peut envisager avec cette nouvelle

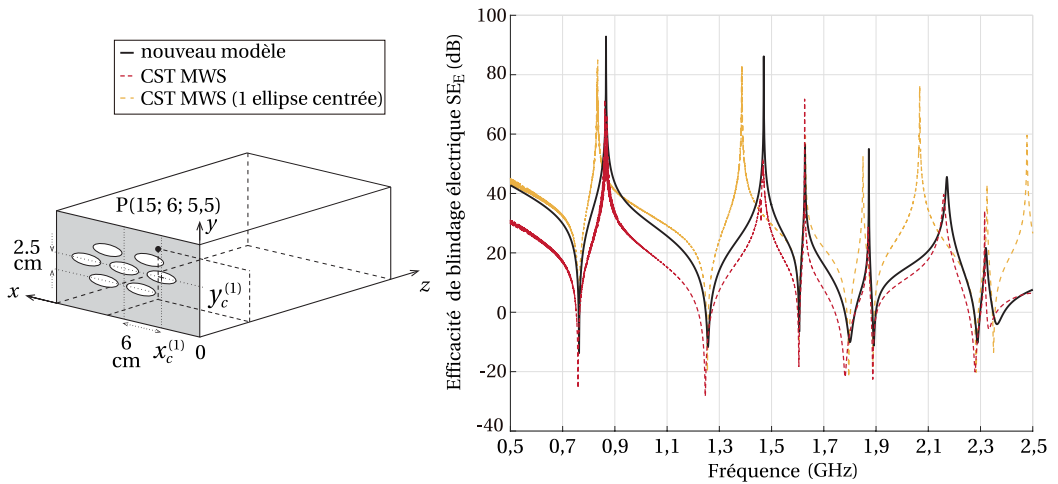


FIGURE 5.7 – Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du nouveau modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour une ventilation d'ouvertures elliptiques (cas 4).

approche. C'est donc naturellement l'objet du paragraphe suivant.

5.4.2 Autres formes d'ouvertures

Jusqu'ici les polarisabilités des ouvertures modélisées sont connues analytiquement. Ce paramètre est relativement difficile à démontrer c'est pourquoi dans cette section la polarisabilité électrique et les polarisabilités magnétiques des ouvertures complexes sont données, soit par approximation polynomiale, soit par des données issues de mesures.

Nous analyserons trois formes d'ouvertures, celles que l'on appelle **rounded**, **cross** et **dumb-bell**. Pour des raisons pratiques on conserve leur appellation anglo-saxonne. Chaque configuration est détaillée au tableau 5.3. Les dimensions des ouvertures ont été choisies de façon à ce que la surface couverte par chacune soit égale à la surface de l'ouverture circulaire et de l'ouverture elliptique étudiées précédemment. On trace dans chaque configuration deux figures correspondant à deux points d'observation différents, afin d'évaluer au mieux les capacités du nouveau modèle. Ces points d'observation ont été choisis arbitrairement dans l'espace de la cavité.

Dans la cinquième configuration étudiée dans ce chapitre on s'intéresse à une ouverture rounded. C'est la seule pour laquelle les différentes polarisabilités sont données par approximation polynomiale. Ces formules obtenues par McDonald donnent des résultats très proches des mesures effectuées par Cohn et des résultats numériques obtenus par De Smedt. La figure 5.8 donne les résultats obtenus suite au calcul de l'efficacité de blindage par le nouveau modèle et le logiciel commercial CST MWS®. De manière générale l'allure des courbes est relativement fidèle au comportement prédit par CST. On observe, comme dans le cas des ouvertures circulaires et elliptiques, des écarts d'amplitudes entre les fréquences de résonance sur toute la bande de fréquence considérée. Néanmoins, ceux-ci sont bien plus importants et atteignent les 15 dB en hautes fréquences. Par conséquent, bien que la géométrie de l'ouverture soit correctement prise en compte, il serait intéressant ici de reconsidérer la dépendance fréquentielle de la polarisabilité

Configuration (Figure correspondante)	Ouverture(s) Dimensions et forme	Centre de l'ouverture ($x_c; y_c$) cm	Point d'observation $P(x_p; y_p; z_p)$ cm
cas 5 (figure 5.8)	Rounded centrée	(15; 6)	$P(15; 6; 6)$
cas 5 bis (figure 5.8)	$l = 3,7$ cm et $w = 1,6$ cm		$P(22; 10,5; 21,5)$
cas 6 (figure 5.9)	Dumbbell centrée	(15; 6)	$P(4,75; 4,75; 6,5)$
cas 6 bis (figure 5.9)	$l = 5,55$ cm et $w = 1,6$ cm		$P(15; 6; 6)$
cas 7 (figure 5.10)	Cross centrée	(15; 6)	$P(4,75; 4,75; 6,5)$
cas 7 bis (figure 5.10)	$l = 3,6$ cm $w = 0,9$ cm		$P(22; 10,5; 4)$

TABLE 5.3 – Configurations de cavités de dimensions $30 \times 12 \times 26$ cm (ouvertures complexes)

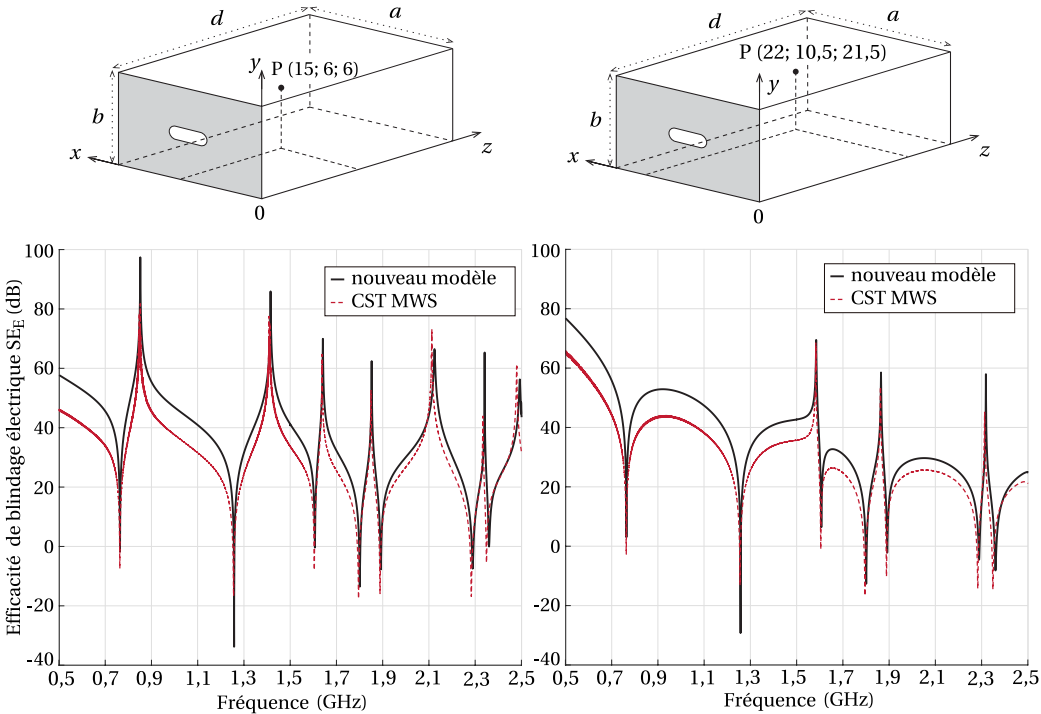


FIGURE 5.8 – Efficacité de blindage électrique calculée à l’aide du nouveau modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour une ouverture rounded en deux points d’observation (cas 5 et 5 bis).

afin d’améliorer la qualité de l’efficacité de blindage analytiquement calculée.

Les configurations suivantes sont consacrées aux ouvertures dumbbell et cross. Regardons d’abord les configurations 6 et 6 bis, où l’ouverture sur la paroi de la cavité est une ouverture dumbbell. L’efficacité de blindage prédite est de loin la moins satisfaisante. On retrouve difficilement l’allure du SE jusqu’à 1,5 GHz, et le SE est totalement erroné au delà de cette valeur. L’ouverture dumbbell est composée d’une fente mince terminée à ses extrémités par des ouvertures circulaires. Le nouveau modèle est, comme l’ancien modèle, à savoir le modèle avec pertes dé-

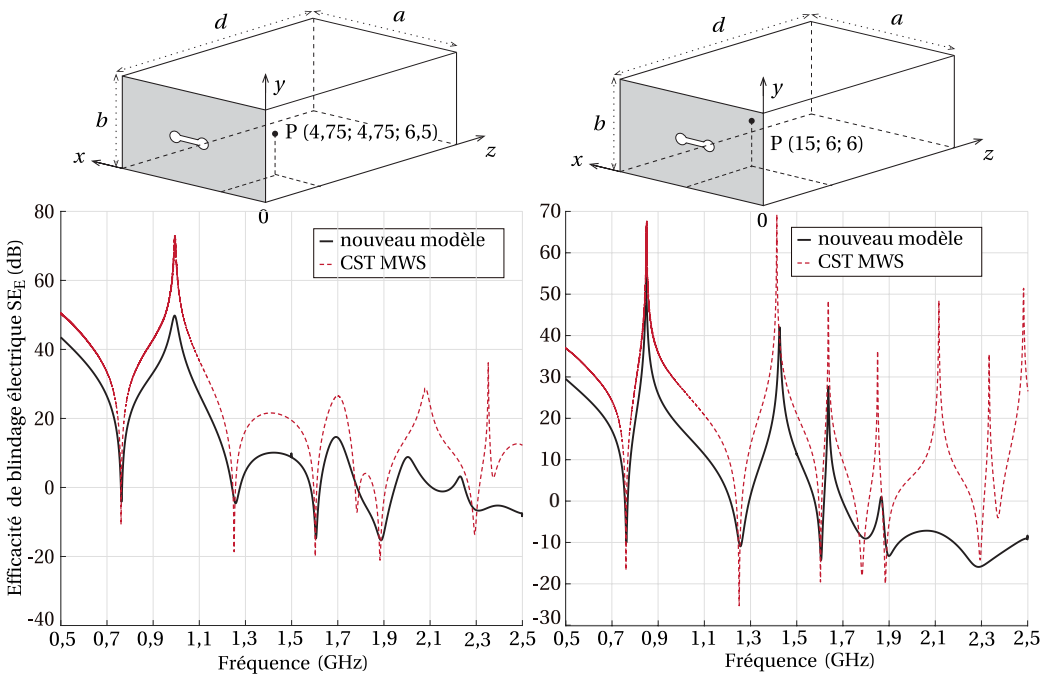


FIGURE 5.9 – Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du nouveau modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour l'ouverture dumbbell en deux points d'observation (cas 6 et 6 bis).

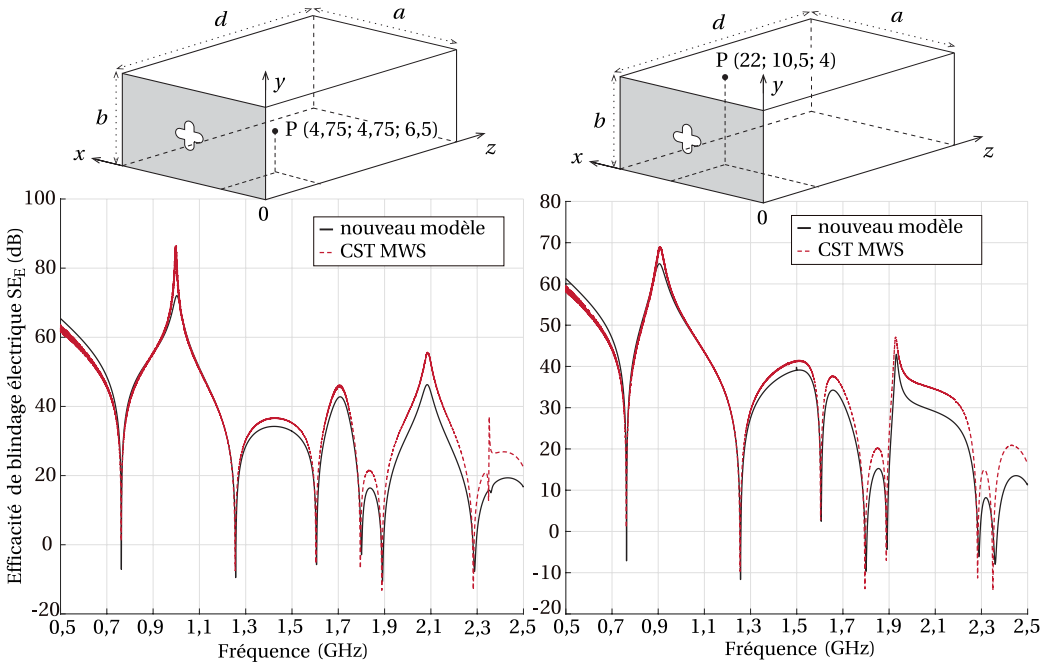


FIGURE 5.10 – Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du nouveau modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour une ouverture cross en deux points d'observation (cas 7 et 7 bis).

veloppé au chapitre 4, limité à la modélisation d'ouverture de petites dimensions. Ici la longueur de l'ouverture est de $l = 5,55$ cm dont une portion est large de $0,1 \times l = 0,555$ cm, correspondant de ce fait à une fente particulièrement mince. Or, notre modèle, bien que performant n'est pas capable de traiter ce type de cas avec précision puisqu'on ne tient pas compte dans la modélisation du re-rayonnement de l'ouverture. La longueur de l'ouverture correspond, à la fréquence 1,5 GHz, à $\lambda/4$. Dans ces conditions l'ouverture possède un comportement semblable à celui d'une antenne que l'on néglige totalement dans nos modèles circuits. Par conséquent, puisque ce phénomène est de toute évidence relativement important, notre modèle bien que rapide n'est pas utilisable dans ce genre de configuration où le re-rayonnement de l'ouverture est prépondérant. Toutefois il existe des formules dans la littérature donnant la polarisabilité de fentes minces dont on pourrait se servir pour améliorer la qualité du résultat obtenu. Cependant, l'ouverture ici n'est pas seulement constituée d'une fente mince mais aussi d'orifices circulaires, ce qui ne correspond pas à la même forme d'ouverture. Une possible amélioration ici, serait de retravailler la formulation de notre nouvelle approche, puisque malgré les résultats satisfaisants obtenus dans d'autres configurations d'ouvertures, celui-ci présente de fortes erreurs en amplitude.

Notre approche étant comme nous l'avons vu limitée aux ouvertures de petites dimensions, et en particulier aux petites longueurs, nous avons tracé figure 5.10 l'efficacité de blindage estimée par le nouveau modèle et CST pour une ouverture cross. Dans cette configuration, bien que l'ouverture couvre la même surface que l'ouverture dumbbell, les résultats sont nettement plus en accord avec la simulation numérique, et ce, sur la totalité de la bande de fréquence considérée. La forme de l'ouverture ne ressemble pas à une ouverture mince, sa hauteur la plus faible w est très supérieure à la hauteur la plus faible de l'ouverture dumbbell, ici égale à $0,1 \times l$, c'est pourquoi les résultats sont plus cohérent avec la simulation numérique pour l'ouverture cross. D'autre part, on retrouve l'écart en amplitude observé dans chacune des configurations, qui avoisine ici au maximum les 10 dB en hautes fréquences. Ceci pourrait s'expliquer par la non prise en compte de la dépendance fréquentielle de la polarisabilité. Néanmoins, le modèle fournit un résultat relativement fidèle et précis.

Nous avons observé quelques différences entre les résultats prédits par le modèle et CST. Ainsi, le paragraphe suivant est consacré aux perspectives envisageables pour améliorer les performances de notre approche et la rendre ainsi plus réaliste.

5.4.3 Perspectives possibles

La nouvelle formulation du modèle circuit proposée dans ce chapitre ouvre la voie vers diverses perspectives. L'objectif de ce travail était de constituer une nouvelle approche afin de modéliser le comportement de l'ouverture considérée de façon plus précise en tenant compte notamment de sa forme réelle. On discute alors dans cette section des différentes perspectives et améliorations possibles.

Nous avons constaté, au fil des configurations, qu'une différence d'amplitude entre le SE prédit par le nouveau modèle et CST subsistait quelle que soit la configuration étudiée. Cet écart est plus ou moins important selon l'ouverture considérée. Dans la formulation que l'on propose ici, l'ouverture est en partie caractérisée par ses polarisabilités magnétiques et électriques. Pour chacune des ouvertures elle a été démontrée ou bien mesurée indépendamment de la fréquence de travail. Or, il est mentionné dans l'article de Cheng que la définition rigoureuse de la pola-

risabilité d'une ouverture circulaire fait intervenir la fréquence [153] . Il donne dans son article une formulation de la polarisabilité en fonction des dimensions de l'ouverture et de la longueur d'onde. C'est aussi ce qu'explique David. A. Hill dans son ouvrage [57] : pour les ouvertures de petites dimensions électriques, le coefficient de transmission de l'ouverture est proportionnel à la fréquence. Cependant, cette dépendance fréquentielle n'a été démontrée que dans le cas d'une ouverture circulaire, et bien que la forme de l'ouverture soit très simple, la démonstration n'en est pas moins fastidieuse. Ainsi, dans l'objectif d'améliorer le nouveau modèle, une des possibilités serait, pour chaque ouverture, de re-démontrer les polarisabilités qui la définissent en fonction de la fréquence (ou bien de la longueur d'onde).

Dans le cas de l'ouverture de forme dumbbell, le nouveau modèle n'est pas très performant du fait de la géométrie même de cette ouverture. Elle est constituée en partie d'une fente mince. Ce type de fente se comporte à certaines longueurs d'ondes comme une antenne et peut résonner (lorsque sa longueur atteint $\lambda/2$). Sa modélisation nécessite donc d'introduire dans le modèle circuit ce comportement particulier. C'est ce que propose Solin dans un article publié en 2012 [134] où il introduit dans son analyse entièrement mathématique la modélisation de fentes minces, dites électriquement larges. Il s'appuie sur les travaux de Cohn [26] qui remplace les expressions statiques des polarisabilités par leurs expressions dyadiques proportionnelles à la fréquence de travail et la fréquence de résonance de l'ouverture. Dans notre cas, l'ouverture n'est pas seulement composée d'une fente mince mais aussi de cercles à ses extrémités. Ainsi pour connaître ses fréquences de résonances il faudrait les mesurer, ou bien les déterminer par simulation numérique full-wave.

Il existe d'autres formes d'ouvertures dont on connaît les polarisabilités, qu'elles soient analytiques, approchées ou bien mesurées. C'est le cas des ouvertures de types trappes, nommées en anglais « hatch », et des trappes fermées par des joints. Une méthode a aussi été développée pour calculer les polarisabilités des ouvertures dites chargées, où l'orifice créé par l'ouverture est remplacé par une fine plaque composite. Elles limitent ainsi la pénétration du champ électromagnétique dans la cavité et de ce fait, les éventuels couplages qui peuvent apparaître avec les éléments qu'elle contient. Nous avons mentionné en introduction les travaux de Casey [18] qui a étendu les travaux de Bethe aux ouvertures chargées. La polarisabilité magnétique d'une ouverture chargée s'exprime en fonction de la polarisabilité magnétique de la même ouverture non chargée. La charge portée par l'ouverture est introduite par une inductance équivalente dans le circuit équivalent. On retrouve dans le livre de Lee [77] la liste des ouvertures pour lesquelles la polarisabilité a été soit démontrée soit mesurée.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons proposé une nouvelle formulation permettant de modéliser des ouvertures de formes complexes. Pour cela on modifie la partie du circuit qui représente l'ou-

[153] **Wen-Hao Cheng** et al. « Frequency dependence of the polarizability and susceptibility of a circular hole in a thick conducting wall ».

