

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
Faculté d'Electronique et Informatique



Présentée pour l'obtention de grade de Docteur en Sciences

En : Electrotechnique

Spécialité : Systèmes Electro-Energétiques

Par

Hakim AZIZI

Sujet

ETUDE DE L'INFLUENCE DES PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES
EXTERNES SUR LES EQUIPEMENTS A CHAMPS FORTS

Soutenue publiquement, le 14 Septembre 2017, devant le jury d'examen composé de :

M. Y. OUAZIR	Professeur à l'USTHB/FEI	Président
M. H. MOULAI	Professeur à l'USTHB/FEI	Directeur de Thèse
M. A. BENDAOU	Professeur à l'UDL/S. Bel-Abbès	Co-Directeur de Thèse
M. A. MIMOUNI	Professeur à l'UIKh/Tiaret	Examineur
M. A. MAYOUF	Professeur à l'UZAD/Djelfa	Examineur
M. R. OUSSAID	Professeur à l'USTHB/FEI	Examineur

Remerciements

Mes vifs remerciements à mes Directeurs de Thèse les Professeurs H. MOULAI de l'USTHB et A. BENDAOUH de l'UDLSBA pour leurs contributions à la réalisation de ces travaux par le biais des si nombreuses et très utiles discussions que nous avons eues tout au long de cette thèse.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur Y. OUAZIR, Professeur à l'USTHB pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse ainsi que l'intérêt qu'il a accordé à ce travail.

Je tiens à exprimer mes meilleurs sentiments de gratitude à Monsieur R. OUSSAID, Professeur à l'USTHB, qui, malgré ses lourdes tâches et ses multiples responsabilités, a aimablement accepté d'examiner ce travail et de participer au jury d'examen.

Je tiens à remercier vivement Monsieur A. MAYOUF, Professeur à l'université de Djelfa, pour l'honneur qu'elle me fait en acceptant d'examiner ce travail.

J'exprime mes profonds remerciements à Monsieur A. MIMOUNI, Professeur à l'Université de Tiaret, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de s'associer à la commission d'examen.

Des remerciements particuliers vont à l'encontre de Messieurs D. Moussaoui et F. Tahar-Belkacem respectivement Professeur et Maître de conférences à l'EMP, et Monsieur M. Bensetti, HDR à l'Université de Paris-Sud, qui m'ont été d'un soutien inestimable depuis mes premiers pas dans la recherche.

Que les collègues du département des Sciences et Technologie de l'université de DJELFA, trouvent ici mes sincères sentiments de reconnaissance, en particulier l'équipe du labo 102 pour la sympathique ambiance de travail qu'ils ont créée.

Enfin, je ne saurais terminer les remerciements sans remercier toute ma famille pour son soutien pendant toutes mes études.

À mes très chers parents. Que Dieu les protège.

A ma femme et mon fils Bahaa eddine

À mon frère et mes sœurs.

À ma grande famille.

Et à tous

Table des matières

<i>Introduction Générale</i>	1
<i>Chapitre I : Etat de l'art sur la CEM et les risques affectant les circuits sensibles d'un système électrique ou/et électronique</i>	
I.1 Introduction.....	4
I.2 Définition de la Compatibilité Électromagnétique.....	4
I.3 Différents aspects de la Compatibilité Électromagnétique.....	4
I.3.1 Source de bruit	5
I.3.1.1. Origine des perturbations électromagnétique	5
I.3.1.1.1. Naturelle.....	6
I.3.1.1.2. Artificielle.....	6
I.3.1.2. Contenu fréquentiel des perturbations électromagnétiques	6
I.3.1.2.1. Perturbations basse et moyenne fréquence.....	6
I.3.1.2.2. Perturbations haute fréquence.....	6
I.3.2. Récepteur	7
I.3.3. Canal de transmission	7
I.3.3.1. Couplages en mode conduit	7
I.3.3.2. Couplages par rayonnement	8
I.4. Niveaux de compatibilité	8
I.4.1. Niveau d'immunité	8
I.4.2. Niveau de compatibilité	8
I.4.3. Niveau d'émission	8
I.4.4. Marge d'immunité	9
I.4.5. Marge d'émission	9
I.5. Normes de la compatibilité électromagnétique.....	9
I.5.1. Au niveau international.....	9
I.5.2. Au niveau européen.....	10
I.6. Circuits sensibles des équipements électriques.....	10
I.7. Conséquences d'une perturbation EM sur un circuit sensible.....	11
I.8. Protection d'un système électronique contre les perturbations EM.....	11
I.8.1. protection contre les perturbations rayonnées.....	11
I.8.2. protection contre les perturbations conduites.....	11
I.9. Méthodes de calcul de SE dans le cas d'un boîtier de dimensions finies.....	12
I.9.1. Méthodes numériques	12
I.9.2. Méthodes analytiques.....	12
I.10. Modèles du couplage entre une onde EM et un circuit imprimé	13
I.11. Conclusion.....	13
<i>Chapitre II : Etude de l'influence d'une perturbation EM sur un circuit sensible d'un système électrique ou/et électronique</i>	

II.1 Introduction.....	15
II.2. Modélisation par la méthode d'intégration finie	15
II.2.1 Forme intégrale des équations de Maxwell	15
II.2.2. Discrétisation des équations de Maxwell par la FIT.....	16
II.2.2.1.Équation de Maxwell-Faraday.....	16
II.2.2.2. Équation de Maxwell-Ampère.....	17
II.2.2.3. Équation de conservation du flux magnétique.....	18
II.2.2.4. Équation de Maxwell-Gauss.....	19
II.2.3. Discrétisation des lois de comportement.....	20
II.2.4. Discrétisation temporel.....	20
II.3. Résultats de Modélisation et Discussions.....	21
II.3.1. Organigramme de calcul par la méthode d'intégration finie.....	21
II.3.2. L'onde plane.....	22
II.3.3. Domaine d'étude et conditions aux limites.....	23
II.3.4. Excitation du domaine d'étude par une onde plane.....	23
II.3.5. Maillage du domaine d'étude.....	24
II.3.6. Variation de l'énergie électromagnétique au niveau du circuit en 3D.....	24
II.3.7. Variation de la densité du courant électrique au niveau des pistes du circuit en 3D.....	25
II.3.8. Variation de l'amplitude du champ électromagnétique dans le circuit	25
II.3.8.1 Variation du champ magnétique dans le circuit	26
II.3.8.2 Variation du champ électrique dans le circuit	27
II.4. Les méthodes et « recettes » de conception.....	28
II.4.1 Chaîne de conception.....	28
II.4.2 Blindage EM des circuits sensibles par une cavité métallique.....	28
II.5 Conclusion.....	29

Chapitre III : Etude de couplage onde EM - enceinte métallique par le modèle analytique de ROBINSON

III.1 Introduction.....	31
III.2 Définition d'un blindage électromagnétique.....	31
III.2.1. Pénétration d'un champ EM à travers un blindage	32
III.2.2. Efficacité électrique et magnétique du blindage d'une enceinte métallique	34
III.2.3. Phénomène de la résonance d'une enceinte métallique	35
III.3. Géométrie de la structure étudiée	35
III.4. Modèle physique de Robinson	36
III.5. Circuit électrique équivalent au modèle de Robinson	36
III.5.1. Modèle de la source de perturbation.....	36
III.5.2. Modèle de l'ouverture.....	37
III.5.3. Modèle de la cavité sans ouverture	38
III.5.4. Modèle du circuit électrique équivalent de Robinson au système complet	39
III.5.5. Simplification du circuit équivalent de Robinson pour calculer le SE et SM	39
III.6. Résultats de l'étude analytique et interprétations	43
III.6.1. Calcul de l'efficacité électrique du blindage (SE)	43
III.6.2. Calcul de l'efficacité magnétique du blindage (SM)	44

III.6.3 SE pour différentes dimensions de l'ouverture.....	44
III.6.4 SE pour différents dimensions de l'enceinte.....	45
III.6.5. Limitation du modèle de Robinson	46
III.7 Conclusion.....	47

Chapitre IV : Application et validation des résultats par la FDTD et le simulateur CST Software

IV.1. Introduction.....	48
IV.2. Principe de la méthode des différences finies.....	48
IV.2.1 Les équations de Maxwell	48
IV.2.2 Equations de Maxwell aux différences finies centrées.....	49
IV.2.3 Excitation gaussienne.....	49
IV.3. CST Microwave Studio	51
IV.4. Amélioration des résultats par le filtrage.....	51
VI.4.1. Filtrage de SE obtenus par la FDTD.....	51
VI.4.2. Filtrage de SE obtenus par le simulateur CST.....	52
IV.5. Validation des résultats obtenus.....	52
IV.6. Analyse de l'efficacité du blindage pour d'autres applications	53
IV.6.1. Efficacité du blindage pour différentes positions de calcul (Pz et Py).....	54
IV.6.1.1. Variation du SE suivant la ligne horizontale du centre de l'enceinte.....	55
IV.6.1.2. Variation du SE suivant la ligne verticale du centre de l'enceinte.....	55
IV.6.2. Effet de la forme des ouvertures sur l'efficacité de blindage	56
IV.6.3. Effet de la multiplicité des ouvertures sur l'efficacité de blindage	57
IV.6.4. Effet du métal de l'enceinte sur l'efficacité de blindage	59
IV.6.5. Effet du mode d'incidence d'une onde plane	60
IV.6.5.1. Variation de l'angle d'incidence (θ)	60
IV.6.5.2. Variation de l'angle de polarisation (ϕ).....	61
IV.6.6. Efficacité de blindage pour différent degré de séparation entre les ouvertures.....	61
IV.6.6.1 SE pour différent degré de séparation horizontale (Xh) entre les ouvertures.....	61
IV.6.6.2 SE pour différent degré de séparation horizontale (Xh) et verticale (Yv) entre les ouvertures.....	62
IV.6.7 Effet de l'épaisseur du mur métallique contenant les ouvertures sur SE.....	64
IV.6.8. SE d'une enceinte métallique en présence d'un obstacle.....	65
IV.7. Conclusion.....	66

Chapitre V : Etude de couplage d'une perturbation EM avec un circuit imprimé (PCB) situé à l'intérieur d'une enceinte métallique

V.1 Introduction.....	67
V.2. Géométrie de la configuration étudiée	67
V.3. Excitation d'un circuit imprimé par un dipôle électrique	68
V.4. La théorie des lignes de transmissions	69
V.5. Couplage des ondes électromagnétiques avec des lignes de circuit imprimé (PCB)	

V.5.1. Modèle de Taylor	70
V.5.1.1. Première équation	70
V.5.1.2. Deuxième équation	70
V.5.2. Modèle d' « AGRAWAL »	77
V.5.2.1. Première équation	77
V.5.2.2. Deuxième équation	78
V.6. Résolution des équations de couplage	80
V.6.1. Équations de Baum, Liu, Tesche 'BLT'	80
V.6.2. Application des équations de BLT aux modèles de couplages	81
V.6.2.1. Application des équations de BLT au modèle de Taylor	81
V.6.2.2. Application des équations de BLT au modèle d'Agrawal	82
V.6.2.3. Excitation d'une ligne de transmission avec par une onde plane.....	83
V.7. Résultats et validations	84
V.7.1. Caractéristiques d'un dipôle électrique.....	84
V.7.2. Définition de la structure étudiée	85
V.7.3. Variation de la tension induite en fonction de la fréquence	86
V.7.3.1. Variation de la tension induite pour une charge $Z_L=Z_C$	86
V.7.3.2. Variation de la tension induite pour une charge $Z_L=+\infty$	87
V.7.3.3. Variation de la tension induite pour une charge $Z_L=0$	88
V.7.4. Variation de la tension induite en fonction de l'orientation du dipôle électrique	88
V.7.4.1. Variation de la tension induite pour une charge $Z_L=Z_C$	89
V.7.4.2. Variation de la tension induite pour une charge $Z_L=+\infty$	89
V.7.4.3. Variation de la tension induite pour une charge $Z_L=0$	90
V.7.5. Variation de la tension induite en fonction du déplacement du dipôle pour une charge $Z_L=Z_C$	91
V.8 Conclusion.....	91
Conclusion générale	92
Bibliographie	96
Annexes	100

Nomenclature

Principales notations et constantes

c:	Célérité dans le vide ($c = 3.10^8$ m/s)
ω:	Pulsation (rad/s)
ϵ :	Permittivité diélectrique (Farad/m)
ϵ_r:	Permittivité diélectrique relative
ϵ_0:	Permittivité diélectrique dans le vide ($\epsilon_0 = 8,8541.10^{-12}$ F/m)
μ_0:	Perméabilité magnétique dans le vide $\mu_0 = 4\pi.10^{-7}$ H/m)
μ:	Perméabilité magnétique (Henry/m)
μ_r:	Perméabilité magnétique relative
σ:	Conductivité électrique (Siemens/m)
K :	Nombre d'onde (m-1)
E :	Champ électrique (Volt/m)
H :	Champ magnétique (Ampère/m)
D :	Densité de flux électrique (Coulomb/m ²)
B :	Densité de flux magnétique (Webber/m ²)
ρ' :	Terme de pertes magnétiques (Ohms/m)
ρ :	Densité de charge électrique (As/m ³)
J_e :	Densité de courant électrique (A/m ²)
J_m :	Densité de courant magnétique équivalente (V/m ²)
A :	Le potentiel vecteur magnétique (Vs/m)
U :	Le potentiel scalaire (V)

Symboles alphanumériques

i, j et k :	Nombre d'itérations selon les axes Ox, Oy et Oz.
n:	Nombre d'itérations du temps.
$\Delta x, \Delta y$ et Δz:	Les pas de discrétisations spatiales selon les axes Ox, Oy et Oz.
Δt :	Pas de discrétisation dans le temps.
$x = i\Delta x, y = j\Delta y$ et $z = k\Delta z$:	Les dimensions du domaine spatial.
$t = n\Delta t$:	Le temps de calcul
npml:	Nombre de cellules dans chaque direction du PML

Opérateurs

∂_t :	Dérivation par rapport au temps.
∂_z :	Dérivation par rapport à l'espace.
$\nabla \times$:	Rotationnel

- ∇ . : Divergence
 \times : Produit vectoriel
. : Produit scalaire

Abréviations

CEM:	Compatibilité électromagnétique
ELM:	Électromagnétique
PCB	Printed Circuit Board
EMI:	Electromagnetic Interference
FDTD:	Finite Difference Time Domain
FIT:	Finite Integration Technique
FEM:	Finite Element Method
MoM:	Method of Moments
CEI:	La Commission Électrotechnique Internationale
CISPR:	Le Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques
TEM:	Transverse Électromagnétique
GTEM:	Gigahertz Transverse Électromagnétique
TLM:	Transmission Line Matrix or Transmission Line Modeling
EST:	Element sous test
PML:	Perfect Matched Layer
3D:	Three-Dimensions
DFT:	Discrete Fourier Transform
FD:	Frequency Domain
FFT:	Fast Fourier Transform
PEC:	Perfectly Electrical Conductor
RAM:	Random Access Memory
RF:	Radio Frequency
CST:	Computer Simulation Technology
PBA:	Perfect Boundary Approximation
SE:	Shielding Effectiveness

Introduction Générale

Aujourd'hui, les équipements à champs forts font partie intégrante de l'environnement de chacun, qu'il soit personnel ou professionnel. Il est parfois possible d'observer des dysfonctionnements d'origine électromagnétique de ces appareils en présence d'un phénomène naturel, comme la foudre, de décharges électrostatiques, ou simplement en présence d'un autre appareil.

La multiplication de produits électriques et électroniques entraîne des problèmes de perturbations d'un dispositif par un autre. Aussi, afin de lui assurer une bonne intégration dans son environnement de fonctionnement, l'appareil ne doit-il pas polluer le milieu qui l'entoure par un rayonnement électromagnétique trop important. Ceci est d'autant plus vrai que les systèmes électroniques emploient de plus en plus des technologies extrêmement sensibles aux variations de signaux eux-mêmes de plus en plus rapides. Par ailleurs, la complexité de leur agencement interne et la nécessité de faire cohabiter des circuits de natures très différentes entraîne aussi des perturbations à l'intérieur même de l'appareil. La miniaturisation des équipements à champs forts et l'utilisation de signaux toujours plus rapides contribuent à poser sérieusement le problème de la susceptibilité d'un appareil face aux parasites électromagnétiques [1,2].

Prenons l'exemple d'un système électrique équipé par des lignes de transmission et de cartes électroniques. Ce système est exposé à des agressions de diverses natures. Du point de vue électromagnétique, cela peut être l'illumination d'un équipement sensible par un radar militaire ou civil. Il pourra s'agir également du foudroiement de l'appareil induisant des courants transitoires d'amplitudes élevées. Ceci peut être dans un contexte militaire, une menace micro-ondes provenant d'armes électromagnétiques [3,4].

La prise de conscience de ces problèmes de perturbations a engendré la naissance d'une nouvelle discipline scientifique, la compatibilité électromagnétique (CEM). A l'origine, celle-ci avait pour but de résoudre les phénomènes erratiques une fois l'appareil conçu [5,6]. Désormais, les experts CEM interviennent davantage en amont du projet afin de prévenir d'éventuelles difficultés sur le plan électromagnétique. Ce changement dans la manière d'appréhender la CEM au cours du développement d'un nouveau produit est lié d'une part à des considérations économiques, tant la résolution de problèmes CEM peut être coûteuse en

temps, en matière grise, en matériel et donc en argent. D'autre part, il est lié au cadre normatif qui est désormais en place au sein des instances internationales et qui régule la mise sur le marché des produits électroniques [7, 8,9].

Le blindage électromagnétique est l'une des solutions employées pour réduire les problèmes d'interférences électromagnétiques. Il permet donc la protection des personnes et leurs équipements électriques et /ou électroniques [10].

L'utilisation des enceintes métalliques de blindage a pour objet de contenir et exclure les émissions rayonnées. Malheureusement, ces enceintes sont toujours équipées par des ouvertures pour différentes raisons, notamment la ventilation, l'affichage et les différentes connexions. Les ouvertures sont l'origine de la dégradation des performances du blindage et la performance d'un blindage représente son efficacité (SE) [11].

L'efficacité de blindage électromagnétique (SE) est définie comme étant l'atténuation de l'intensité du champ électrique ou magnétique. Pour le calculer, on utilise les méthodes numériques ou les méthodes analytiques.

Le travail présenté tout au long de cette thèse s'inscrit dans une démarche liée à la CEM avec d'une part, une étude tridimensionnelle du couplage entre une onde électromagnétique externe et un circuit sensible, et d'autre part, sur la modélisation analytique et numérique en 3D d'une enceinte métallique munie d'ouvertures de différentes tailles et formes.

Ce document de thèse propose alors, dans un premier chapitre, une présentation générale de la CEM, des interférences électromagnétiques, les différents modes de couplage, les conséquences d'une perturbation électromagnétique sur un circuit sensible et leur protection contre les perturbations conduites et rayonnées. De même qu'il contient une présentation globale des méthodes numériques et analytiques utilisées pour calculer le SE et le couplage entre une perturbation et un circuit imprimé [2].

Le deuxième chapitre traite l'influence d'une onde électromagnétique sur un circuit sensible d'un système électrique ou électronique afin d'arriver à obtenir le niveau du bruit engendré par une perturbation électromagnétique et ainsi à estimer, en fonction de la position de calcul, ensuite observer l'évolution du champ électromagnétique au niveau de la structure en fonction de la fréquence [5,6].

Le troisième chapitre traite un modèle analytique pour étudier l'efficacité de blindage d'une enceinte métallique qui est le modèle de Robinson. Dans un premier temps, on réalise

une étude approfondie de ce modèle. La seconde partie sera consacrée à la présentation des différents paramètres qui influent sur le SE de l'enceinte [12,13].

Le quatrième chapitre sera consacré à l'analyse numérique tridimensionnelle de l'efficacité de blindage basée sur la méthode des différences finies (FDTD) [14,15] et la méthode des intégrations finies [16,17] sous le logiciel CST software. Nos applications ont pour but de juger la qualité d'une enceinte destinée à la protection d'un système électronique ou/et électrique contre les perturbations extérieures d'une part, et d'autre part pour valider les résultats obtenus par le modèle analytique.

Finalement, le dernier chapitre présentera plus particulièrement l'étude du couplage entre les ondes électromagnétiques et les pistes des circuits imprimés (PCB) par le modèle analytique de Taylor [18] et d'Agrawal [19] afin d'arriver à obtenir le niveau du bruit engendré par une perturbation électromagnétique et ainsi à estimer, en fonction des paramètres de la ligne (longueur, diamètre, hauteur) et des paramètres de la perturbation (amplitude, fréquence, polarisation, incidence).

Chapitre I

*Etat de l'art sur la CEM et les risques affectant les circuits sensibles
d'un système électrique ou/et électronique*

I.1. Introduction

L'utilisation croissante des appareils électriques et électroniques, et l'usage de plus en plus répandu de systèmes de traitement d'information utilisant des signaux de faible énergie, et de ce fait sensibles aux perturbations, a rendu nécessaire une nouvelle approche de cette problématique. La prise de conscience de ces problèmes de perturbations a engendré la naissance d'une nouvelle discipline scientifique qu'est : la *compatibilité électromagnétique (CEM)* [1].

Dans un premier temps nous allons souligner quelques définitions relatives à la CEM, des sources de perturbations électromagnétiques et des couplages.

La deuxième partie traitera quelques conséquences d'une perturbation (perturbations électromagnétiques externes) et leurs effets sur un circuit sensible d'un système électrique.

Finalement, dans la dernière partie, nous présenterons les différentes méthodes utilisées en modélisation CEM en émission et en immunité.

I.2. Définition de la Compatibilité électromagnétique

On peut définir la CEM comme l'aptitude d'un appareil à fonctionner normalement dans un environnement électromagnétique donné, sans produire lui-même des perturbations intolérables pour les appareils qui se trouvent dans cet environnement [1]. On peut distinguer :

- ✓ La CEM intra-système (propre aux perturbations émises à l'intérieur d'un équipement).
- ✓ La CEM inter-systèmes (influence de l'équipement sur l'environnement et inversement).

Dans le premier cas, le concepteur s'intéressera aux fonctions que l'appareil doit réaliser et plus particulièrement aux problèmes d'auto-perturbations rencontrés lors du fonctionnement normal.

Dans le second cas, le même équipement devra réaliser ses fonctions dans un environnement d'installation déterminé.

I.3. Différents aspects de la Compatibilité ElectroMagnétique

La CEM concerne la génération, la transmission et la réception de l'énergie électromagnétique. On peut visualiser la transmission de l'énergie entre la source et le récepteur de perturbation par le synoptique de la figure I.1. Une source produit une émission et un canal de transfert ou de couplage communique l'énergie au récepteur. Ce processus est désirable et concerne le fonctionnement normal ou au contraire indésirable et alors l'étude de la transmission de cette perturbation indésirable constitue l'étude de la CEM [1, 2].

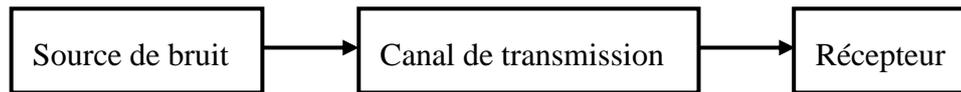


Fig. I.1. Transfert de perturbations entre la source et le récepteur

Pour diminuer les problèmes de transmissions des perturbations, nous pouvons les prendre sous trois angles différents :

- ✓ Tenter de supprimer l'échange d'énergie à la source en diminuant les perturbations transmises par la source.
- ✓ Rendre le canal de transmission aussi inefficace que possible.
- ✓ Rendre le récepteur le moins sensible possible aux perturbations.

I.3.1. Source de bruit

Une source électromagnétique est un système ou composant polluant qui émet de l'énergie électromagnétique; elle provient de phénomènes radioélectriques et de phénomènes impulsionnels ou transitoires.

Les perturbations électromagnétiques sont donc la raison d'être de la CEM, et l'expérience du dernier siècle montre que la CEM a de beaux jours devant elle. En effet, l'apparition des systèmes de communication longues distances, des problèmes de perturbations électriques se sont posés. Des solutions ont été rapidement apportées pour ces dispositifs «simples». Néanmoins, le savoir en CEM semble s'être fait devancer inlassablement et de peu par l'émergence ininterrompue des nouvelles applications, sources de perturbations toujours plus complexes à interpréter et à maîtriser. De plus, si elles peuvent être à l'origine de troubles à peine perceptibles, leurs effets peuvent aller jusqu'à la détérioration du matériel, sans oublier les risques biologiques [6].

Aussi, les perturbations considérées en CEM sont-elles des ondes électromagnétiques parasites générées de manières très diverses. Leurs sources se classent en deux grandes catégories, elles peuvent être d'origine transitoire (naturelle, artificielle) ou harmonique (phénomène fréquentiel) [7]. Ces deux types de parasites se distinguent par la spécificité de leurs effets sur les équipements agressés.

I.3.1.1. Origine des perturbations électromagnétiques

Les sources de perturbations électromagnétiques peuvent être d'origine [7]:

I.3.1.1.1. Naturelle

Parmi ces sources : la foudre, rayonnements cosmiques, solaires, etc...

I.3.1.1.2. Artificielle

Parmi ces sources, certaines sont :

- ✓ Intentionnelles : émetteurs radioélectriques, fours micro-ondes, etc...
- ✓ Non intentionnelles : ligne de transport d'énergie (câbles haute tension), éclairage, moteur électrique, alimentation...

I.3.1.2. Contenu fréquentiel des perturbations électromagnétiques

Les perturbations électromagnétiques peuvent également être classées selon les vecteurs de propagation du signal perturbateur :

I.3.1.2.1. Perturbations basse et moyenne fréquence

Pour une plage de fréquence inférieure à 30 MHz. Ces perturbations se propagent essentiellement sous forme conduite par les câbles.

I.3.1.2.2. Perturbations haute fréquence

Pour une plage de fréquence supérieure à 30 MHz. Ces perturbations se propagent essentiellement dans l'air sous forme rayonnée ; car un simple éloignement réduit ou supprime les risques de dysfonctionnements.

Le tableau I.1 résume les principales fréquences utilisées [5]:

Fréquences	Domaine d'utilisation
100 MHz	Bande FM
400 MHz	Radio (Talkie Walkie)
900 MHz	GSM (Global System Mobile)
1,4 GHz	Fréquence d'écoute du ciel par radioastronome
1,8 GHz	DCS (Digital Communication System)
1,9 GHz	PCS (Personnal Communication System)
(2,45-5,5) GHz	Réseau sans fil

Tableau. I.1. Principales fréquences utilisées

Pour ne pas perturber l'environnement du circuit, les concepteurs de circuits et de cartes électroniques doivent prêter une attention particulière à la bande de fréquence allant de 30 MHz à 10 GHz [4].

I.3.2. Récepteur

C'est un composant qui capte cette énergie, la traite et la superpose à sa fonction normale. Si les perturbations reçues par ce dernier sont trop élevées et provoquent des interférences, alors on parle de victime de ces perturbations [8].