[57] **Hill, D. A.** *Electromagnetic fields in cavities*.

[134] **Solin, J. R.** « Formula for the Field Excited in a Rectangular Cavity With an Electrically Large Aperture ».

[26] **Cohn, S.** « Microwave Coupling by Large Apertures ».

[18] **Casey, K.** « Low-Frequency Electromagnetic Penetration of Loaded Apertures ».

[77] **Lee, K. S.** *EMP Interaction*.

verture. Celle-ci est modélisée par une ligne de transmission court-circuitée. Nous nous sommes appuyés sur les travaux de Stoneback qui s'appuie lui-même sur les travaux de Bethe. Ce dernier a montré que le rayonnement d'une ouverture pouvait être assimilé à celui de trois dipôles, un dipôle électrique et deux dipôles magnétiques correspondant chacun à une des directions transverses du plan contenant l'ouverture. Il introduit un coefficient nommé polarisabilité permettant de lier le moment dipolaire de chaque dipôle au champ électromagnétique au niveau de l'ouverture si celle-ci était fermée par une plaque conductrice. Stoneback développe dans son article [141] une méthode permettant d'exprimer l'impédance équivalente de chaque dipôle en fonction de sa polarisabilité. Cette formulation circuit nous a permis de modifier le modèle d'origine et d'introduire ces impédances comme l'impédance caractéristique de la ligne de transmission qui modélise l'ouverture. De cette manière, l'ouverture est décrite non seulement par son comportement électrique mais aussi par sa forme réelle.

Le modèle a été validé en comparant les résultats qu'il fournit aux résultats obtenus par le logiciel CST mais aussi aux prédictions du modèle avec pertes développé au chapitre précédent. Cette comparaison est seulement réalisée dans le cas d'une ouverture circulaire puisque c'est le seul type d'ouverture que les modèles ont en commun. Nous nous sommes également intéressés aux ouvertures de forme elliptique, rounded, dumbbell et cross. Les résultats obtenus sont, excepté pour l'ouverture dumbbell, relativement fidèles aux estimations données par CST, malgré quelques différences en amplitude probablement dues au fait que l'on ne tient pas compte de la dépendance fréquentielle de la polarisabilité. La modélisation de l'ouverture dumbbell n'est cependant pas fidèle à son comportement réel. En effet, elle est composée d'une partie assimilable à une fente mince, que le modèle n'est pas capable de modéliser. Dans toutes les autres configurations étudiées, le nouveau modèle présente des capacités encourageantes. On rappelle que l'objectif de cette amélioration était de constituer une nouvelle approche afin de prendre en compte différentes formes d'ouvertures. Cette étude constitue alors une étape significative pour la modélisation de cavité réalistes, qui comme toute approche peut être améliorée.

Le modèle montre un certain nombre d'avantages, comme le fait d'être le seul à pouvoir modéliser ce type de cas à notre connaissance. À cet avantage on ajoute ceux que nous avons déjà constatés dans les chapitres précédents, la simulation via le modèle circuit est très rapide et permet d'obtenir un résultat satisfaisant en quelques secondes à peine, voire moins dans certains cas. La précision du modèle varie en fonction du type d'ouverture, mais le modèle montre tout de même un degré de précision particulièrement élevé dans certains cas, comme pour des cavités munies d'ouvertures elliptiques ou cross par exemple. Ces différents avantages font du nouveau modèle une technique qui peut être facilement introduite dans une étude paramétrique. Afin de tester les performances de cette approche et des approches développées dans ces travaux, on propose dans le dernier chapitre quelques applications.

[141] **Stoneback, R. A.** « The Dipole Impedance of an Aperture ».

Conclusion générale et perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont porté sur le développement d'une méthode analytique de type circuit basée sur la théorie des lignes de transmission, pour analyser et estimer les interactions électromagnétiques dans un dispositif de protection résonant, sur une large bande de fréquence. Il s'agit, en particulier, de déterminer par une approche analytique l'efficacité de blindage (SE) d'une cavité électromagnétique munie d'une (ou plusieurs) ouverture(s) sur sa paroi frontale, pour des besoins de connexions ou d'aération, agressée par une onde plane d'incidence normale. La problématique de ces travaux concerne donc le calcul de cette efficacité de blindage, afin de quantifier les performances du système de protection. Les logiciels commerciaux basés sur des approches numériques full-wave constituent un outil précis pour la prédiction du SE de cavités électromagnétiques. Cependant, dans de nombreuses situations (ouvertures de petites dimensions, plaques métalliques de faible épaisseur), les contraintes de maillage de la plupart des outils de modélisation ne permettent pas de parvenir à une solution satisfaisante en un temps raisonnable. Il devient alors nécessaire de développer des approches spécifiques réduisant les coûts de calcul tout en conservant une certaine précision du résultat. C'est la raison pour laquelle, ce travail a été consacré au développement de modèles analytiques simples. Le principal avantage recherché est la rapidité du calcul. À cette propriété, nous pouvons ajouter la simplicité de la méthode, sur une bande de fréquence de travail aussi large que possible. De plus, les modèles fournissent, compte tenu des approximations faites pour les formuler, des résultats relativement satisfaisants pour un large choix de cas d'étude.

Compte tenu des caractéristiques des cavités électromagnétiques, et notamment des résonances qu'elles engendrent, ainsi que de leur similarité avec les guides d'ondes fermés et par conséquent avec les lignes de transmission, le choix d'une approche circuit s'est révélé le plus approprié. Les approches circuit permettent de simplifier grandement le problème de couplage. Elles sont non seulement intuitives et rapides mais aussi précises si le problème est décrit et modélisé correctement. Dans un premier temps, les principes théoriques des approches circuits ont été énoncés en mettant en évidence les analogies entre les cavités électromagnétiques, les guides d'ondes fermés et les lignes de transmission. De cette analogie est né un modèle circuit, le modèle de Robinson [122], où la cavité, assimilable à un guide d'onde fermé, est représentée par une ligne de transmission court-circuitée à une de ses extrémité et excitée par un générateur

[122] **Robinson, M. P.** et al. « Analytical formulation for the SE of enclosures with apertures ».

de tension à l'autre extrémité. L'ouverture est modélisée par une impédance équivalente traduisant son comportement sur une plaque de dimensions finies. Beaucoup d'auteurs se sont efforcés d'améliorer la proposition de Robinson, mais la plus performante est celle de Ming Chu Yin [155], qui constitue la base de nos travaux de thèse. Il propose une approche où chaque mode de propagation est décrit par un circuit simple. Ils sont ensuite reliés mathématiquement pour déduire l'efficacité de blindage de l'enceinte en tenant compte des modes supérieurs de propagation. Il apporte également quelques précisions à la modélisation de l'ouverture. Cependant, sa formulation repose sur une approche entièrement mathématique négligeant de ce fait certains aspects physiques du problème initial. Nous avons donc développé, dans un second temps, plusieurs améliorations de sa formulation dans l'optique de rendre le modèle plus réaliste et de couvrir un spectre plus large. La modélisation rigoureuse de ce type de problème de couplage peut s'avérer fastidieuse à cause des contraintes physiques et géométriques de la structure. Parmi ces contraintes, on peut citer par exemple, la diffusion du champ dans les matériaux, la géométrie de l'ouverture ou encore la prise en compte d'équipements victimes protégés par la cavité électromagnétique.

La première amélioration concerne la prédiction du champ électromagnétique à l'intérieur de l'enceinte, décrit jusqu'ici par Yin comme une tension mathématique sans signification physique. Cette analyse a mis en évidence le besoin de reformuler le modèle, puisque la formulation d'origine ne donne aucune information sur le réel champ qui s'établit dans la cavité. Ainsi, toute étude de couplage avec un équipement placé dans l'enceinte était impossible. Cette reformulation a donc permis d'accéder directement au champ électromagnétique en tout point d'observation de la cavité électromagnétique tout en améliorant la modélisation de la source de perturbation.

Puisque les approches circuit, et en particulier les approches ILCM, découlent de la théorie des lignes de transmissions, la seconde amélioration est consacrée à la prédiction du couplage entre l'onde incidente et une ligne de transmission victime placée dans la cavité [115] [116]. Ceci a été possible grâce à la reformulation décrite en amont. Une étude expérimentale a permis d'identifier certaines limitations du modèle comme l'importance des pertes électriques dans les conducteurs. Ce paramètre, jusque là négligé, a été introduit dans l'approche circuit par la notion de conductivité électrique équivalente [114] [113]. Celle-ci permet de représenter à travers une seule grandeur les pertes par diffusion dans les matériaux mais aussi les pertes câbles ou encore les pertes au niveau des joints d'étanchéité. Ces études ont mis l'accent sur la sensibilité géométrique de ce type de problème, due en grande partie aux résonances du caisson [112]. En effet, les deux méthodes combinées, à savoir le modèle de couplage et le modèle avec pertes, ont été confrontés à des résultats issus de mesures. Nous avons pu constater l'influence des dimensions physiques de la cavité sur la réponse du système, mais aussi l'impact des ouvertures sur la distribution du champ électromagnétique dans l'enceinte et par conséquent sur le courant induit à

[155] **Yin, M. C.** et al. « An Improved Circuit Model for the Prediction of the Shielding Effectiveness and Resonances of an Enclosure With Apertures ».

[115] **Rabat, A.** et al. « Analytical Models for EM Coupling of an Open Metallic Shield Containing a Loaded Wire ».

[116] **Rabat, A.** et al. « Modèles analytiques pour l'évaluation du couplage entre une onde plane et une ligne de transmission dans une cavité munie d'ouvertures ».

[114] **Rabat, A.** et al. « Analytical Formulation for Shielding Effectiveness of a Lossy Enclosure Containing Apertures ».

[113] **Rabat, A.** et al. « Analytical formulation for shielding effectiveness calculation of a lossy enclosure containing holes ».

[112] **Rabat, A.** et al. « Modèle analytique du couplage d'une onde plane sur une ligne dans un caisson de blindage - Comparaison numérique et expérimentale ».

l'extrémité de la ligne victime. La souplesse de la méthode face au nombre de configurations possibles a été mise en avant par la modélisation de deux cas complexes et réalistes, pour lesquels nous avons obtenu des résultats très encourageants.

La plupart des approches analytiques connues sont valables seulement pour des configurations d'ouvertures canoniques. Ceci nous a conduit à étendre les aptitudes de la technique à la modélisation d'ouvertures de formes complexes [117]. Nous avons abordé en ce sens, la diffraction du champ électromagnétique par la théorie des petites ouvertures de Bethe. L'ouverture est alors géométriquement décrite par sa polarisabilité. Selon la forme de l'ouverture, celle-ci est connue sous différentes formulations, soit analytiques, soit par approximations polynomiales ou bien par des données de mesures. Toutes ces études permettent la modélisation de nombreuses configurations d'enceintes perforées. Les résultats ont été validés, pour chacune des améliorations développées, numériquement et lorsque cela a été possible, expérimentalement. Le modèle a prouvé, dans de nombreuses situations, tout son potentiel, tant au niveau de la simplicité de la formulation qu'au niveau de la souplesse de la méthode mais aussi en terme de précision des résultats et en terme de durée de calcul, qui reste aujourd'hui une des plus faibles.

Limitations et perspectives

Dans certaines situations, nous avons obtenu des écarts d'amplitudes, voir des écarts en fréquences, entre le modèle analytique et les références numériques et expérimentales. De ces analyses, on déduit quelques limitations liées à la formulation du modèle qui pourraient donner lieu à des perspectives intéressantes.

Quelle que soit l'amélioration proposée, le modèle ne tient pas compte du couplage qui existe entre les ouvertures, ce qui entraîne quelques erreurs, notamment en amplitude, lorsque celles ci sont nombreuses et rapprochées. Certains auteurs ont initié des recherches dans l'optique de corriger la prise en compte de cet aspect, comme Parisa Dehkhoda [39]. Cependant sa technique, n'est valable que dans le cas d'ouvertures identiques espacées linéairement. Une perspective intéressante serait alors d'ajouter à la modélisation la prise en compte du couplage entre les ouvertures quelque soit leur forme et leur taille. Par ailleurs, concernant la taille de l'ouverture, le modèle est essentiellement limité aux ouvertures de petites dimensions. En effet, lorsque les dimensions de l'ouverture se rapprochent d'une configuration de type fente mince, la validité du modèle décroît. Seule l'approche de Konefal, via la prise en compte de l'impédance de rayonnement de la fente, valorise ce type de configuration, mais, au détriment de la rapidité de la simulation. Il est nécessaire de faire appel à un solveur pour calculer cette impédance, ce qui peut s'avérer problématique pour l'application d'analyses statistiques prédictives qui requièrent bien souvent un grand nombre de configurations avant de converger. Une autre perspective intéressante serait de déterminer analytiquement l'impédance de rayonnement de la fente.

Deux autres restrictions concernent tous les modèles développés dans ce travail, à savoir, l'incidence de l'onde plane, et de façon plus générale, la source de perturbation, ainsi que l'es-

[117] **Rabat, A.** et al. « Novel Analytical Formulation for Shielding Effectiveness Calculation of Lossy Enclosures Containing Elliptical Apertures ».

[39] **Dehkhoda, P.** et al. « Fast calculation of the shielding effectiveness for a rectangular enclosure of finite wall thickness and with numerous small apertures ».

timisation de la composante transverse du champ électrique suivant l'axe x . La source de perturbation est dans tous les cas représentée par une onde plane d'incidence normale polarisée verticalement, à savoir suivant l'axe y . Cette incidence bien particulière représente le pire cas d'agression rayonnée que peut subir le boîtier de blindage. Une importante partie de l'onde incidente pénètre à l'intérieur de l'enceinte par l'ouverture. Cependant, bien que les ondes planes soient bien souvent utilisées en simulation pour représenter le rayonnement en champ lointain de sources réalistes comme des antennes dipolaires, elles ne sont pas représentatives de tous les environnements électromagnétiques auxquels peuvent être confrontés les caissons de blindage. Premièrement, une amélioration significative des modèles pourrait viser à tenir compte des angles d'incidences de l'onde plane, comme l'angle d'élévation ou bien l'azimut. En ce qui concerne la polarisation de l'onde, il existe un moyen relativement simple d'obtenir un résultat. Prenons l'exemple d'une cavité munie d'une ouverture rectangulaire agressée par une onde polarisée obliquement. On relève, pour la composante verticale de l'onde plane, l'efficacité de blindage de l'enceinte par l'un des modèles circuits. On pivote la cavité de 90 degrés, et on relève, pour une incidence verticale dont l'amplitude équivaut à la composante horizontale, l'efficacité de blindage de l'enceinte. Puisque la polarisation de l'onde incidente est le résultat de la somme des composantes dans le plan transverse, il suffit de sommer les efficacités de blindage calculées pour obtenir une solution. Deuxièmement, nous avons pu observer que la composante suivant x du champ électrique était parfois mal estimée par les modèles. Cependant, en raison de la polarisation de l'onde incidente et malgré la diffraction de l'onde par l'ouverture, son influence sur l'efficacité de blindage est souvent négligeable, ce qui explique la cohérence des résultats obtenus. Cette restriction pourrait néanmoins faire l'objet d'une étude complémentaire afin d'améliorer les performances globales des approches circuits.

Le modèle de couplage présente aussi quelques restrictions. La limitation du modèle à la prédiction des composantes E_y et E_z (puisque E_x est parfois mal estimé), impose la position de la ligne de transmission victime dans la cavité électromagnétique. Il est néanmoins possible de prédire le comportement de la ligne si elle est excitée par la composante E_x seulement dans le cas où ce sont les brins verticaux qui sont touchés. D'autre part, on néglige dans notre formulation le re-rayonnement de la ligne dans l'espace de la cavité. De ce fait, elle n'a aucune influence sur la distribution des champs électromagnétiques à l'intérieur de l'enceinte. Le couplage est alors modélisé en deux temps, le premier permet d'estimer le champ électrique au niveau de la ligne lorsque celle-ci est absente, puis ce même champ est réinjecté dans une méthode de couplage champ-fil comme source de perturbation rayonnée. L'avantage de connaître analytiquement le champ électrique en tout point de la cavité électromagnétique a permis de modéliser le système complet de manière analytique. Le champ étant non uniforme dans l'espace de la cavité, cette approche possède l'avantage de pouvoir décrire le couplage entre la ligne et l'agression externe de façon continue et non discrète. Néanmoins, dans cette approche le système n'est pas modélisé dans son intégralité, mais comme la combinaison de deux sous-systèmes complètement indépendants. Ceci constitue une des limitations de la méthode de couplage développée.

Une perspective intéressante serait de déterminer analytiquement l'impact de la ligne de transmission, voire d'une plaque métallique, sur la distribution des champs électromagnétiques dans la cavité. Ceci nécessite de redémontrer les relations analytiques qui décrivent le comportement de l'enceinte. Du fait des caractéristiques de l'enceinte, en particulier les résonances, modéliser une telle structure nécessiterait d'un point de vue théorique, de développer une approche sensiblement différente. Malgré les difficultés potentielles, une étude comme celle-ci pourrait

grandement améliorer les performances de conception de boîtiers de blindage puisqu'en pratique, ils sont conçus pour la protection d'équipements électroniques. Finalement, cette perspective découle des hypothèses et des analogies sur lesquelles reposent le modèle en lui-même, à savoir que le problème électromagnétique pourrait être simplifié d'une manière différente pour être totalement représentatif de la réalité. Une alternative à cette solution serait de déterminer numériquement les modes de résonances d'une cavité contenant par exemple un équipement électronique dont la présence modifierait le comportement de l'enceinte. La modélisation impliquerait néanmoins un certain nombre de modifications au niveau du modèle puisque le passage de l'onde plane dans l'ouverture jusque dans l'enceinte est en partie décrite par la forme de l'onde à l'intérieur de la cavité, ce qui, sans une description analytique est difficile à reproduire. Une autre alternative à cette solution serait d'intégrer dans l'approche circuit des fenêtres capacitives et inductives, permettant de modéliser des plaques métalliques à l'intérieur de l'enceinte. Ces plaques seraient alors parallèles à la paroi transverse. En insérant plusieurs de ces fenêtres, il serait possible de modéliser une enceinte contenant plusieurs plaques métalliques pouvant représenter des circuits imprimés type PCB. La méthode des fenêtres (ou windows en anglais) est disponible dans l'article de Hao [54]. La configuration recherchée est illustrée figure 5.11(a). On pourrait alors représenter ce problème par les configurations données figures 5.11(b) et 5.11(c). Bien sur l'orientation des plaques métalliques est différente de la configuration recherchée mais cette approche pourrait constituer une première modélisation d'enceintes de blindage contenant des cartes électroniques assimilées à des plaques métalliques. Seulement, l'élément placé à l'intérieur de l'enceinte ne doit pas avoir d'impact sur le comportement modal de la cavité sinon il faudrait en tenir compte.

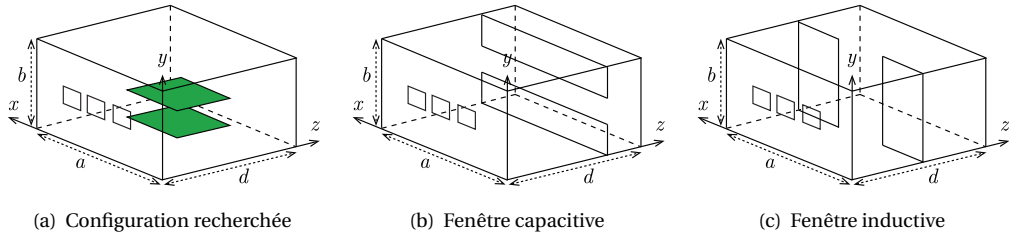


FIGURE 5.11 – Illustration des techniques de modélisation de cavités électromagnétiques contenant des plaques métalliques.

Dans cette approche le comportement du gap laissé par une fenêtre dans le guide peut être remplacé par des éléments passifs équivalents comme une capacité (cas au centre) ou une inductance (cas à droite) en fonction de son orientation. Les impédances équivalentes au comportement de ces fenêtres sont donnée par Hao, selon les relations,

$$Z_c = -j \frac{\lambda_g Z_g}{4b \ln \left(\csc \frac{\pi d_c}{2b} \right)} \quad Z_i = j \frac{a Z_g}{\lambda_g \cot^2 \left(\frac{\pi d_i}{2b} \right)} \quad (5.37)$$

où d_c et d_i sont les dimensions du gap laissé respectivement par les fenêtres capacitatives et inductives. Ces fenêtres sont généralement centrées, on ne peut donc pas modéliser une fenêtre

[54] Hao, J. et al. « Analysis of shielding effectiveness of enclosures with apertures and inner windows with TLM ».

dont un des coté est plus large que l'autre dans la formulation ci dessus puisqu'elle ne tient pas compte de la largeur des pièces métalliques mais seulement de la taille du gap et la largeur (ou longueur) de la section transverse. Cependant, il existe surement dans la littérature des formulations permettant de décentrer la fenêtre. Par ailleurs, ces configurations pourraient aussi bien être le point de départ de la modélisation de cavités en cascades, bien que la longueur de l'ouverture s'étend de toute façon sur la longueur de la cavité (à savoir la dimension suivant l'axe x).

Néanmoins, bien que nos modèles considèrent des boîtiers généralement vides, ils constituent une aide précieuse à la prédiction du comportement de ces boîtiers et pourrait permettre par exemple de déterminer une zone de la cavité dans laquelle l'efficacité de blindage est maximale pour y placer l'appareil électronique à protéger.

Un autre axe de recherche concerne la forme des ouvertures. Notre dernier modèle inclut dans sa formulation les polarisabilités électriques et magnétiques des ouvertures. Cette technique permet non seulement la prise en compte de la géométrie exacte de celles-ci mais aussi de ses propriétés diffractantes. Néanmoins, les résultats d'efficacité de blindage ont montré que suivant les géométries, ce paramètre, et en particulier la dépendance fréquentielle de ce paramètre, exerce une influence importante sur la réponse du système. C'est une des raisons pour laquelle les résultats présentent des différences avec les résultats issus de simulations numériques full-wave. Une perspective intéressante serait d'introduire dans la formulation, les variations fréquentielles de la polarisabilité.

D'autre part, puisque nos modèles analytiques présentent des avantages indéniables, comme la souplesse de l'approche, ou encore sa rapidité, une perspective intéressante concerne l'application de méthodes visant à exploiter ces propriétés. On pense notamment aux méthodes statistiques probabilistes qui requièrent des modèles fiables et rapides. Parmi ces méthodes on retrouve la méthode Monte Carlo, la méthode de collocation stochastique [13], ou encore la méthode de stratification contrôlée [76]. L'utilisation d'un modèle rapide permet de sélectionner les configurations les plus représentatives en fonction du besoin de l'analyse, pour ensuite ne simuler numériquement que quelques configurations. Le plus souvent, il s'agit des configurations les plus critiques, pour lesquelles le blindage est le moins performant. Nos modèles sont parfaitement adaptés à ce type d'application. Bien sur, comme il s'agit de modèles, et donc d'approximations, les résultats qu'ils fournissent ne sont pas exactement équivalents à ceux fournis par une méthode numérique full-wave par exemple, mais ils permettent de prédire les variations générales de la réponse du système. Leur formulation relativement simple, permet d'obtenir un intervalle dans lequel l'amplitude de l'observable de sortie est comprise ainsi que ses variations fréquentielles, lorsque l'enceinte est soumise à des contraintes spécifiques que le concepteur CEM ne peut pas toujours contrôler, comme l'usure des matériaux, ou encore la variabilité des pièces de séries. D'autre part, du fait encore une fois de leurs propriétés attractives, les modèles amélytiques pourraient être utiles à des études d'optimisation, comme par exemple l'optimisation du placement de l'ouverture sur la paroi frontale de l'enceinte.

Les approches analytiques de type circuit développées dans ce manuscrit constituent une étape nécessaire pour la modélisation complète et réaliste de boîtiers de blindage. Certaines li-

[13] **Bonnet, P.** et al. « Numerical simulation of a Reverberation Chamber with a stochastic collocation method ».

[76] **Larbi, M.** et al. « The Adaptive Controlled Stratification Method Applied to the Determination of Extreme Interference Levels in EMC Modeling With Uncertain Input Variables ».

mitations ont été levées et pourront permettre aux concepteurs CEM de compléter les études de blindage afin d'optimiser les résultats de simulation et d'orienter les mesures vers des configurations optimales.

ANNEXES

Compléments et démonstrations

A	Décomposition des champs électromagnétiques transverses et longitudinaux	179
A.1	Equations de Maxwell transverses et longitudinales générales	179
A.2	Relations liant les composantes transverses pour les modes TE	182
A.3	Relations liant les composantes transverses pour les modes TM	184
B	Démonstration des générateurs de courant et tension équivalents de Taylor	186
C	Calcul de la constante d'atténuation par la méthode des puissances	194
C.1	Formule générale de la constante d'atténuation	194
C.2	Constante d'atténuation du mode TE_{10}	195
C.2.1	Puissance moyenne	195
C.2.2	Puissance totale perdue par unité de longueur	196
C.2.3	Expression de la constante d'atténuation	198

ANNEXE A

Décomposition des champs électromagnétiques en un système d'équations reliant les champs transverses et un système d'équations reliant les champs longitudinaux pour les modes TE et TM.

Il existe entre les guides d'ondes et les lignes de transmission des similarités qu'il est possible de démontrer mathématiquement. Il suffit, à partir des équations de Maxwell, de séparer les composantes transverses et longitudinales des champs électriques et magnétiques à l'intérieur du guide afin d'établir les équations différentielles liants ces deux types de composantes.

La première étape consiste à établir les équations de Maxwell transverses et longitudinales générales, traduisant les parties transverses et longitudinales des équations de Maxwell en quatre équations différentielles. Ensuite, nous pourrions nous intéresser plus spécifiquement aux modes de propagation TE et TM dans le guide, afin d'établir pour ces deux types de modes les relations différentielles liant les composantes transverses et longitudinales des champs électromagnétiques.

A.1 Equations de Maxwell transverses et longitudinales générales

Le champ électromagnétique est composé du champ électrique, noté \mathbf{E} et du champ magnétique, noté \mathbf{H} . Dans un guide d'onde les composantes du champ électromagnétique sont orientées soit selon l'axe de guidage, ici z , soit transverses à l'axe de guidage. Séparons les champs en composantes longitudinales et transverses à cet axe z . La contribution longitudinale sera indiquée z alors que la contribution transverse sera indiquée t . Les solutions des équations de Maxwell sont, dans ce cas, du type ondes guidées. D'autre part, la structure du guide est uniforme dans la direction de propagation z . Ces hypothèses nous permettent d'isoler la variation spatiale des champ dans la direction z . De ce fait, les champs électrique et magnétiques s'écrivent,

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}_t(x, y, z) + E_z(x, y, z)\mathbf{u}_z \quad (\text{A.1a})$$

$$\mathbf{H}(x, y, z) = \mathbf{H}_t(x, y, z) + H_z(x, y, z)\mathbf{u}_z \quad (\text{A.1b})$$

où \mathbf{u}_z est le vecteur unitaire le long de la direction de propagation. Dans la suite, pour ne pas alourdir les notations nous choisissons d'écrire simplement $\mathbf{E} = \mathbf{E}_t + E_z\mathbf{u}_z$ pour le champ électrique, et de la même façon $\mathbf{H} = \mathbf{H}_t + H_z\mathbf{u}_z$ pour le champ magnétique.

Rappelons les expressions locales des équations Maxwell en fonction de \mathbf{E} et \mathbf{H} (en tout point

de l'espace $\mathbf{r} = (x, y, z)$ et à la pulsation ω), dans la jauge de Lorenz et dans le domaine fréquentiel,

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (\text{A.2a})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (\text{A.2b})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = j\omega\varepsilon\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{J} \quad (\text{A.2c})$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -j\omega\mu\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \quad (\text{A.2d})$$

Le guide d'onde contient de l'air, assimilable au vide. De ce fait, la densité volumique de courant électrique \mathbf{J} et la densité volumique de charges électriques ρ sont nulles. L'opérateur ∇ peut aussi se décomposer en une partie transverse, d'indice t, et une partie longitudinale,

$$\nabla = \nabla_t + \mathbf{u}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (\text{A.3})$$

On rappelle que la partie transverse ∇_t s'écrit en coordonnées cartésiennes,

$$\nabla_t = \mathbf{u}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{u}_y \frac{\partial}{\partial y} \quad (\text{A.4})$$

On applique la relation (A.3) aux équations de Maxwell-Gauss et Maxwell-Thomson, traduisant la divergence des champs électrique et magnétique, données par (A.2a) et (A.2b),

$$\nabla_t \cdot \mathbf{E}_t + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.5a})$$

$$\nabla_t \cdot \mathbf{H}_t + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.5b})$$

On applique la relation (A.3) aux équations de Maxwell-Ampère et Maxwell-Faraday, traduisant le rotationnel des champs électrique et magnétique, données par (A.2c) et (A.2d),

$$\left(\nabla_t + \mathbf{u}_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \times (\mathbf{H}_t + H_z \mathbf{u}_z) = j\omega\varepsilon\mathbf{E}_t - j\omega\varepsilon\mathbf{u}_z E_z \quad (\text{A.6a})$$

$$\left(\nabla_t + \mathbf{u}_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \times (\mathbf{E}_t + E_z \mathbf{u}_z) = -j\omega\mu\mathbf{H}_t - j\omega\mu\mathbf{u}_z H_z \quad (\text{A.6b})$$

La multiplication vectorielle étant distributive par rapport à l'addition vectorielle, on obtient,

$$\nabla_t \times \mathbf{H}_t + \mathbf{u}_z \times \frac{\partial}{\partial z} \times \mathbf{H}_t + \nabla_t \times \mathbf{u}_z H_z + \mathbf{u}_z \times \frac{\partial}{\partial z} \times \mathbf{u}_z H_z = j\omega\varepsilon\mathbf{E}_t + j\omega\varepsilon\mathbf{u}_z E_z \quad (\text{A.7a})$$

$$\nabla_t \times \mathbf{E}_t + \mathbf{u}_z \times \frac{\partial}{\partial z} \times \mathbf{E}_t + \nabla_t \times \mathbf{u}_z E_z + \mathbf{u}_z \times \frac{\partial}{\partial z} \times \mathbf{u}_z E_z = -j\omega\mu\mathbf{H}_t - j\omega\mu\mathbf{u}_z H_z \quad (\text{A.7b})$$

Le terme de gauche comporte quatre termes. Le premier est purement longitudinal, les deux suivants sont transverses et le dernier est identiquement nul puisque le produit de deux vecteur

colinéaire est nul. Les relations (A.7a) et (A.7b) peuvent alors s'écrire,

$$\nabla_t \times \mathbf{H}_t + \mathbf{u}_z \left(\frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} + \nabla_t H_z \right) = j\omega \varepsilon \mathbf{E}_t + j\omega \varepsilon \mathbf{u}_z E_z \quad (\text{A.8a})$$

$$\nabla_t \times \mathbf{E}_t + \mathbf{u}_z \left(\frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} + \nabla_t E_z \right) = -j\omega \mu \mathbf{H}_t - j\omega \mu \mathbf{u}_z H_z \quad (\text{A.8b})$$

Ces deux relations possèdent chacune une partie transverse et une partie longitudinale. L'identification de ces dernières, à savoir les parties longitudinales, donne respectivement,

$$\nabla_t \times \mathbf{H}_t = j\omega \varepsilon \mathbf{u}_z E_z \quad (\text{A.9a})$$

$$\nabla_t \times \mathbf{E}_t = -j\omega \mu \mathbf{u}_z H_z \quad (\text{A.9b})$$

Dans le manuscrit ces relations longitudinales sont fournies en fonction de η et de ζ . On rappelle que $\omega \varepsilon = k\zeta$, où $k = \omega/c$ désigne le nombre d'onde, c représente la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique dans le milieu, $\zeta = \sqrt{\varepsilon/\mu}$ représente l'inductance du milieu (ε et μ désignent respectivement la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du milieu). On rappelle aussi que $\omega \mu = k\eta$, où $\eta = 1/\zeta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ désigne l'impédance du milieu. Compte tenu de ces égalités, les **équations de Maxwell longitudinales** peuvent être réécrites sous la forme,

$$\nabla_t \times \mathbf{H}_t = jk\zeta \mathbf{u}_z E_z \quad (\text{A.10a})$$

$$\nabla_t \times \mathbf{E}_t = -jk\eta \mathbf{u}_z H_z \quad (\text{A.10b})$$

L'identification des parties transverses des relations (A.8a) et (A.8b) conduit aux relations,

$$\mathbf{u}_z \times \left(\frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} + \nabla_t H_z \right) = j\omega \varepsilon \mathbf{E}_t \quad (\text{A.11a})$$

$$\mathbf{u}_z \times \left(\frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} + \nabla_t E_z \right) = -j\omega \mu \mathbf{H}_t \quad (\text{A.11b})$$

Les équations de Maxwell transverses sont obtenues en multipliant vectoriellement les relations ci-dessus par \mathbf{u}_z .

Rappel sur les produits vectoriels : Le produit de trois vecteur \mathbf{u} , \mathbf{v} , \mathbf{w} , aussi appelé double produit vectoriel peut s'écrire comme la somme de produits scalaires, tel que,

$$\mathbf{u} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{w}) = (\mathbf{u} \cdot \mathbf{w}) \cdot \mathbf{v} - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{v}) \cdot \mathbf{w} \quad (\text{A.12})$$

Prenons l'exemple de la relation (A.11b). Les vecteurs \mathbf{u} et \mathbf{v} correspondent à \mathbf{u}_z alors que \mathbf{w} correspond aux composantes transverses du champ magnétique \mathbf{H}_t . On a donc,

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_z \times (\mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t) &= \underbrace{(\mathbf{u}_z \cdot \mathbf{H}_t) \cdot \mathbf{u}_z}_{=0 \text{ puisque } \mathbf{H}_t \text{ et } \mathbf{u}_z \text{ sont orthogonaux}} - \underbrace{(\mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_z)}_{= \mathbf{u}_z^2 = \|\mathbf{u}_z\| = 1} \cdot \mathbf{H}_t = -\mathbf{H}_t \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

En appliquant la formule du double produit vectoriel aux relations (A.11a) et (A.11b), on ob-

tient les deux équations différentielles transverses de Maxwell,

$$\nabla_t \cdot H_z - \frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} = j\omega \varepsilon \mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t \quad (\text{A.14a})$$

$$\nabla_t \cdot E_z - \frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} = -j\omega \mu \mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t \quad (\text{A.14b})$$

Les **équations transverses de Maxwell** peuvent aussi s'écrire, comme les équations longitudinales, en fonction du nombre d'onde et de l'impédance et l'admittance du milieu,

$$\nabla_t \cdot H_z - \frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} = jk\zeta \mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t \quad (\text{A.15a})$$

$$\nabla_t \cdot E_z - \frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} = -jk\eta \mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t \quad (\text{A.15b})$$

A.2 Relations liant les composantes transverses pour les modes TE

Pour qu'un mode TE (transverse électrique) puisse se propager dans un guide d'onde, il faut que la composante longitudinale du champ électrique soit nulle. La seconde équation transverse de Maxwell (A.14b) nous donne directement accès à la **première relation liant les composantes transverses des champs électromagnétiques pour les modes TE** puisque $E_z = 0$,

$$\boxed{\frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} = j\omega \mu \mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t} \quad (\text{A.16})$$

La seconde relation est plus difficile à démontrer. D'abord, il faut trouver une équation différentielle faisant intervenir seulement la composante longitudinale du champ magnétique H_z . Pour cela, on prends la divergence transverse de la relation (A.14a), ce qui revient à lui appliquer le gradient transverse ∇_t , puis on utilise équation de Maxwell longitudinale (A.9b) pour faire apparaître H_z dans le terme de droite.

$$\nabla_t^2 \cdot H_z - \frac{\partial}{\partial z} \nabla_t \cdot \mathbf{H}_t = j\omega \varepsilon \nabla_t \cdot (\mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t) \quad (\text{A.17})$$

$$= j\omega \varepsilon \mathbf{u}_z \cdot \nabla_t \times \mathbf{E}_t \quad (\text{A.18})$$

$$= j\omega \mu (j\omega \varepsilon H_z) \quad (\text{A.19})$$

$$= -k^2 H_z \quad (\text{A.20})$$

Le second terme du membre de gauche est transformé à l'aide de l'équation de Maxwell-Thomson, donnée par (A.5b) après séparation des composantes transverses des champs électromagnétiques. On obtient alors,

$$\nabla_t^2 \cdot H_z - \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + k^2 H_z = 0 \quad (\text{A.21})$$

Le premier terme de la relation obtenue contient une dérivation transverse alors que le second contient une dérivation longitudinale de H_z . Comme les autres variable, il est possible de séparer les dépendances transverses et longitudinales du nombre d'onde k . Il s'exprime en fonction du nombre d'onde transverse k_t et de la constante de propagation γ_{mn} , qui représente sa dépendance longitudinale, tel que $k^2 = k_t^2 - \gamma_{mn}^2$. On peut alors séparer la relation (A.21) en deux

équations différentielles, l'une transverse, l'autre longitudinale, comme suit,

$$\nabla_t^2 H_z + k_t^2 H_z = 0 \quad (\text{A.22a})$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} - \gamma_{mn}^2 H_z = 0 \quad (\text{A.22b})$$

La première de ces relations, numérotée (A.37a) est l'équation d'onde transverse du mode TE appliquée à la composante H_z , alors que la seconde relation (A.22b) est l'équation d'onde longitudinale du mode TE appliquée à H_z . On déduit de l'ensemble des relations précédentes, les champs transverses du mode TE.