I.3.3. Canal de transmission

Il s'agit d'un cheminement au travers duquel l'énergie de ces perturbations se propage [9] :

I.3.3.1. Couplages en mode conduit

Les couplages en mode conduit existent lorsque la perturbation se superpose sur un conducteur de type câble, plan de masse ou carcasse métallique.

En mode commun ou mode asymétrique (fig. I.2), les potentiels des fils de liaisons varient en même temps et indépendamment l'un de l'autre. Le courant parasite qui en résulte circule dans tous les conducteurs et retourne par la masse.

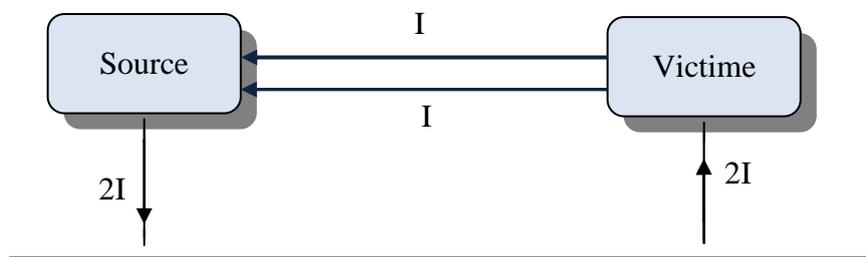


Fig. I.2. Courant parasite en mode commun

En mode différentiel ou mode symétrique (fig. I.3), le courant parasite se superpose au courant utile et se propage le long des conducteurs de phase. Il se referme en parcourant les liaisons en sens inverse.



Fig. I.3. Courant parasite en mode différentiel

Du fait de leur longueur, les conducteurs parcourus par des perturbations conduites (courants parasites), se comportent parfois comme des antennes pouvant aussi rayonner des champs électrique et magnétique dans leur environnement.

I.3.3.2. Couplages par rayonnement

Le couplage par rayonnement électromagnétique correspond à l'interaction d'une onde électromagnétique avec des fils, des câbles, des ouvertures dans les blindages,... (fig. I.4), Ensuite, ces perturbations se couplent par conduction dans les composants et les circuits adjacents.

Pour les modes de couplage, il est nécessaire de différencier le couplage en champ proche et celui en champ lointain [14]. Quand la source se trouve dans une zone lointaine de la victime, le couplage se fait par rayonnement et nous parlons d'un couplage «champ à fil» ou un couplage «champ à boucle». Cependant quand la source se trouve dans une zone proche de la victime, le couplage se fait par diaphonie qui peut être de nature capacitive ou inductive.

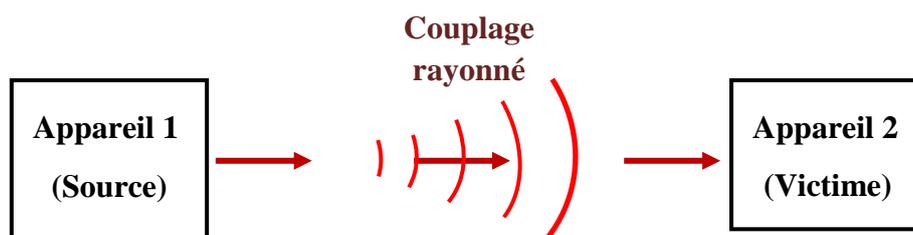


Fig. I.4. Transmission des perturbations par le mode rayonné

I.4. Niveaux de compatibilité

Pour assurer la CEM, différents niveaux et différentes marges ont été définis (fig. I.5)[5]

I.4.1. Niveau d'immunité

Il s'agit du niveau à partir duquel il y a dysfonctionnement d'un matériel ou d'un système.

I.4.2. Niveau de compatibilité

C'est le niveau maximal de perturbation auquel on peut s'attendre dans un environnement donné.

I.4.3. Niveau d'émission

C'est le niveau maximal d'émission de perturbation que ne doit pas dépasser un matériel.

I.4.4. Marge d'immunité

C'est la marge qui existe entre le niveau de compatibilité et le niveau de limite d'immunité.

I.4.5. Marge d'émission

C'est la marge qui existe entre le niveau de compatibilité et le niveau de limite d'émission.

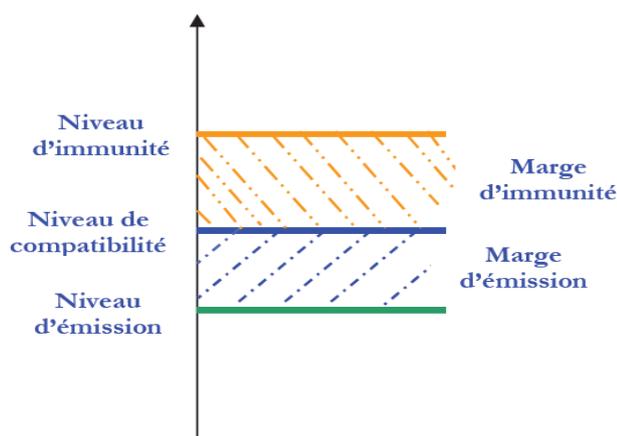


Fig. I.5. Niveau de perturbation en CEM

I.5. Normes de la compatibilité électromagnétique

Un certain nombre d'organisations internationales et Européennes ont élaboré des directives ou des recommandations fixant des limites à l'exposition aux champs électromagnétiques dans l'environnement résidentiel ou professionnel. Les limites d'exposition aux champs électromagnétiques fixées par des Commissions internationales et européennes pour protéger les équipements contre les perturbations électromagnétique [1].

I.5.1. Au niveau international

Le CISPR (Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques) est chargé de définir les normes internationales liées à la CEM. Ces normes régissent entre autres les niveaux d'émission et de susceptibilité des équipements électriques ou électroniques, ainsi que les méthodes de mesure et d'essai. Ces normes servent de base aux autres pays pour rédiger leur propre législation.

Le CISPR fait partie de la CEI (Commission Electrotechnique Internationale), qui s'occupe des normes liées à l'électricité et à l'électronique. La CEI est complémentaire à l'organisme international de normalisation ISO.

I.5.2. Au niveau européen

Dans l'Union Européenne, c'est le CENELEC (Comité Européen de Normalisation Electrotechnique) qui définit les directives et normes. Une des principales directives est la directive 89/336/CEE qui spécifie que tout équipement électrique doit obligatoirement être conforme en matière de CEM pour être commercialisé dans les pays de la CEE. Les produits conformes portent le label CE. Cette directive a été appliquée obligatoirement par les états membres à partir de 1996.

I.6. Circuits sensibles des équipements électriques

Généralement à l'intérieur des équipements électriques, il existe des circuits sensibles. Les problèmes CEM de ces circuits sont dus aux tensions et aux courants parasites qui se propagent dans les conducteurs en mode conduit et qui peuvent générer à leur tour des émissions perturbatrices en mode rayonné (champ électrique, magnétique et électromagnétique). Sur ces circuits, il y a un couplage entre les différents fils, câbles et aussi lignes. D'un autre côté, une énergie électromagnétique externe provoquée par des sources naturelles ou artificielles peut induire un courant parasite dans les conducteurs des circuits, ce qui peut provoquer une perturbation dans le fonctionnement des composants (susceptibilité). C'est pourquoi l'étude de la CEM de ces circuits peut être classée en trois catégories globales [18, 19,20] :

- ✓ Emissions conduites et rayonnées.
- ✓ Susceptibilité des circuits face à des interférences électromagnétiques.
- ✓ Couplage entre les composants, connectiques et discontinuités, ce qui constitue l'intégrité du signal en courant et en tension entre les interconnexions.

Dans ces trois catégories listées ci-dessus, nous pouvons distinguer les observables physiques les plus traités dans l'étude de la CEM des circuits sensibles d'un système électrique [21]:

- ✓ La fréquence.
- ✓ L'amplitude.
- ✓ Le temps.
- ✓ L'énergie.

La conception de ces circuits est très compliquée ; pour cela on sépare les problèmes d'émission de ceux de la susceptibilité et on mène les études en satisfaisant les prescriptions minimales des deux. Les émissions sont subdivisées en deux domaines : les émissions conduites et rayonnées.

I.7. Conséquences d'une perturbation EM sur un circuit sensible

L'effet d'une perturbation EM sur les circuits sensibles d'un système électronique ou électrique dépend de sa nature et de son amplitude. Des perturbations telles que la foudre conduisent le plus souvent à la destruction des équipements. D'autres perturbations (conduite ou rayonnée) peuvent simplement modifier le comportement du composant. Dans tous les cas, une perturbation emprunte le chemin de couplage pour atteindre un composant.

D'un mode de couplage à un autre, les effets d'une même perturbation sur un composant sont identiques. Notre travail se rapporte au couplage d'une perturbation rayonnée avec ce dernier [21].

I.8. Protection d'un système électronique contre les perturbations EM

Une interférence électromagnétique est la perturbation d'un système par un autre circuit ou phénomène extérieur. Littéralement, l'interférence n'est pas le signal perturbateur lui-même mais le fait qu'il se couple avec un système suffisamment vulnérable pour être affecté. Ainsi, les problèmes de CEM sont traités en termes de sources et de victimes, et en s'interrogeant sur les chemins de couplage (conduit ou rayonnée) [3].

I.8.1. protection contre les perturbations rayonnées

Le blindage électromagnétique est l'une des solutions employées pour réduire ces phénomènes d'interférences. Un blindage ou un écran électromagnétique est une enveloppe conductrice qui sépare l'espace en deux régions, l'une contenant des sources de champs électromagnétiques, l'autre non.

On évalue l'efficacité d'un blindage en mesurant l'atténuation (en dB) du champ électromagnétique qui règne dans l'équipement protégé par rapport au même équipement dépourvu de blindage.

L'efficacité d'un blindage est fortement dégradée par les ouvertures qui y sont pratiquées, particulièrement les ouvertures en forme de fente.

I.8.2. protection contre les perturbations conduites

Les perturbations électromagnétiques peuvent aussi affectées les systèmes électroniques par conduction.

Le filtrage est une solution adéquate utilisée pour éliminer les perturbations conduites (le plus souvent en mode commun) par les lignes de transport d'énergie, les lignes de télécommunication, les fils de liaisons analogiques ou numériques etc.

I.9. Méthodes de calcul de SE dans le cas d'un boîtier de dimensions finies

Dans la pratique, les boîtiers des systèmes embarqués ont des dimensions finies, l'efficacité de blindage électromagnétique (SE) peut être calculée par des formulations analytiques [12, 13] ou par des méthodes numériques [14, 16]. Le choix d'une méthode dépend de la complexité de la structure étudiée et des phénomènes physiques mis en jeu.

I.9.1. Méthodes numériques

Les méthodes numériques peuvent utiliser pour modéliser les dispositifs électromagnétiques complexes. Cependant elles exigent souvent beaucoup de temps de calcul et un espace mémoire assez important. Les simulations numériques permettent de dimensionner les systèmes en réduisant le temps de développement, le coût et le nombre d'essais à effectuer. Par contre, ce type de simulations ne peut pas remplacer les essais.

Il n'existe pas une méthode plus performante qu'une autre mais simplement des méthodes plus ou moins rapides pour un cas de modélisation donné. Le choix d'une telle méthode dépend du problème à traiter. On distinguera:

- ✓ **Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)** : c'est la technique numérique la plus populaire pour la résolution des problèmes d'électromagnétisme. Ceci est principalement dû à sa simplicité, sa précision et sa robustesse. La méthode utilise un processus progressif dans le temps et qui simule la propagation des ondes EM. Elle consiste à appliquer les équations différentielles sur des petits éléments. La résolution des équations est donc directe [14,15].
- ✓ **Technique d'intégration finie (FIT)** : c'est une approche utilisée pour résoudre les équations de Maxwell sous leurs formes intégrales. Le résultat est un ensemble d'équations regroupées en un système matriciel et traduisant les deux équations intégrales de Maxwell sur deux grilles décalées en espace. Cette méthode est une généralisation de la méthode FDTD [16,17].

I.9.2. Méthodes analytiques

Lors de calcul de l'efficacité du blindage, les méthodes analytiques présentent une rapidité de calcul. Elles sont aussi faciles à implémenter et précises par rapport aux méthodes numériques. La plupart de ces méthodes sont basées sur la théorie de diffraction de Bethe.

Le problème de la pénétration des champs électromagnétiques à travers une ouverture a fait l'objet de travaux depuis de nombreuses années, parmi ces modèles, on peut citer:

- ✓ **Modèle de M. P. Robinson** : le principe consiste à transformer l'enceinte métallique avec ouverture en un circuit électrique équivalent. L'enceinte est modélisée comme un guide d'onde court-circuité en l'une de ces extrémités. Alors que l'ouverture est modélisée par une ligne de transmission court-circuitée en ses deux extrémités [12, 13].

I.10. Modèles du couplage entre une onde EM et un circuit imprimé

Il existe plusieurs approches pour étudier le couplage d'un champ électromagnétique avec les lignes de transmission. Selon la formule du champ électromagnétique adoptée pour décrire le couplage, parmi elles nous avons deux approches plus connues dans la littérature qui modélisent l'action du champ perturbateur par une distribution de sources de tension et de courant le long de la ligne :

- ✓ **Modèle de Taylor** : le modèle de Taylor [18] permet de modéliser l'influence du champ électromagnétique par des sources de tension et de courant distribuées le long de la ligne.
- ✓ **Modèle de d'Agrawal** : le modèle d'Agrawal [19] permet de décrire le couplage du champ électrique par des sources de tension distribuées le long de la ligne et par deux sources de tension localisées au niveau des charges.

I.11. Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons commencé notre travail par la présentation des notions de base de la compatibilité électromagnétique à savoir les sources de perturbations et les modes de couplage. Puis, nous avons donné les normes de la compatibilité électromagnétique (CEM).

Dans la seconde partie, nous avons présenté un aperçu sur les conséquences des perturbations électromagnétiques sur un circuit sensible et leurs protections contre les perturbations conduites et rayonnées.

Enfin, dans la troisième partie de ce chapitre, nous avons exposé les différentes méthodes utilisées pour décrire le comportement électromagnétique d'une enceinte métallique pour étudier le couplage entre une perturbation et un circuit imprimé.

Nous nous intéresserons dans le chapitre suivant à l'étude de l'influence des ondes électromagnétiques externes sur un circuit sensible d'un système électrique et/ou électronique.

Chapitre II

*Etude de l'influence d'une perturbation EM sur un circuit sensible
d'un système électrique ou/et électronique*

II.1. Introduction

Dans ce chapitre nous nous intéressons à l'étude de l'influence d'une onde électromagnétique sur un circuit sensible d'un système électrique ou/et électronique afin de prédire les perturbations induites dans ces derniers.

L'objectif de cette étude est de connaître l'effet d'un bruit engendré dans un circuit sensible sous forme d'un circuit intégré par une perturbation électromagnétique, ainsi à l'estimer en fonction de la position de calcul (dans les pistes, la puce), ensuite d'observer l'évolution du champ électromagnétique à l'intérieur de la structure en fonction de la fréquence. L'étude de ce dernier qui se propage le long des circuits va nous permettre par la suite de déterminer le niveau de perturbation injectée par les perturbations afin d'étudier sa susceptibilité en mode rayonné .

II.2. Modélisation par la méthode d'intégration finie

II.2.1. Forme intégrale des équations de Maxwell

Le logiciel commercial CST Microwave studio utilise la méthode d'intégration finie (FIT) introduite par Wieland en 1977. Elle consiste en une discrétisation spatio-temporelle des équations de Maxwell dans une formulation intégrale. Le domaine de calcul est décomposé en cellules élémentaires cubiques (fig. II.1) [20-25].

Les équations de Maxwell peuvent être formulées sous formes intégrales comme suit :

✚Équation de Maxwell-Faraday :

$$\oint_C E dl = - \frac{\partial}{\partial t} \iint_S B ds \quad (\text{II-1})$$

✚Équation de Maxwell-Ampère :

$$\oint_C H dl = \iint_S J ds + \frac{\partial}{\partial t} \iint_S D ds \quad (\text{II-2})$$

✚Équation de conservation du flux magnétique :

$$\oiint_S B ds = 0 \quad (\text{II-3})$$

✚Équation de Maxwell-Gauss :

$$\oiint_S D ds = Q \quad (\text{II-4})$$

Avec :

E : Champ électrique (Volts/m)

H : Champ magnétique (Ampères/m)

D : Densité de flux électrique (Coulombs/m²)

B : Densité de flux magnétique (Webbers/m²)

J : Densité de courant électrique (A/m²)

Q : Charge électrique (Coulombs)

II.2.2. Discrétisation des équations de Maxwell par la FIT

Dans ce contexte, la méthode d'intégration finie (Finite Integration Technique FIT) fournit une alternative générale séduisante. Basée sur l'intégration locale des équations de Maxwell sur deux maillages duaux (figure II.1), elle conduit naturellement à un schéma explicite moyennant la détermination de deux matrices constitutives qui incluent les propriétés du milieu de propagation. Lorsque les maillages duaux sont orthogonaux, les matrices constitutives sont diagonales. Malheureusement cette propriété d'orthogonalité des maillages n'est pas toujours aisée à vérifier et il devient alors nécessaire de proposer d'autres approches afin d'évaluer ces matrices constitutives [20].

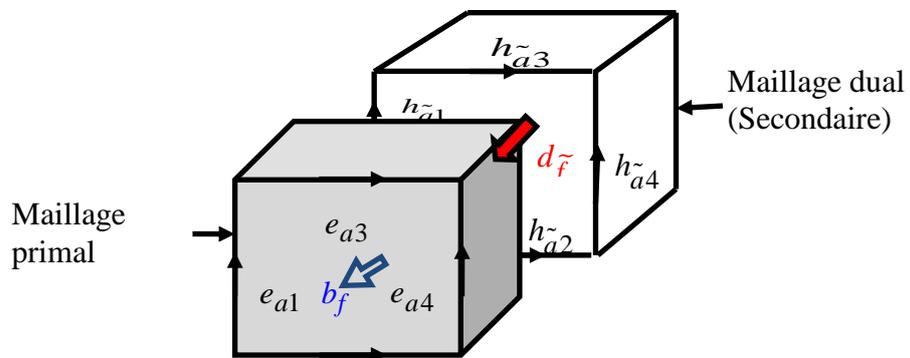


Fig. II.1. Principe de la FIT

II.2.2.1. Équation de Maxwell-Faraday

La figure II.1 illustre le principe de la méthode pour la loi de Faraday. On exprime dans le maillage primal la circulation du champ électrique e_{ai} le long des arrêtes du cube et le flux magnétique b_f à travers la face délimitée par le contour équivalent. Le maillage secondaire ou dual fait intervenir de façon analogue la circulation du champ magnétique h_{ai} ainsi que le flux du vecteur déplacement $d_{f-tilde}$. On obtient ainsi une somme algébrique que l'on réécrit sous

forme matricielle dans une base de vecteurs permettant de décrire de façon explicite la propagation du champ électromagnétique.

La loi de Faraday (II-1) au niveau du maillage primal devient sur une intégrale fermée ou finie:

$$\oint_C E dl = e_{a1} - e_{a2} - e_{a3} + e_{a4} = -\frac{\partial}{\partial t} b_f \quad (\text{II-5})$$

La loi de Faraday sur le système global donné par la forme matricielle suivante :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 1 & \cdot & -1 & \cdot & -1 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}}_{R_{fa}} \underbrace{\begin{pmatrix} e_{a1} \\ \cdot \\ e_{a2} \\ \cdot \\ e_{a3} \\ \cdot \\ e_{a4} \end{pmatrix}}_{e_a} = -\frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\begin{pmatrix} \cdot \\ b_f \\ \cdot \end{pmatrix}}_b \quad (\text{II-6})$$

On peut écrire l'équation finale de la loi de Faraday :

$$R_{fa} e_a = -\frac{\partial}{\partial t} b \quad (\text{II-7})$$

Avec :

R_{fa} : est une matrice qui contient des éléments ('0', '1' et '-1') ce qui représente seulement des informations topologiques.

II.2.2.2. Équation de Maxwell-Ampère

La même démarche peut être effectuée en définissant le champ magnétique sur les arêtes du maillage dual. En considérant un contour \tilde{C} d'une section \tilde{S} d'un domaine bien défini, la relation (II.2) doit être vérifiée. La forme intégrale permet d'exprimer la circulation du champ magnétique en décomposant le contour \tilde{C} tel que $\tilde{C} = \tilde{C}_1 \cup \tilde{C}_2 \cup \tilde{C}_3 \cup \tilde{C}_4$ [20].

$$\oint_{\tilde{C}} \overline{H} d\overline{l} = \iint_{\tilde{S}} \overline{J} d\overline{s} + \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\tilde{S}} \overline{D} d\overline{s} \quad (\text{II-8})$$

$$\oint_{\tilde{C}} \overline{H} d\overline{l} = \oint_{\tilde{C}_1} \overline{H} d\overline{l} + \oint_{\tilde{C}_2} \overline{H} d\overline{l} + \oint_{\tilde{C}_3} \overline{H} d\overline{l} + \oint_{\tilde{C}_4} \overline{H} d\overline{l} \quad (\text{II-9})$$

$$d = \iint_{\tilde{S}} \overline{D} d\overline{s} \quad (\text{II-10})$$

$$j = \iint_{\tilde{S}} \overline{J} d\overline{s} \quad (\text{II-11})$$

L'équation devient alors :

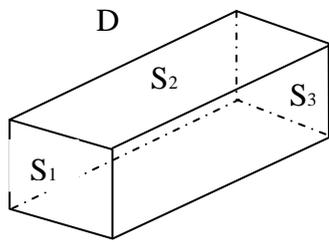
$$\tilde{R}_{\tilde{f}\tilde{a}} h_{\tilde{a}} = \frac{\partial}{\partial t} d_{\tilde{s}} + j_{\tilde{s}} \quad (\text{II-12})$$

Avec :

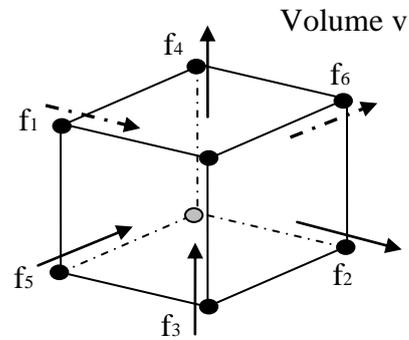
La matrice $\tilde{R}_{\tilde{f}\tilde{a}}$ contient des 'éléments' ('0', '1' et '-1') ce qui représente seulement des informations topologiques.

II.2.2.3. Équation de conservation du flux magnétique

En considérant le volume conducteur D (figure II.2), dont la frontière S est décomposée telle que: $S = S_1 \cup S_2 \cup S_3 \cup S_4 \cup S_5 \cup S_6$, on vérifie que la divergence des flux magnétique traversant ces surfaces est nulle (équation II.3) [20]:



A. Décomposition de la surface S



B. Détermination de la matrice d'incidence divergence.

Fig. II.2. Volume hexaédrique discrétisé

Si le flux de la densité magnétique est discrétisé sur les facettes primales d'un volume hexaédrique, noté b_f on peut écrire que :

$$\oiint_S \overline{B} d\vec{s} = \oiint_{S_1} \overline{B} d\vec{s} + \oiint_{S_2} \overline{B} d\vec{s} + \oiint_{S_3} \overline{B} d\vec{s} + \oiint_{S_4} \overline{B} d\vec{s} + \oiint_{S_5} \overline{B} d\vec{s} + \oiint_{S_6} \overline{B} d\vec{s} \quad (\text{II-13})$$

$$\oiint_S \overline{B} d\vec{s} = b_{f_1} - b_{f_2} + b_{f_3} - b_{f_4} + b_{f_5} - b_{f_6} \quad (\text{II-14})$$

En tenant compte de l'orientation des facettes définie sur la figure II.2, l'opérateur vectoriel Divergence discret se représente par une matrice d'incidence de dimension [Nombre volumes \times Nombre facettes] que l'on notera D_{vf} . Les termes de cette matrice valent : $D_{vf} = +1$ si la facette f appartient au volume v et si l'orientation de cette facette est définie entrante dans le volume et $D_{vf} = -1$ si la facette est définie sortante. Si une facette n'a

aucune incidence sur le volume alors $D_{vf} = 0$, la conservation du flux de la densité de courant s'écrit sous la forme :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \dots & 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 & \dots \\ \dots & \dots \end{pmatrix}}_{D_{vf}} \underbrace{\begin{pmatrix} \vdots \\ b_{f1} \\ b_{f2} \\ b_{f3} \\ b_{f4} \\ b_{f5} \\ b_{f6} \\ \vdots \end{pmatrix}}_{b_f} = 0 \quad (\text{II-15})$$

Ou :

$$D_{vf} b_f = 0 \quad (\text{II-16})$$

Avec :

La matrice D_{vf} contient des 'éléments' ('0', '1' et '-1') ce qui représente seulement des informations topologiques.

II.2.2.4. Équation de Maxwell-Gauss

La même démarche peut être effectuée en définissant le flux électrique sur les surfaces du maillage dual. En considérant le volume conducteur \bar{D} , dont la frontière \bar{S} est décomposée telle que: $\bar{S} = \bar{S}_1 \cup \bar{S}_2 \cup \bar{S}_3 \cup \bar{S}_4 \cup \bar{S}_5 \cup \bar{S}_6$, on vérifie que la divergence des flux électrique traversant ces surfaces est égale la densité volumique de charges [20] :

$$\oiint_{\bar{S}} D ds = Q \quad (\text{II-17})$$

Avec :

$$\oiint_{\bar{S}} \bar{D} ds = d_{\bar{f}1} - d_{\bar{f}2} + d_{\bar{f}3} - d_{\bar{f}4} + d_{\bar{f}5} - d_{\bar{f}6} \quad (\text{II-18})$$

$$Q = \iiint_{\bar{v}} \rho dv \quad (\text{II-19})$$

L'équation devient alors :

$$\bar{S}_{\bar{v}f} d_{\bar{s}} = q_{\bar{v}} \quad (\text{II-20})$$

Donc le système d'équation discret devient alors :

$$\begin{cases} R_{fa} e_a = -\frac{\partial}{\partial t} b \\ \widetilde{R}_{\widetilde{f}a} h_a = \frac{\partial}{\partial t} d_s + j_s \\ D_{vf} b_f = 0 \\ \widetilde{S}_{\widetilde{v}\widetilde{f}} d_s = q_v \end{cases} \quad (\text{II-21})$$

II.2.3. Discrétisation des lois de comportement

Pour continuer à établir le modèle mathématique discret des équations de Maxwell, il faut y associer des lois de comportement discrètes. Ces derniers permettent de lier un flux Y discrétisé à travers les facettes du maillage primal à des circulations X définies sur les arêtes duales.

$$y_f = M_{f\widetilde{a}} \widetilde{x}_a \quad (\text{II-22})$$

La configuration inverse est à prendre en compte. On peut être amené à établir le lien entre une circulation définie sur les arêtes primales à un flux, qui par conséquent, est discrétisé à travers les facettes duales.

$$\widetilde{y}_{\widetilde{f}} = M_{\widetilde{f}a} x_a \quad (\text{II-23})$$

La particularité de la technique d'intégration finie classique est de n'utiliser que des hexaèdres réguliers orthogonaux pour discrétiser spatialement la géométrie d'un système. Nous allons utiliser cette propriété pour construire la loi d'Ohm, les lois de comportement magnétique et électrique discrètes utiles à la mise en place d'un modèle discret.