En prenant le gradient transverse ∇_t de l'équation de Maxwell-Thomson (A.5b), on obtient,

$$\nabla_t^2 \mathbf{H}_t = -\nabla_t \frac{\partial H_z}{\partial z} \quad (\text{A.23})$$

On remplace dans la relation ci-dessus ∇_t^2 par $-k_t^2$ selon la relation (A.37a), qui s'applique non seulement à H_z mais aussi aux composantes qui en dérivent, à savoir \mathbf{H}_t et \mathbf{E}_t . Ceci nous permet d'écrire $\nabla_t^2 \mathbf{H}_t = -k_t^2 \mathbf{H}_t$. De ce fait, la relation précédente s'écrit,

$$\nabla_t^2 \mathbf{H}_t = -\nabla_t \frac{\partial H_z}{\partial z} = -k_t^2 \mathbf{H}_t \quad (\text{A.24})$$

Et, par conséquent, les champs magnétiques transverses sont donnés pour les modes TE par,

$$\mathbf{H}_t = \frac{1}{k_t^2} \nabla_t \frac{\partial H_z}{\partial z} \quad (\text{A.25})$$

Le champ électrique transverse en fonction de H_z est obtenu en introduisant l'expression de \mathbf{H}_t définie par (A.25) dans la seconde équation de Maxwell transverse donnée par (A.14b). Sachant que la composante longitudinale du champ électrique est nulle pour les modes TE, on obtient la relation suivante,

$$\frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} = j\omega\mu \mathbf{u}_z \times \left(\frac{1}{k_t^2} \nabla_t \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) \quad (\text{A.26})$$

$$= \frac{j\omega\mu}{k_t^2} \mathbf{u}_z \times \left(\nabla_t \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) \quad (\text{A.27})$$

Prenons alors la dérivée par rapport à z de la dernière relation,

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_t}{\partial z^2} = \frac{j\omega\mu}{k_t^2} \mathbf{u}_z \times \left(\nabla_t \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \right) \quad (\text{A.28})$$

Enfin on utilise l'équation d'onde longitudinale appliquée à H_z , qui comme mentionné plus haut, s'applique également aux composantes qui en dérivent, $\partial^2 \mathbf{E}_t / \partial z^2 = \gamma_{mn}^2 \mathbf{E}_t$. De ce fait, les composantes transverses du champ électrique s'écrivent en fonction de H_z , telles que,

$$\mathbf{E}_t = \frac{j\omega\mu}{k_t^2} \mathbf{u}_z \times (\nabla_t H_z) \quad (\text{A.29})$$

On dérive la relation donnant \mathbf{H}_t (A.25) par rapport à z , puis on remplace comme précédemment la dérivation par la constante de propagation, d'après la relation (A.22b) (puisqu'elle s'applique aussi à \mathbf{H}_t ,

$$\frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} = \frac{1}{k_t^2} \nabla_t \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \quad (\text{A.30})$$

$$= \frac{\gamma_{mn}^2}{k_t^2} \nabla_t H_z \quad (\text{A.31})$$

Enfin, on multiplie vectoriellement l'équation donnant les composantes transverses du champ électrique (A.29) par \mathbf{u}_z . En employant la formule du double produit vectoriel, on obtient,

$$\mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t = \frac{j\omega\mu}{k_t^2} \mathbf{u}_z \times \mathbf{u}_z \times \nabla_t H_z \quad (\text{A.32})$$

$$\mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t = -\frac{j\omega\mu}{k_t^2} \nabla_t H_z \quad (\text{A.33})$$

$$\frac{1}{k_t^2} \nabla_t H_z = -\frac{1}{j\omega\mu} \mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t \quad (\text{A.34})$$

Par identification, on tire de la relation (A.31), la **seconde relation liant les composantes transverses des champs électromagnétiques pour les modes TE**,

$$\boxed{\frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} = -\frac{\gamma_{mn}^2}{j\omega\mu} \mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t} \quad (\text{A.35})$$

A.3 Relations liant les composantes transverses pour les modes TM

Les relations liant les composantes transverses pour les modes TM (transverse magnétique) sont les duales de celles des modes TE. Les différentes étapes de la démonstration sont identiques. Nous présenterons donc seulement les principaux résultats.

La propagation des modes TM n'est possible que lorsque la composante longitudinale du champ magnétique est nulle, $H_z = 0$. La première équation transverse de Maxwell (A.14a) nous donne directement la **première relation liant les composantes transverses des champs électromagnétiques pour les modes TM**,

$$\boxed{\frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} = -j\omega\epsilon \mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t} \quad (\text{A.36})$$

Les équations d'ondes transverses et longitudinales appliquées à E_z sont données par,

$$\nabla_t^2 E_z + k_t^2 E_z = 0 \quad (\text{A.37a})$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} - \gamma_{mn}^2 E_z = 0 \quad (\text{A.37b})$$

Les champs électromagnétiques transverses s'écrivent, en fonction de E_z , comme suit,

$$\mathbf{E}_t = \frac{1}{k_t^2} \nabla_t \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad (\text{A.38})$$

$$\mathbf{H}_t = -\frac{j\omega\epsilon}{k_t^2} \mathbf{u}_z \times \nabla_t E_z \quad (\text{A.39})$$

Par conséquent, en suivant la même méthode qu'au paragraphe précédent, la **seconde relation liant les composantes transverses des champs électromagnétiques pour les modes TM** s'écrit,

$$\boxed{\frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} = \frac{\gamma_{mn}^2}{j\omega\epsilon} \mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t} \quad (\text{A.40})$$

ANNEXE B

Démonstration des générateurs de courant et tension équivalents de Taylor

Les expressions générales des générateurs de tension et de courant équivalent totaux de Taylor ont été démontrées au chapitre 3. Elles sont respectivement données par les relations (3.20) et (3.30). On rappelle leurs expressions,

- **Générateur de tension équivalent total de Taylor :**

$$V_{ES,mn}^{\text{taylor}}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} \cos(\beta(y_L - y)) E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d - h) dy - \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_L, z) dz + \cos(\beta L) \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_0, z) dz \quad (\text{B.1})$$

- **Générateur de courant équivalent total de Taylor :**

$$I_{ES,mn}^{\text{taylor}}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} -j \frac{\sin(\beta(y_L - y))}{Z_c} E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d - h) dy - j \frac{\sin(\beta L)}{Z_c} \int_d^{d-h} E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_0, z) dz \quad (\text{B.2})$$

Ces relations sont données en fonction des composantes du champ électrique à l'emplacement de la ligne de transmission victime. Ces expressions sont données par un modèle analytique. Dans notre chapitre 3, les expressions sont données soit par le modèle de Konefal, soit par la reformulation du modèle de Yin. Dans cette annexe, nous donnerons la démonstration de ces deux générateurs équivalent lorsque le champ électrique est donné par notre reformulation du modèle de Yin. Rappelons dans ce cas les expressions des composantes du champ électrique à l'emplacement de la ligne de transmission victime,

$$E_{y,mn}^{\text{tot}}(x_L, y, d - h) = - \sum_{m,n} C_{mn}^{\text{TE}} \frac{m\pi}{a} V_{eq}^{\text{TE}}(d - h) \sin \frac{m\pi x_L}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} - \sum_{m,n} C_{mn}^{\text{TM}} \frac{n\pi}{b} V_{eq}^{\text{TM}}(d - h) \sin \frac{m\pi x_L}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad (\text{B.3})$$

$$E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_0, z) = - \sum_{m,n} \frac{k_c^2}{\gamma_{mn}^2} C_{mn}^{\text{TM}} \frac{dV_{eq}^{\text{TM}}}{dz} \sin \frac{m\pi x_L}{a} \sin \frac{n\pi y_0}{b} \quad (\text{B.4})$$

$$E_{z,mn}^{\text{tot}}(x_L, y_L, z) = - \sum_{m,n} \frac{k_c^2}{\gamma_{mn}^2} C_{mn}^{\text{TM}} \frac{dV_{eq}^{\text{TM}}}{dz} \sin \frac{m\pi x_L}{a} \sin \frac{n\pi y_L}{b} \quad (\text{B.5})$$

Puisque ces composantes sont décrites par les modes TE et TM à l'intérieur du guide, il est possible de la même façon de décomposer les expressions des générateurs équivalents de Taylor, en remplaçant les composantes du champ électrique par leurs expressions dans les expressions des générateurs de courant et tension équivalents totaux.

Nous obtenons alors, pour le générateur de tension équivalent total,

$$\begin{aligned}
 V_{ES,mn}^{\text{taylor}}(y_L) = & \int_{y_0}^{y_L} \cos(\beta(y_L - y)) \times \left[\sum_{m,n} -C_{mn}^{\text{TE}} \frac{m\pi}{a} V_{eq}^{\text{TE}}(d-h) \sin \frac{m\pi x_L}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \right] dy \\
 & + \int_{y_0}^{y_L} \cos(\beta(y_L - y)) \times \left[\sum_{m,n} -C_{mn}^{\text{TM}} \frac{n\pi}{b} V_{eq}^{\text{TM}}(d-h) \sin \frac{m\pi x_L}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \right] dy \\
 & + \int_d^{d-h} \sum_{m,n} \frac{k_c^2}{\gamma_{mn}^2} C_{mn}^{\text{TM}} \frac{dV_{eq}^{\text{TM}}}{dz} \sin \frac{m\pi x_L}{a} \sin \frac{n\pi y_L}{b} dz \\
 & - \cos(\beta L) \int_d^{d-h} \sum_{m,n} \frac{k_c^2}{\gamma_{mn}^2} C_{mn}^{\text{TM}} \frac{dV_{eq}^{\text{TM}}}{dz} \sin \frac{m\pi x_L}{a} \sin \frac{n\pi y_0}{b} dz
 \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Pour le générateur de courant équivalent total, nous obtenons,

$$\begin{aligned}
 I_{ES,mn}^{\text{taylor}}(y_L) = & \int_{y_0}^{y_L} -j \frac{\sin(\beta(y_L - y))}{Z_c} \times \left[\sum_{m,n} -C_{mn}^{\text{TE}} \frac{m\pi}{a} V_{eq}^{\text{TE}}(d-h) \sin \frac{m\pi x_L}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \right] dy \\
 & + \int_{y_0}^{y_L} -j \frac{\sin(\beta(y_L - y))}{Z_c} \times \left[\sum_{m,n} -C_{mn}^{\text{TM}} \frac{n\pi}{b} V_{eq}^{\text{TM}}(d-h) \sin \frac{m\pi x_L}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \right] dy \\
 & - j \frac{\sin(\beta L)}{Z_c} \int_d^{d-h} \sum_{m,n} -\frac{k_c^2}{\gamma_{mn}^2} C_{mn}^{\text{TM}} \frac{dV_{eq}^{\text{TM}}}{dz} \sin \frac{m\pi x_L}{a} \sin \frac{n\pi y_0}{b} dz
 \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Nous avons mis en évidence dans ces expressions les trois intégrales qu'il faut déterminer. Par souci de clarté, nous donnerons d'abord les solutions de ces intégrales qui seront ensuite réintroduites dans les expressions ci-dessus. On nomme les intégrales à calculer comme suit,

$$I_1 = \int_{y_0}^{y_L} \cos(\beta(y_L - y)) \times \cos \frac{n\pi y}{b} dy \quad (\text{B.8a})$$

$$I_2 = \int_{y_0}^{y_L} \sin(\beta(y_L - y)) \times \cos \frac{n\pi y}{b} dy \quad (\text{B.8b})$$

$$I_3 = \int_d^{d-h} \frac{dV_{eq}^{\text{TM}}}{dz} dz \quad (\text{B.8c})$$

Pour résoudre ces équations nous aurons besoin de développer les cosinus et les sinus grâce aux formules d'Euler, qui sont définies telles que,

$$\cos(x) = \frac{\exp(jx) + \exp(-jx)}{2} \quad (\text{B.9a})$$

$$\sin(x) = \frac{\exp(jx) - \exp(-jx)}{2j} \quad (\text{B.9b})$$

• Calcul de l'intégrale I_3

Commençons par la troisième intégrale, qui est de toute évidence la plus simple à calculer puisqu'il s'agit de l'intégrale d'une dérivée entière. Ces deux opérateurs étant complémentaires, nous pouvons donc écrire,

$$I_3 = V_{eq}^{TM}(d-h) - V_{eq}^{TM}(d) \quad (B.10)$$

Rappelons l'expression de la tension équivalente en z_P de la ligne de transmission équivalente au guide d'onde,

$$V_{eq}(z) = \frac{1 - \exp(-2j\beta_{mn}d) \exp(2j\beta_{mn}z)}{1 + \frac{Z_1 - Z_{c_{mn}}}{Z_1 + Z_{c_{mn}}} \exp(-2j\beta_{mn}d)} \frac{Z_{c_{mn}}}{Z_{c_{mn}} + Z_1} V_{source} \frac{Z_{ap}^{tot}}{\eta_0 + Z_{ap}^{tot}} \exp(-j\beta_{mn}z) \quad (B.11)$$

On remplace dans l'expression précédente la variable z par le paramètre d correspondant à la profondeur de l'enceinte électromagnétique, tel que,

$$V_{eq}^{TM}(d) = \frac{\overbrace{1 - \exp(-2j\beta_{mn}d) \exp(2j\beta_{mn}d)}^{=\exp(0)=1}}{1 + \frac{Z_1 - Z_{c_{mn}}}{Z_1 + Z_{c_{mn}}} \exp(-2j\beta_{mn}d)} \frac{Z_{c_{mn}}}{Z_{c_{mn}} + Z_1} V_{source} \frac{Z_{ap}^{tot}}{\eta_0 + Z_{ap}^{tot}} \exp(-j\beta_{mn}d) \quad (B.12)$$

Puisque $V_{eq}^{TM}(d) = 0$, la troisième intégrale est égale à $I_3 = V_{eq}^{TM}(d-h)$. Ceci implique,

$$I_3 = \frac{1 - \exp(-2j\beta_{mn}d) \exp(2j\beta_{mn}(d-h))}{1 + \frac{Z_1 - Z_{c_{mn}}}{Z_1 + Z_{c_{mn}}} \exp(-2j\beta_{mn}d)} \frac{Z_{c_{mn}}}{Z_{c_{mn}} + Z_1} V_{source} \frac{Z_{ap}^{tot}}{\eta_0 + Z_{ap}^{tot}} \exp(-j\beta_{mn}(d-h)) \quad (B.13)$$

On peut réécrire l'expression de I_3 , et la réduire comme suit,

$$I_3 = \frac{\frac{Z_{c_{mn}}}{Z_{c_{mn}} + Z_1} V_{source} \frac{Z_{ap}^{tot}}{\eta_0 + Z_{ap}^{tot}} \exp(-j\beta_{mn}d) \times 2j \sin[\beta_{mn}(d-h)]}{1 + \frac{Z_1 - Z_{c_{mn}}}{Z_1 + Z_{c_{mn}}} \exp(-2j\beta_{mn}d)} \quad (B.14)$$

$$= \frac{V_{source} \frac{Z_{ap}^{tot}}{\eta_0 + Z_{ap}^{tot}}}{\frac{Z_{c_{mn}} + Z_1}{Z_{c_{mn}}} \exp(j\beta_{mn}d) + \frac{Z_1 - Z_{c_{mn}}}{Z_{c_{mn}}} \exp(-j\beta_{mn}d)} \times 2j \sin[\beta_{mn}(d-h)] \quad (B.15)$$

$$= \frac{V_{source} \frac{Z_{ap}^{tot}}{\eta_0 + Z_{ap}^{tot}} \times \sin[\beta_{mn}(d-h)]}{\frac{1}{2j} \left\{ \left(1 + \frac{Z_1}{Z_{c_{mn}}} \right) \exp(j\beta_{mn}d) + \left(\frac{Z_1}{Z_{c_{mn}}} - 1 \right) \exp(-j\beta_{mn}d) \right\}} \quad (B.16)$$

Puisque toutes les exponentielles sont au dénominateur, il suffit de les regrouper pour faire apparaître les relations d'Euler. On obtient alors,

$$I_3 = \frac{V_{\text{source}} \frac{Z_{\text{ap}}^{\text{tot}}}{\eta_0 + Z_{\text{ap}}^{\text{tot}}} \sin[\beta_{mn}(d-h)]}{\frac{1}{2j} \left\{ [\exp(j\beta_{mn}d) - \exp(-j\beta_{mn}d)] + \frac{Z_1}{Z_{c_{mn}}} [\exp(j\beta_{mn}d) + \exp(-j\beta_{mn}d)] \right\}} \quad (\text{B.17})$$

Grâce aux formules d'Euler rappelées plus haut, il est possible de réécrire l'expression de I_3 en terme de cosinus et de sinus, tel que,

$$I_3 = \frac{V_{\text{source}} \times \frac{Z_{\text{ap}}^{\text{tot}}}{\eta_0 + Z_{\text{ap}}^{\text{tot}}} \times \sin[\beta_{mn}(d-h)]}{\sin(\beta_{mn}d) - j \frac{Z_1}{Z_{c_{mn}}} \cos(\beta_{mn}d)} \quad (\text{B.18})$$

• Calcul de l'intégrale I_1

On s'intéresse maintenant à la première intégrale qui apparait dans l'expression du générateur de tension équivalent total. À l'aide des formules d'Euler, nous pouvons écrire l'expression de I_1 en termes d'exponentielles,

$$I_1 = \int_{y_0}^{y_L} \cos(\beta(y_L - y)) \times \cos \frac{n\pi y}{b} dy \quad (\text{B.19})$$

$$I_1 = \int_{y_0}^{y_L} \frac{\exp[j\beta_{mn}(y_L - y)] + \exp[-j\beta_{mn}(y_L - y)]}{2} \times \frac{\exp[j\frac{n\pi y}{b}] + \exp[-j\frac{n\pi y}{b}]}{2} dy \quad (\text{B.20})$$

Pour résoudre cette intégrale, il suffit de développer l'expression précédente de manière à obtenir une somme de termes d'exponentielles puis déterminer les primitives de chaque terme de l'équation. Il suffit ensuite d'intégrer l'expression obtenue entre y_0 et y_L .

$$I_1 = \frac{1}{4} \int_{y_0}^{y_L} \left\{ \exp \left[j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right) y + j\beta_{mn}y_L \right] + \exp \left[-j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right) y + j\beta_{mn}y_L \right] \right. \\ \left. + \exp \left[j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right) y - j\beta_{mn}y_L \right] + \exp \left[-j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right) y - j\beta_{mn}y_L \right] \right\} dy \quad (\text{B.21})$$

$$= \frac{1}{4} \left[\frac{\exp \left[j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right) y + j\beta_{mn}y_L \right]}{j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right)} + \frac{\exp \left[-j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right) y + j\beta_{mn}y_L \right]}{-j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right)} \right. \\ \left. + \frac{\exp \left[j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right) y - j\beta_{mn}y_L \right]}{j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right)} + \frac{\exp \left[-j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right) y - j\beta_{mn}y_L \right]}{-j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right)} \right]_{y_0}^{y_L} \quad (\text{B.22})$$

$$\begin{aligned}
I_1 = \frac{1}{4} & \left[\frac{1}{-j\left(\beta_{mn} - \frac{n\pi}{b}\right)} \left\{ \exp\left(j\frac{n\pi}{b}y_L\right) - \exp\left[j\left(\frac{n\pi}{b}y_0 + \beta_{mn}(y_L - y_0)\right)\right] \right\} \right. \\
& + \frac{1}{-j\left(\beta_{mn} + \frac{n\pi}{b}\right)} \left\{ \exp\left(-j\frac{n\pi}{b}y_L\right) - \exp\left[j\left(-\frac{n\pi}{b}y_0 + \beta_{mn}(y_L - y_0)\right)\right] \right\} \\
& + \frac{1}{j\left(\beta_{mn} + \frac{n\pi}{b}\right)} \left\{ \exp\left(j\frac{n\pi}{b}y_L\right) - \exp\left[j\left(\frac{n\pi}{b}y_0 - \beta_{mn}(y_L - y_0)\right)\right] \right\} \\
& \left. + \frac{1}{j\left(\beta_{mn} - \frac{n\pi}{b}\right)} \left\{ \exp\left(-j\frac{n\pi}{b}y_L\right) + \exp\left[j\left(\frac{n\pi}{b}y_0 + \beta_{mn}(y_L - y_0)\right)\right] \right\} \right] \quad (B.23)
\end{aligned}$$