II.2.4. Discrétisation temporel

Dans le domaine du temps le système (II.21) devient explicitement après discrétisation en différence finis à points centrés [21]:

$$\begin{cases} R \cdot e^{n+\frac{1}{2}} = -\frac{1}{\Delta t} (b^{n+1} - b^n) \\ \widetilde{R} M_{\mu} b^n = \frac{1}{\Delta t} M_{\varepsilon} \cdot (e^{n+\frac{1}{2}} - e^{n-\frac{1}{2}}) \end{cases} \quad (\text{II-24})$$

Donc :

$$\begin{cases} b^{n+1} = b^n - \Delta t \cdot R \cdot e^{n+\frac{1}{2}} \\ e^{n+\frac{1}{2}} = e^{n-\frac{1}{2}} + M_{\varepsilon}^{-1} \cdot \widetilde{R} M_{\mu} b^n \end{cases} \quad (\text{II-25})$$

Les deux inconnues sont localisées alternativement dans le temps, comme le montre dans la figure (II.3):

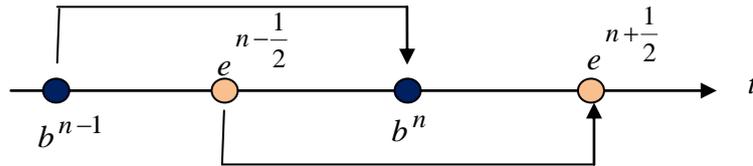


Fig. II.3. Principe de discrétisation en temporel

II.3. Résultats de modélisation et discussions

II.3.1. Organigramme de calcul par la méthode d'intégration finie.

Pour la mise on œuvre sous environnement CST on suit les étapes de l'organigramme suivant [26] :

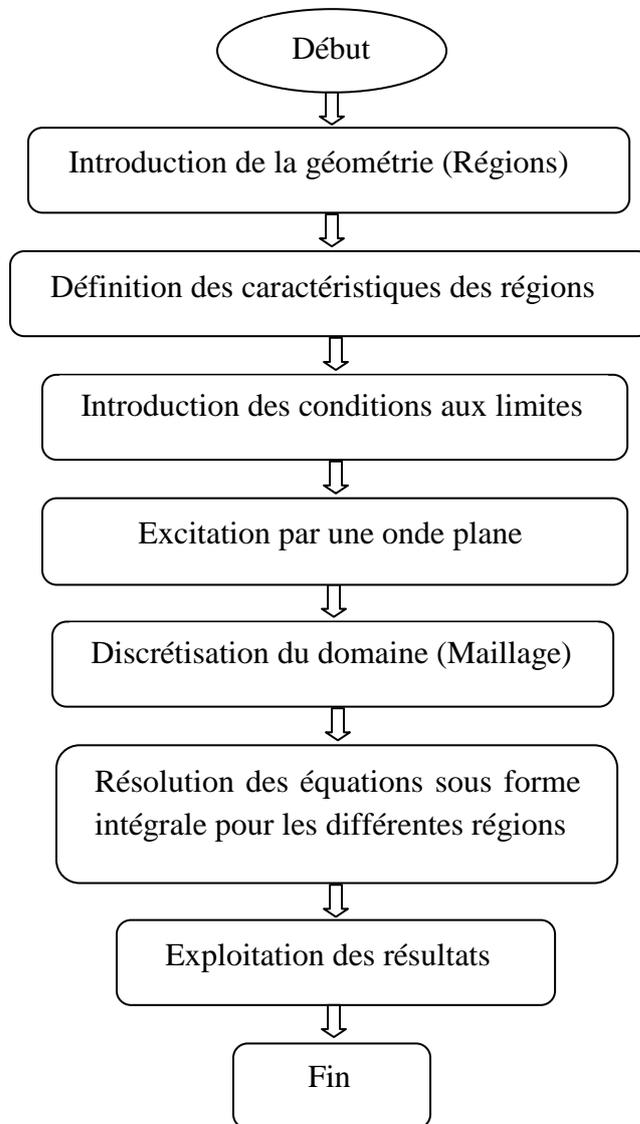


Fig. II.4. Organigramme de calcul par la FIT

II.3.2. Onde plane

L'onde plane possède la particularité de n'avoir qu'une seule dépendance spatiale avec la dépendance temporelle [26]. Cette dépendance pour une onde plane qui se propage dans la direction (Z) est exprimée par les équations suivantes :

$$E = E_0 e^{-jkz} \quad (\text{II-26})$$

$$H = H_0 e^{-jkz} \quad (\text{II-27})$$

k : Constant de propagation, z : Direction de propagation, t : Temps

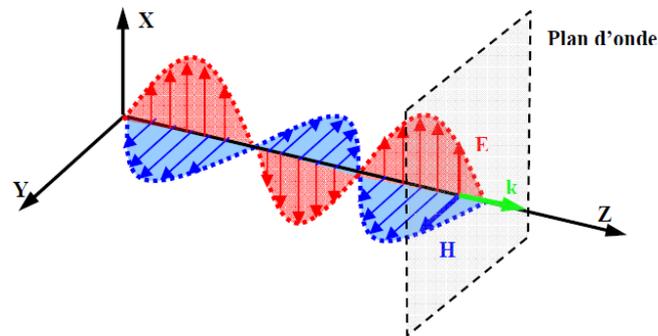


Fig. II.5. Propagation de l'onde plane

L'onde plane est une onde électromagnétique bien particulière qui est constituée comme toutes les ondes électromagnétiques, de la superposition d'une onde électrique et d'une onde magnétique.

✓ Les champs \vec{E} et \vec{H} se propagent en phase et le rapport des modules des champs électrique et magnétique représente l'impédance d'onde dans le vide. Ce rapport est

$$\text{constant et égal à : } \frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi = 377\Omega.$$

Nous avons utilisé dans l'étape suivante des conditions aux limites sous forme des absorbants pour éviter la réflexion multiples des signaux parasites à l'intérieur du domaine de calcul. Ensuite la structure finale à traiter doit contenir des informations concernant les constantes physiques des différents matériaux et les sources d'excitations. Enfin la résolution par la méthode FIT consiste à déterminer le champ électromagnétique en chacun des nœuds du maillage.

II.3.3. Domaine d'étude et conditions aux limites

Notre structure a été modélisée sous logiciel CST. Elle est constituée d'un plan de masse en fer ($\sigma = 1.12 \cdot 10^7 \text{ S/m}$, $\mu_r = 4000$, $\epsilon_r = 1$), des pistes en aluminium ($\sigma = 2.32 \cdot 10^7 \text{ S/m}$, $\mu_r = 1$, $\epsilon_r = 1$) et une puce en cuivre ($\sigma = 5.998 \cdot 10^7 \text{ S/m}$, $\mu_r = 1$, $\epsilon_r = 1$) de longueur $y=20\text{mm}$ et un largeur $x=10\text{mm}$ et d'épaisseur $t=1\text{mm}$

La figure II.6 présente le modèle géométrique d'un circuit sensible aux agressions EM externe qui représenté sous forme d'un circuit intégré ainsi que les conditions aux limites associées.

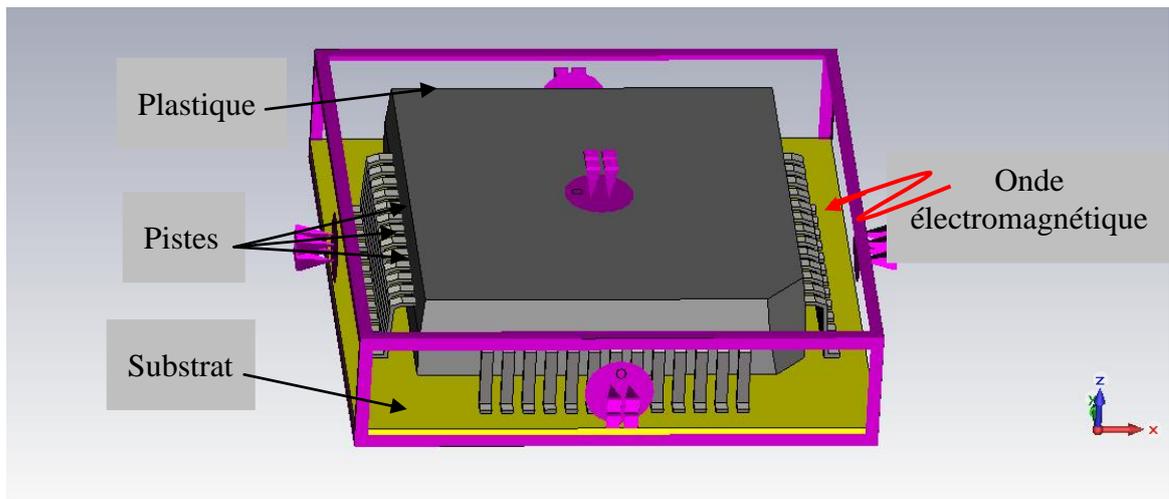


Fig. II.6. Modèle d'un circuit sensible et Conditions aux limites.

II.3.4. Excitation du domaine d'étude par une onde plane

Nous présentons sur la figure II.7 la géométrie du circuit sensible étudié par le logiciel CST Microwave Studio spécialisé pour la simulation électromagnétique tridimensionnelle.

La structure est excitée à travers une onde plane d'incidence normale et d'amplitude normalisée $E=1\text{V/m}$, et d'une plage de fréquence allant de 0 à 1 GHz. La simulation consiste à faire varier la position de calcul (dans les pistes et la puce), et à observer ensuite l'évolution du champ électromagnétique à l'intérieur de la structure en fonction de la fréquence.

Tout système électromagnétique nécessite une excitation qui sera à l'origine de sa réponse ; cette réponse dépend autant de la nature du système que de la manière dont il est excité.

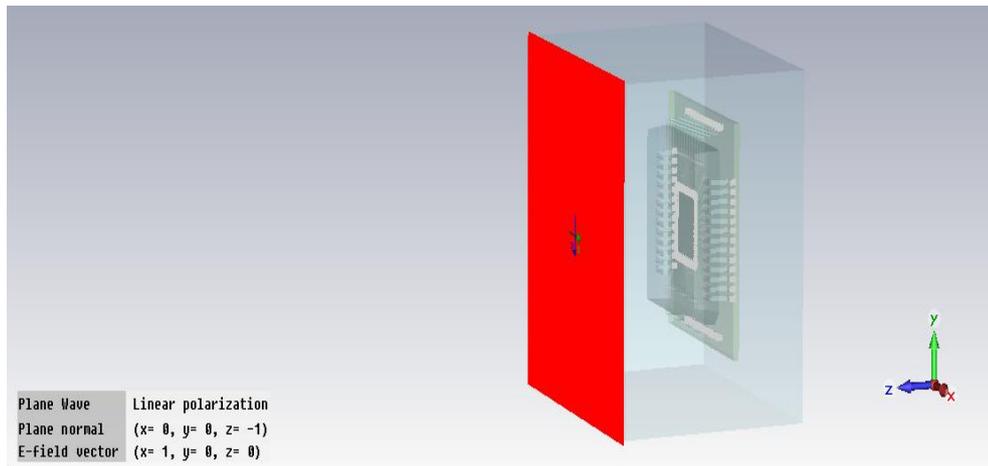


Fig. II.7. Excitation de la structure simulée par une onde plane

II.3.5. Maillage du domaine d'étude

Le CST Microwave studio maille la totalité du volume défini par le bloc d'air et affine la taille des mailles au voisinage des points critiques de la structure du circuit (frontière entre deux éléments, points de jonction, éléments très fins, etc...). Dans ce cas, le maillage comprend environ 450 000 cellules cubiques.

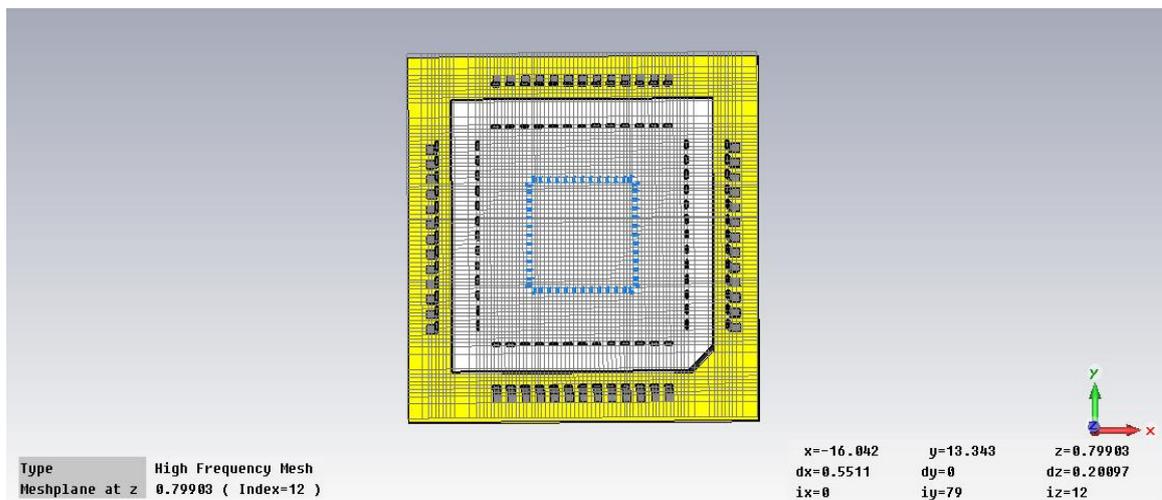


Fig. II.8. Représentation du maillage du domaine d'étude.

II.3.6. Variation de l'énergie électromagnétique au niveau du circuit en 3D

La figure II.9 montre l'évolution de vecteur de poynting dans les différents composants du circuit qui représente l'énergie électromagnétique [27].

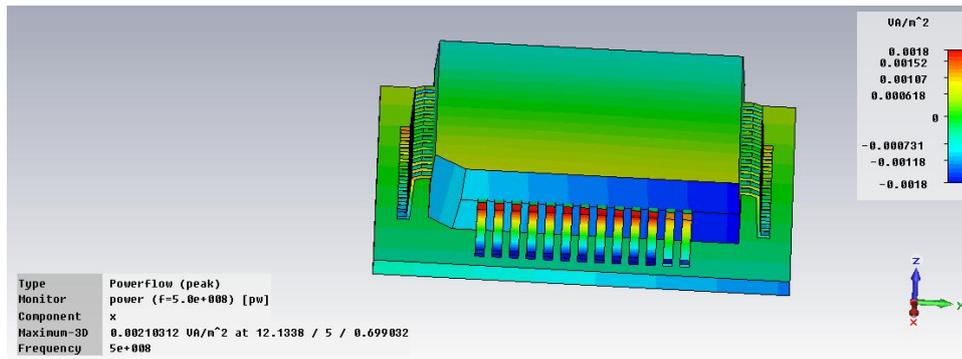


Fig. II.9. Evolution de l'énergie électromagnétique dans les différents composants du circuit en 3D.

II.3.7. Variation de la densité du courant électrique au niveau des pistes et la puce du circuit en 3D

La figure II.10 illustre la variation de la densité du courant électrique dans les pistes et la puce d'un circuit.

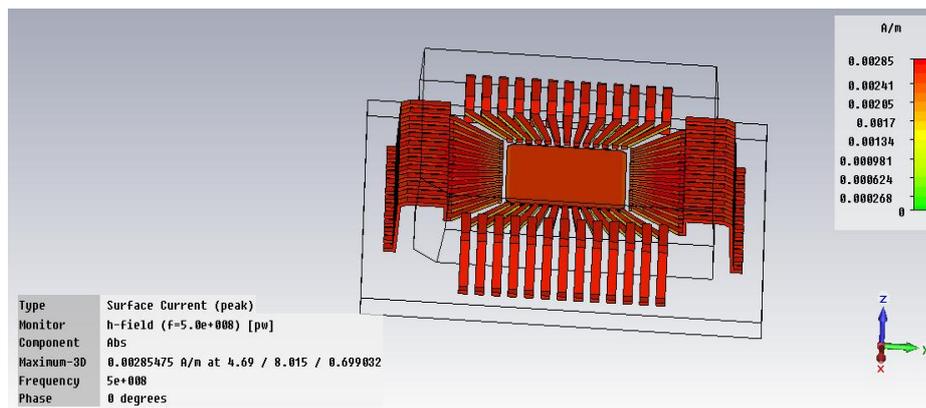


Fig. II.10. Variation de la densité du courant électrique sur les pistes et la puce en 3D.

A partir de la figure II.10, nous constatons que la densité surfacique du courant électrique est localisée uniquement au voisinage des pistes et la puce du circuit, et devient faible en s'éloignant de ces dernières.

Ces résultats montrent que notre étude de caractérisation permet de localiser précisément les zones de faiblesse du circuit sensible aux agressions électromagnétique en fonction des composantes du champ excitateur.

II.3.8. Variation de l'amplitude du champ électromagnétique dans le circuit

Afin de mettre en évidence la variation des amplitudes du champ électromagnétique émis par l'onde plane dans deux régions différentes : la première région est au niveau des pistes en aluminium, la deuxième au niveau de la puce en cuivre [28].

L'amplitude du champ électrique et magnétique est évaluée sur deux points d'observation placée sur une piste, ainsi sur la puce. Les résultats obtenus avec le simulateur électromagnétique sont tracés sur les figures ci-après.

II.3.8.1. Variation du champ magnétique dans le circuit

Les figures II.11 et II.12 montrent la variation de l'amplitude du champ magnétique en fonction de la fréquence d'excitation pour deux régions différentes.

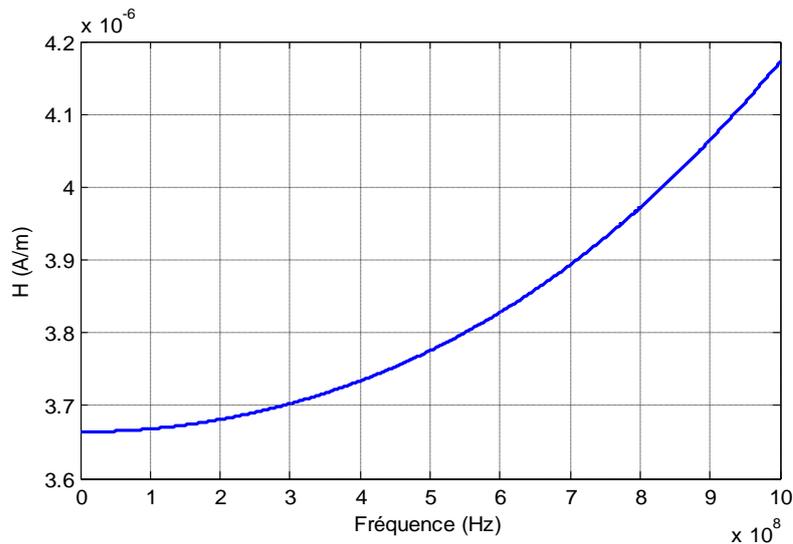


Fig. II.11. Variation du champ magnétique dans une piste

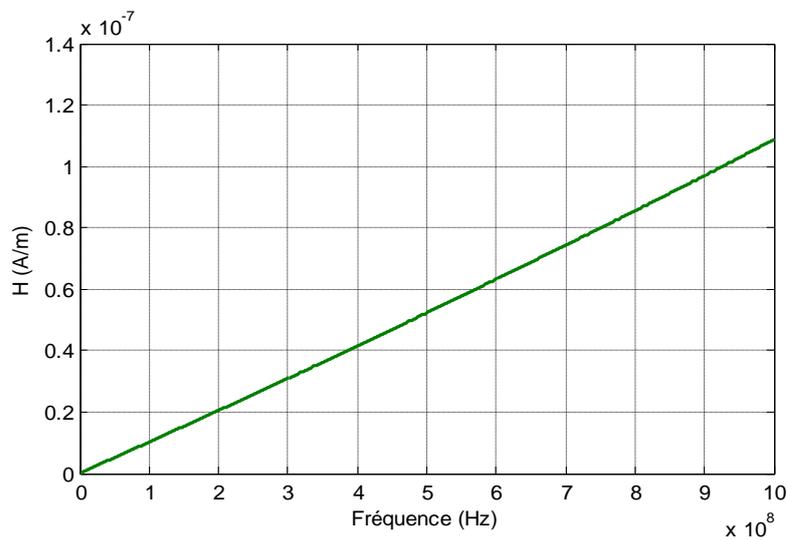


Fig. II.12. Variation du champ magnétique dans la puce

Les figures II.11 et II.12 montrent les résultats de simulation d'un modèle tridimensionnelle d'un circuit au niveau des pistes, ainsi au niveau de la puce, celles-ci indiquent une augmentation du champ magnétique en fonction de la fréquence dans les deux régions.

Les comparaisons entre les deux simulations montrent une différence au niveau des amplitudes et au niveau du démarrage des courbes, cela se traduit par les caractéristiques physiques des matériaux. Ainsi par l'évacuation de l'énergie EM vers le plan de masse

II.3.8.2. Variation du champ électrique dans le circuit

Les figures II.13 et II.14 montrent la variation de l'amplitude du champ électrique en fonction de la fréquence d'excitation pour deux régions différentes.

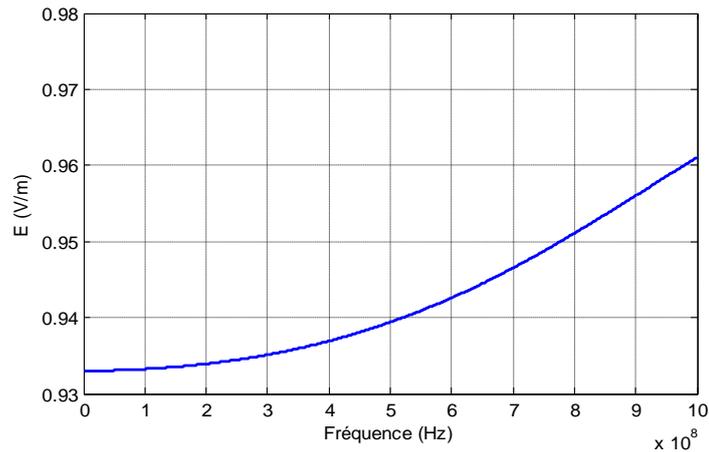


Fig. II.13. Variation du champ électrique dans une piste

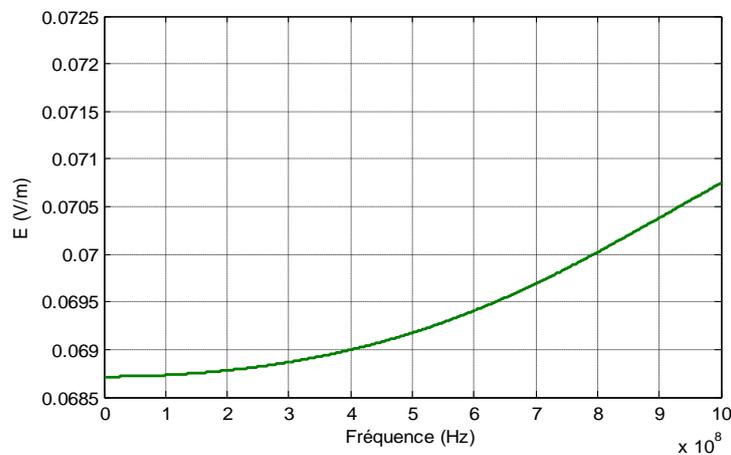


Fig. II.14. Variation du champ électrique dans la puce

Les figures II.13 et II.14 montrent la variation du champ électrique au niveau des pistes en aluminium et la puce en cuivre d'un circuit, celles-ci indiquent une augmentation du champ électrique en fonction de la fréquence dans les deux régions. Les comparaisons entre les deux simulations montrent une différence au niveau des amplitudes.

Cette différence s'explique par la présence d'une énergie électrique emmagasinée dans les matériaux.

Ces résultats montrent que l'agression d'un circuit sensible par une onde électromagnétique provoque des variations du champ électrique et du champ magnétique qui se traduisent à des tensions et des courants parasites qui provoquent un dysfonctionnement du système électrique ou/et électronique.

II.4. Méthodes de conception

II.4.1. Chaîne de conception

La conception d'un système électrique ou/et électronique nécessite plusieurs étapes. En effet, à partir du cahier des charges [2], le développement d'un système électrique ou/et électronique suit la chaîne de la figure II.15 :

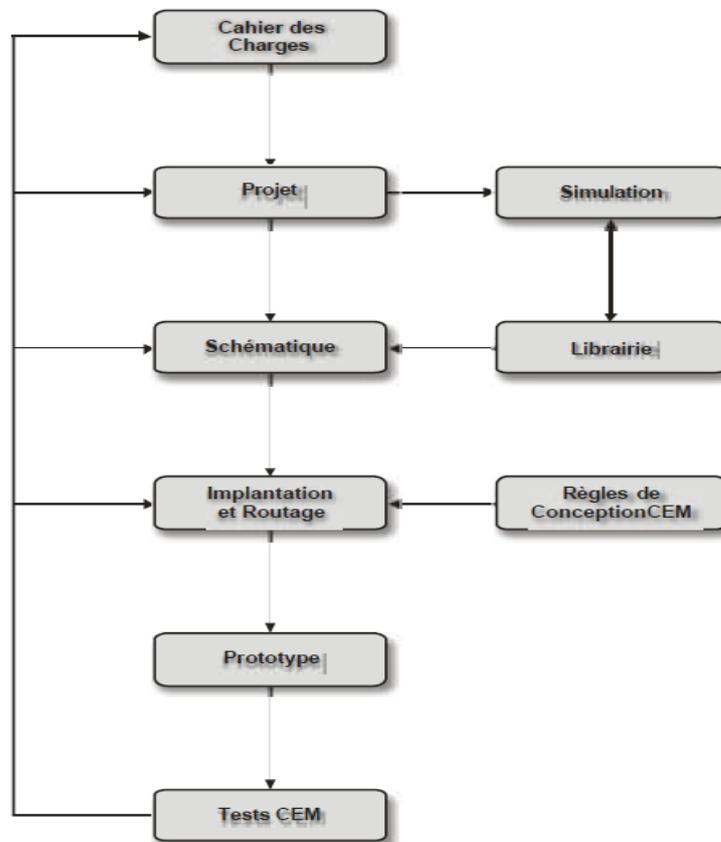


Fig. II.15. Chaîne de conception d'un système électrique ou/et électronique

II.4.2. Blindage EM des circuits sensibles par une cavité métallique

Les phénomènes électromagnétiques sont difficiles à appréhender de par leur caractère relativement impalpable. Ainsi, la prise en compte de la CEM dans l'industrie pose un problème de productivité. Son appétit en termes d'espace et de temps mais aussi en termes de matière grise va à l'encontre d'une bonne rentabilité [29].

Un équipement sensible est dans la plupart des cas placé dans un blindage métallique destiné à le protéger des rayonnements électromagnétiques extérieurs (c'est l'objectif de notre travail). Le circuit dans son blindage comprend plusieurs composants électroniques de type numérique ou analogique, fonctionnant en basse fréquence et/ou en hyperfréquence et dans ce cas pouvant eux aussi émettre des rayonnements électromagnétiques.

Ces rayonnements, qu'ils soient internes ou externes au boîtier, sont susceptibles de se coupler au circuit et de provoquer des dysfonctionnements du système. La figure II.16 illustre ce problème de compatibilité électromagnétique [11]:

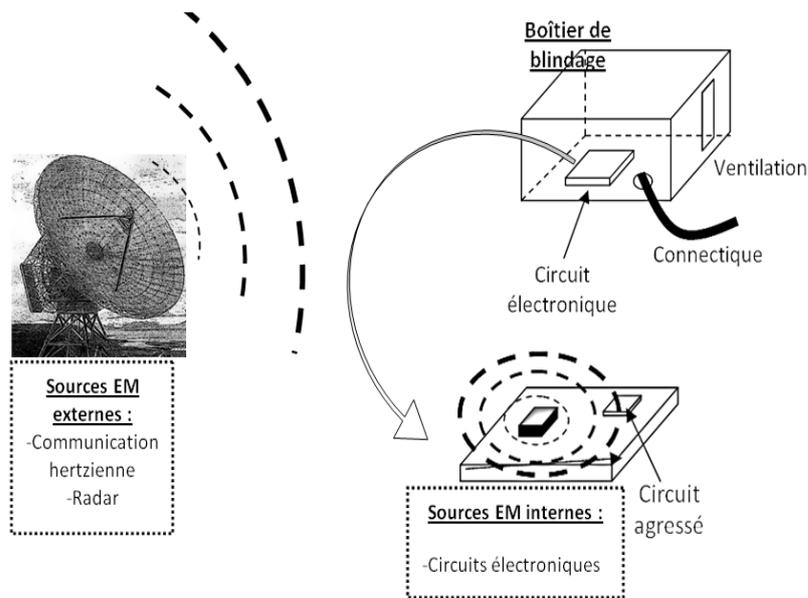


Fig. II.16. Illustration des problèmes de couplage électromagnétique entre des sources EM externes ou internes et le circuit agressé situé à l'intérieur d'une enceinte de blindage [33]

II.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une analyse tridimensionnelle du couplage des ondes électromagnétiques avec les différents composants d'un circuit sensible sous forme d'un circuit intégré. L'approche numérique exploitée est la méthode d'intégration finie sous le logiciel CST.

Dans un premier temps, nous avons évalué l'énergie électromagnétique en 3D et la densité du courant électrique dans le circuit.

Dans un second temps, nous avons effectué une étude détaillée de la variation de l'amplitude du champ électrique et magnétique dans les différents composants du circuit.

Enfin, nous avons proposé quelques règles pratiques mises à la disposition des techniciens et des ingénieurs pour diminuer le couplage entre une onde EM et les circuits sensibles.

Nous nous intéresserons dans le chapitre suivant à étudier l'atténuation du champ électromagnétique rayonné par une source électromagnétique externe via un système de protection afin de le rendre conforme aux normes d'émission rayonnée.

Chapitre III

*Étude de couplage onde ÉM-enceinte métallique
par le modèle analytique de ROBINSON*

III.1. Introduction

Avec l'augmentation des domaines d'utilisation des systèmes à champs forts, les problèmes d'interférences électromagnétiques deviennent de plus en plus sérieux. Le blindage électromagnétique est l'une des solutions employées pour réduire ces phénomènes d'interférences. L'efficacité de blindage d'un boîtier métallique est très fortement influencée par les ouvertures. La présence de ces ouvertures peut être intentionnelle, comme les fenêtres d'accès visuel ou de ventilation, les ouvertures de panels de contrôle et de passages de câbles, etc. Elles peuvent aussi être non intentionnelles, comme, par exemple les fentes autour des portes ou les fissures sur les surfaces extérieures.

Les méthodes utilisées pour calculer l'efficacité d'un blindage des enceintes métalliques munies d'ouvertures sont de type numérique et analytique. La première permet l'étude des structures à géométries quelconques; son champ d'application est très vaste, à l'inverse des méthodes analytiques ou approchées.

Les méthodes analytiques sont précises, elles sont appliquées particulièrement pour les géométries simples en introduisant quelques approximations. Parmi les méthodes analytiques que nous allons utiliser : le modèle de Robinson [12, 13] qui est basé sur la théorie des lignes de transmission. Nous présenterons ses fondements théoriques ainsi que ses limites d'application.

III.2. Définition d'un blindage électromagnétique

Le blindage est un écran électromagnétique ou une enveloppe conductrice qui a pour but d'isoler électromagnétiquement le milieu blindé des agressions extérieures, mais également d'empêcher les rayonnements générés au milieu blindé d'aller se propager vers le milieu extérieur [31-32]. Un blindage présente donc une protection en émission et en réception comme le montrent les figures III.1 et III.2.

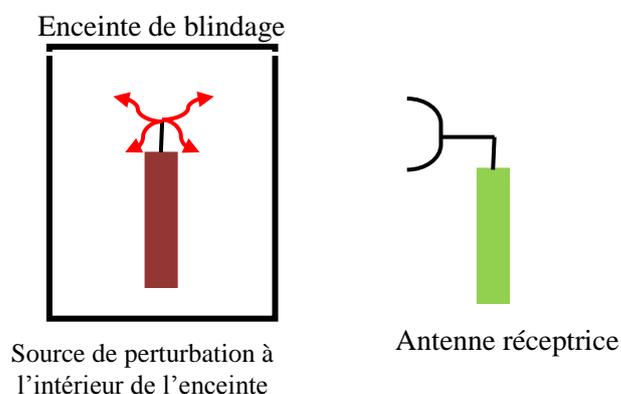


Fig. III.1. Rôle du blindage en émission

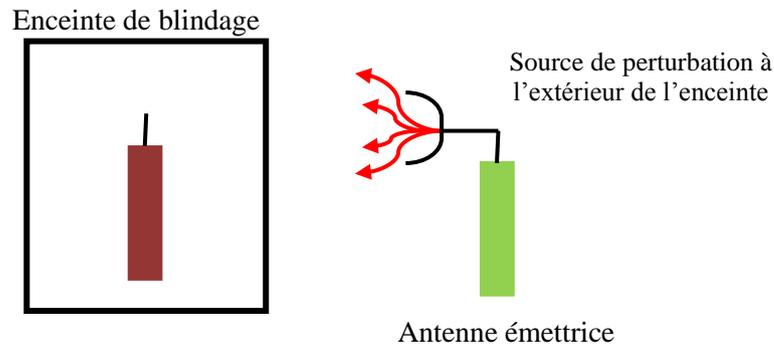


Fig. III.2. Rôle de Blindage en réception

C'est donc le moyen idéal pour éliminer les rayonnements, que ce soit pour respecter les normes d'émission, rendre le circuit insensible (immunité totale), ou encore pour éliminer les auto-perturbations entre les différentes parties d'un système (intégrité des signaux).

Malheureusement, une enveloppe continue, entourant totalement un circuit est impossible à réaliser.

III.2.1. Pénétration d'un champ EM à travers un blindage

Les boîtiers métalliques de blindage sont indispensables pour protéger les équipements sensibles d'un système menacé par des perturbations ÉM internes et externes. Malheureusement ces boîtiers sont toujours équipés d'ouvertures pour différentes raisons, notamment la ventilation et l'affichage. Ils contiennent aussi des fils, des câbles de connexions et des antennes de communications. Le couplage et la pénétration de l'énergie électromagnétique à travers ces fils et ces ouvertures engendrent des interférences électromagnétiques (IÉM) à l'intérieur des systèmes électroniques. Ces interférences induisent des tensions et des courants parasites pouvant conduire à la défaillance de tout le système. Le siège des interférences électromagnétiques n'est pas seulement dû à des pénétrations ÉM extérieures, mais aussi la conséquence du fonctionnement des différentes parties du système qui ne possèdent pas les mêmes niveaux de puissances et de sensibilités. La problématique que nous voulons donc traiter tout au long de ce chapitre est l'étude de la pénétration d'une interférence ÉM à l'intérieur du boîtier métallique d'un équipement électronique [33].

Comme conclusion, le champ électromagnétique peut pénétrer à l'intérieur d'un blindage électromagnétique de trois manières [34, 35, 36] :

- ✓ Par diffusion.
- ✓ Par des ouvertures.
- ✓ Par conduction.

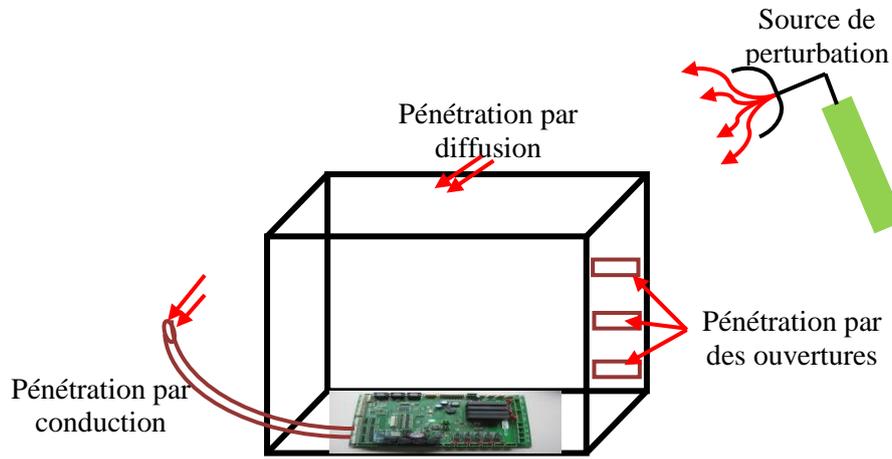


Fig. III.3. Modes de couplage à travers un blindage

La figure III.4 montre la pénétration d'une partie de l'onde plane d'incidence normale et d'amplitude normalisée $E=1V/m$ à travers une ouverture située dans une plaque métallique en aluminium ($\sigma = 2.32 \cdot 10^7 S/m$) à trois instants : $t = 43 ns$; $92 ns$ et $168 ns$ [37].

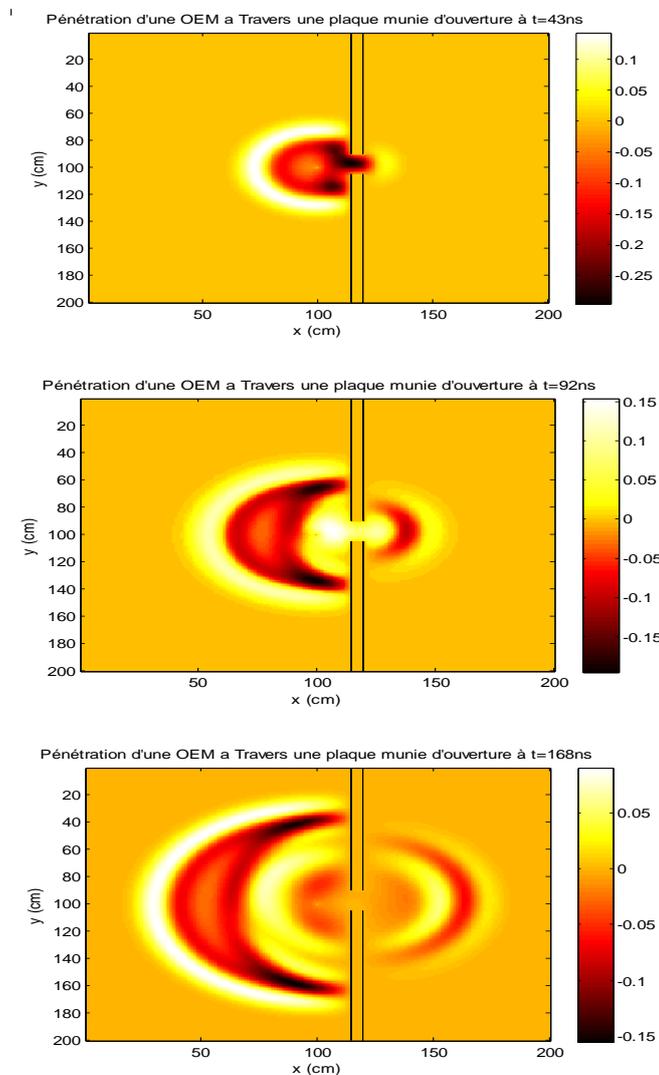


Fig. III.4. Simulation de la pénétration d'un champ électrique E à travers une ouverture par la FDTD à trois instants $t = 43 ns$; $92 ns$ et $168 ns$.

III.2.2. Efficacité électrique et magnétique du blindage d'une enceinte métallique

L'utilisation d'une enceinte métallique de blindage est destinée à protéger les systèmes électroniques contre les perturbations électromagnétiques rayonnées. Elle ressemble à un essai destiné pour cacher notre système électronique afin d'éviter les problèmes générés par les perturbations électromagnétiques rayonnées qui peuvent engendrer un dysfonctionnement de ce dernier [38].

Malheureusement, ces enceintes métalliques sont toujours équipées de fentes (ouvertures) pour différentes raisons (fig. III.5) telles que la ventilation, l'affichage, les baffles, les boutons de réglage et les boutons de commande. Ces ouvertures peuvent provoquer une dégradation de l'efficacité de blindage.



Fig. III.5. Enceintes métalliques munies de différents types d'ouvertures.

La dégradation de l'efficacité de blindage est rarement due à la pénétration du champ EM à travers les murs conducteurs mais typiquement à cause de la présence de ces ouvertures.

Elle s'exprime différemment suivant que l'on fait le bilan des champs avec et sans blindage. L'efficacité électrique du blindage est donnée par l'expression suivante [39, 40] :

$$SE = 20 \log \left(\frac{E_{sans}}{E_{avec}} \right)_{dB} \quad (III-1)$$

L'efficacité magnétique du blindage est donnée par l'expression suivante [39, 40]:

$$SM = 20 \log \left(\frac{H_{sans}}{H_{avec}} \right)_{dB} \quad (III-2)$$

Avec : E_{avec} et H_{avec} sont les composantes des champs électrique et magnétique en présence de l'enceinte, aussi E_{sans} et H_{sans} en absence de l'enceinte.

III.2.3. Phénomène de résonance d'une enceinte métallique

À l'intérieur des enceintes métalliques fermées, il existe plusieurs ondes électromagnétiques qui se propagent dans différents sens. Le phénomène de la résonance est dû à l'addition par une manière constructive des ondes électromagnétiques, ce qui implique que n'importe quelle enceinte métallique résonnera à une certaine fréquence [41].

Il va y avoir l'apparition des modes de propagation d'ordre supérieur dans les grands boîtiers, correspondant à plusieurs fréquences de résonance.

Donc il est nécessaire d'étudier ce phénomène de résonance afin de déterminer entièrement la distribution du champ à l'intérieur des boîtiers métalliques.

III.3. Géométrie de la structure étudiée

La forme géométrique du problème étudié dans notre travail est présentée par la figure III.6; il s'agit d'une enceinte rectangulaire vide de dimensions (a x d x b) mm, munie d'une ouverture rectangulaire centrée de dimension (w x l) mm illuminée par une onde plane d'incidence normale d'amplitude normalisée $E_y = 1V/m$, les parois de l'enceinte étudiée sont conductrices (en aluminium $\sigma = 2.32 * 10^7 S/m$) avec une épaisseur $t = 1mm$, la bande fréquentielle d'étude est située dans la bande monomodale de la cavité qui va de 0 jusqu'à 1GHz :

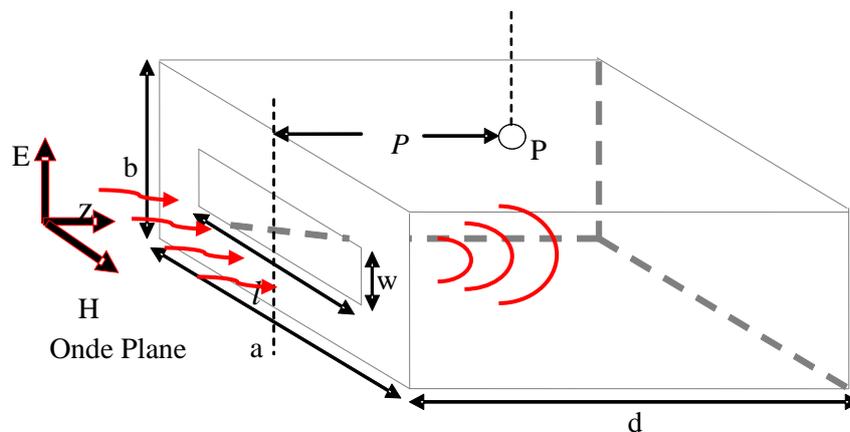


Fig. III.6. Enceinte métallique destinée pour le blindage électromagnétique

III.4. Modèle physique de Robinson

Les méthodes analytiques sont précises, elles sont appliquées particulièrement pour les géométries simples en introduisant quelques approximations. Parmi les méthodes analytiques que nous allons utiliser, figure celle de Robinson [12, 13] qui est basée sur la théorie des lignes de transmission.

Nous allons expliquer dans cette section le principe de l'approche développée par Robinson [22, 23] qui représente l'enceinte métallique utilisée dans notre étude par un circuit électrique. Ce principe va nous conduire à une interprétation physique du système étudié (enceinte).

Le modèle de Robinson et al. [12, 13] est basé sur la modélisation électrique d'une enceinte métallique munie d'une ouverture centrée, et étant illuminée par une onde plane de polarisation verticale. Cette modélisation est basée sur les lois de Kirchhoff appliquées au circuit électrique équivalent. Elle permet une résolution simple et rapide du problème, et permet aussi de représenter la structure étudiée par des équations électriques.

III.5. Circuit électrique équivalent au modèle de Robinson

Le circuit équivalent au modèle de Robinson permet d'exprimer l'intensité de l'énergie électromagnétique pénétrée à l'intérieur de l'enceinte par les coefficients de l'efficacité de blindage de cette enceinte SE et SM .

Le principe de ce modèle repose sur le découpage de la géométrie du problème en trois parties correspondant à trois sous modèles différents [12, 13] à savoir :

- ✓ Le modèle de l'onde incidente (la source de perturbation).
- ✓ Le modèle de l'ouverture (la fente).
- ✓ Le modèle de la cavité (guide d'onde fermé).

III.5.1. Modèle de la source de perturbation

Tout système électromagnétique nécessite une excitation qui sera à l'origine de sa réponse. Cette réponse dépend autant de la nature du système que de la manière dont il est excité.

L'excitation est une onde plane de polarisation verticale ; elle sera représentée par un générateur de tension V_0 en série avec son impédance interne (impédance du vide) Z_0 [12, 13] tel que : $V_0 = 1V$ et $Z_0 = 377\Omega$.

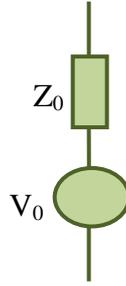


Fig. III.7. Modèle électrique de la source de perturbation

III.5.2. Modèle de l'ouverture

Le problème du rayonnement par des ouvertures est plus classique dans les sciences physiques. De nombreux papiers ont été édités dans le passé et qui ont étudié le comportement de l'énergie électromagnétique échappée par les ouvertures. Certaines de ces publications ont essayé de développer des formules analytiques approximatives, c'est le cas du travail de et H. W. Ott [33, 34] et Gupta [42].

L'ouverture est représentée par une ligne de transmission sous forme de deux stubs de longueur $l/2$ (l étant la longueur de la fente) connectés l'un à l'autre et court-circuités en leurs deux extrémités.

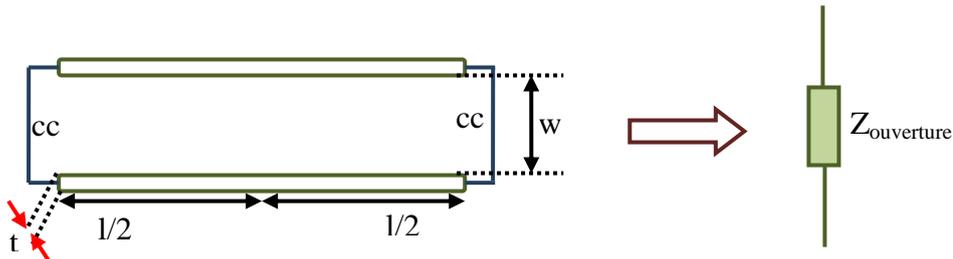


Fig. III.8. Modèle géométrique et électrique de l'ouverture

L'impédance localisée de la fente est donnée par les formules de Gupta [42] :

$$Z_{ouverture} = Z_{ap} = \frac{1}{2} \frac{l}{a} jZ_{0s} \tan \frac{k_0 l}{2} \quad (\text{III-3})$$

L'impédance caractéristique est donnée par l'intermédiaire de la formule suivante [42] :

$$Z_{0s} = 120\pi^2 \left[\ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - (w_e/b)^2}}{1 - \sqrt{1 - (w_e/b)^2}} \right) \right]^{-1} \quad (\text{III-4})$$

La largeur effective de l'ouverture est donnée par:

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

Avec : $k_0 = 2\pi/\lambda$: la constante de propagation.

l : La longueur de l'ouverture.

a : La largeur de l'enceinte.

b : La hauteur de l'enceinte.

t : est l'épaisseur des murs de l'enceinte.

w : La longueur de l'ouverture.

III.5.3. Modèle de l'enceinte sans ouverture

La cavité métallique sans ouverture sera représentée sous forme d'un guide d'onde de longueur (d) et sa hauteur géométrique (b) suivant l'axe (oy) , court-circuité à ses deux extrémités (fig. III. 9), en tenant compte seulement de l'existence du mode fondamental TE_{10p} (car c'est une enceinte de faible hauteur $(a > b)$ qui se propage le long de l'axe (z) au-dessus de sa fréquence de coupure dans une bande fréquentielle allant de 0 à 1GHz.

Pour le mode fondamental $f_c = c_0/2a$ auquel correspond une longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 2a$ [41].

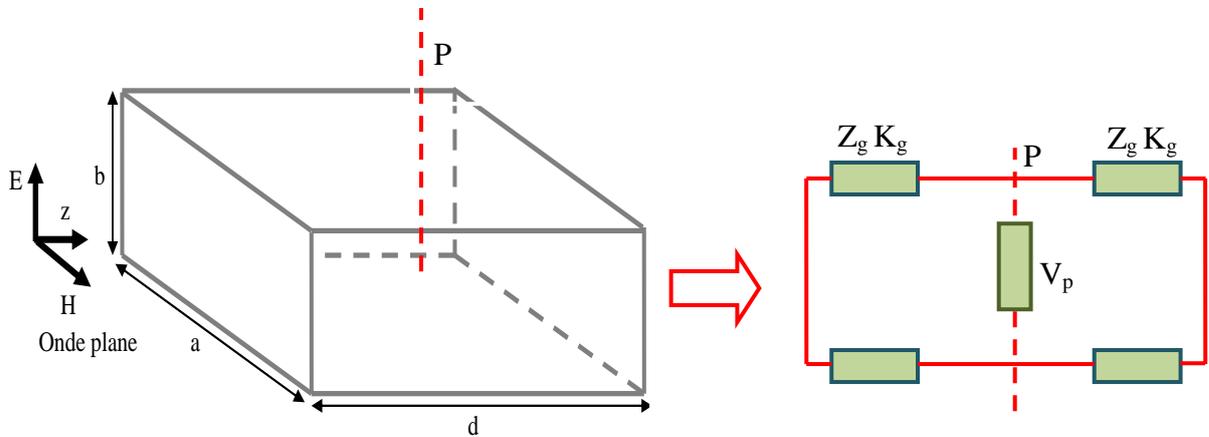


Fig. III.9. Modèle géométrique et électrique d'un guide d'onde

L'impédance caractéristique du guide d'onde est donnée par [41] :

$$Z_g = Z_0 / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2} \quad (\text{III-6})$$

La constante de propagation s'exprime comme suit [41] :

$$k_g = k_0 \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2} \quad (\text{III-7})$$

III.5.4. Modèle du circuit électrique équivalent de Robinson au système complet

A partir des modèles analytiques développés ci-dessus, nous construisons le modèle électrique équivalent de Robinson qui correspond à une enceinte rectangulaire parfaitement conductrice munie d'une ouverture rectangulaire centrée et illuminée par une onde plane d'incidence normale (Fig. III.10) [12, 13].

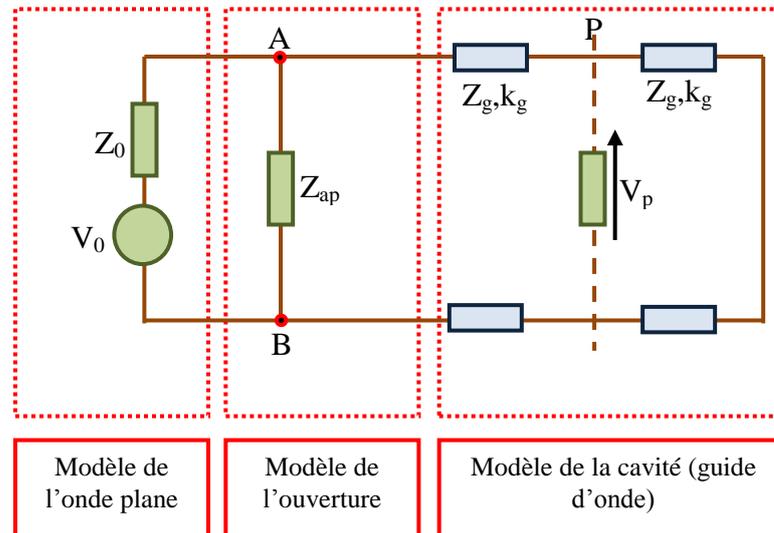


Fig. III.10. Modèle du circuit électrique équivalent au système complet

L'énergie $\acute{E}M$ pénétrant à l'intérieur de l'enceinte est exprimée en un point $P(x, y, z)$ par une tension V_P le long du circuit électrique équivalent (fig. III.10). Cette approximation constitue la première étape menant à l'évaluation de SE et SM .

III.5.5. Simplification du circuit équivalent de Robinson pour calculer le SE et SM

Le calcul des efficacités électrique et magnétique du blindage est effectué à partir du circuit électrique équivalent au modèle de Robinson (fig. III.10). Nous simplifions le circuit du modèle complet pour une mise en équation plus facile. Cette simplification est réalisée en plusieurs étapes [12, 13]. "Il s'agit de ramener les impédances et les sources du modèle distribué au plan situé au milieu de la cavité (le point de calcul P) à l'aide des formules de transformation de la théorie des lignes de transmission".