On rappelle que la différence $y_L - y_0$ est égale à L , variable qui correspond à la longueur de la ligne de transmission victime. On fait apparaitre dans les expressions précédentes les expressions des formules d'Euler tel que,

$$\begin{aligned}
I_1 = & \frac{1}{2\left(\beta_{mn} - \frac{n\pi}{b}\right)} \left[-\frac{\exp\left(j\frac{n\pi}{b}y_L\right) - \exp\left(-j\frac{n\pi}{b}y_L\right)}{2j} \right] \\
& + \frac{1}{2\left(\beta_{mn} - \frac{n\pi}{b}\right)} \left[\frac{\exp\left(j\frac{n\pi}{b}y_0 + \beta_{mn}L\right) - \exp\left(-j\left(\frac{n\pi}{b}y_0 + \beta_{mn}L\right)\right)}{2j} \right] \\
& + \frac{1}{2\left(\beta_{mn} + \frac{n\pi}{b}\right)} \left[\frac{\exp\left(j\frac{n\pi}{b}y_L\right) - \exp\left(-j\frac{n\pi}{b}y_L\right)}{2j} \right] \\
& + \frac{1}{2\left(\beta_{mn} + \frac{n\pi}{b}\right)} \left[-\frac{\exp\left(j\frac{n\pi}{b}y_0 + \beta_{mn}L\right) - \exp\left(-j\left(\frac{n\pi}{b}y_0 + \beta_{mn}L\right)\right)}{2j} \right] \quad (B.24)
\end{aligned}$$

$$I_1 = \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{b}y_0 + \beta_{mn}L\right) - \sin\left(\frac{n\pi}{b}y_L\right)}{2\left(\beta_{mn} - \frac{n\pi}{b}\right)} + \frac{\sin\left(\frac{n\pi}{b}y_L\right) - \sin\left(\frac{n\pi}{b}y_0 - \beta_{mn}L\right)}{2\left(\beta_{mn} + \frac{n\pi}{b}\right)} \quad (B.25)$$

• Calcul de l'intégrale I_2

Cette seconde intégrale est la dernière à calculer. Puisqu'elle ressemble beaucoup à la première intégrale, la méthode employée pour la résoudre est identique. On commence donc par développer le sinus et le cosinus en termes d'exponentielles selon les formules d'Euler,

$$I_2 = \sin(\beta(y_L - y)) \times \cos \frac{n\pi y}{b} dy \quad (\text{B.26})$$

$$= \int_{y_0}^{y_L} \frac{\exp[j\beta_{mn}(y_L - y)] - \exp[-j\beta_{mn}(y_L - y)]}{2j} \times \frac{\exp[j\frac{n\pi y}{b}] + \exp[-j\frac{n\pi y}{b}]}{2} dy \quad (\text{B.27})$$

Comme précédemment, il suffit de développer l'expression précédente de manière à obtenir une somme de termes d'exponentielles puis calculer les intégrales de chaque terme de l'équation entre y_0 et y_L .

$$I_2 = \frac{1}{4j} \int_{y_0}^{y_L} \left\{ \exp \left[j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right) y + j\beta_{mn} y_L \right] + \exp \left[-j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right) y + j\beta_{mn} y_L \right] \right. \\ \left. - \exp \left[j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right) y - j\beta_{mn} y_L \right] - \exp \left[-j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right) y - j\beta_{mn} y_L \right] \right\} dy \quad (\text{B.28})$$

$$= \frac{1}{4j} \left[\frac{\exp \left[j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right) y + j\beta_{mn} y_L \right]}{j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right)} + \frac{\exp \left[-j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right) y + j\beta_{mn} y_L \right]}{-j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right)} \right. \\ \left. - \frac{\exp \left[j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right) y - j\beta_{mn} y_L \right]}{j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right)} - \frac{\exp \left[-j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right) y - j\beta_{mn} y_L \right]}{-j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right)} \right]_{y_0}^{y_L} \quad (\text{B.29})$$

On rappelle que $y_L - y_0 = L$, où L est la longueur de la ligne de transmission victime.

$$I_2 = \frac{1}{4j} \left[\frac{1}{j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right)} \left\{ \exp \left(j \frac{n\pi}{b} y_L \right) - \exp \left[j \left(\frac{n\pi}{b} y_0 + \beta_{mn} L \right) \right] \right\} \right. \\ - \frac{1}{j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right)} \left\{ \exp \left(-j \frac{n\pi}{b} y_L \right) - \exp \left[-j \left(\frac{n\pi}{b} y_0 - \beta_{mn} L \right) \right] \right\} \\ - \frac{1}{j \left(\frac{n\pi}{b} + \beta_{mn} \right)} \left\{ \exp \left(j \frac{n\pi}{b} y_L \right) - \exp \left[j \left(\frac{n\pi}{b} y_0 - \beta_{mn} L \right) \right] \right\} \\ \left. + \frac{1}{j \left(\frac{n\pi}{b} - \beta_{mn} \right)} \left\{ \exp \left(-j \frac{n\pi}{b} y_L \right) - \exp \left[-j \left(\frac{n\pi}{b} y_0 + \beta_{mn} L \right) \right] \right\} \right] \quad (\text{B.30})$$

$$\begin{aligned}
 I_2 = & \frac{1}{2\left(\beta_{mn} - \frac{n\pi}{b}\right)} \left[\frac{\exp\left(j\frac{n\pi}{b}y_L\right) + \exp\left(-j\frac{n\pi}{b}y_L\right)}{2} \right] \\
 & + \frac{1}{2\left(\beta_{mn} - \frac{n\pi}{b}\right)} \left[\frac{\exp\left(j\frac{n\pi}{b}y_0 + \beta_{mn}L\right) + \exp\left(-j\left(\frac{n\pi}{b}y_0 + \beta_{mn}L\right)\right)}{2} \right] \\
 & - \frac{1}{2\left(\beta_{mn} + \frac{n\pi}{b}\right)} \left[-\frac{\exp\left(j\frac{n\pi}{b}y_L\right) + \exp\left(-j\frac{n\pi}{b}y_L\right)}{2} \right] \\
 & + \frac{1}{2\left(\beta_{mn} + \frac{n\pi}{b}\right)} \left[\frac{\exp\left(j\frac{n\pi}{b}y_0 - \beta_{mn}L\right) + \exp\left(-j\left(\frac{n\pi}{b}y_0 - \beta_{mn}L\right)\right)}{2j} \right]
 \end{aligned} \tag{B.31}$$

$$I_2 = \frac{\cos\left(\frac{n\pi}{b}y_L\right) - \cos\left(\frac{n\pi}{b}y_0 + \beta_{mn}L\right)}{2\left(\beta_{mn} - \frac{n\pi}{b}\right)} + \frac{\cos\left(\frac{n\pi}{b}y_L\right) - \cos\left(\frac{n\pi}{b}y_0 - \beta_{mn}L\right)}{2\left(\beta_{mn} + \frac{n\pi}{b}\right)} \tag{B.32}$$

• Générateurs équivalents de Taylor totaux

Il suffit alors de réinjecter les expressions de I_1 , I_2 et I_3 dans les expressions des générateurs équivalents totaux de Taylor. On obtient alors,

Générateur de tension équivalent total de Taylor :

$$\begin{aligned}
 V_{ES,mn}^{\text{taylor}}(y_L) = & \sum_{m,n} I_1 \times V_{eq}^{\text{TM}}(d-h) \sin \frac{m\pi x_L}{a} \left[-C_{mn}^{\text{TE}} \frac{m\pi}{a} - C_{mn}^{\text{TM}} \frac{n\pi}{b} \right] \\
 & + \sum_{m,n} I_3 \frac{k_c^2}{\gamma_{mn}^2} \sin \frac{m\pi x_L}{a} \left[C_{mn}^{\text{TM}} \sin \frac{n\pi y_L}{b} - C_{mn}^{\text{TM}} \sin \frac{n\pi y_0}{b} \right]
 \end{aligned} \tag{B.33}$$

Générateur de courant équivalent total de Taylor :

$$\begin{aligned}
 I_{ES,mn}^{\text{taylor}}(y_L) = & \sum_{m,n} I_2 \times j \frac{1}{Z_c} V_{eq}^{\text{TM}}(d-h) \sin \frac{m\pi x_L}{a} \left[C_{mn}^{\text{TE}} \frac{m\pi}{a} + C_{mn}^{\text{TM}} \frac{n\pi}{b} \right] \\
 & + j \frac{\sin(\beta L)}{Z_c} \sum_{m,n} I_3 \frac{k_c^2}{\gamma_{mn}^2} C_{mn}^{\text{TM}} \sin \frac{m\pi x_L}{a} \sin \frac{n\pi y_0}{b}
 \end{aligned} \tag{B.34}$$

Il ne reste alors qu'à insérer ces relations dans l'expression du courant induit à l'extrémité de la ligne de transmission y_L , donnée par,

$$I(y_L) = \frac{\left(\frac{Z_0}{Z_c} j \sin(\beta L) + \cos(\beta L)\right) \left(\mathbf{V}_{\text{ES,mn}}^{taylor}(y_L) - Z_L \mathbf{I}_{\text{ES,mn}}^{taylor}(\mathbf{y}_L)\right)}{\cos(\beta L) (Z_0 + Z_L) + j \sin(\beta L) \left(Z_c + \frac{Z_L Z_0}{Z_c}\right)} + \mathbf{I}_{\text{ES,mn}}^{taylor}(y_L) \quad (\text{B.35})$$

ANNEXE C

Calcul de la constante d'atténuation par la méthode des puissances

La constante d'atténuation due aux pertes dans les parois du guide d'ondes est difficile à calculer. La première étape consiste à déterminer la distribution du champ électromagnétique dans une cavité sans pertes. Ensuite, on détermine le champ magnétique à la surface du conducteur et le courant de surface induit correspondant par la relation $\mathbf{J}_s = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}$, où $\hat{\mathbf{n}}$ est le vecteur unitaire normal au conducteur vers la sortie de la paroi. La dernière étape consiste à calculer les pertes ohmiques par unité de longueur.

C.1 Formule générale de la constante d'atténuation

Par définition, un guide d'onde est une ligne de transmission constituée d'un seul conducteur. On considère une ligne de transmission sans pertes, aucune réflexion ne se produit. La source est placée à une extrémité de la ligne, les ondes se déplaçant en suivant les $-\hat{z}$ dépendants du terme $\exp(+\gamma z)$ disparaissent, alors que les ondes suivant $+\hat{z}$ dépendants du terme $\exp(+\gamma z)$ sont conservées. La distribution des tension et courant sur une ligne de transmission infiniment longue peuvent s'écrire,

$$V(z) = V^+(z) = V_0^+ \exp(-\gamma z) \quad (\text{C.1})$$

$$I(z) = I^+(z) = I_0^+ \exp(-\gamma z) = \frac{V_0^+}{Z_0} \exp(-\gamma z) \quad (\text{C.2})$$

La constante de propagation dans un conducteur est définie tel que : $\gamma = \alpha_{mn} + j\beta_{mn}$. Les constantes α_{mn} et β_{mn} donnent le sens physique de la constante de propagation (appelée aussi exposant de propagation). L'affaiblissement, ou l'atténuation résulte de la partie réelle α_{mn} , appelée constante d'atténuation, tandis que le déplacement de l'onde et donc la variation de phase dans la direction de propagation (déphasage) est lié à sa partie imaginaire β_{mn} . D'après le théorème de Poynting, la puissance moyenne le long de la ligne en tout point z vaut,

$$P(z) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(V(z) I^*(z)) \quad (\text{C.3})$$

$$= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[V_0 \exp(-(\alpha_{mn} + j\beta_{mn})z) \frac{V_0}{Z_0} \exp(-(\alpha_{mn} - j\beta_{mn})z) \right] \quad (\text{C.4})$$

$$= \frac{1}{2} \frac{V_0^2}{Z_0} \exp(-2\alpha_{mn}z) \quad (\text{C.5})$$

On note $P_L(z)$ la puissance perdue par l'onde par unité de longueur dans la direction de propagation.

$$P_L(z) = -\frac{\partial P(z)}{\partial z} = 2\alpha_{mn}P(z) \Rightarrow \alpha_{mn} = \frac{P_L(z)}{2P(z)} \quad (\text{C.6})$$

La puissance moyenne totale portée par les champs électromagnétiques dans la direction de propagation est obtenue en intégrant $P(z)$ sur la surface totale de pénétration. (dans notre cas les

parois du guides constituent la surface en question),

$$P_T = \int_S P(z) dS \quad \text{avec} \quad P(z) = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \quad (\text{C.7})$$

La puissance totale perdue par unité de longueur s'obtient quand elle,

$$P_L = \oint_C \frac{1}{2} R_s |J_s|^2 dl \quad (\text{C.8})$$

Finalement, la constante d'atténuation le long de la ligne vaut :

$$\alpha_{mn} = \frac{P_L}{2P_T} \quad (\text{C.9})$$

La constante d'atténuation dépend du type de mode qui se propage (guide d'onde court-circuité, TE / TM). Pour chacun de ces modes les composantes du champ EM sont différentes et leur pénétration dans le conducteur en est alors affectée de la même manière.

C.2 Constante d'atténuation du mode TE₁₀

Dans un guide d'onde de dimensions transverses $a \times b$ le premier mode qui se propage est un mode transverse électrique, TE₁₀, lorsque la condition est satisfaite $a > b$. Remarquons que dans le cas contraire, à savoir lorsque $a < b$, c'est le mode TM₁₁ qui se propage en premier. De façon générale, pour tout couple (m, n) du mode TE, nous avons,

$$P_T = \int_0^a \int_0^b \frac{1}{2} E_y^{TE}(x, y) (H_x^{TE}(x, y))^* dx dy \quad (\text{C.10})$$

avec,

$$E_y^{TE}(x, y) = -\frac{j\omega\mu}{k_c^2} \left(\frac{m\pi}{a}\right) H_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{C.11})$$

$$H_x^{TE}(x, y) = \frac{\gamma_{mn}}{k_c^2} \left(\frac{m\pi}{a}\right) H_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (\text{C.12})$$

C.2.1 Puissance moyenne

On introduit les expressions de $E_y^{TE}(x, y)$ donné par (C.11) et de $H_x^{TE}(x, y)$ donné par (C.12) dans la relation (C.10). Ainsi, pour un mode TE la puissance moyenne devient,

$$P_T^{TE} = \int_0^a \int_0^b -\frac{1}{2} \frac{j\omega\mu\gamma_{mn}}{k_c^2 k_c^2} \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 H_0^2 \sin^2\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos^2\left(\frac{n\pi y}{b}\right) dx dy \quad (\text{C.13})$$

avec k_c , le vecteur d'onde de propagation transverse,

$$k_c = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (\text{C.14})$$

et γ_{mn} la constante de propagation équivalente $\gamma_{mn} = \alpha_{mn} + j\beta_{mn}$. Rappelons qu'au-delà de la coupure, pour un mode donné, $f > f_c$, l'onde est alors sinusoïdale et transporte de l'énergie. Ce

sont les modes propagatifs, où γ_{mn} est alors purement imaginaire $\gamma_{mn} = j\beta_{mn}$, avec

$$\beta_{mn} = \sqrt{\frac{\omega}{c} - \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right]} = \sqrt{\frac{\omega}{c} - \frac{\omega_c^2}{c}} = \sqrt{\mu\epsilon(\omega^2 - \omega_c^2)} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2} \quad (\text{C.15})$$

Considérons le premier mode propagatif du guide ($a > b$), où $m = 1$ et $n = 0$ ($k_c = \pi/a$). La puissance moyenne transportée par ce mode est de

$$P_T^{TE_{10}} = \int_0^a \int_0^b -\frac{j\omega\mu j\beta_{10}}{2(\pi/a)^4} \frac{\pi^2}{a} H_0^2 \int_0^a \int_0^b \sin^2\left(\frac{\pi}{a}x\right) dx dy \quad (\text{C.16})$$

$$= \frac{\omega\mu\beta_{10}}{4(\pi/a)^2} H_0^2 \int_0^a \int_0^b \left[1 - \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \right] dx dy \quad (\text{C.17})$$

$$= \frac{\omega\mu\beta_{10}}{4(\pi/a)^2} H_0^2 ab = \frac{\omega\mu\beta_{10}}{4k_c^2} H_0^2 ab \quad (\text{C.18})$$

Or, $\beta_{mn} = \omega/c \sqrt{1 - (\omega_c/\omega)^2}$ et $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon} = \mu c$ donc

$$\frac{\beta_{mn}\omega\mu}{k_c} = \mu\omega \left(\frac{\omega}{c} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2} \left(\frac{c^2}{\omega_c^2} \right) \quad (\text{C.19})$$

La puissance moyenne transportée devient alors,

$$P_T^{TE_{10}} = \frac{1}{4} H_0^2 ab \eta \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}} \quad (\text{C.20})$$

C.2.2 Puissance totale perdue par unité de longueur

L'étape suivante consiste à calculer les pertes électriques par unité de longueur à l'aide de la relation (C.8). Il suffit de calculer les courants qui interviennent à la surface du guide noté \mathbf{J}_s . Les courants de surface ainsi que les champs magnétiques tangentiels sont illustrés sur les parois du guide sur la figure C.1.