Dans un premier temps nous calculons le modèle de Thévenin équivalent entre les bornes A et B à travers la combinaison du modèle de champ incident et celui de l'ouverture ; le nouveau circuit équivalent est celui représenté à la figure III.11.

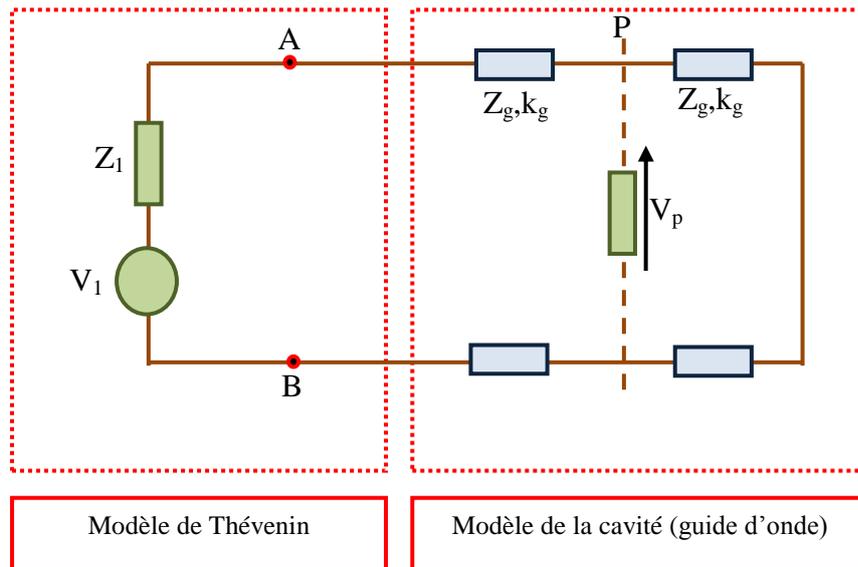


Fig. III.11. Combinaison entre le modèle du champ incident et celui de l'ouverture.

La tension V_1 du générateur de Thévenin du circuit précédent est donnée par la formule suivante [12, 13] :

$$V_1 = V_0 Z_{ap} / (Z_0 + Z_{ap}) \quad \text{(III-8)}$$

L'impédance Z_1 équivalente de Thévenin est exprimée comme suit:

$$Z_1 = Z_0 Z_{ap} / (Z_0 + Z_{ap}) \quad \text{(III-9)}$$

Dans un second temps, nous ramenons le circuit équivalent de Thévenin (constitué par un générateur de tension V_1 et une impédance Z_1) et le court-circuit de l'extrémité droite ; le tout au point de calcul P à l'aide des formules de transformations des lignes [12, 13]. Nous obtenons le circuit équivalent de la figure III.12.

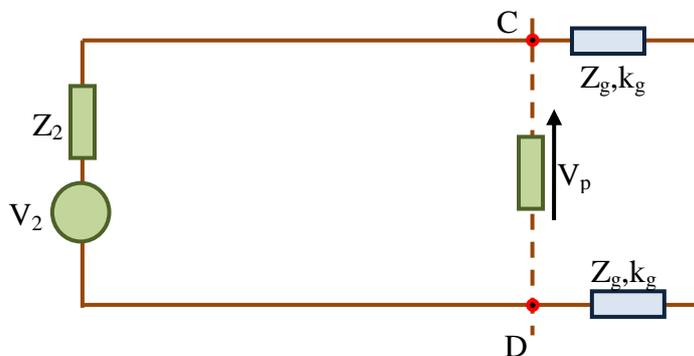


Fig. III.12. Circuit équivalent issu de la deuxième simplification

La tension délivrée par le générateur de Thévenin V_1 ramené au plan P s'exprime sous la forme d'un nouveau générateur de tension. La tension V_2 de cette ligne est obtenue par l'application de la formule de la matrice chaîne qui exprime la tension de sortie de la ligne en fonction de celle qui est à l'entrée. Sachant que la ligne présente des obstacles (ligne chargée) [12, 13], nous avons:

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ i_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos k_g p & jZ_g \sin k_g p \\ j\frac{1}{Z_g} \sin k_g p & \cos k_g p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_2 \\ i_2 \end{bmatrix} \quad (\text{III-10})$$

$$V_2 = \frac{V_1}{\cos k_g p + j\left(\frac{Z_1}{Z_g}\right) \sin k_g p} \quad (\text{III-11})$$

L'impédance interne Z_1 du générateur de Thévenin V_1 ramenée au plan P s'exprime sous la forme suivante :

$$Z_2 = \frac{Z_1 + jZ_g \tan k_g p}{1 + j\left(\frac{Z_1}{Z_g}\right) \tan k_g p} \quad (\text{III-12})$$

Cette simplification consiste à calculer l'impédance localisée Z_b d'une ligne de transmission court-circuitée à l'une de ses extrémités. Elle s'appelle aussi l'impédance de charge de l'enceinte.

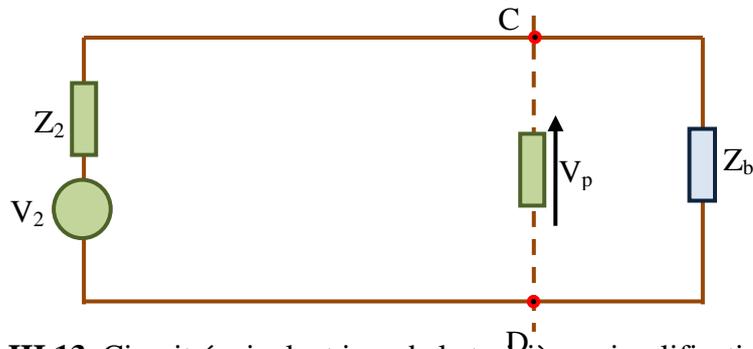


Fig. III.13. Circuit équivalent issu de la troisième simplification

La formule de l'impédance Z_b du circuit précédent est exprimée en fonction de Z_g par la relation suivante [12, 13]:

$$Z_b = jZ_g \tan k_g (d - p) \quad (\text{III-13})$$

La dernière étape de simplification consiste à calculer la tension V_p et le courant i_p . Ceci nous permettra de donner le circuit simplifié final (fig. III.14).



Fig. III.14. Circuit électrique final simplifié équivalent à une enceinte munie d'ouverture

Dans cette étape nous avons calculé un nouveau modèle équivalent de Thévenin entre les bornes C et D représenté dans la figure précédente. On obtient finalement la tension V_3 qui est exprimée par la formule suivante [12, 13]:

$$V_3 = V_2 Z_b / (Z_2 + Z_b) \quad (\text{III-14})$$

L'impédance interne Z_3 du générateur V_3 est donnée par la relation suivante [12, 13] :

$$Z_3 = Z_b Z_2 / (Z_b + Z_2) \quad (\text{III-15})$$

La tension V_p et le courant i_p représentent respectivement le champ électrique et magnétique à un point à l'intérieur du boîtier, on obtient [12, 13] :

$$V_p = V_3 = V_2 Z_b / (Z_2 + Z_b) \quad (\text{III-16})$$

Nous pouvons calculer la tension V_p et le courant i_p qui représentent respectivement le champ électrique et magnétique au point de calcul P en présence de l'enceinte métallique. Maintenant, nous allons calculer ces grandeurs en absence de l'enceinte métallique, l'impédance de charge au point P est égale à Z_0 ; dans ce cas la tension et le courant s'expriment respectivement comme suit [12, 13] :

$$V'_p = V_0 / 2 \quad (\text{III-17})$$

$$i'_p = V_0 / 2Z_0 \quad (\text{III-18})$$

Les expressions de l'efficacité électrique et l'efficacité magnétique sont les suivantes [12, 13]:

$$S_E = -20 \log_{10} |2V_p / V_0| \quad (\text{III-19})$$

$$S_M = -20 \log_{10} |2i_p Z_0 / V_0| \quad (\text{III-20})$$

III.6. Résultats de l'étude analytique et interprétations

Dans cette partie, nous allons exploiter le circuit électrique simplifié équivalent d'une enceinte métallique munie d'une ouverture. Il est développé par Robinson [12, 13] pour calculer l'efficacité électrique et magnétique d'une enceinte métallique munie d'une ouverture centrée illuminée par une onde plane de polarisation verticale. Ce calcul est effectué en fonction de la fréquence, de la position du point de calcul P situé à l'intérieur de l'enceinte, des dimensions de l'enceinte et de l'ouverture [42].

III.6.1. Calcul de l'efficacité électrique du blindage (SE)

La figure III.15 présente le calcul de l'efficacité électrique de blindage par le circuit électrique équivalent au modèle de Robinson dans trois positions différentes ($P(z_1) = 50$ mm, $P(z_2) = 150$ mm, $P(z_3) = 250$ mm) situées à l'intérieur de l'enceinte métallique de dimensions $(a \times d \times b) = (400 \times 300 \times 200)$ mm³. L'ouverture est rectangulaire de dimensions $(l \times w) = (150 \times 20)$ mm². Les tracés montrent que la fréquence de résonance de cette enceinte est aux alentours de 620 MHz. Au voisinage de cette fréquence, l'efficacité du blindage est négative et faible.

Au-dessous de la résonance nous constatons que la SE diminue avec la fréquence et augmente avec l'accroissement de la distance entre le point de calcul et l'ouverture (fig. III.15). Ceci confirme que l'intensité du champ électrique pénétrant à l'intérieur de l'enceinte est maximale au niveau de l'ouverture (correspondant au point de pénétration).

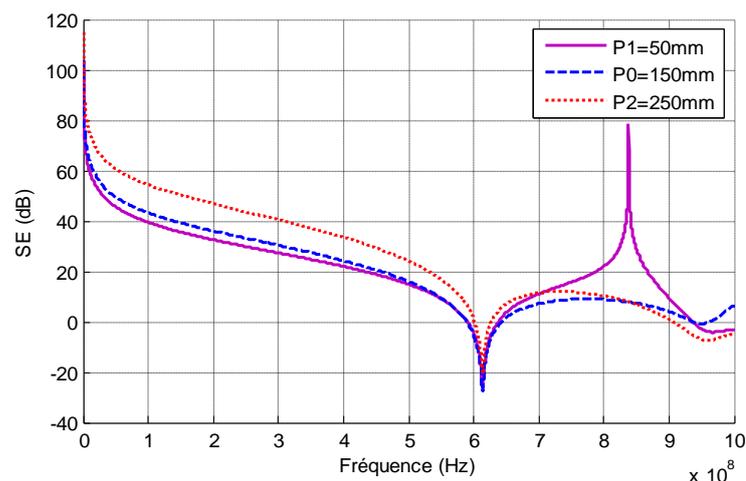


Fig. III.15. SE dans trois positions à l'intérieur de l'enceinte.

III.6.2. Calcul de l'efficacité magnétique du blindage SM

La figure III.16 représente la variation de l'efficacité magnétique de blindage SM en fonction de la fréquence trois points différents ($P(z_1) = 50 \text{ mm}$, $P(z_2) = 150 \text{ mm}$, $P(z_3) = 250 \text{ mm}$) situées à l'intérieur de l'enceinte métallique de dimensions $(a \times d \times b) = (400 \times 300 \times 200) \text{ mm}^3$, l'ouverture est rectangulaire de dimensions $(l \times w) = (150 \times 20) \text{ mm}^2$. En effet, l'efficacité magnétique de blindage SM augmente avec la distance qui sépare le point de calcul P et l'ouverture. Ce comportement est identique à la variation de l'efficacité électrique de blindage SE, à cause du couplage entre le champ électrique et magnétique.

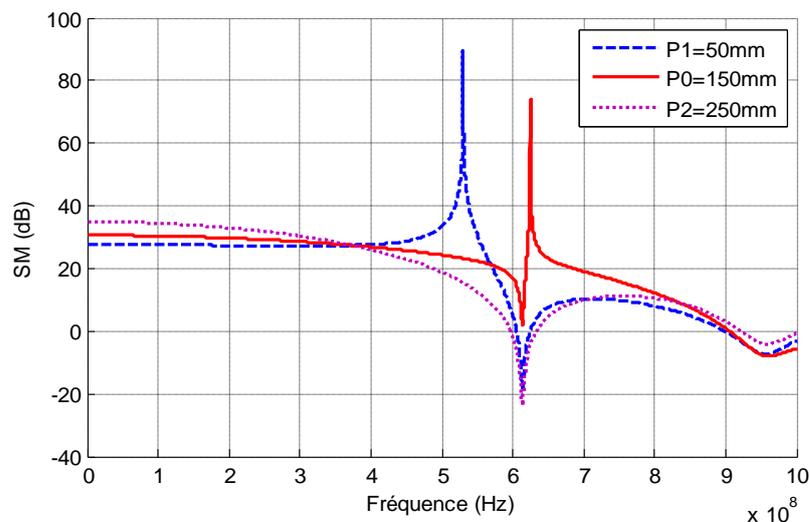


Fig. III.16. SE dans trois positions à l'intérieur de l'enceinte

III.6.3. Calcul de l'efficacité électrique SE pour différentes dimensions de l'ouverture

La figure III.117 illustre la courbe de l'efficacité de blindage au point centre P de l'enceinte étudiée. Elle a été calculée pour trois tailles d'ouverture différentes : $(100 \times 10) \text{ mm}^2$, $(150 \times 20) \text{ mm}^2$ et $(200 \times 30) \text{ mm}^2$. Nous constatons que le niveau de blindage est une fonction croissante en fonction de la diminution des dimensions d'ouverture ; les fréquences de résonance deviennent moins larges. Les ouvertures permettent une pénétration plus importante du champ électromagnétique à l'intérieur de l'enceinte. D'autre part, la fréquence de résonance du mode fondamental de la cavité chute très légèrement pour une grande taille de l'ouverture.

Cela s'explique par le fait que chaque ouverture est équivalente à une inductance (équation III-3). L'augmentation de la taille de cette ouverture fait augmenter l'inductance équivalente, ce qui provoque une chute de la fréquence de résonance du mode de la cavité.

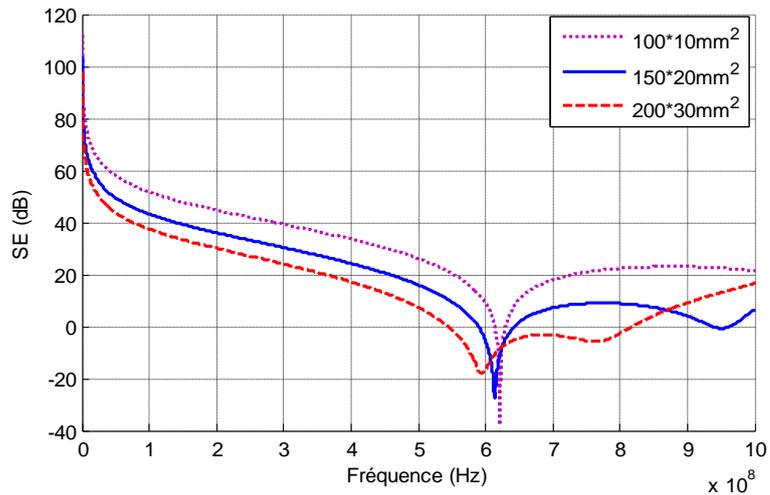


Fig. III.17. SE au centre de l'enceinte pour différentes tailles d'ouvertures

III.6.4. SE pour différentes dimensions de l'enceinte

La figure III.18 illustre la courbe de l'efficacité de blindage au point centre $P_{01} = 100$ mm, $P_{02} = 150$ mm, $P_{03} = 200$ mm, correspondant respectivement à trois enceintes de tailles différentes $(300 \times 200 \times 100) \text{ mm}^3$, $(400 \times 300 \times 200) \text{ mm}^3$ et $(500 \times 400 \times 300) \text{ mm}^3$. Les dimensions de l'ouverture sont maintenues constantes et valent $(150 \times 20) \text{ mm}^2$.

Nous constatons que les petites enceintes ne résonnent pas au-dessous de 800 MHz, et que les grandes enceintes présentent deux points de résonances à 470 MHz et 620 MHz qui correspondent à l'apparition des modes de propagation d'ordre supérieur pour les larges boîtiers. Cela s'explique par le fait que le phénomène de la résonance est dû à l'addition par manière constructive des ondes électromagnétiques, ce qui implique que n'importe qu'elle enceinte métallique résonnera à une certaine fréquence en fonction de ses dimensions.

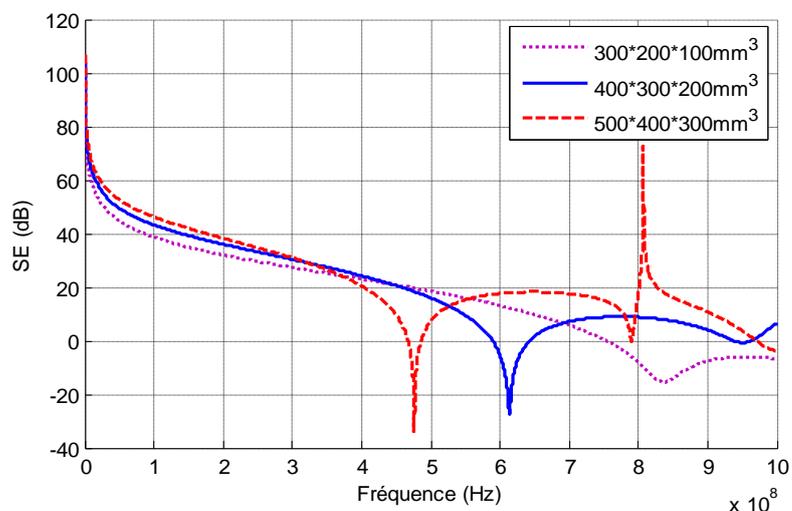


Fig. III.18. SE pour trois tailles d'enceintes munies de la même taille d'ouverture

III.6.5. Limitation du modèle de Robinson

Le circuit électrique équivalent au modèle de Robinson présente plusieurs avantages pour calculer l'efficacité électrique et magnétique de blindage des petites enceintes métalliques telles que l'influence des dimensions de l'enceinte et des dimensions de l'ouverture sur le SE, ainsi que l'influence de la position de calcul de l'efficacité de blindage. Néanmoins, ils ne permettent pas d'évaluer le SE dans les situations suivantes:

- ✓ L'apparition des modes de propagation d'ordres supérieurs TE_{mn} et TM_{mn} qui se propagent à l'intérieur de l'enceinte,
- ✓ Le cas d'une ouverture décentrée,
- ✓ Le re-rayonnement de l'ouverture,
- ✓ La position du point de calcul P en fonction de trois directions (x , y et z).
- ✓ Le cas d'une enceinte de grande dimension.

Dans toute l'approche analytique développée précédemment, les modes d'ordre supérieurs n'interviennent pas dans les phénomènes décrits et leur influence n'est pas prise en considération. Cependant quand les dimensions de l'enceinte métallique sont augmentées, de nouveaux phénomènes de résonance interviennent correspondant aux modes d'ordre supérieurs. Ces phénomènes sont des limitations pour cette approche analytique.

Afin de justifier la limitation de la validité de l'approche analytique pour certaines dimensions de l'enceinte métallique, nous avons évalué l'efficacité électrique de blindage (fig. III.19) pour une grande enceinte de dimensions $(500 \times 400 \times 700) \text{ mm}^3$, munie d'une ouverture $(250 \times 100) \text{ mm}^2$.

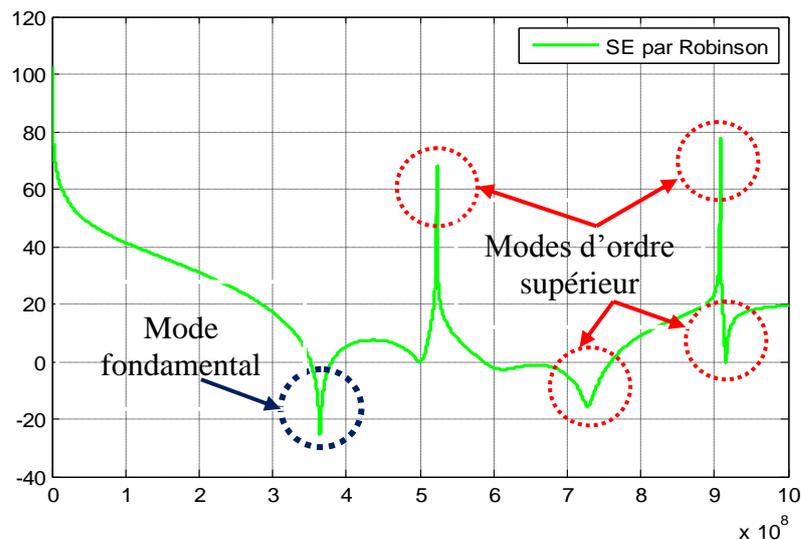


Fig. III.19. SE pour une enceinte de dimensions : $(500 \times 400 \times 700) \text{ mm}^3$ munie d'une ouverture $(250 \times 100) \text{ mm}^2$.

D'après la figure III.19, nous constatons que le modèle de Robinson n'est plus valable pour tenir compte de l'excitation des modes d'ordres supérieurs de champ électrique à l'intérieur d'une grande enceinte sur une bande de fréquence allant de 0,5 GHz à 1 GHz.

III.7. Conclusion

Dans la première sous partie de ce chapitre, nous avons présenté de manière succincte l'objectif de l'utilisation d'un blindage électromagnétique, à savoir les différents problèmes de blindage, et ainsi, la pénétration de l'énergie électromagnétique à travers les ouvertures.

L'étude du couplage, de la pénétration et de la propagation de l'énergie EM à l'intérieur d'une enceinte de blindage d'un équipement électronique a été réalisée au cours de ce chapitre par l'application du modèle de Robinson ; ce dernier est le plus connu dans la littérature, car il a été le premier formalisme analytique établi pour représenter le problème du couplage EM avec un boîtier de blindage par un circuit électrique équivalent,

Après nous avons analysé l'effet de plusieurs paramètres physiques et géométriques sur la conception d'une enceinte métallique destinée à la protection des circuits sensible contre les perturbations EM rayonnées.

Chapitre IV

*Applications et validation des résultats par la FDTD
et le simulateur CST software*

IV.1. Introduction

Dans ce chapitre nous proposons de modéliser quelques applications en utilisant la méthode des différences finies (FDTD) [43-50] et le logiciel de simulation électromagnétique tridimensionnelle, CST Microwave Studio. Ce logiciel est basé sur la méthode d'intégration finie (FIT) [20-25] que nous avons présenté dans le deuxième chapitre.

Dans une première partie nous validerons les résultats obtenus par le modèle analytique (modèle de Robinson) dans le chapitre précédent.

La deuxième partie sera consacrée à l'analyse de l'efficacité du blindage pour d'autres applications. Nos applications ont pour but de juger la qualité d'une enceinte destinée à la protection des systèmes électroniques contre les perturbations extérieures.

IV.2. Principe de la méthode des différences finies

Dans cette partie, nous rappellerons les principes de base de la méthode FDTD tout en montrant la manière dont est prise en considération la discrétisation spatiale et temporelle par le schéma de Yee du système d'équations différentielles, la dispersion des métaux, et les conditions aux limites absorbantes de Berenger (Perfectly Matched Layer, PML) seront décrites [47].

IV.2.1. Equations de Maxwell

La méthode FDTD est basée sur la discrétisation aux différences centrées selon le schéma de Yee [46] des équations de Maxwell qui régissent la propagation d'une onde électromagnétique dans la matière. Ces équations s'écrivent sous leur forme différentielle comme suit [43]:

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \vec{H} - \frac{\sigma}{\varepsilon} \vec{E} \quad (\text{IV-1})$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{E} - \frac{\rho'}{\mu} \vec{H} \quad (\text{IV-2})$$

$\frac{\sigma}{\varepsilon} \vec{E}$: Pertes électriques

$\frac{\rho'}{\mu} \vec{H}$: Pertes magnétiques

La méthode FDTD est basée essentiellement sur l'approximation aux différences centrées des dérivées partielles spatio-temporelles apparaissant dans les équations (IV-1) et

(IV-2). En projetant ces deux équations sur les trois axes de coordonnées x, y et z et en tenant compte des relations de comportement, on arrive à :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x \right] \quad (\text{IV-3})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right] \quad (\text{IV-4})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right] \quad (\text{IV-5})$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} + \rho' H_x \right] \quad (\text{IV-6})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} + \rho' H_y \right] \quad (\text{IV-7})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} + \rho' H_z \right] \quad (\text{IV-8})$$

IV.2.2. Equations de Maxwell aux différences finies centrées

La résolution par FDTD des équations de Maxwell nécessite de discrétiser l'espace et le temps. L'espace continu est remplacé par un espace discret, un ensemble de nœuds repérés par des indices (i, j, k). Ces points de discrétisations sont séparés par des incréments Δx , Δy et Δz suivant les directions x, y et z respectivement. Le temps est aussi échantillonné suivant un pas temporel Δt , et le nombre d'échantillonnage temporel est repéré par un indice n [49] (voir l'annexe A).

IV.2.3. Excitation gaussienne

L'excitation se traduira par un signal numérique qui va se propager dans la structure. Cette variation imposée à un endroit approprié du maillage a une forme, une durée, et un emplacement particuliers. Numériquement, on peut choisir une forme arbitraire pour l'excitation et nous avons considéré qu'il n'y a pas d'une variation spatiale. Ses formes temporelles et fréquentielles sont définies par les relations suivantes [50]:

$$e(t) = A_0 \cdot e^{-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}} \xrightarrow{\text{TF}} e(f) = A_0 \cdot T \cdot \sqrt{\pi} \cdot e^{-(\pi \cdot f \cdot T)^2} \cdot e^{-j2\pi f \cdot t_0} \quad (\text{IV-9})$$

Temporelle Fréquentielle

Avec : A_0 est l'amplitude de la gaussienne,
 t_0 est le retard par rapport à l'origine des temps
 T la largeur de l'impulsion à mi-hauteur.

t_0, T : sont déduites par les relations suivantes :

$$t_0 = T \sqrt{\ln(Att_0)} \text{ et } T = \frac{\sqrt{\ln(Att_{f_{\max}})}}{\pi \cdot f_{\max}} \quad (\text{IV-10})$$

Les figures IV.1, IV.2 et IV.3 montrent l'évolution temporelle du signal gaussien qui a un caractère lisse et sans discontinuité. Il a l'avantage de ne pas produire d'erreurs numériques causées le plus souvent par des sauts de valeur.

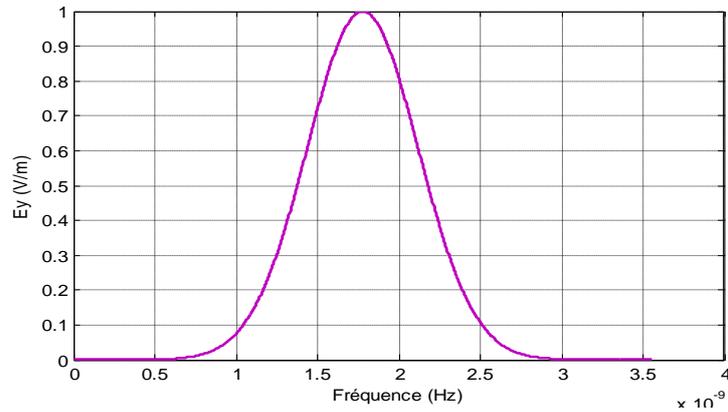


Fig. IV.1. Evolution temporelle du signal gaussien.

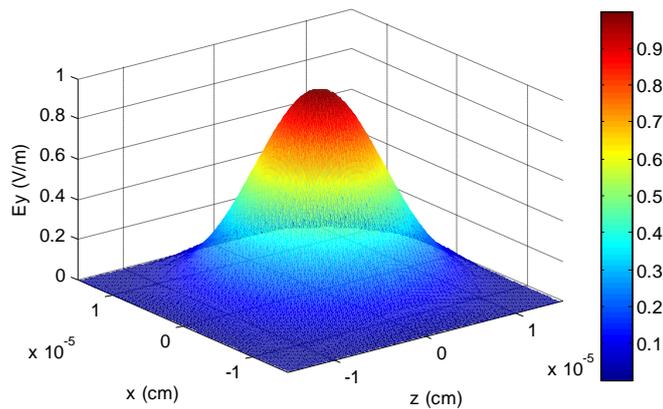


Fig. IV.2. Représentation d'un signal gaussien généré par FDTD en 3D.

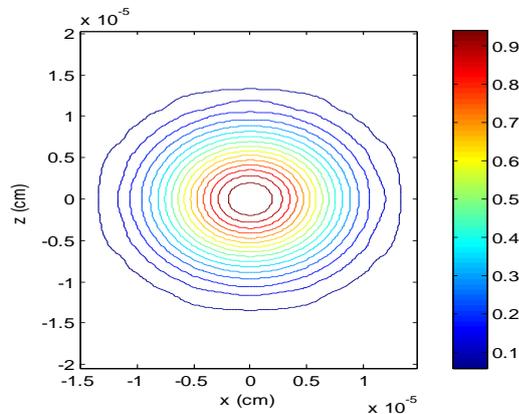


Fig. IV.3. Coupe horizontale d'un signal gaussien généré par FDTD.

IV.3. CST Microwave Studio

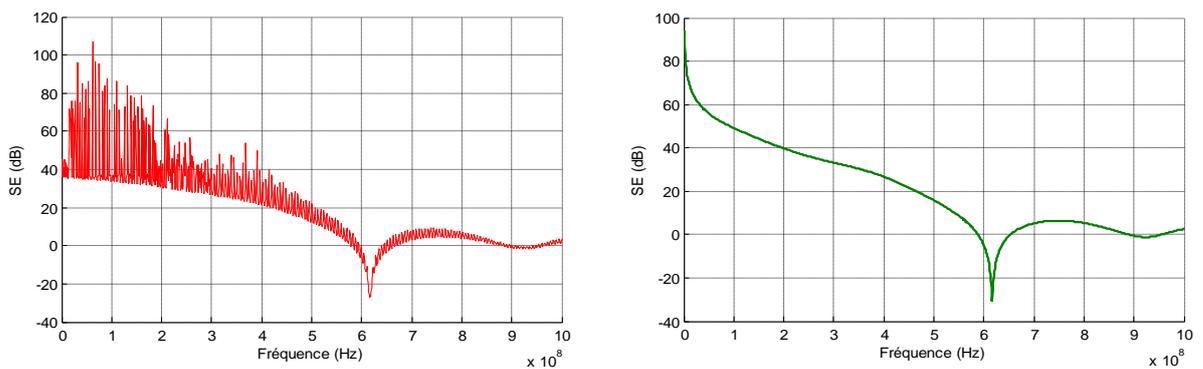
Dans notre étude, nous avons utilisé un logiciel commercial CST (Microwave studio), regroupant au sein du même environnement les maillages cartésiens ainsi que les solveurs de résolution temporel et fréquentiel, basés sur une technique numérique d'intégration finie dite FIT (chapitre II) pour la résolution des équations de Maxwell en 3D sous leur forme intégrale, sans faire passer par les hypothèses simplificatrices de l'équation de dispersion.

IV.4. Amélioration des résultats par filtrage

A fin d'obtenir des résultats de bonnes qualités pour l'efficacité de blindage SE, on procède à un filtrage des champs dans le domaine fréquentiel

IV.4.1. Filtrage de SE obtenus par la FDTD

Dans ce cas, nous allons utiliser la fenêtre de Hamming qui donne les résultats suivants [44].



(a) SE sans filtrage

(b) SE avec filtrage

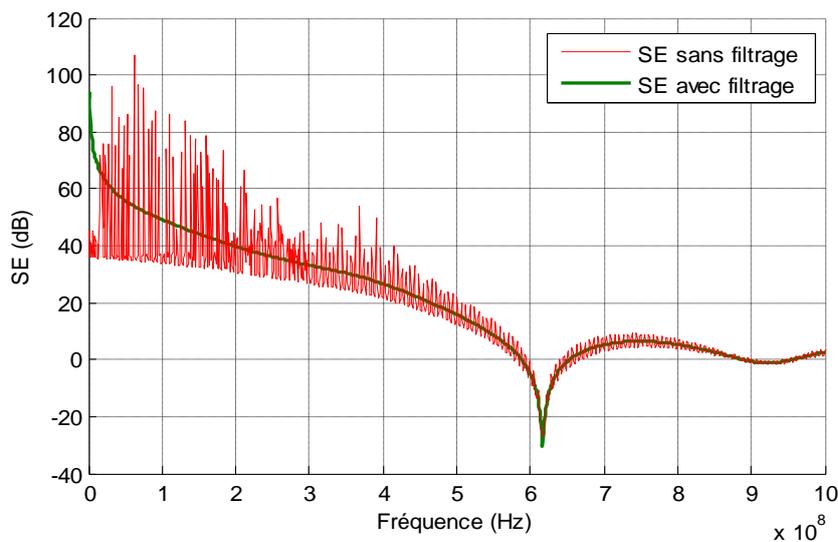


Fig. IV.4. Comparaison des résultats du SE au centre de l'enceinte sans et avec filtrage

IV.4.2. Filtrage de SE obtenus par le simulateur CST

Dans ce cas, nous allons utiliser la fenêtre d'un filtre (AR filter) sous le simulateur CST Microwave Studio qui donne les résultats suivants.

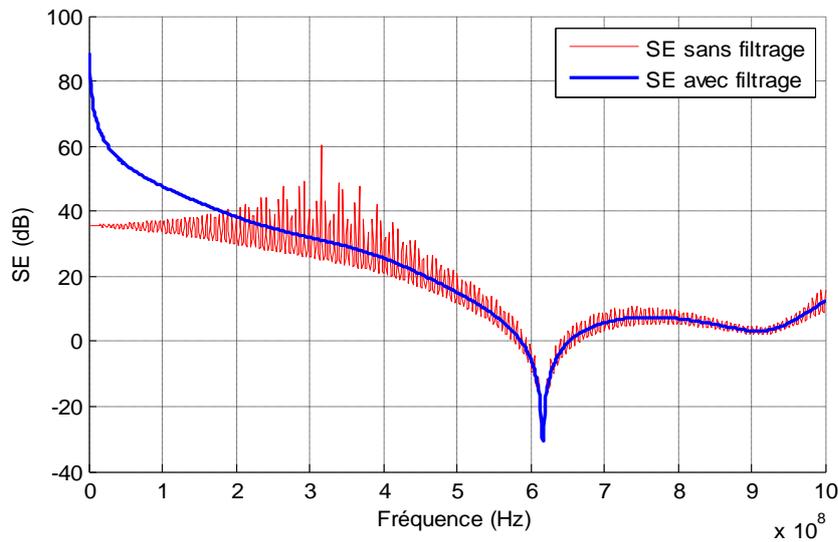
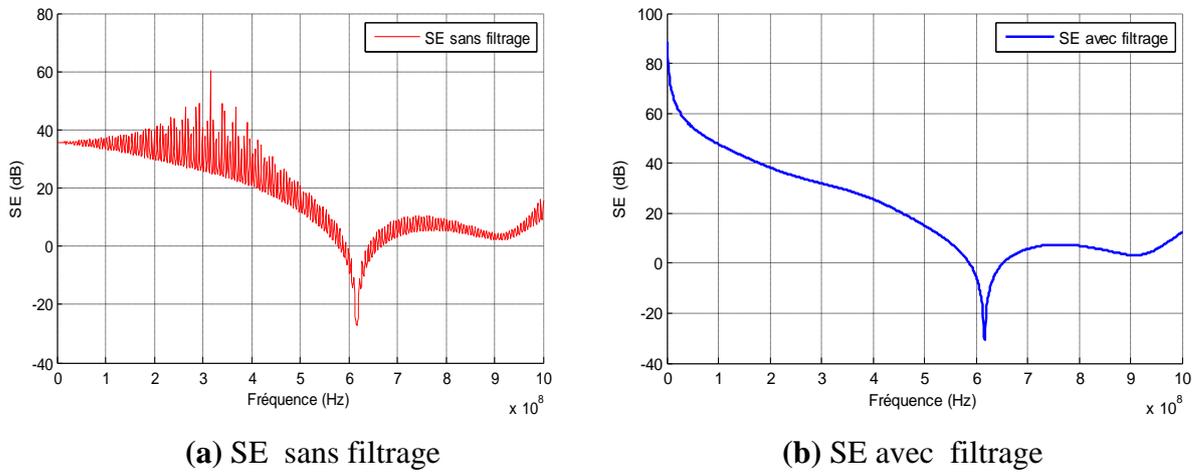


Fig. IV.5. Comparaison des résultats du SE au centre de l'enceinte sans et avec filtrage

Nous nous disposons maintenant des techniques adaptées et qui donnent un très bon caractère de la superposition graphique des résultats obtenus.

IV.5. Validation des résultats obtenus

Dans cette partie, nous établissons une comparaison entre les résultats obtenus par la méthode FDTD et le logiciel CST avec ceux restitués par le modèle de Robinson implémentée sous MATLAB.

La figure IV.6 montre la comparaison entre les SE résultants par l'application des trois méthodes (modèle de Robinson, méthode FDTD et simulateur CST). L'enceinte utilisée pour la simulation est de dimensions $(400 \times 300 \times 200) \text{ mm}^3$ avec une ouverture rectangulaire de dimension $(150 \times 20) \text{ mm}^2$; les parois de l'enceinte étudiée sont conductrices (en aluminium $\sigma = 2.32 \cdot 10^7 \text{ S/m}$) avec une épaisseur $t = 1 \text{ mm}$, la fréquence varie de 0 jusqu'à 1 GHz. Nous avons réalisé la comparaison pour un point de calcul centré, $P_0 = (200, 150, 100) \text{ mm}^3$ et on a obtenu le résultat montré dans la figure IV.6 :

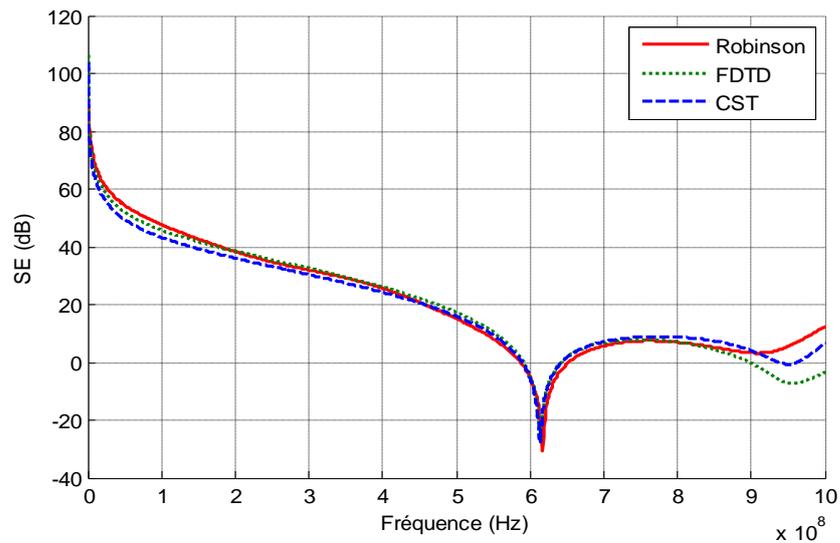


Fig. IV.6. Comparaison des résultats obtenus par le modèle de Robinson, la FDTD et le logiciel CST du SE au centre de l'enceinte.

D'après la figure IV.6, nous remarquons que les résultats obtenus par nos méthodes numérique (FDTD et FIT), et ceux obtenus par le modèle analytique sont en bon accord.

L'examen des différentes courbes obtenues par les trois méthodes avec plus de précision, nous a permis de constater l'existence d'une légère différence au niveau des amplitudes des fréquences de résonance données par le logiciel et les autres méthodes. Cette différence de niveaux peut être expliquée par les points suivants :

- ✓ La différence entre les deux méthodes de filtrage.
- ✓ Le fait que les méthodes numériques et analytiques programmées sont basées sur certaines hypothèses approximatives, contrairement au logiciel CST qui est basé sur la méthode FIT et résout les équations de Maxwell directement sans négliger aucune approximation.
- ✓ Les erreurs numériques causées le plus souvent par des sauts de valeur.

IV.6. Analyse de l'efficacité du blindage pour d'autres applications

La simulation consiste à étudier la variation de l'efficacité de blindage en fonction de la fréquence de l'onde d'excitation pour différentes applications [50-52]. Cette étude est réalisée en variant la fréquence de 0 MHz jusqu'à 1GHz avec un pas de 100 MHz.

Nous analyserons respectivement l'effet et l'influence de plusieurs facteurs sur l'efficacité de blindage tels que :

- ✓ L'efficacité de blindage pour différentes positions de calcul (P_z et P_y).
- ✓ L'effet de la forme des ouvertures sur l'efficacité de blindage.
- ✓ L'effet de la multiplicité des ouvertures sur l'efficacité de blindage.
- ✓ Type des matériaux (PEC (Perfectly Electrical Conductor) et diélectrique).
- ✓ Mode d'incidence de l'onde plane.
- ✓ SE pour différents degré de séparation entre les ouvertures.
- ✓ Effet de l'épaisseur du mur métallique contenant les ouvertures sur SE.
- ✓ SE d'une enceinte métallique en présence d'un obstacle.

La simulation effectuée par la FDTD demande 06 heures pour fournir les résultats souhaités contrairement au modèle de Robinson qui restitue les résultats instantanément ; le temps de calcul est un avantage majeur de ce modèle. Notons que dans la simulation FDTD, aucune extrapolation n'a été réalisée ; le temps de calcul est celui nécessaire pour que le champ soit suffisamment atténué pour réaliser la transformation de Fourier. C'est pour cela que nous allons utiliser la méthode d'intégration finie sous le logiciel CST Microwave pour effectuer nos applications :

IV.6.1. Efficacité du blindage pour différentes positions de calcul (P_z et P_y)

La figure IV.7 montre les différents points de calcul situés à l'intérieur de l'enceinte.

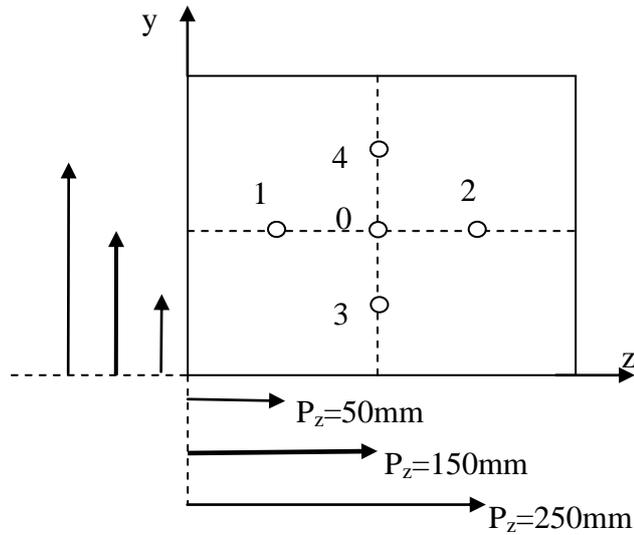


Fig. IV.7. Variation du SE pour différentes positions de calcul.

IV.6.1.1. Variation du SE suivant la ligne horizontale du centre de l'enceinte

La figure IV.8 montre la variation du SE suivant la direction de propagation (pour les trois points P_0 , P_1 et P_2 situés suivant la direction z (fig. IV.7)).

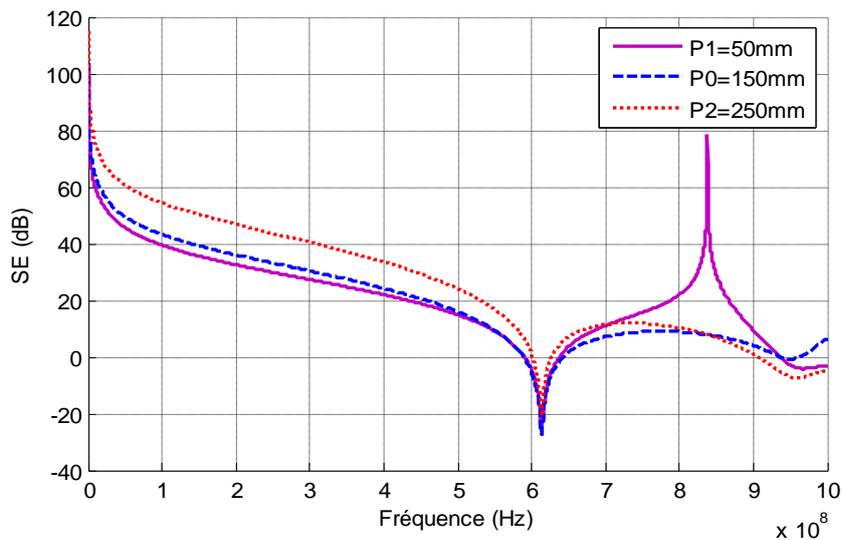


Fig. IV.8. SE pour trois positions suivant l'axe horizontal.

IV.6.1.2. Variation du SE suivant la ligne verticale du centre de l'enceinte

La figure IV.9 montre la variation du SE suivant la ligne verticale au centre de l'enceinte (pour les trois points P_0 , P_3 et P_4 (fig. IV.7)).

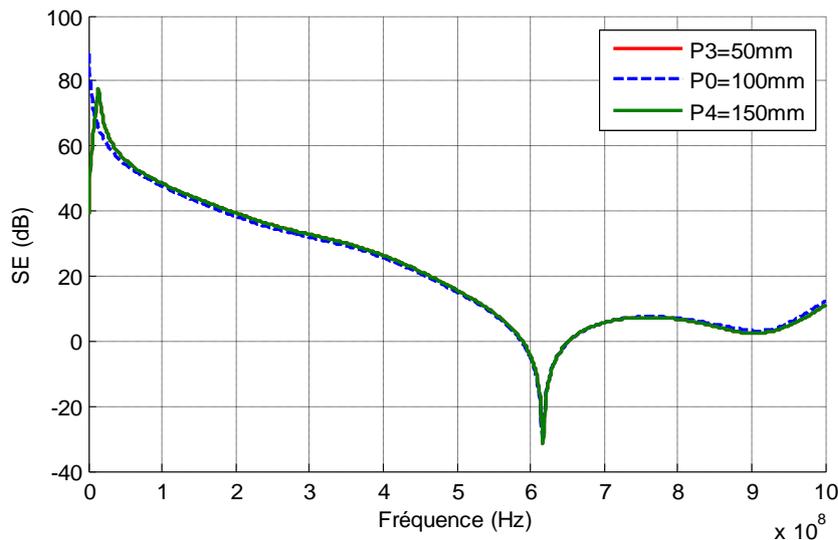


Fig. IV.9. SE pour trois positions suivant la ligne verticale

Le calcul de SE pour différents points de calcul est illustré dans les figures IV.8 et IV.9 ; nous considérons toujours la même cavité de dimension $(400 \times 300 \times 200) \text{ mm}^3$ avec une ouverture de dimension $(150 \times 20) \text{ mm}^2$. Nous avons tracé les courbes du SE au niveau des 5 points différents.

Pour les points P_0 , P_1 et P_2 situés sur la ligne horizontale au centre de l'enceinte (fig. IV.8), nous observons que pour les basses fréquences, le SE s'améliore si nous nous éloignons de l'ouverture. De ce fait, il serait judicieux de loger les circuits électroniques loin de l'ouverture (donc mieux protégés).

Pour les points verticaux P_0 , P_3 et P_4 situés sur la ligne verticale de l'enceinte (fig. IV.9), l'efficacité de blindage est presque identique. On peut conclure que les points ayant la même distance loin du mur qui comporte l'ouverture ont le SE identique.

IV.6.2. Effet de la forme des ouvertures sur l'efficacité de blindage

La forme géométrique de l'ouverture d'une enceinte métallique (fig. IV.10) a un effet direct sur l'efficacité de blindage. Durant cette étude, nous considérons un boîtier ayant trois formes d'ouvertures de surfaces identiques :

- ✓ La première est rectangulaire de dimensions $(150 \times 20) \text{ mm}^2$
- ✓ La deuxième est carrée de dimensions $(54,8 \times 54,8) \text{ mm}^2$
- ✓ La dernière est circulaire de rayon 30,9 mm.

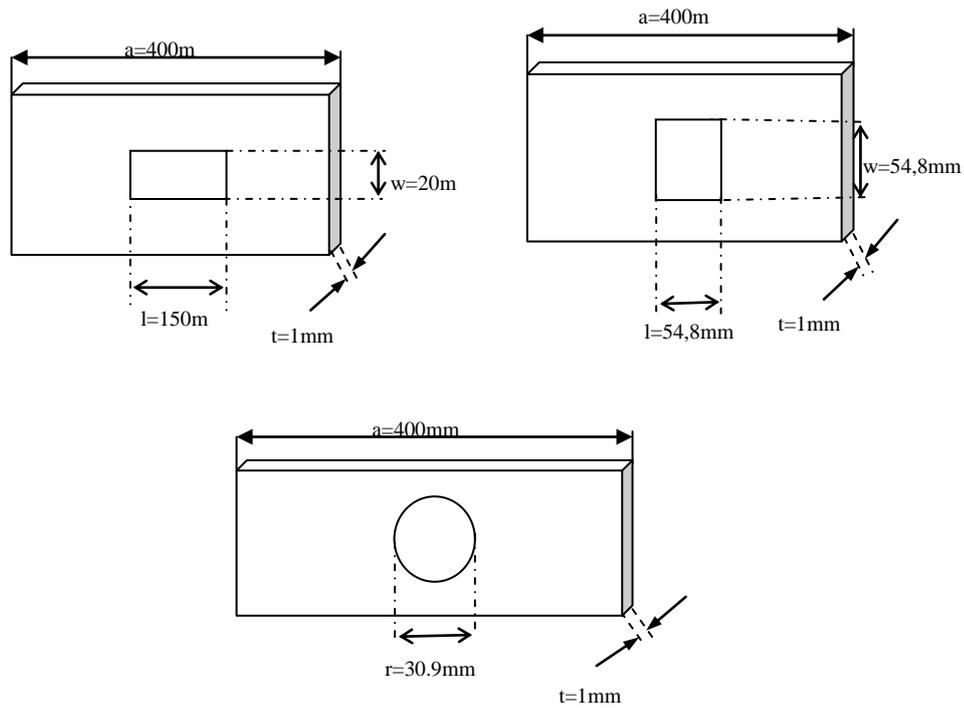


Fig. IV.10. Différentes formes d'ouvertures (rectangulaire, carrée et circulaire)
 La figure IV.11 présente la variation de l'efficacité électrique de blindage en fonction de la fréquence pour trois formes différentes d'ouvertures de même surface sur le panneau frontal (fig. IV.10).

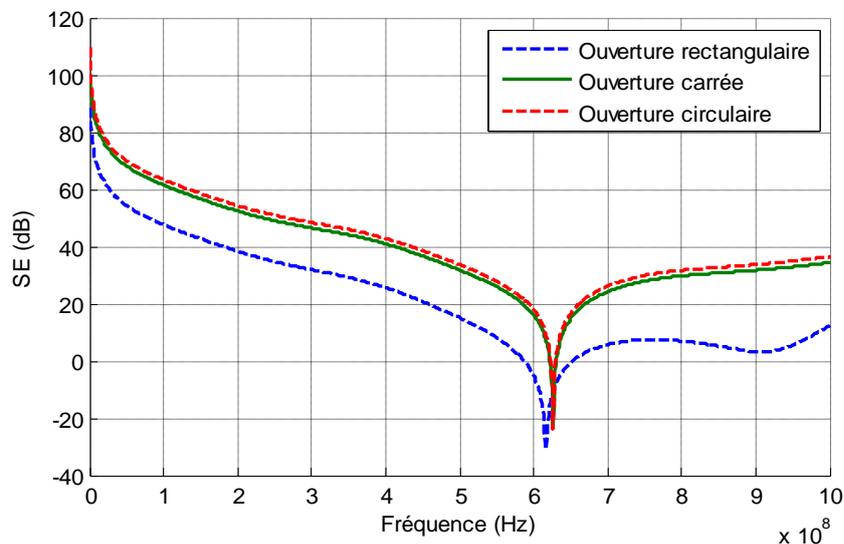


Fig. IV.11. SE calculée pour différentes formes d'ouvertures

Les allures montrent que la SE de l'ouverture circulaire est presque identique à celle de l'ouverture carrée de même aire, et devient beaucoup plus élevée que le SE de l'ouverture rectangulaire de même surface. Cela est dû au décalage du mode fondamental correspondant à la fréquence de résonance d'ouverture rectangulaire loin de la résonance originale d'ouverture à 635 MHz.

IV.6.3. Effet de la multiplicité des ouvertures sur l'efficacité de blindage

La figure IV.12 représente trois enceintes métalliques qui ont les mêmes dimensions ($400 \times 300 \times 200$) mm³ mais leur nombre d'ouvertures est différent, une seule pour le premier, deux pour le deuxième et trois pour le troisième.

La forme des ouvertures est rectangulaire avec des séparations horizontale $x = 25$ mm. La surface totale réservée par ces ouvertures est la même pour les trois cas et est supposée égale à 3000 mm^2 .