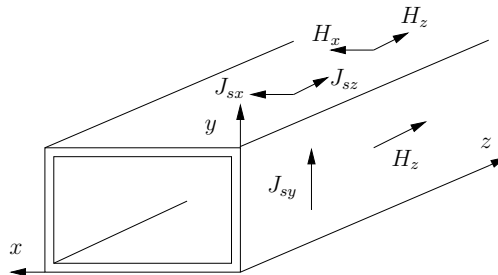


FIGURE C.1 – Courants de surface et champ magnétique

On détermine le champ magnétique à la surface du conducteur et le courant de surface induit correspondant par $\mathbf{J}_s = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}$, où $\hat{\mathbf{n}}$ est le vecteur unitaire normal au conducteur vers la sortie de la paroi. À chaque paroi correspond un courant de surface suivant les axes du plan.

$$H_x^{TE_{10}} = H_0 \frac{a}{\pi} j\beta_{10} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \quad (C.21)$$

$$H_y^{TE_{10}} = 0 \quad (C.22)$$

$$H_z^{TE_{10}} = H_0 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \quad (C.23)$$

• **Face droite $x = 0$ et gauche $x = a$**

$$\mathbf{J}_s^{TE_{10}}(\mathbf{x} = \mathbf{0}) = -\hat{\mathbf{x}} \times (H_x^{TE_{10}}(x = 0) \cdot \hat{\mathbf{x}} + H_z^{TE_{10}}(x = 0) \cdot \hat{\mathbf{z}}) \quad (C.24)$$

$$= H_z^{TE_{10}}(x = 0) \cdot \hat{\mathbf{y}} \quad (C.25)$$

$$= H_0 \cdot \hat{\mathbf{y}} = \mathbf{J}_{sy}^{TE_{10}} \quad (C.26)$$

$$\mathbf{J}_s^{TE_{10}}(\mathbf{x} = \mathbf{a}) = \hat{\mathbf{x}} \times (H_x^{TE_{10}}(x = a) \cdot \hat{\mathbf{x}} + H_z^{TE_{10}}(x = a) \cdot \hat{\mathbf{z}}) \quad (C.27)$$

$$= -H_z^{TE_{10}}(x = a) \cdot \hat{\mathbf{y}} \quad (C.28)$$

$$= -(-H_0) \cdot \hat{\mathbf{y}} = \mathbf{J}_{sy}^{TE_{10}} \quad (C.29)$$

On a alors, $\mathbf{J}_s^{TE_{10}}(\mathbf{x} = \mathbf{0}) = \mathbf{J}_s^{TE_{10}}(\mathbf{x} = \mathbf{a})$. La puissance perdue par unité de longueur correspondant à une de ces deux parois est égale à,

$$[P_L]_{x=0}^{TE_{10}} = \int_0^b \frac{1}{2} |J_s^{TE_{10}}(x = 0)|^2 R_s dy \quad (C.30)$$

$$\boxed{[P_L]_{x=0}^{TE_{10}} = [P_L]_{x=a}^{TE_{10}} = (1/2) R_s b H_0^2} \quad (C.31)$$

• **Face dessous $y = 0$ et dessus $y = b$**

$$\mathbf{J}_s^{TE_{10}}(\mathbf{y} = \mathbf{0}) = -\hat{\mathbf{y}} \times (H_x^{TE_{10}} \cdot \hat{\mathbf{x}} + H_z^{TE_{10}} \cdot \hat{\mathbf{z}}) \quad (C.32)$$

$$= -H_z^{TE_{10}} \cdot \hat{\mathbf{x}} + H_x^{TE_{10}} \cdot \hat{\mathbf{z}} \quad (C.33)$$

$$= -H_0 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \cdot \hat{\mathbf{x}} + H_0 \frac{a}{\pi} j\beta_{10} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \cdot \hat{\mathbf{z}} \quad (C.34)$$

$$= \mathbf{J}_{sx}^{TE_{10}}(\mathbf{y} = \mathbf{0}) + \mathbf{J}_{sz}^{TE_{10}}(\mathbf{y} = \mathbf{0}) \quad (C.35)$$

$$\mathbf{J}_s^{TE_{10}}(\mathbf{y} = \mathbf{b}) = \hat{\mathbf{y}} \times (H_x^{TE_{10}} \cdot \hat{\mathbf{x}} + H_z^{TE_{10}} \cdot \hat{\mathbf{z}}) \quad (C.36)$$

$$= H_z^{TE_{10}} \cdot \hat{\mathbf{x}} - H_x^{TE_{10}} \cdot \hat{\mathbf{z}} \quad (C.37)$$

$$= H_0 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \cdot \hat{\mathbf{x}} - H_0 \frac{a}{\pi} j\beta_{10} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \cdot \hat{\mathbf{z}} \quad (C.38)$$

$$= \mathbf{J}_{sx}^{TE_{10}}(\mathbf{y} = \mathbf{b}) + \mathbf{J}_{sz}^{TE_{10}}(\mathbf{y} = \mathbf{b}) \quad (C.39)$$

$$(C.40)$$

On a alors, $\mathbf{J}_s^{TE_{10}}(\mathbf{y} = \mathbf{0}) = -\mathbf{J}_s^{TE_{10}}(\mathbf{y} = \mathbf{b})$.

Cette opposition de signe n'a aucune importance puisque le calcul fait usage de valeurs absolues, et $\left|J_s^{TE_{10}}(y = 0)\right| = \left|J_s^{TE_{10}}(y = b)\right| = \left|J_{sx}^{TE_{10}}(y = 0, b)\right| + \left|J_{sz}^{TE_{10}}(y = 0, b)\right|$. La puissance perdue

par unité de longueur correspondant à une de ces deux parois est donc égale à,

$$[P_L]_{y=0}^{TE_{10}} = \int_0^a \frac{1}{2} |J_s^{TE_{10}}(y=0)|^2 R_s dx \quad (C.41)$$

$$= \int_0^a \frac{1}{2} \left[|J_{sx}^{TE_{10}}(y=0)|^2 + |J_{sz}^{TE_{10}}(y=0)|^2 \right] R_s dx \quad (C.42)$$

$$= \frac{1}{2} R_s \int_0^a \left[\left| -H_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \right|^2 + \left| H_0 \frac{a}{\pi} j \beta_{10} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \right|^2 \right] dx \quad (C.43)$$

$$= \frac{1}{2} R_s H_0^2 \int_0^a \left[\cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) + \left(\frac{\beta_{10} a}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \right] dx \quad (C.44)$$

$$[P_L]_{y=0}^{TE_{10}} = [P_L]_{y=b}^{TE_{10}} = H_0^2 \frac{a}{4} R_s \left(1 + \left(\frac{\beta_{10} a}{\pi}\right)^2 \right) \quad (C.45)$$

La constante de propagation vaut pour chaque mode, $\beta_{mn} = \omega/c \sqrt{1 - (\omega_c/\omega)^2}$ et $k_c = \omega_c/c$. Le terme $(1 + (\beta_{10} a/\pi)^2)$ peut alors s'écrire (avec $k_c^{TE_{10}} = \pi/a$), pour chaque mode (m, n) ,

$$1 + \frac{\beta_{mn}^2}{k_c^2} = \frac{\beta_{mn}^2 + k_c^2}{k_c^2} = \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \left[1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right] + \frac{\omega_c^2}{c^2}}{\frac{\omega_c^2}{c^2}} = \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \quad (C.46)$$

On a donc,

$$[P_L]_{y=0}^{TE_{10}} = [P_L]_{y=b}^{TE_{10}} = R_s \frac{a}{4} H_0^2 \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \quad (C.47)$$

On obtient la puissance totale perdue par unité de longueur en sommant la puissance perdue sur chaque surface du guide, à savoir gauche et droite (ou deux fois la paroi droite) et dessus dessous (ou deux fois la paroi de dessus), telle que,

$$[P_L]^{TE_{10}} = 2[P_L]_{x=0}^{TE_{10}} + 2[P_L]_{y=0}^{TE_{10}} \quad (C.48)$$

$$= R_s b H_0^2 + 2 H_0^2 \frac{a}{4} R_s \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \quad (C.49)$$

$$[P_L]^{TE_{10}} = R_s H_0^2 \left[b + \frac{a}{2} \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \right] \quad (C.50)$$

C.2.3 Expression de la constante d'atténuation

L'expression générale de la constante d'atténuation est donnée par (C.9). On introduit alors les expressions de la puissance moyenne et de la puissance totale perdue pour le mode dominant

TE₁₀ dont les expressions sont respectivement données par (C.20) et (C.50),

$$\alpha_{10}^{TE} = \frac{P_L^{TE_{10}}}{2P_T^{TE_{10}}} = \frac{R_s H_0^2 \left[b + \frac{a \omega^2}{2 \omega_c^2} \right]}{2 \frac{1}{4} H_0^2 a b \eta \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_c^2}}} \quad (C.51)$$

$$= \frac{2R_s \frac{1}{a} \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \left[b + \frac{a \omega^2}{2 \omega_c^2} \right]}{b \eta \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_c^2}}} = \frac{2R_s \left[\frac{b \omega_c^2}{a \omega^2} + \frac{1}{2} \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \right]}{b \eta \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_c^2}}} \quad (C.52)$$

$$\boxed{\alpha_{10}^{TE} = \frac{R_s}{b \eta \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_c^2}}} \left[1 + \frac{2b \omega_c^2}{a \omega^2} \right]} = \frac{R_s}{b \eta} \left[1 + \frac{2b \omega_c^2}{a \omega^2} \right] \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \right]^{-1/2} \quad (C.53)$$

Liste des figures

1 Positionnement des travaux

1.1	Illustration des techniques de blindage pour (a) contenir ou (b) exclure les émissions rayonnées.	8
1.2	Champ électrique total en un point de la cavité électromagnétique perforée	9
1.3	Champ électrique total en un point de la cavité dont la paroi frontale contient une ouverture circulaire de diamètre d_{ouv} , puis $2d_{ouv}$	10
1.4	Plan de coupes suivant xOz du champ électrique tangentiel au plan xOy pour le mode TE_{104} dans une cavité électromagnétique (a) lorsqu'elle ne contient aucune ouverture et (b) lorsqu'elle contient une ouverture de largeur l	11
1.5	Plan de coupes suivant xOz du champ électrique pour deux cavités de dimensions et ouverture différentes au même mode de résonance TE_{202}	11
1.6	Structure d'une cavité électromagnétique perforée agressée par une onde plane . .	12
1.7	Mécanisme du blindage électromagnétique	14
1.8	Définition du SE	16
1.9	SE_E et SE_H d'une enceinte de blindage perforée excitée par un dipôle magnétique en champ lointain.	18

2 Modèle ILCM pour la modélisation cavités électromagnétiques

2.1	Configuration de la cavité électromagnétique	38
2.2	Cavité formée par un guide d'onde métallique creux terminé par des parois métalliques.	39
2.3	Coupes transversale et longitudinale d'un guide à section rectangulaire	46
2.4	Circuit équivalent d'un tronçon de ligne de transmission	48
2.5	Représentation schématique des lignes de courant sur une plaque métallique munie pour quatre cas, (a) sans ouvertures, (b) munie d'une ouverture rectangulaire parallèle aux lignes de courant, (c) munie d'une ouverture rectangulaire perpendiculaire aux lignes de courant et (d) munie d'une grille d'ouvertures circulaires de petites dimensions électriques.	50
2.6	Représentation schématique de (a) l'ouverture sur la paroi conductrice, (b) la ligne microruban coplanaire et (c) la ligne de transmission coplanaire qui modélise l'ouverture.	51
2.7	Paramètres géométriques de l'ouverture et dimensions.	52
2.8	Comportement des impédances caractéristiques symétriques et asymétriques en fonction de la dimension w de l'ouverture et de sa position sur la face avant.	53

2.9	Efficacité de blindage électrique d'une enceinte munie d'une ouverture rectangulaire centrée calculée en fonction de Z_c^{sym} et Z_c^{asym}	54
2.10	Comparaison d'efficacité de blindage d'une enceinte contenant (1) une ouverture centrée puis (2) une ouverture décentrée de mêmes dimensions.	54
2.11	Structure générale du problème et sa représentation circuit équivalente proposée par Robinson	56
2.12	Étapes circuit jusqu'à obtention de l'impédance équivalente à l'ouverture Z_{ap}	57
2.13	Étapes circuit jusqu'à l'obtention du circuit équivalent final	58
2.14	Efficacité de blindage électrique au point $P(15;6;27)\text{cm}$ obtenu à l'aide du modèle de Robinson et de la simulation numérique.	60
2.15	Efficacité de blindage électrique calculée via le modèle de Yin et comparé au logiciel commercial cst studio suite dans le cas d'une ouverture rectangulaire décentrée.	64
2.16	Efficacité de blindage électrique calculée via le modèle de Yin et comparé au logiciel commercial cst studio suite dans le cas d'une ventilation centrée de 4×4 ouvertures carrées.	65
2.17	Efficacité de blindage électrique d'une enceinte munie d'une grille de ventilation 4×4 calculée via les modèles de Yin et la version reformulée du modèle en champ électrique.	71
2.18	Efficacité de blindage électrique d'une enceinte munie d'une grille de ventilation 3×3 calculée via les modèles de Yin et la version reformulée du modèle en champ électrique.	72
2.19	Histogrammes de confiance obtenus par évaluation FSV pour (a) la reformulation du modèle en champ électrique et (b) le modèle de Yin dans la configuration de la figure 2.18	73
3.1	Schématisation du problème global	79
3	Modélisation du couplage avec une ligne de transmission	
3.2	Courants induits aux extrémités y_0 et y_L pour une configuration où $Z_L \approx Z_0 \approx Z_c$	79
3.3	Technique de modélisation en deux phases.	80
3.4	Représentation schématique d'un tronçon de ligne de transmission agressée par une onde électromagnétique non uniforme.	82
3.5	Représentation schématique du couplage champ-fil par le modèle de Taylor.	83
3.6	Courant induit en y_L estimé par le modèle 1 et CST MWS pour le cas 1.	93
3.7	Courant induit en y_L estimé par les modèles 1 et 2 et CST MWS pour le cas 2.	94
3.8	Courant induit en y_L estimé par le modèle 2 et CST MWS pour le cas 3.	96
3.9	Courant induit en y_L estimé par le modèle 2 et CST MWS pour le cas 4.	97
3.10	Description du problème de couplage entre une onde plane et une ligne de transmission inclinée protégée par une cavité électromagnétique.	99
3.11	Coordonnées d'un point M sur la ligne victime.	100
3.12	Courant induit en y_L obtenu à l'aide du modèle et de la simulation numérique pour quatre angles d'inclinaison $\theta = 5^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 45^\circ$	102
3.13	Dispositif expérimental	103
3.14	Mesure du champ électrique rayonné par l'antenne cornet au niveau de l'ouverture, (a) Mesure en quatre points, estimation de l'homogénéité du champ et, (b) Mesure au centre de l'ouverture, vérification de la polarisation.	103
3.15	Courant induit en y_L normalisé par rapport au champ incident obtenu par le modèle et la mesure pour quatre angles d'inclinaison $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$	105

3.16 Courant induit mesuré en y_L normalisé par rapport au champ incident pour $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$ et 45°	106
---	-----

4 Modélisation des pertes électriques dans l'approche circuit

4.1 Circuit équivalent au problème d'une cavité électromagnétique (a) idéale et (b) réelle, munie d'une ou plusieurs ouvertures.	113
4.2 Champ électrique total calculé via CST MWS pour une enceinte de conductivité $\sigma = 10^5$ S/m et une enceinte dont la paroi frontale est sans pertes.	116
4.3 Efficacité de blindage électrique calculée par les modèles analytiques et CST pour le cas 1.	122
4.4 Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du modèle analytique avec pertes (avec et sans traitement des fréquences de résonances) et du logiciel CST pour le cas 2.	123
4.5 Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour différents matériaux (PEC, aluminium, zinc, acier, métal composite).	125
4.6 Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du modèle analytique avec pertes dans le cas où les conductivité des parois longitudinales σ_1 et de la paroi du fond σ_2 sont différentes.	126
4.7 Configuration 1 : zoom aux alentours du mode TE_{301}	126
4.8 Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du modèle analytique avec pertes, du modèle analytique de Pedram [109] et du logiciel CST MWS pour le cas 4 ($\sigma = 1 \times 10^5$ S/m).	128
4.9 Histogrammes de confiance obtenus par évaluation FSV pour (a) la reformulation en champ électrique du modèle de Yin incluant les pertes par diffusion et (b) le modèle de Pedram (cas 4).	128
4.10 Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du modèle analytique avec pertes, du modèle analytique de Solin [137] et du logiciel CST MWS pour le cas 5.	129
4.11 Histogrammes de confiance obtenus par évaluation FSV pour (a) la reformulation en champ électrique du modèle de Yin incluant les pertes par diffusion et (b) le modèle de Solin (cas 5).	130
4.12 Amplitude des composantes du champ électrique calculées par le modèle avec pertes et le logiciel commercial CST MWS pour le cas 6.	131
4.13 Illustration de la structure considérée.	133
4.14 Position et géométrie des ouvertures sur la paroi frontale de l'enceinte de blindage.	134
4.15 Efficacité de blindage électrique d'une enceinte réaliste munie d'un grand nombre d'ouvertures calculée à l'aide du modèle avec pertes et du logiciel CST MWS.	134
4.16 Courant induit à l'extrémité y_L de la ligne victime suite à l'insertion des pertes $\sigma_{eq} = 2,3 \times 10^4$ S/m obtenu par les modèles avec et sans pertes et par la mesure ($\theta = 15^\circ$).	136
4.17 Courant induit à l'extrémité y_L de la ligne victime suite à l'insertion des pertes et l'ajustement des dimensions b et d comparé à la mesure ($\theta = 15^\circ$).	138
4.18 Validation expérimentale, représentation du caisson de blindage.	139
4.19 Courant induit à l'extrémité y_L de la ligne de transmission victime obtenu par le modèle de couplage avec pertes, par la simulation numérique via CST MWS et par la mesure.	140

5 Modélisation d'ouvertures de formes complexes

5.1	Diffraction d'un champ électromagnétique à travers une ouverture dans un plan infini, approximation dipolaire de Bethe.	147
5.2	Géométrie de la structure d'une cavité électromagnétique munie d'une ouverture elliptique illuminée par une onde plane.	149
5.3	Détermination de la longueur magnétique du dipôle équivalent au rayonnement d'une ouverture circulaire.	151
5.4	Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du nouveau modèle analytique avec pertes, du modèle avec pertes et du logiciel CST MWS pour une ouverture circulaire centrée (cas 1).	159
5.5	Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du nouveau modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour une ouverture elliptique centrée, ainsi que l'efficacité de blindage calculée par le logiciel CST MWS pour une ouverture circulaire centrée de même surface (cas 2).	161
5.6	Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du nouveau modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour une ouverture elliptique décentrée (cas 3).	163
5.7	Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du nouveau modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour une ventilation d'ouvertures elliptiques (cas 4).	164
5.8	Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du nouveau modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour une ouverture rounded en deux points d'observation (cas 5 et 5 bis).	165
5.9	Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du nouveau modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour l'ouverture dumbbell en deux points d'observation (cas 6 et 6 bis).	166
5.10	Efficacité de blindage électrique calculée à l'aide du nouveau modèle analytique avec pertes et du logiciel CST MWS pour une ouverture cross en deux points d'observation (cas 7 et 7 bis).	166
5.11	Illustration des techniques de modélisation de cavités électromagnétiques contenant des plaques métalliques.	174

6 Compléments et démonstrations

C.1	Courants de surface et champ magnétique	196
-----	---	-----

Bibliographie

- [1] A. K. Agrawal, H. J. Price et S. H. Gurbaxani. « Transient response of multiconductor transmission lines excited by a nonuniform electromagnetic field ». In : *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility* 2 (1980), p. 119-129 (cf. p. 81).
- [2] R. Araneo, G. Lovat et S. Celozzi. « Shielding effectiveness evaluation and optimization of resonance damping in metallic enclosures ». In : *Electromagnetic Compatibility (AP EMC), 2010 Asia-Pacific Symposium on*. IEEE, 2010, p. 528-531 (cf. p. 22).
- [3] B. Audone et M. Balma. « Shielding effectiveness of apertures in rectangular cavities ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 31.1 (1989), p. 102-106 (cf. p. 22).
- [4] R. Azaro, S. Caorsi, M. Donelli et G. L. Gragnani. « Evaluation of the effects of an external incident electromagnetic wave on metallic enclosures with rectangular apertures ». In : *Microwave and Optical Technology Letters* 28.5 (mar. 2001), p. 289-293 (cf. p. 31, 90).
- [5] M. Bahadorzadeh Ghandehari, M. Naser-Moghadasi et A. R. Attari. « Improving of shielding effectiveness of a rectangular metallic enclosure with aperture by using extra wall ». In : *Progress In Electromagnetics Research Letters* 1 (2008), p. 45-50 (cf. p. 21).
- [6] Bailin Ma et D. Cheng. « Resonant electromagnetic field coupled into a lossy cavity through a slot aperture ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 35.9 (sept. 1987), p. 1074-1077 (cf. p. 111).
- [7] C. A. Balanis. *Antenna theory : analysis and design*. 2nd Ed. New York, NY : Wiley, 1997 (cf. p. 146).
- [8] M. Besacier. « Adaptation de la méthode PEEC à la représentation électrique des structures de l'électronique de puissance ». Thèse de doct. Grenoble, France : Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, nov. 2001 (cf. p. 25).
- [9] P. Besnier et B. Démoulin. *Electromagnetic reverberation chambers*. John Wiley & Sons, 2013 (cf. p. 110).
- [10] H. A. Bethe. « Theory of Diffraction by Small Holes ». In : *Physical Review* 66.7-8 (oct. 1944), p. 163-182 (cf. p. 5, 27, 28, 111, 145, 146, 154, 155, 156).
- [11] P. Bonnet, R. Vernet, S. Girard et F. Paladian. « FDTD modelling of reverberation chamber ». In : *Electronics Letters* 41.20 (2005), p. 1101 (cf. p. 19).
- [12] P. Bonnet. « Résolution des équations de Maxwell instationnaires et harmoniques par une technique de volumes finis. Application à des problèmes de compatibilité électromagnétiques ». Electronique. Clermont-Ferrand, France : Université Blaise Pascal, nov. 1998 (cf. p. 21).