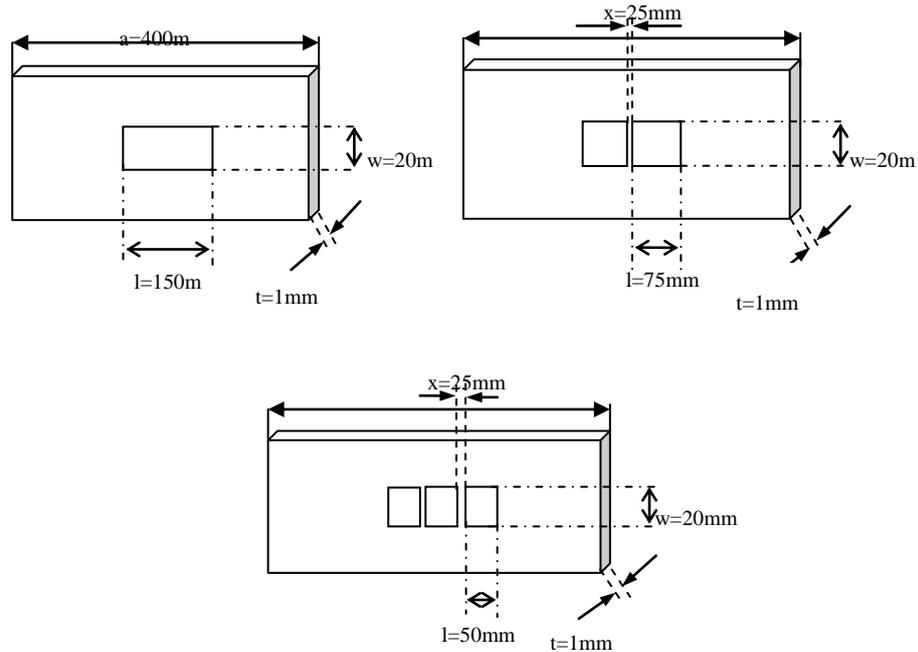


Fig. IV.12. Trois boîtiers où le nombre d'ouvertures est différent tout en gardant la même surface réservée.

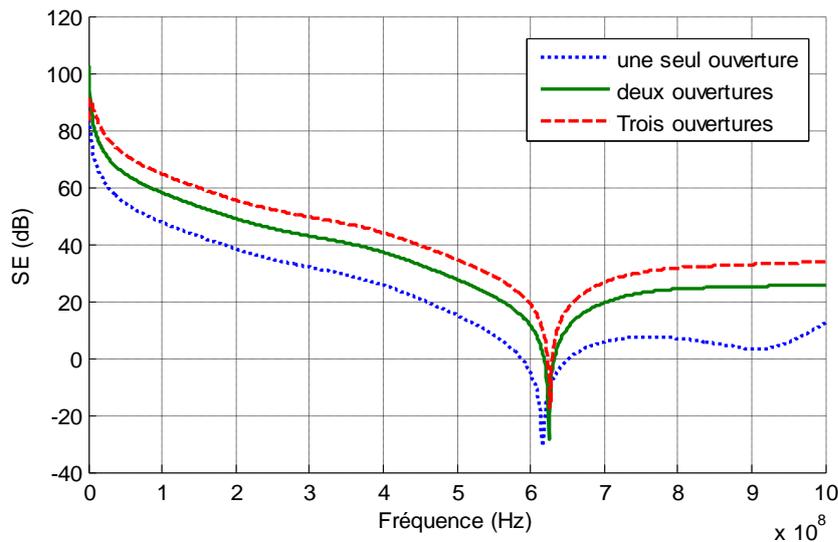


Fig. IV.13. SE calculée pour trois boîtiers de mêmes dimensions mais leur nombre d'ouvertures est différent tout en gardant la même surface réservée.

Les résultats obtenus dans la figure IV.13 montrent que les enceintes qui ont des larges ouvertures (grande ouverture) dégradent l'efficacité du blindage. En revanche, l'utilisation des petites ouvertures tout en gardant la même surface, améliore considérablement l'efficacité de blindage.

IV.6.4. Effet du métal de l'enceinte sur l'efficacité de blindage

La figure IV.14, illustre le calcul de l'efficacité électrique de blindage pour deux matériaux différents :

- ✓ Le premier est un matériau parfaitement conducteur (aluminium $\sigma = 2.32 * 10^7 S/m$)
- ✓ Le deuxième est un matériau diélectrique (Skin) qui a les paramètres physiques suivants: $\epsilon_r = 31,29$, $\mu_r = 1$, $\sigma = 8,0138s/m$.

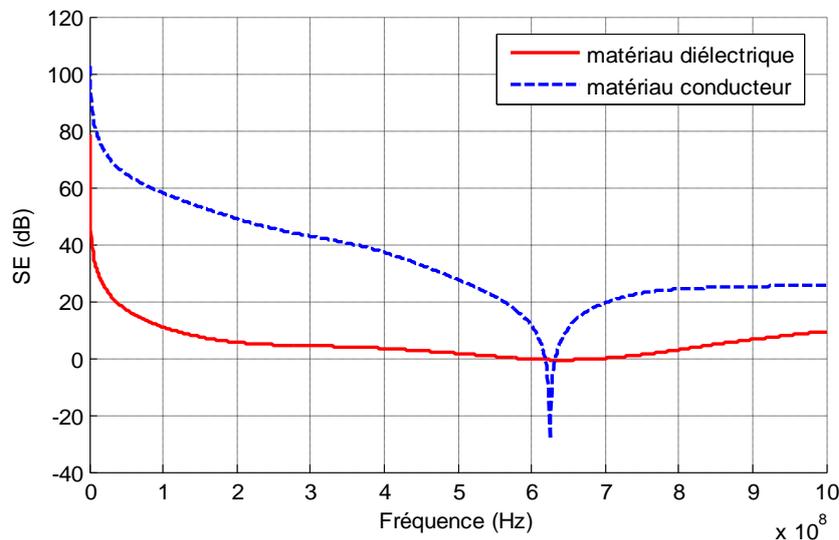


Fig. IV.14. SE en fonction de la fréquence pour deux matériaux de blindage.

D'après les allures de la figure IV.14, nous remarquons que les matériaux conducteurs sont mieux que les matériaux diélectriques pour un blindage électromagnétique, ce dernier devient meilleur pour les basses fréquences. Par contre l'efficacité électrique de blindage pour un matériau diélectrique est presque indépendante de la fréquence. Donc on peut conclure que les diélectriques atténuent considérablement les pics de résonance.

IV.6.5. Effet du mode d'incidence d'une onde plane

La figure IV.15 présente une enceinte métallique munie d'une ouverture centrée illuminée par une onde plane d'incidence oblique, avec un angle d'incidence θ et un angle de polarisation ϕ [50].

✓ θ représente l'angle entre le vecteur d'onde d'incidence et la normale à la paroi où se trouve l'ouverture de l'enceinte.

✓ φ est l'angle entre le vecteur du champ électrique et le plan d'incidence.

Le plan d'incidence est le plan défini par la direction d'incidence de l'onde et la normale au plan où se trouve l'ouverture [52].

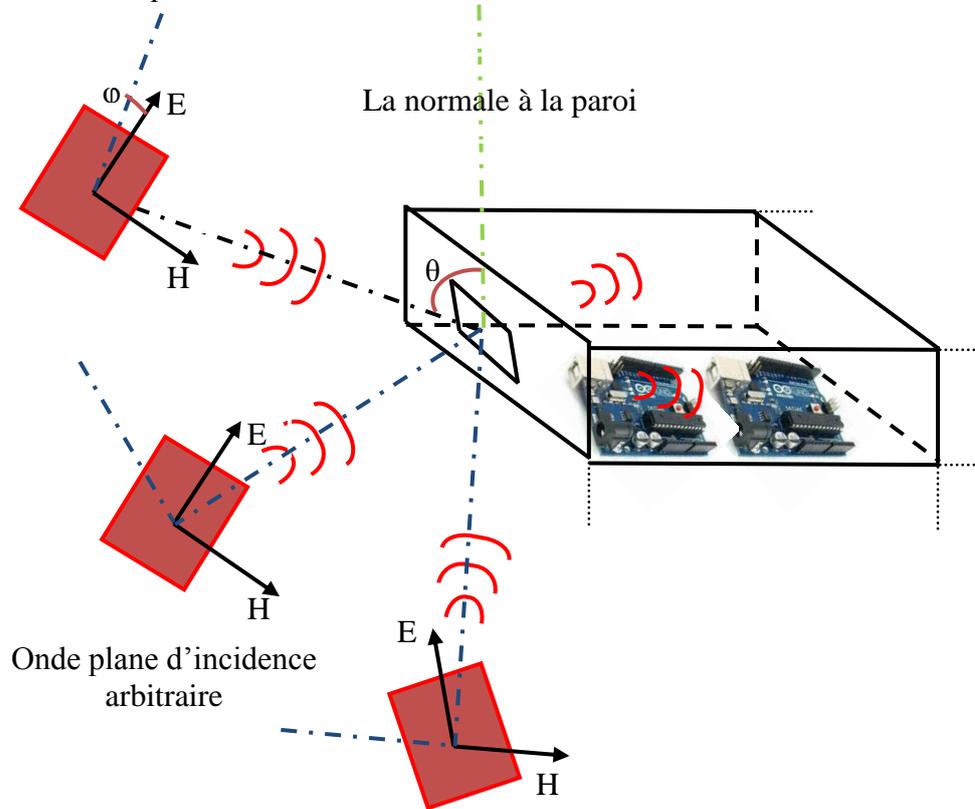


Fig. IV.15. Incidence oblique d'une onde plane sur une enceinte métallique munie d'une ouverture centrée.

IV.6.5.1. Variation de l'angle d'incidence (θ)

La variation de l'angle θ entre la direction de propagation et la normale à la paroi où se trouve l'ouverture de l'enceinte (fig. IV.16) a un effet direct sur l'efficacité de blindage. Durant cette étude nous considérons trois variations pour l'angle $\theta = 90^\circ, 45^\circ, 30^\circ$ et $\varphi=0^\circ$.

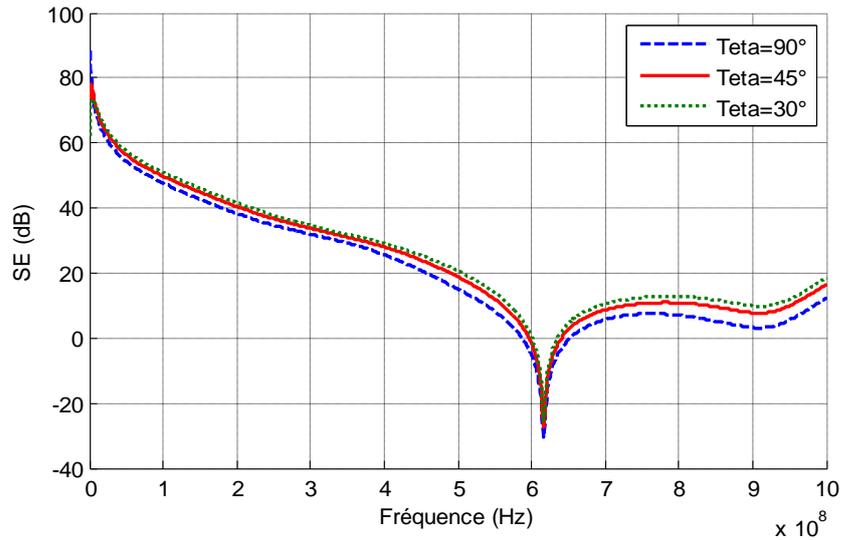


Fig. IV.16. SE en fonction de la fréquence pour trois angles d'incidence ($\theta = 90^\circ, 45^\circ, 30^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$).

IV.6.5.2. Variation de l'angle de polarisation (φ)

La figure IV.17 représente le SE calculé pour trois variations de l'angle entre le vecteur d'onde d'incidence et la normale à la paroi, tout en gardant l'angle d'incidence constant ($\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ et $\theta = 90^\circ$).

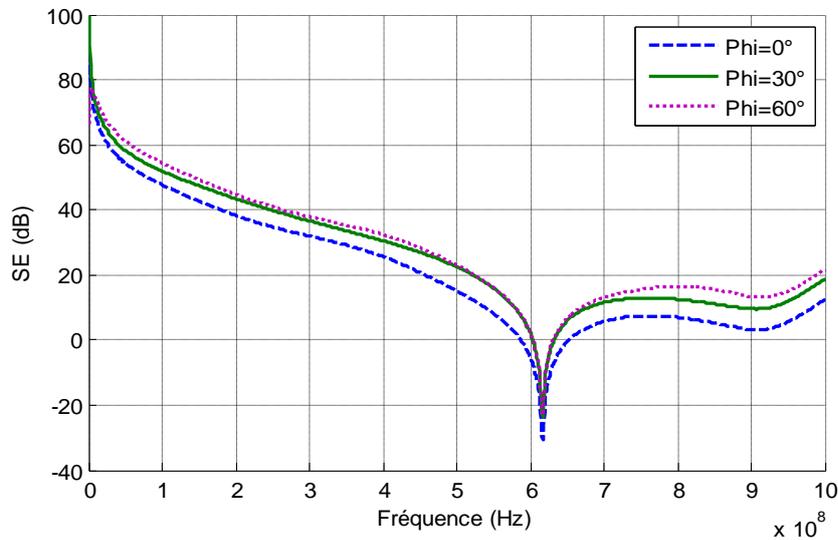


Fig. IV.17. SE en fonction de la fréquence pour trois angles de polarisation ($\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ et $\theta = 90^\circ$).

D'après les résultats de la figure V.16 et V.17, nous constatons que l'efficacité de blindage est fortement liée au mode d'incidence d'une onde plane sur une enceinte métallique munie d'une ouverture centrée; ce qui est prévisible car l'efficacité de blindage dépend de l'angle d'incidence θ et de l'angle de polarisation φ . Notons aussi que les fréquences de résonance sont maintenant diminuées.

IV.6.6. Efficacité de blindage pour différents degrés de séparation entre les ouvertures

IV.6.6.1. SE pour différents degrés de séparation horizontale (X_h) entre les ouvertures

On suppose la figure IV.18 qui expose trois boîtiers identiques ayant les mêmes dimensions et le même nombre d'ouvertures. La différence entre eux, c'est au niveau du degré de séparation $X_h = (25, 100, 200 \text{ mm})$ entre les ouvertures.

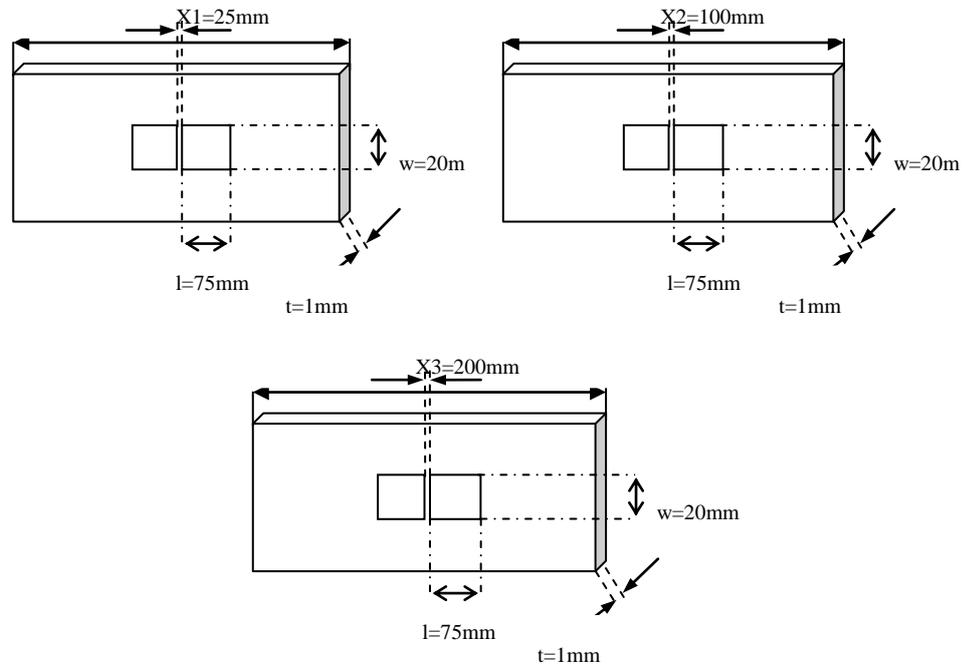


Fig. IV.18. Trois boîtiers identiques avec différents degrés de séparation entre les ouvertures

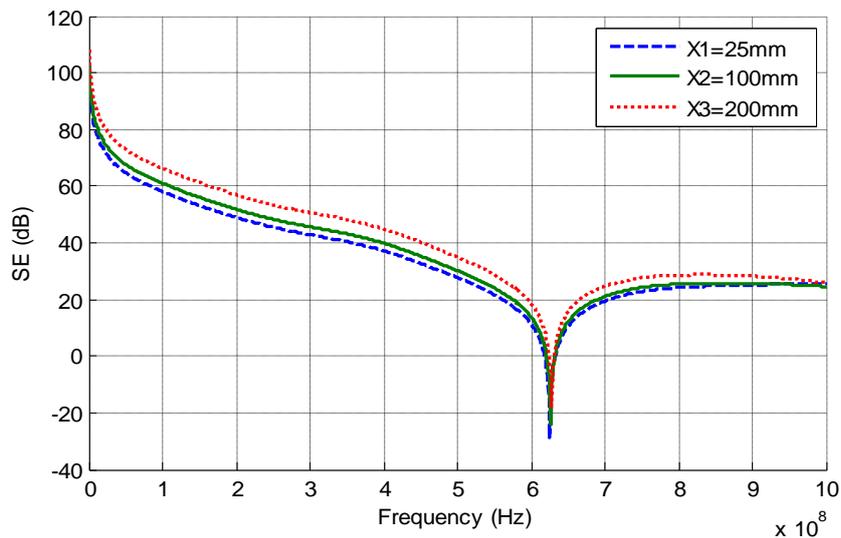


Fig. IV.19. SE calculé pour trois boîtiers identiques avec différents degrés de séparation horizontale entre les ouvertures.

À partir de la figure IV.19 nous pouvons dire que l'augmentation de la séparation horizontale entre les ouvertures améliore le SE.

IV.6.6.2 SE pour différents degrés de séparation horizontale (X_h) et verticale (Y_v) entre les ouvertures

On suppose le schéma de la figure IV.20 qui expose trois boîtiers identiques qui ont les mêmes dimensions et le même nombre d'ouvertures ; la différence entre eux, c'est au niveau du degré de séparation horizontale (X_h) et vertical (Y_h) entre les ouvertures. On a adopté une distribution étroite, centrée et clairsemée pour les ouvertures.

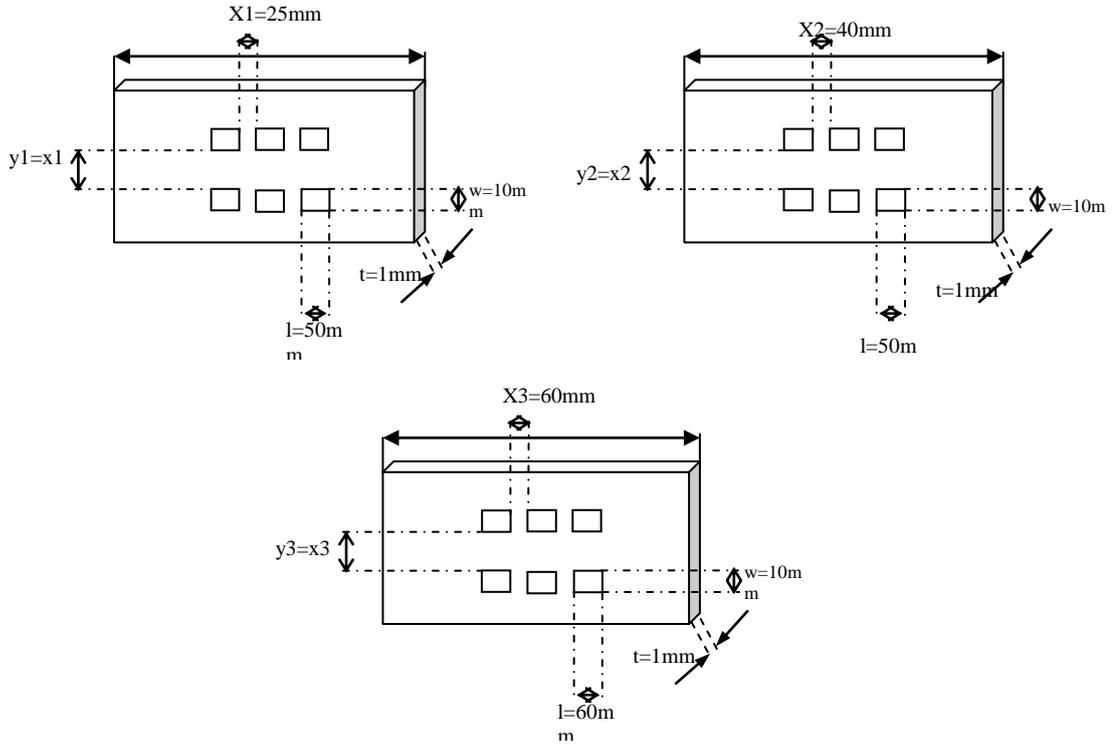


Fig. IV.20. Trois boîtiers identiques avec différents degrés de séparation (X_h et Y_h) entre les ouvertures.

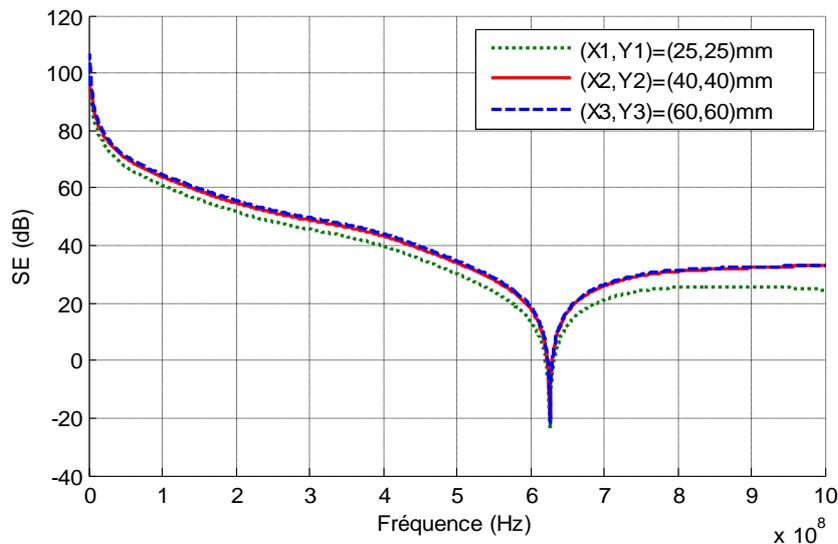


Fig. IV.21. SE calculé pour trois boîtiers identiques avec différents degrés de séparation horizontale et verticale entre les ouvertures.

À partir de la figure IV.21 nous pouvons dire que l'augmentation de la séparation horizontale et verticale entre les ouvertures améliore profusément le SE. Il vaut mieux donc produire les enceintes métalliques avec des petites ouvertures et par une distribution clairsemée.

IV.6.7. Effet de l'épaisseur du mur métallique contenant les ouvertures sur SE

L'efficacité de blindage peut être améliorée en augmentant l'épaisseur du mur métallique contenant les ouvertures comme le montre la figure IV.22. En effet une ouverture percée à travers une barrière épaisse se comporte comme un guide d'onde.

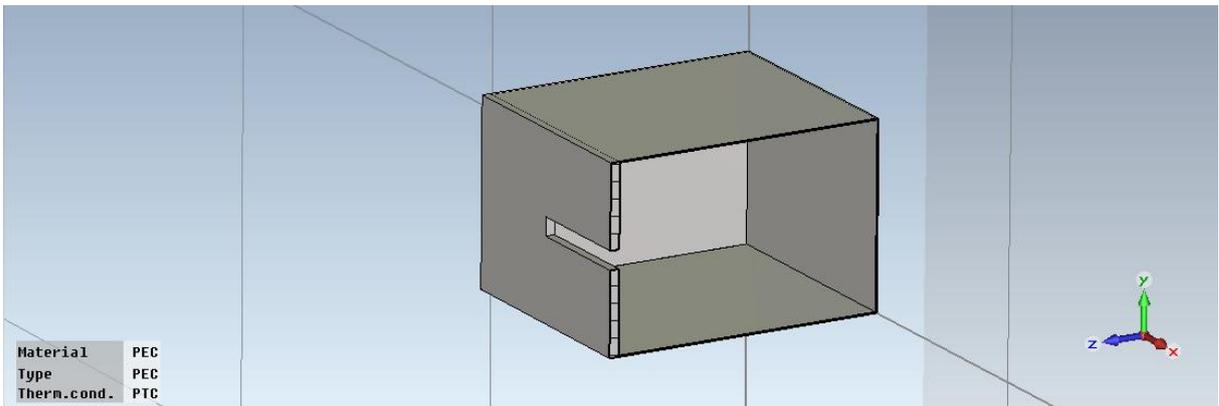


Fig. IV.22. Vue en 3D d'une coupe de l'enceinte étudiée constituée par un mur métallique épais contenant l'ouverture.

La figure IV.23 montre la variation de SE pour trois valeurs de l'épaisseur du mur métallique contenant l'ouverture ($t = 1$ mm, $t = 5$ mm et $t = 10$ mm).

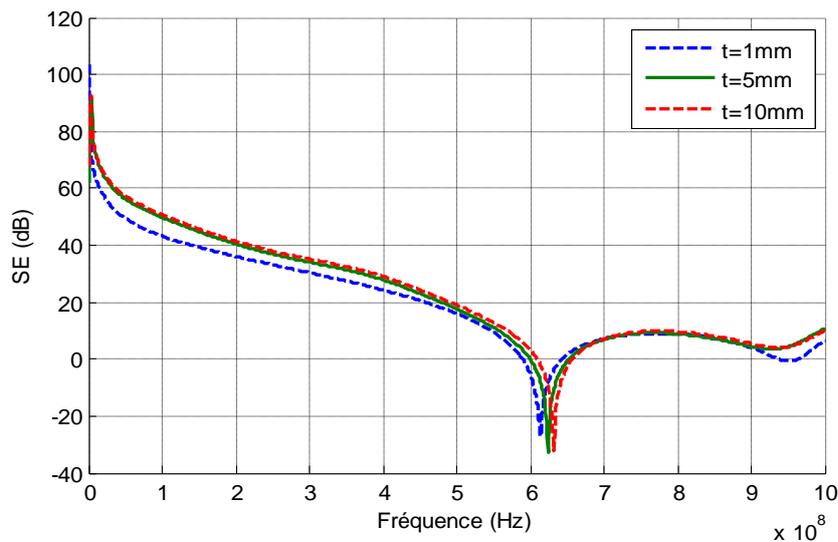


Fig. IV.23. SE en fonction de la fréquence pour trois valeurs de l'épaisseur du mur métallique contenant l'ouverture ($t = 1$ mm, $t = 5$ mm et $t = 10$ mm).

À partir de la figure IV.23 nous pouvons dire que l'augmentation de l'épaisseur du mur métallique contenant l'ouverture améliore l'efficacité électrique de blindage. Il vaut mieux donc produire des enceintes métalliques avec des murs épais où se trouvent les ouvertures.

Les ondes électromagnétiques de fréquence inférieure à la fréquence de coupure transmises à travers un guide d'onde sont atténuées approximativement exponentiellement avec la distance le long du guide. Il s'agit en effet des modes évanescents.

IV.6.8. SE d'une enceinte métallique en présence d'un obstacle

Afin de compléter notre étude, nous avons placé un obstacle : une plaque conductrice (en aluminium) de dimensions (6×6) cm² et d'épaisseur $t = 1$ cm et 2 cm respectivement. Cette plaque métallique est destinée à représenter une carte du circuit agressé à l'intérieur de cette enceinte. Nous allons comparer l'efficacité de blindage avec le cas d'une enceinte vide.