- [13] P. Bonnet, F. Diouf, C. Chauvière, S. Lalléchère, M. Fogli et F. Paladian. « Numerical simulation of a Reverberation Chamber with a stochastic collocation method ». In : *Comptes Rendus Physique* 10.1 (jan. 2009), p. 54-64 (cf. p. 121, 175).
- [14] H. G. Booker. « Slot aeriels and their relation to complementary wire aeriels (Babinet's principle) ». In : *Journal of the Institution of Electrical Engineers-Part IIIA : Radiolocation* 93.4 (1946), p. 620-626 (cf. p. 146).
- [15] A. Boutar, A. Reineix, C. Guiffaut et G. Andrieu. « An Efficient Analytical Method for Electromagnetic Field to Transmission Line Coupling Into a Rectangular Enclosure Excited by an Internal Source ». In : *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 57.3 (juin 2015), p. 565-573 (cf. p. 77).
- [16] F. Cajori. *A history of mathematical notations*. Repr. [der Ausg. Chicago, 1928/1929]. New York, NY : Dover, 1993 (cf. p. 45).
- [17] W. Carpes, L. Pichon et A. Razek. « Analysis of the coupling of an incident wave with a wire inside a cavity using an FEM in frequency and time domains ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 44.3 (août 2002), p. 470-475 (cf. p. 22).
- [18] K. Casey. « Low-Frequency Electromagnetic Penetration of Loaded Apertures ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* EMC-23.4 (nov. 1981), p. 367-377 (cf. p. 148, 168).
- [19] S. Celozzi, R. Araneo et G. Lovat. *Electromagnetic shielding*. Hoboken, NJ, USA : Wiley, 2008 (cf. p. 2, 20, 28).
- [20] G. Cerri, R. de Leo, V. Primiani et M. Righetti. « Field penetration into metallic enclosures through slots excited by ESD ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 36.2 (mai 1994), p. 110-116 (cf. p. 20).
- [21] G. Cerri et R. D. Leo. « Theoretical and Experimental Evaluation of the Electromagnetic Radiation From Apertures in Shielded Enclosures ». In : (nov. 1992), p. 10 (cf. p. 22).
- [22] Chang-Hong Liang et D. Cheng. « Electromagnetic fields coupled into a cavity with a slot-aperture under resonant conditions ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 30.4 (juil. 1982), p. 664-672 (cf. p. 27, 111).
- [23] Chaoqun Jiao et Lin Li. « Analysis of shielding effectiveness of enclosure with an aperture using FDTD method ». In : *IEEE*, 2003, 312-315 Vol.1 (cf. p. 111).
- [24] L. C. Chirwa, J. F. Dawson et M. P. Robinson. « An Investigation on ILCMS for Coupling of Fields Into a Generic Missile Body through Apertures ». In : *Electromagnetic Compatibility, 2007. EMC 2007. IEEE International Symposium on*. IEEE, 2007, p. 1-6 (cf. p. 32).
- [25] C. Christopoulos. « The application of the TLM method to electromagnetic compatibility studies of systems ». In : *IEEE*, 1997, p. 242-247 (cf. p. 21).
- [26] S. Cohn. « Microwave Coupling by Large Apertures ». In : *Proceedings of the IRE* 40.6 (juin 1952), p. 696-699 (cf. p. 168).
- [27] S. B. Cohn. « Determination of aperture parameters by electrolytic-tank measurements ». In : *Proceedings of the IRE* 39.11 (1951), p. 1416-1421 (cf. p. 148, 154, 155).
- [28] S. B. Cohn. « Electrolytic-Tank Measurements for Microwave Metallic Delay-Lens Media ». In : *Journal of Applied Physics* 21.7 (juil. 1950), p. 674-680 (cf. p. 148).
- [29] S. B. Cohn. « The electric polarizability of apertures of arbitrary shape ». In : *Proceedings of the IRE* 40.9 (1952), p. 1069-1071 (cf. p. 154, 155, 157).

- [30] R. E. Collin. *Field theory of guided waves*. second. New York, NY : Inst. of Electrical et Electronics Engineers, 1991 (cf. p. 28, 42, 44, 111, 118, 129).
- [31] T. Cvetkovic, V. Milutinovic, N. Doncov et B. Milovanovic. « Numerical calculation of shielding effectiveness of enclosure with apertures based on EM field coupling with wire structures ». In : *Facta universitatis - series : Electronics and Energetics* 28.4 (2015), p. 585-596 (cf. p. 21).
- [32] J. F. Dawson, T. Konefal, A. C. Marvin, S. J. Porter, M. P. Robinson, C. Christopoulos, D. W. P. Thomas, A. Denton et T. M. Benson. « Intermediate level tools for Emissions and Immunity : Enclosure contents to Aperture coupling ». In : *Electromagnetic Compatibility, 2001. EMC. 2001 IEEE International Symposium on*. T. 1. IEEE, 2001, p. 189-194 (cf. p. 31, 77, 95).
- [33] J. F. Dawson, A. C. Marvin, M. Robinson et I. D. Flintoft. « On the Meaning of Enclosure Shielding Effectiveness ». In : (2018), p. 7 (cf. p. 17).
- [34] F. De Meulenaere et J. Van Bladel. « Polarizability of some small apertures ». In : *IEEE Trans. Antennas and Prop.* 25.2 (1977), p. 198-205 (cf. p. 154).
- [35] R. De Smedt et J. Van Bladel. « Magnetic polarizability of some small apertures ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 28.5 (sept. 1980), p. 703-707 (cf. p. 157).
- [36] P. Dehkhoda, A. Tavakoli et M. Azadifar. « Shielding Effectiveness of an Enclosure With Finite Wall Thickness and Perforated Opposing Walls at Oblique Incidence and Arbitrary Polarization by GMMoM ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 54.4 (août 2012), p. 792-805 (cf. p. 22).
- [37] P. Dehkhoda, A. Tavakoli et R. Moini. « An Efficient and Reliable Shielding Effectiveness Evaluation of a Rectangular Enclosure With Numerous Apertures ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 50.1 (2008), p. 208-212 (cf. p. 32, 97).
- [38] P. Dehkhoda, A. Tavakoli et R. Moini. « An Efficient Shielding Effectiveness Calculation (A Rectangular Enclosure with Numerous Square Apertures) ». In : *Electromagnetic Compatibility, 2007. EMC 2007. IEEE International Symposium on*. IEEE, 2007, p. 1-4 (cf. p. 97).
- [39] P. Dehkhoda, A. Tavakoli et R. Moini. « Fast calculation of the shielding effectiveness for a rectangular enclosure of finite wall thickness and with numerous small apertures ». In : *Progress In Electromagnetics Research* 86 (2008), p. 341-355 (cf. p. 32, 97, 172).
- [40] M. Edrisi et A. Khodabakhshian. « Simple Methodology for Electric and Magnetic Shielding Effectiveness Computation of Enclosures for Electromagnetic Compatibility use ». In : *Journal of Electromagnetic Waves and Applications* 20.8 (jan. 2006), p. 1051-1060 (cf. p. 28).
- [41] J.-P. Fang, Q.-F. Liu, J. Wang et W.-Y. Yin. « Transient analysis of external field coupling to a cabin with thin-slots and transmission lines loaded by arbitrary nonlinear devices ». In : *Microwave Conference, 2009. APMC 2009. Asia Pacific*. IEEE, 2009, p. 1273-1276 (cf. p. 20).
- [42] I. Flintoft. « A fast and accurate intermediate level modelling approach for electromagnetic compatibility analysis of enclosures ». In : t. 2002. IEE, 2002, p. 41-41 (cf. p. 31).
- [43] I. Flintoft, N. Whyman, J. Dawson et T. Konefal. « Fast and accurate intermediate-level modelling approach for EMC analysis of enclosures ». In : *IEE Proceedings - Science, Measurement and Technology* 149.5 (sept. 2002), p. 281-285 (cf. p. 31).

- [44] I. D. Flintoft, S. J. Bale, A. C. Marvin, M. Ye, J. F. Dawson, C. Wan, M. Zhang, S. L. Parker et M. P. Robinson. « Representative Contents Design for Shielding Enclosure Qualification From 2 to 20 GHz ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* (2017), p. 1-9 (cf. p. 121).
- [45] F. Gardiol et J. Neirynck. *Traité d'électricité, Vol. XIII Hyperfréquences*. T. XIII. Lausanne : Presses polytechniques et universitaires romandes, 1987 (cf. p. 41, 42, 43, 47).
- [46] A. Gifuni. « Relation Between the Shielding Effectiveness of an Electrically Large Enclosure and the Wall Material Under Uniform and Isotropic Field Conditions ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 55.6 (déc. 2013), p. 1354-1357 (cf. p. 111).
- [47] R. Gluckstern et J. Diamond. « Penetration of fields through a circular hole in a wall of finite thickness ». In : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 39.2 (fév. 1991), p. 274-279 (cf. p. 159).
- [48] R. L. Gluckstern, R. Li et R. K. Cooper. « Electric polarizability and magnetic susceptibility of small holes in a thin screen ». In : *IEEE transactions on microwave theory and techniques* 38.2 (1990), p. 186-192 (cf. p. 150, 159).
- [49] V. Gobin. « Diffraction par des ouvertures et par des objets tridimensionnels. Application à la mesure des impédances de surface des matériaux bons conducteurs ». Electronique. Lille, France : Université des Sciences et Technologies de Lille, juil. 1989 (cf. p. 110).
- [50] K. C. Gupta. *Microstrip lines and slotlines*. second. Boston : Artech House, 1996 (cf. p. 51, 52).
- [51] C. Hao et D. Li. « Simplified Model of Shielding Effectiveness of a Cavity with Apertures on Different Sides ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 56.2 (avr. 2014), p. 335-342 (cf. p. 32, 55).
- [52] J. Hao, Y. Gong, L. Jiang et J. Fan. « Analytical Formulation for Electromagnetic Leakage Field to Transmission Line Coupling through Covered Apertures of Multiple Enclosures ». In : *Advances in Materials Science and Engineering* 2017 (2017), p. 1-11 (cf. p. 78).
- [53] J. Hao, L. Jiang, Y. Gong et J. Fan. « Analytical method for load response of a transmission line in a double-enclosure with multiple covered apertures ». In : *Journal of Electromagnetic Waves and Applications* 31.11-12 (août 2017), p. 1115-1133 (cf. p. 78).
- [54] J. Hao, P. Qi, J. Fan et Y. Guo. « Analysis of shielding effectiveness of enclosures with apertures and inner windows with TLM ». In : *Progress In Electromagnetics Research M* 32 (2013), p. 73-82 (cf. p. 174).
- [55] R. Harrington et J. Mautz. « A generalized network formulation for aperture problems ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 24.6 (1976), p. 870-873 (cf. p. 28).
- [56] R. F. Harrington. *Field computation by moment methods*. IEEE Press series on electromagnetic waves. New York, NY : IEEE, Inc. [u.a.], 2000 (cf. p. 22).
- [57] D. A. Hill. *Electromagnetic fields in cavities : deterministic and statistical theories*. IEEE Press series on electromagnetic wave theory. Piscataway, NJ : IEEE Press, 2009 (cf. p. 24, 168).
- [58] D. A. Hill, M. T. Ma, A. R. Ondrejka, B. F. Riddle, M. L. Crawford et R. T. Johnk. « Aperture excitation of electrically large, lossy cavities ». In : *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 36.3 (1994), p. 169-178 (cf. p. 19, 24, 111).

- [59] L. HongYi, D. Su, C. Yao et Z. ZiHua. « Analytically calculate shielding effectiveness of enclosure with horizontal curved edges aperture ». In : *Electronics Letters* 53.25 (2017), p. 1638-1640 (cf. p. 33, 145, 160).
- [60] T. Hussain, Q. Cao et I. Majid. « Shielding effectiveness of enclosure with unconventional aperture array ». In : IEEE, déc. 2015, p. 1-3 (cf. p. 21).
- [61] « IEEE Standard for validation of computational electromagnetics computer modeling and simulations ». In : *IEEE Std 1597.1-2008* (2008) (cf. p. 127).
- [62] *IEEE Standard Method for Measuring the Effectiveness of Electromagnetic Shielding Enclosures*. Rapp. tech. IEEE, 2007 (cf. p. 16).
- [63] P. Johns et R. Beurle. « Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission-line matrix ». In : *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers* 118.9 (1971), p. 1203 (cf. p. 21).
- [64] I. Junqua. « Pénétration des ondes électromagnétiques haute fréquence dans des systèmes : Analyse et évaluation par l'approche Power Balance ». Electronique. Lille, France : Université des Sciences et Technologies de Lille, juin 2010 (cf. p. 24).
- [65] Kane Yee. « Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 14.3 (mai 1966), p. 302-307 (cf. p. 20).
- [66] Z. Khan, C. Bunting et M. Deshpande. « Shielding Effectiveness of Metallic Enclosures at Oblique and Arbitrary Polarizations ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 47.1 (fév. 2005), p. 112-122 (cf. p. 22).
- [67] L. Klinkenbusch. « On the Shielding Effectiveness of Enclosures ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 47.3 (août 2005), p. 589-601 (cf. p. 17).
- [68] T. Konefal, J. F. Dawson, A. Denton, T. M. Benson, C. Christopoulos, A. C. Marvin, S. J. Porter et D. W. P. Thomas. « Electromagnetic field predictions inside screened enclosures containing radiators ». In : *Electromagnetic Compatibility, 1999. EMC York 99. International Conference and Exhibition on (Conf. Publ. No. 464)*. IET, 1999, p. 95-100 (cf. p. 31, 77).
- [69] T. Konefal, J. F. Dawson et A. C. Marvin. « Improved aperture model for shielding prediction ». In : *Electromagnetic Compatibility, 2003 IEEE International Symposium on*. T. 1. IEEE, 2003, p. 187-192 (cf. p. 32).
- [70] T. Konefal, J. Dawson, A. Marvin, M. Robinson et S. Porter. « A Fast Circuit Model Description of the Shielding Effectiveness of a Box With Imperfect Gaskets or Apertures Covered by Thin Resistive Sheet Coatings ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 48.1 (fév. 2006), p. 134-144 (cf. p. 32).
- [71] T. Konefal, J. Dawson, A. Marvin, M. Robinson et S. Porter. « A Fast Multiple Mode Intermediate Level Circuit Model for the Prediction of Shielding Effectiveness of a Rectangular Box Containing a Rectangular Aperture ». In : *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 47.4 (nov. 2005), p. 678-691 (cf. p. 32, 66, 89, 91, 95, 146).
- [72] T. Konefal, J. F. Dawson, A. C. Denton, T. M. Benson, C. Christopoulos, A. C. Marvin, S. J. Porter et D. W. Thomas. « Electromagnetic fields produced by PCB stripline and microstrip inside a screened rectangular enclosure ». In : Brugge, Belgium, sept. 2000 (cf. p. 31).

- [73] T. Konefal, J. F. Dawson, A. C. Denton, T. M. Benson, C. Christopoulos, A. C. Marvin, S. J. Porter et D. W. Thomas. « Electromagnetic coupling between wires inside a rectangular cavity using multiple-mode-analogous-transmission-line circuit theory ». In : *IEEE transactions on electromagnetic compatibility* 43.3 (2001), p. 273-281 (cf. p. 31).
- [74] G. Kron. *Tensor analysis of networks*. Wiley, 1939 (cf. p. 26).
- [75] J. H. Kwon, H.-D. Choi, H. H. Park et J. G. Yook. « Numerical modeling and measurements on the shielding effectiveness of enclosure with apertures ». In : *Electromagnetic Compatibility and 19th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility, 2008. APEMC 2008. Asia-Pacific Symposium on*. IEEE, 2008, p. 887-890 (cf. p. 20).
- [76] M. Larbi, P. Besnier et B. Pecqueux. « The Adaptive Controlled Stratification Method Applied to the Determination of Extreme Interference Levels in EMC Modeling With Uncertain Input Variables ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 58.2 (avr. 2016), p. 543-552 (cf. p. 175).
- [77] K. S. Lee. *EMP Interaction : Principles, Techniques and Reference Data (A Compleat concanation of Technology from the EMP Interaction Notes)*. EMP Interaction 2-1. Rapp. tech. Dikewood Albuquerque, 1980 (cf. p. 156, 158, 168).
- [78] M. Leontovich. « On the approximate boundary conditions for the electromagnetic field on the surface of well conducting bodies ». In : *Vvedenskii, B. A., Investigations of Propagation of Radio Waves*. Moscow, Russia : AN SSSR, 1948 (cf. p. 113).
- [79] H. Leroux. *L'électronique embarquée, moteur de l'automobile du futur*. <https://www.industrie-techno.com/article/1-electronique-embarquee-moteur-de-l-automobile-du-futur.13753> (cf. p. 1).
- [80] M. Li, J. L. Drewniak, T. H. Hubing, R. E. DuBroff et T. P. VanDoren. « Slot and aperture coupling for airflow aperture arrays in shielding enclosure designs ». In : *Electromagnetic Compatibility, 1999 IEEE International Symposium on*. T. 1. IEEE, 1999, p. 35-39 (cf. p. 22).
- [81] M. Li, J. Nuebel, J. L. Drewniak, T. H. Hubing, R. E. DuBroff et T. P. Van Doren. « EMI reduction from airflow aperture arrays using dual-perforated screens and loss ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 42.2 (2000), p. 135-141 (cf. p. 111).
- [82] P. Li, F. R. Yang et W.-Y. Xu. « An Efficient Approach for Analyzing Shielding Effectiveness of Enclosure With Connected Accessory Based on Equivalent Dipole Modeling ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 58.1 (fév. 2016), p. 103-110 (cf. p. 25).
- [83] W. Li, C. Yue et A. Elsherbeni. « A Fast Finite-Difference Time Domain Simulation Method for the Source-Stirring Reverberation Chamber ». In : *International Journal of Antennas and Propagation* 2017 (2017), p. 1-8 (cf. p. 121).
- [84] Q.-F. Liu, W.-Y. Yin, J.-F. Mao et Z. Chen. « Accurate Characterization of Shielding Effectiveness of Metallic Enclosures With Thin Wires and Thin Slots ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 51.2 (mai 2009), p. 293-300 (cf. p. 20).
- [85] X. Mao et P. A. Du. « An improved model of Robinson equivalent circuit analytical model ». In : *Science China Technological Sciences* 53.7 (juil. 2010), p. 1993-1999 (cf. p. 32).
- [86] N. Marcuvitz. *Waveguide Handbook*. Radioation Laboratory Series 10. Stevanage, U.K. : Peregrinus, 2009 (cf. p. 49, 115).
- [87] O. Maurice. *La Compatibilité électromagnétique des systèmes complexes*. Lavoisier, 2007 (cf. p. 26).

- [88] J. R. Mautz et R. F. Harrington. « An admittance solution for electromagnetic coupling through a small aperture ». In : *Applied Scientific Research* 40.1 (1983), p. 39-69 (cf. p. 148).
- [89] J. R. Mautz et R. F. Harrington. *Electromagnetic transmission through a rectangular aperture in a perfectly conducting plane*. Rapp. tech. SYRACUSE UNIV NY DEPT OF ELECTRICAL et COMPUTER ENGINEERING, 1976 (cf. p. 148).
- [90] J. C. Maxwell. *A treatise on electricity and magnetism, Volume one*. London, U.K. : Clarendon Press, 1873 (cf. p. 45).
- [91] J. C. Maxwell. *A treatise on electricity and magnetism, Volume two*. New York, NY : Dover Publ, 1891 (cf. p. 45).
- [92] N. McDonald. « Polynomial Approximations for the Electric Polarizabilities of Some Small Apertures ». In : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 33.11 (nov. 1985), p. 1146-1149 (cf. p. 154, 155, 156).
- [93] N. McDonald. « Polynomial Approximations for the Transverse Magnetic Polarizabilities of Some Small Apertures ». In : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 35.1 (jan. 1987), p. 20-23 (cf. p. 155, 157).
- [94] N. McDonald. « Simple approximations for the longitudinal magnetic polarizabilities of some small apertures ». In : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 36.7 (juil. 1988), p. 1141-1144 (cf. p. 155, 157).
- [95] H. A. Mendez. « Shielding theory of enclosures with apertures ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 2 (1978), p. 296-305 (cf. p. 27, 31).
- [96] Mengtao Yuan, P. van den Berg et T. Sarkar. « Direct extrapolation of a causal signal using low-frequency and early-time data ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 53.7 (juil. 2005), p. 2290-2298 (cf. p. 20).
- [97] I. Nathan, S. Yuferev et R. Di. « A systematic approach to the concept of surface impedance boundary conditions ». In : *Facta universitatis - series : Electronics and Energetics* 22.2 (2009), p. 143-158 (cf. p. 114).
- [98] R. Nevels et Chang-Seok Shin. « Lorenz, Lorentz, and the gauge ». In : *IEEE Antennas and Propagation Magazine* 43.3 (juin 2001), p. 70-71 (cf. p. 44).
- [99] M. Ney. « Simulation électromagnétique - Modèles et optimisation ». In : *Techniques de l'ingénieur. Electronique* E1031 (2013) (cf. p. 27).
- [100] B.-L. Nie et P.-A. Du. « An Efficient and Reliable Circuit Model for the Shielding Effectiveness Prediction of an Enclosure With an Aperture ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 57.3 (juin 2015), p. 357-364 (cf. p. 32).
- [101] B.-L. Nie, P.-A. Du et P. Xiao. « An Improved Circuitual Method for the Prediction of Shielding Effectiveness of an Enclosure With Apertures Excited by a Plane Wave ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 60.5 (oct. 2018), p. 1376-1383 (cf. p. 32).
- [102] B.-L. Nie, P.-A. Du, Y.-T. Yu et Z. Shi. « Study of the Shielding Properties of Enclosures With Apertures at Higher Frequencies Using the Transmission-Line Modeling Method ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 53.1 (fév. 2011), p. 73-81 (cf. p. 21).
- [103] B.-L. Nie, Q.-S. Liu et P.-A. Du. « An Improved Thickness Correction Method of Analytical Formulations for Shielding Effectiveness Prediction ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 58.3 (juin 2016), p. 907-910 (cf. p. 33).

- [104] F. Olyslager, E. Laermans, D. De Zutter, S. Criel, R. De Smedt, N. Lietaert et A. De Clercq. « Numerical and experimental study of the shielding effectiveness of a metallic enclosure ». In : *IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility* 41.3 (1999), p. 202-213 (cf. p. 111).
- [105] S. J. Orfanidis. *Electromagnetic Waves and Antennas*. Rutgers University, 2016 (cf. p. 115).
- [106] H. W. Ott. *Noise reduction techniques in electronic systems*. 2. ed. New York, NY : Wiley, 1988 (cf. p. 14, 28).
- [107] C. R. Paul. *Analysis of multiconductor transmission lines*. 2nd Ed. Hoboken, NJ, USA : Wiley, 2008 (cf. p. 57).
- [108] C. R. Paul. *Introduction to electromagnetic compatibility*. 2. ed. Wiley series in microwave and optical engineering. Hoboken, NJ : Wiley, 2006 (cf. p. 14, 15, 50).
- [109] M. Pedram, P. Dehkhoda, H. Sadeghi et R. Moini. « Shielding Effectiveness of a Lossy Metallic Enclosure ». In : *Amirkabir Int. Jour. (AIJ-IEEE)* 45.1 (2013), p. 17-26 (cf. p. 33, 111, 119, 120, 121, 127, 128).
- [110] D. M. Pozar. *Microwave engineering*. 4th Ed. Hoboken, NJ : Wiley, 2012 (cf. p. 39, 40, 61, 62, 115).
- [111] V. Preault, R. Corcolle, L. Daniel et L. Pichon. « Effective Permittivity of Shielding Composite Materials for Microwave Frequencies ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 55.6 (déc. 2013), p. 1178-1186 (cf. p. 110).
- [112] A. Rabat, P. Bonnet, K. E. K. Drissi et S. Girard. « Modèle analytique du couplage d'une onde plane sur une ligne dans un caisson de blindage - Comparaison numérique et expérimentale ». In : *Compatibilité Electromagnetique (CEM), Colloque international et Exposition*. 2018, p. 4 (cf. p. 171).
- [113] A. Rabat, P. Bonnet, K. E. K. Drissi et S. Girard. « Analytical formulation for shielding effectiveness calculation of a lossy enclosure containing holes ». In : *Electromagnetic Compatibility-EMC EUROPE, 2017 International Symposium on*. IEEE, 2017, p. 1-6 (cf. p. 171).
- [114] A. Rabat, P. Bonnet, K. E. K. Drissi et S. Girard. « Analytical Formulation for Shielding Effectiveness of a Lossy Enclosure Containing Apertures ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 60.5 (oct. 2018), p. 1384-1392 (cf. p. 171).
- [115] A. Rabat, P. Bonnet, K. E. K. Drissi et S. Girard. « Analytical Models for Electromagnetic Coupling of an Open Metallic Shield Containing a Loaded Wire ». In : *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 59.5 (oct. 2017), p. 1634-1637 (cf. p. 171).
- [116] A. Rabat, P. Bonnet, K. E. K. Drissi et S. Girard. « Modèles analytiques pour l'évaluation du couplage entre une onde plane et une ligne de transmission dans une cavité munie d'ouvertures ». In : Nice, France, fév. 2017, p. 115-122 (cf. p. 171).
- [117] A. Rabat, P. Bonnet, K. E. K. Drissi, S. Girard et I. Pascal. « Novel Analytical Formulation for Shielding Effectiveness Calculation of Lossy Enclosures Containing Elliptical Apertures ». In : *Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE), 2018 International Symposium on*. 2018, p. 5 (cf. p. 172).
- [118] F. Rachidi. « Formulation of the field-to-transmission line coupling equations in terms of magnetic excitation field ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 35.3 (1993), p. 404-407 (cf. p. 81).

- [119] R. Rambousky, S. Tkachenko et J. Nitsch. « Calculation of currents induced in a long transmission line placed symmetrically inside a rectangular cavity ». In : *Electromagnetic Compatibility (EMC), 2013 IEEE International Symposium on*. IEEE, 2013, p. 796-801 (cf. p. 77).
- [120] N. Raveu et O. Pigaglio. *Résolution de problèmes Hautes Fréquences par les schémas équivalents*. Cépaduès Editions, 2012 (cf. p. 48).
- [121] D. Ren, P.-A. Du, Y. He, K. Chen, J.-W. Luo et D. G. Michelson. « A Fast Calculation Approach for the Shielding Effectiveness of an Enclosure With Numerous Small Apertures ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 58.4 (août 2016), p. 1033-1041 (cf. p. 32).
- [122] M. P. Robinson, T. M. Benson, C. Christopoulos, J. F. Dawson, M. D. Ganley, A. C. Marvin, S. J. Porter et D. W. Thomas. « Analytical formulation for the shielding effectiveness of enclosures with apertures ». In : *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 40.3 (août 1998), p. 240-248 (cf. p. 4, 31, 57, 61, 77, 95, 121, 160, 170).
- [123] M. P. Robinson, J. D. Turner, D. W. Thomas, J. F. Dawson, M. D. Ganley, A. C. Marvin, S. J. Porter, T. M. Benson et C. Christopoulos. « Shielding effectiveness of a rectangular enclosure with a rectangular aperture ». In : *Electronics Letters* 32.17 (1996), p. 1559-1560 (cf. p. 31, 37, 55).
- [124] A. Ruehli. « Equivalent Circuit Models for Three-Dimensional Multiconductor Systems ». In : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 22.3 (mar. 1974), p. 216-221 (cf. p. 25).
- [125] A. Ruehli. « Partial element equivalent circuit (PEEC) method and its application in the frequency and time domain ». In : *Electromagnetic Compatibility, 1996. Symposium Record. IEEE 1996 International Symposium on*. IEEE, 1996, p. 128-133 (cf. p. 25).
- [126] P. Russer. « The Transmission Line Matrix Method ». In : *New Trends and Concepts in Microwave Theory and Technics*. Research Signpost. Trivandrum, India, jan. 2004 (cf. p. 21).
- [127] M. S. Sarto. « A new model for the FDTD analysis of the shielding performances of thin composite structures ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 41.4 (1999), p. 298-306 (cf. p. 110).
- [128] S. A. Schelkunoff. « Some Equivalence Theorems of Electromagnetics and Their Application to Radiation Problems ». In : *Bell System Technical Journal* 15.1 (jan. 1936), p. 92-112 (cf. p. 27).
- [129] J. Shim, D. G. Kam, J. H. Kwon et J. Kim. « Circuitual Modeling and Measurement of Shielding Effectiveness Against Oblique Incident Plane Wave on Apertures in Multiple Sides of Rectangular Enclosure ». In : *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 52.3 (août 2010), p. 566-577 (cf. p. 32).
- [130] A. Shourvarzi et M. Joodaki. « Shielding Effectiveness Estimation of a Metallic Enclosure With an Aperture Using S-Parameter Analysis : Analytic Validation and Experiment ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 59.2 (avr. 2017), p. 537-540 (cf. p. 33).
- [131] A. Shourvarzi et M. Joodaki. « Shielding effectiveness estimation of an enclosure with an arbitrary shape aperture ». In : IEEE, sept. 2017, p. 1-4 (cf. p. 33).
- [132] A. Shourvarzi et M. Joodaki. « Using Aperture Impedance for Shielding Effectiveness Estimation of a Metallic Enclosure With Multiple Apertures on Different Walls Considering Higher Order Modes ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 60.3 (juin 2018), p. 629-637 (cf. p. 32).

- [133] T. Soeun, B. Ravelo, I. G. Hallo et F. D. Daran. « Analyse théorique d'une cavité avec ouverture sous un formalisme de guide d'onde sous le modèle de Kron-Branin. » In : *Compatibilité Electromagnetique (CEM), Colloque international et Exposition*. Paris, France, 2018, p. 6 (cf. p. 26).
- [134] J. R. Solin. « Formula for the Field Excited in a Rectangular Cavity With an Electrically Large Aperture ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 54.1 (fév. 2012), p. 188-192 (cf. p. 29, 168).
- [135] J. R. Solin. « Formula for the Field Excited in a Cavity Sealed by a Plate Backed With a Conductive Elastomer ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 58.1 (fév. 2016), p. 111-116 (cf. p. 29).
- [136] J. R. Solin. « Formula for the Field Excited in a Rectangular Cavity With a Small Aperture ». In : *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 53.1 (fév. 2011), p. 82-90 (cf. p. 28, 111, 145).
- [137] J. R. Solin. « Formula for the Field Excited in a Rectangular Cavity With an Aperture and Lossy Walls ». In : *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 57.2 (avr. 2015), p. 203-209 (cf. p. 29, 111, 119, 120, 121, 127, 129).
- [138] G. Spadacini, S. Pignari et F. Marliani. « Closed-Form Transmission Line Model for Radiated Susceptibility in Metallic Enclosures ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 47.4 (nov. 2005), p. 701-708 (cf. p. 77).
- [139] R. Stoneback. « Applications of the electromagnetic helmholtz resonator ». Physics. Dallas, Texas, USA : University of Texas, Dallas, mai 2009 (cf. p. 2).
- [140] R. Stoneback. *The Electromagnetic Helmholtz Resonator : Transferring Power from the Sun to the Earth*. <https://www2.hao.ucar.edu/events/2018-oct/hao-colloquium-russell-stoneback-university-texas-dallas> (cf. p. 2).
- [141] R. A. Stoneback. « The Dipole Impedance of an Aperture ». In : *Progress In Electromagnetics Research B* 26 (2010), p. 401-423 (cf. p. 148, 151, 152, 156, 169).
- [142] D. G. Swanson et W. J. R. Hoefer. *Microwave circuit modeling using electromagnetic field simulation*. Artech House microwave library. Boston, Mass. : Artech House, 2003 (cf. p. 19).
- [143] A. Taflove. *Computational Electrodynamics : The Finite Difference Time Domain Method*. The Artech House antenna library. Boston : Artech House, 1995 (cf. p. 20).
- [144] C. D. Taylor, R. Satterwhite et C. Harrison. « The response of a terminated two-wire transmission line excited by a nonuniform electromagnetic field ». In : *IEEE Trans. Antennas and Prop.* 13.6 (nov. 1965), p. 987-989 (cf. p. 81).
- [145] C. D. Taylor. « Electromagnetic pulse penetration through small apertures ». In : *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 1 (1973), p. 17-26 (cf. p. 154, 155, 156).
- [146] W. Teulings. « Prise en Compte du Câblage dans la Conception et la Simulation des Convertisseurs de Puissance : Performances CEM ». Thèse de doct. Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, avr. 1997 (cf. p. 25).
- [147] S. V. Tkachenko, R. Rambousky et J. B. Nitsch. « Electromagnetic Field Coupling to a Thin Wire Located Symmetrically Inside a Rectangular Enclosure ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 55.2 (avr. 2013), p. 334-341 (cf. p. 77).

- [148] J. D. Turner, T. M. Benson, C. Christopoulos et D. W. P. Thomas. « Characterisation of the Shielding Effectiveness of equipment cabinets containing Apertures ». In : *Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE), 1996 International Symposium on*. Rome, Italy, sept. 1996, p. 574-578 (cf. p. 21, 31, 57).
- [149] J. Van Bladel. *Electromagnetic fields*. 2. ed. IEEE Press series on electromagnetic wave theory. Piscataway, NJ : IEEE Press, 2007 (cf. p. 31).
- [150] W. Wallyn, D. De Zutter et E. Laermans. « Fast shielding effectiveness prediction for realistic rectangular enclosures ». In : *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 45.4 (nov. 2003), p. 639-643 (cf. p. 27).
- [151] P. J. Walsh et V. P. Tomaselli. « Theory of microwave surface impedance in superconductors and normal metals ». In : *American Journal of Physics* 58.7 (juil. 1990), p. 644-650 (cf. p. 113).
- [152] T. Weiland. « A discretization model for the solution of Maxwell's equations for six-component fields ». In : *Archiv fuer Elektronik und Uebertragungstechnik* 31 (mar. 1977), p. 116-120 (cf. p. 21).
- [153] Wen-Hao Cheng, A. Fedotov et R. Gluckstern. « Frequency dependence of the polarizability and susceptibility of a circular hole in a thick conducting wall ». In : t. 5. IEEE, 1995, p. 3266-3268 (cf. p. 159, 168).
- [154] Yeqin Huang. « Equivalent circuit of an aperture-coupled lossy cavity ». In : IEEE, 2004, 2043-2046 Vol.2 (cf. p. 111).
- [155] M. C. Yin et P. A. Du. « An Improved Circuit Model for the Prediction of the Shielding Effectiveness and Resonances of an Enclosure With Apertures ». In : *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 58.2 (avr. 2016), p. 448-456 (cf. p. 4, 33, 55, 61, 63, 95, 171).
- [156] C. Zhou et L. Tong. « The Effect of Apertures Position on Shielding Effectiveness of Metallic Enclosures based on Modal Method of Moments ». In : *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology* 6.17 (sept. 2013), p. 3125-3136 (cf. p. 22).

Abstract

This work is dedicated to shielding boxes modeling. Those shielding enclosure usually contains apertures, that are essential for cable cross or, for ventilation. They are commonly used to protect sensitive equipment from external radiated fields. Then, the capacity of a metallic shield to correctly limit parasitic interference and coupling is crucial to study for Electromagnetic Compatibility (EMC) designers. This coupling problem is particularly widespread in EMC domain that engineers have to anticipate. Several simulation tools are available to compute and analyze these electromagnetic problems. However, full wave numerical methods remains time consuming and limit considerably stochastic applications and optimisation approaches. Analytical formulations may provide an attractive alternative, fast and accurate, as Intermediate Level Circuit Model (ILCM) models. Based on the transmission line theory, this technique is able to reproduce the electromagnetic cavity behavior and its apertures by means of a circuit approach. In fact, ILCM models considerably simplify the original problem by providing a simple equivalent circuit representation of the electromagnetic problem. Our analysis deals with a fast, reliable and simple analytical formulation, in order to develop an helpful tool for shielding boxes design. In this document, we describe four improvements of the original model. These improvements have been made to reinforce the initial formulation of Martin Paul Robinson, the method's pioneer, giving a more realistic description of the problem. However, our models focus predominantly on empty electromagnetic cavities containing apertures. This interesting intermediate step is necessary to model realistic shielding enclosures. The analytical ILCM approach has been validated for several configurations examples, showing the method potential.

Keywords : resonant enclosure, apertures, ILCM models, analytical formula, transmission lines.

Résumé

Ce travail de thèse concerne la modélisation de boîtiers de blindage. Ces dispositifs de protection comportent nécessairement des ouvertures, par exemple pour le passage de câbles ou encore pour les aérations. La source de perturbation pénètre à l'intérieur de l'enceinte par le biais de l'ouverture et un couplage entre la source et les équipements internes se crée, pouvant éventuellement provoquer un dysfonctionnement de l'équipement à protéger. C'est un scénario fréquent en Compatibilité ÉlectroMagnétique (CEM) que le concepteur doit pouvoir anticiper. Afin d'analyser ces situations, un certain nombre d'outils sont à disposition des ingénieurs. Cependant, la plupart sont bien souvent couteux en temps de calcul, excluant de ce fait des analyses prédictives stochastiques, voir des études d'optimisation. Pour limiter ce coût, certains chercheurs ont proposé des méthodes alternatives, comme les modèles Intermediate Level Circuit Model (ILCM) (Intermediate Level Circuit Model), basée sur la théorie des lignes de transmission. Cette technique reproduit le comportement de la cavité électromagnétique perforée par un modèle circuit et le problème initial est ainsi représenté par un circuit équivalent simple. Notre étude se focalise en particulier sur la recherche d'une approche rapide, fidèle et intuitive, afin de constituer un modèle analytique utile à la conception de boîtiers de blindage. Nous avons proposé quatre améliorations du modèle d'origine, à savoir le modèle ILCM de Martin Paul Robinson, pionnier de la méthode, le rendant ainsi plus représentative de la réalité. Cependant, bien que notre travail traite en grande partie de cavités ne contenant aucun appareil, les modèles proposés dans ce manuscrit constituent une étape intermédiaire utile pour la modélisation de boîtiers de blindage réels. L'approche analytique ILCM a été validée pour différents exemples, prouvant de ce fait le potentiel de la méthode.

Mots clés : cavité résonante, ouvertures, modèles ILCM, formulation analytique, lignes de transmission.