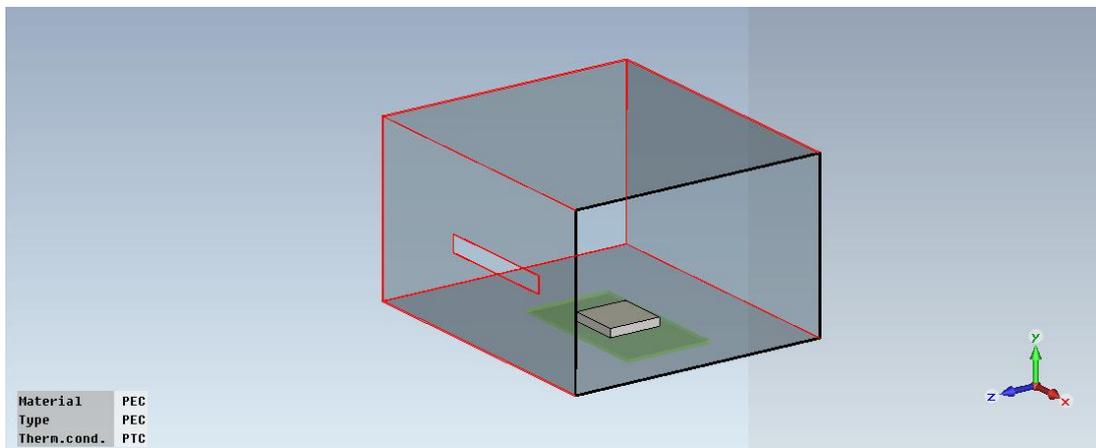


Fig. IV.24. Vue en 3D d'une coupe de l'enceinte étudiée en présence d'un obstacle : une plaque conductrice.

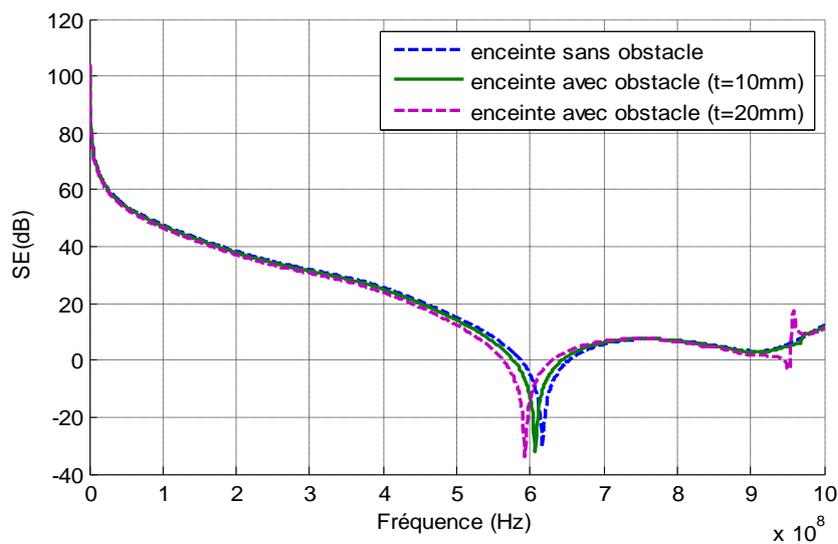


Fig. IV.25. SE d'une enceinte pour trois cas : en présence d'un obstacle ($t = 10$ mm et $t = 20$ mm) et sans obstacle (vide).

À partir de la figure IV.25 nous pouvons dire que l'ajout des obstacles à l'intérieur de l'enceinte métallique crée une modification et un déplacement de la fréquence de résonance du premier mode.

IV.7. Conclusion

L'étude de la pénétration et de la propagation de l'énergie électromagnétique à l'intérieur d'une enceinte de blindage d'un équipement électronique a été réalisée au cours de ce chapitre par l'application de deux méthodes numérique (FDTD et FIT).

Dans un premier temps, nous avons effectué une comparaison entre les résultats de SE obtenus par l'application du modèle analytique de Robinson dans le chapitre précédent avec ceux obtenus par la FDTD et le logiciel CST.

Dans un second temps, nous avons complété l'étude de l'effet d'autres paramètres physiques et géométrique sur la conception de l'enceinte pour présenter certaines solutions afin d'améliorer l'efficacité du blindage des enceintes métalliques munies d'ouvertures.

Chapitre V

Étude de couplage d'une perturbation ÉM avec un circuit imprimé (PCB) situé à l'intérieur d'une enceinte métallique

V.1. Introduction

Dans ce dernier chapitre, nous présentons une étude de la théorie des lignes de transmission qui permet la modélisation du couplage entre les lignes de transmission et les ondes électromagnétiques.

Ensuite nous nous intéressons plus particulièrement à l'étude du couplage entre les ondes électromagnétiques et les pistes des circuits imprimés (PCB) afin de prédire les perturbations induites dans ces derniers.

L'objectif de cette étude est d'arriver à partir des modèles analytiques (modèle de Taylor [18] et d'Agrawal [19]) à obtenir le niveau du bruit engendré par une perturbation électromagnétique et ainsi à estimer, en fonction des paramètres de la ligne (longueur, diamètre et hauteur) et des paramètres de la perturbation (amplitude, fréquence, polarisation et incidence).

V.2. Géométrie de la configuration étudiée

La géométrie de la configuration étudiée est représentée par la figure V.1; elle montre une enceinte métallique rectangulaire de dimensions $(400 \times 300 \times 200)$ mm³ avec une ouverture rectangulaire de dimension (150×20) mm²; les parois de l'enceinte étudiée sont conductrices (en aluminium $\sigma = 2.32 \cdot 10^7$ S/m) avec une épaisseur $t = 1$ mm qui contient un circuit imprimé (PCB). Ces derniers sont excités à travers l'ouverture par une source de perturbation.

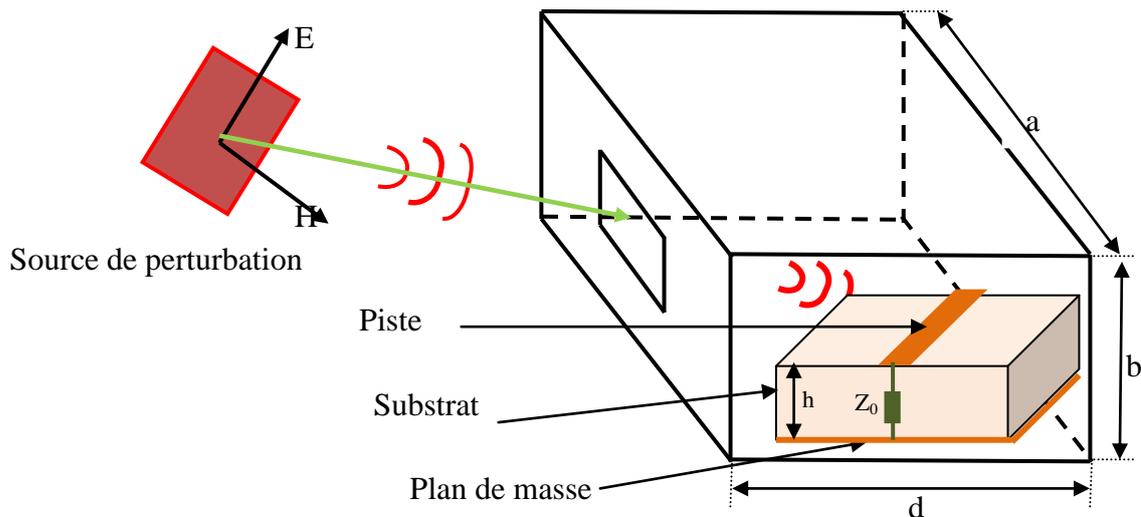


Fig. V.1. Incidence d'une source de perturbation sur un circuit imprimé situé à l'intérieur d'une enceinte munie d'une ouverture centrée.

V.3. Excitation d'un circuit imprimé par un dipôle électrique

Les contenus de l'équipement électronique seront représentés sous une forme simplifiée par des monopôles, des dipôles élémentaires, des lignes de transmissions et de plans métalliques. Notre travail consiste donc à calculer l'intensité du couplage ÉM à l'intérieur d'un boîtier métallique avec les différents contenus de ce boîtier.

Dans cette partie nous considérons un circuit imprimé comme une ligne de transmission de longueur L et de hauteur h , d est la distance entre la source d'excitation générée par un dipôle électrique (Annexe B) et la ligne, Z_0 et Z_L sont les charges des extrémités de la ligne.

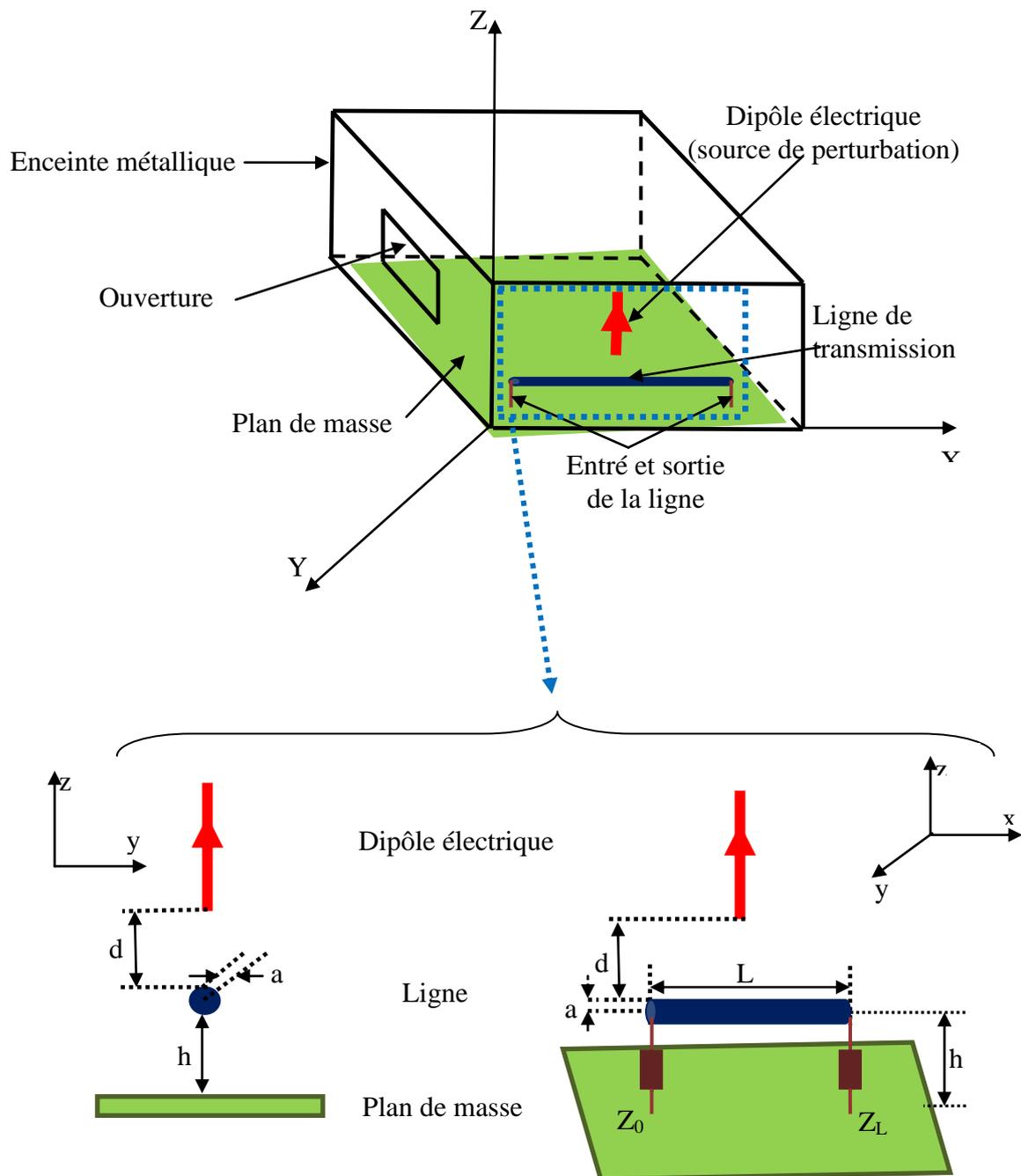


Fig. V.2. Découpage topologique de la structure.

V.4. Théorie des lignes de transmissions

Le principe de la théorie des lignes de transmission repose sur la modélisation du couplage ou de l'interaction des ondes électromagnétiques avec les lignes de transmission par des sources de tension et de courant équivalentes réparties le long de cette ligne. Ces sources sont calculées à partir du champ électromagnétique qui excite la ligne, elles traduisent l'effet qu'une perturbation électromagnétique peut engendrer au niveau de la ligne [56].

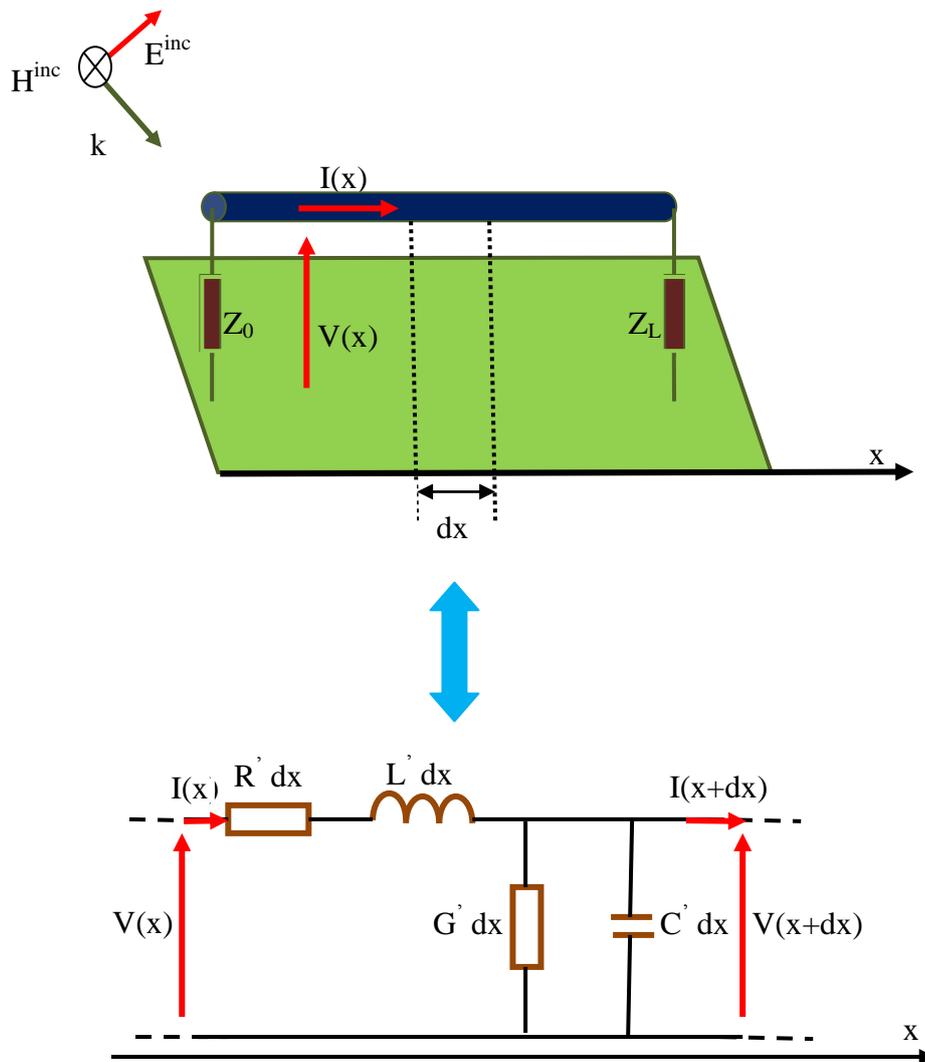


Fig.V.3. Ligne de transmission excitée par une onde électromagnétique

Avec : $V(x)$ et $I(x)$ sont la tension et le courant le long de la ligne.

R' : la résistance linéique (Ω/m) qui représente les pertes ohmiques dans le conducteur.

G' : la conductance linéique (S/m) qui représente les pertes diélectriques dans l'isolant entre les deux lignes.

C' : la capacité linéique (F/m) qui existe entre la ligne et son plan de masse.

L' : l'inductance linéique (H/m) de la ligne.

L'établissement des équations des lignes de transmission repose sur trois hypothèses principales [57], parfois dites restrictives:

- ✓ **Hypothèse 1:** la ligne de transmission étudiée est considérée comme une succession (en cascade) de multi pôles, de longueurs très inférieures à la longueur d'onde. Seuls les couplages de chaque dipôle sur lui-même sont considérés, les couplages entre dipôles sont négligés.
- ✓ **Hypothèse 2:** le courant varie lentement sur la ligne. Cette hypothèse implique un critère d'échantillonnage : $\Delta x \ll \lambda$, Δx est la longueur d'un segment.
- ✓ **Hypothèse 3:** les ondes circulant sur un conducteur sont de type quasi-TEM (Transverse Électromagnétique), c'est-à-dire que toutes les dimensions transversales (hauteurs, espacements entre conducteurs et diamètre des conducteurs) sont faibles devant la plus petite longueur d'onde.

V.5. Couplage des ondes électromagnétiques avec des lignes de circuit imprimé (PCB)

La théorie des lignes de transmission classique dans le contexte du couplage avec une onde électromagnétique incidente (équations des télégraphistes généralisées) est décrite par les modèles de Taylor [18], d'Agrawal [19]. D'apparences différentes, ces descriptions sont néanmoins complètement équivalentes. Les équations de ces modèles sont une forme particulière simple des équations de Maxwell.

V.5.1. Modèle de Taylor

Nous choisissons dans ce paragraphe de déterminer les équations des télégraphistes à partir des équations de Maxwell. Pour ce faire, nous considérons une ligne composée de deux conducteurs (fig. V.3).

V.5.1.1. Première équation

En régime harmonique, la première équation de Maxwell–faraday est donnée par:

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H} \quad (\text{V-1})$$

Le flux de rotation de cette équation à travers une surface (S) située entre les deux conducteurs est donné par:

$$\iint_s \overrightarrow{rot}(\overrightarrow{E}) \overrightarrow{ds} = -j\omega\mu_0 \iint_s \overrightarrow{H} \overrightarrow{ds} \quad (\text{V-2})$$

En appliquant la formule de Stokes, on aura :

$$\oint_c \overrightarrow{E} \overrightarrow{dl} = \iint_s \overrightarrow{rot} \overrightarrow{E} \overrightarrow{ds} \quad (\text{V-3})$$

La circulation d'un champ électrique le long d'une courbure fermée (C) est égale au flux de son rotationnel à travers une surface ouverte (S) qui s'appuie sur (C).

Le flux magnétique à travers une surface fermée (s) est donné par la relation suivante :

$$\phi_m = \int_s \overrightarrow{B} \overrightarrow{ds} = \int_s \mu_0 \overrightarrow{H} \overrightarrow{ds} \quad (\text{V-4})$$

Donc on peut écrire

$$\oint_c \overrightarrow{E} \overrightarrow{dl} = -j\omega\phi_m \quad (\text{V-5})$$

Le développement de la première partie de l'égalité (V-5) donne :

$$\oint_c \overrightarrow{E} \overrightarrow{dl} = \int_0^h (E_z(x+dx, y, z) - E_z(x, y, z)) dz - \int_x^{x+dx} (E_z(x, y, h) - E_z(x, y, 0)) dx = -j\omega\phi_m \quad (\text{V-6})$$

Et comme $\Delta x \ll \lambda$, les approximations des intégrales nous permettent d'écrire :

$$\int_0^h (E_z(x+dx, z) - E_z(x, z)) dz = \Delta x \int_0^h \frac{\partial E_z(x, z)}{\Delta x} dz = \Delta x \frac{d}{dx} \int_0^h E_z(x, z) dz \quad (\text{V-7})$$

La relation entre le champ électrique et la différence de potentiel entre les deux conducteurs est donnée par :

$$V(x) = - \int_0^h E_z(x, z) dz \quad (\text{V-8})$$

Si nous considérons la géométrie du conducteur comme une ligne parfaitement conductrice et uniforme, alors le champ électrique tangentiel total est nul sur la surface de la ligne et cela tout le long de la ligne

$$E_x(x, 0) = E_x(x, h) \quad (\text{V-9})$$

Ou :

$$\int_x^{x+\Delta x} E_x(x, h) - E_x(x, 0) = 0 \quad (\text{V-10})$$

D'après les équations (V-4), (V-7), (V-8) et (V-9), nous en déduisons que :

$$-\frac{dV(x)}{dx} \Delta x = -j\omega\phi_m \quad (\text{V-11})$$

Le développement de ϕ_m donne :

$$\phi_m = \int_s \mu_0 \overrightarrow{H} ds = \int_0^{h} \int_x^{x+dx} \mu_0 H_y dz dx \approx \Delta x \int_0^h \mu_0 H_y dz \quad (\text{V-12})$$

En remplaçant ϕ_m par sa valeur dans l'équation (V-11) l'expression de la tension devient :

$$\frac{dV(x)}{dx} \Delta x = -j\omega\Delta x \int_0^h \mu_0 H_y dz \quad (\text{V-13})$$

Ce qui nous permet de déduire la relation suivante :

$$\frac{dV(x)}{dx} = -j\omega \int_0^h \mu_0 H_y dz \quad (\text{V-14})$$

Comme le champ magnétique total est égal à :

$$\overrightarrow{H} = \overrightarrow{H}^e + \overrightarrow{H}^s \quad (\text{V-15})$$

L'équation (V-14) devient :

$$\frac{dV(x)}{dx} = -j\omega\mu_0 \int_0^h H_y^e(x, z) dz - j\omega\mu_0 \int_0^h H_y^s(x, z) dz \quad (\text{V-16})$$

L'intégrale de H_s représente le flux magnétique produit par le courant induit dans le conducteur.

Si nous considérons que le courant est distribué uniformément à travers la circonférence du conducteur $a \ll \lambda$ avec a le rayon du conducteur, et que la séparation entre les conducteurs est électriquement petite $h \ll \lambda$, alors la densité de champ magnétique peut être évaluée en utilisant la loi de Biot et Savart par une relation linéaire entre le flux magnétique et le courant de la ligne.

Le facteur de proportionnalité est l'inductance linéique.

$$LI(x) = \mu_0 \int_0^h H_y^s(x, z) dz \quad (\text{V-17})$$

Telle que L est l'inductance linéique donnée par :

$$L' = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{2h}{a}\right) \quad (\text{V-18})$$

La variation de flux magnétique suite à une variation du champ exciteur peut être attribuée à une tension distribuée le long de la ligne.

$$V_{s1}(x) = -j\omega\mu_0 \int_0^h H_y^e(x, z) dz \quad (\text{V-19})$$

Nous remplaçons les équations (V-17) et (V-19) par leurs valeurs dans l'équation (V-16) et nous obtenons la première équation de couplage

$$\frac{dV(x, t)}{dx} + j\omega L'I(x, t) = V_{s1}(x) \quad (\text{V-20})$$

V.5.1.2. Deuxième équation

On applique la même démarche précédente pour obtenir la deuxième équation de Taylor

Nous utilisons l'équation de Maxwell Ampère:

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} = j\omega\epsilon_0\vec{E} + \vec{j} \quad (\text{V-21})$$

La loi d'ohm donne :

$$\vec{j} = \sigma_{air}\vec{E} \quad (\text{V-22})$$

Les équations (V-21) et (V-22) permettent d'écrire :

$$\frac{1}{\mu_0\epsilon_0} \overrightarrow{\text{rot}}\vec{B} - \frac{\sigma_{air}}{\epsilon_0} \vec{E} = j\omega\vec{E} \quad (\text{V-23})$$

Si nous considérons uniquement les composantes suivant z, cette équation devient :

$$\frac{1}{\mu_0\epsilon_0} \left(\overrightarrow{\text{rot}}\vec{B}\right)_z - \frac{\sigma_{air}}{\epsilon_0} \vec{E}_z(x, z) = j\omega\vec{E}_z(x, z) \quad (\text{V-24})$$

L'intégration le long de l'axe z de 0 jusqu'à h donne :

$$j\omega \int_0^h \vec{E}_z(x, z) dz = \frac{1}{\mu_0\epsilon_0} \int_0^h \left(\overrightarrow{\text{rot}}\vec{B}\right)_z dz - \frac{\sigma_{air}}{\epsilon_0} \int_0^h \vec{E}_z(x, z) dz \quad (\text{V-25})$$

Le rotationnel de l'induction magnétique B selon z est donné par :

$$\left(\overrightarrow{\text{rot}}\vec{B}\right)_z = \left(\frac{\partial B_y(x, z)}{\partial x} - \frac{\partial B_x(x, z)}{\partial y}\right) \quad (\text{V-26})$$

Comme le champ magnétique total est égal à la somme du champ exciteur et du champ diffusé $\vec{H} = \vec{H}^e + \vec{H}^s$ nous pouvons écrire le rotationnel de l'inductance magnétique de la manière suivante :

$$\left(\overrightarrow{rotB}\right)_z = \left(\frac{\partial B_y^e(x,z)}{\partial x} - \frac{\partial B_x^e(x,z)}{\partial y} + \frac{\partial B_y^s(x,z)}{\partial x} - \frac{\partial B_x^s(x,z)}{\partial y} \right) \quad (V-27)$$

L'introduction de cette expression dans l'équation (V-25) permet d'écrire

$$\begin{aligned} jw \int_0^h \vec{E}_z(x,z) dz &= \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \int_0^h \left(\frac{\partial B_y^e(x,z)}{\partial x} \right) dz - \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \int_0^h \left(\frac{\partial B_x^e(x,z)}{\partial y} \right) dz \\ &+ \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \int_0^h \left(\frac{\partial B_y^s(x,z)}{\partial x} \right) dz - \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \int_0^h \left(\frac{\partial B_x^s(x,z)}{\partial y} \right) dz - \frac{\sigma_{air}}{\epsilon_0} \int_0^h \vec{E}_z(x,z) dz \end{aligned} \quad (V-28)$$

En utilisant l'équation (V-23) nous pouvons exprimer le champ électrique en fonction du champ magnétique par l'équation suivante :

$$\left(jw + \frac{\sigma_{air}}{\epsilon_0} \right) \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \overrightarrow{rotH} \quad (V-29)$$

L'écriture de l'équation (V-29) en fonction des composantes excitatrices selon l'axe z donne

$$\left(jw + \frac{\sigma_{air}}{\epsilon_0} \right) \vec{E}_z^e = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \left(\overrightarrow{rotB}^e \right)_z \quad (V-30)$$

L'intégration de 0 à h suivant l'axe z donne :

$$\left(jw + \frac{\sigma_{air}}{\epsilon_0} \right) \int_0^h \vec{E}_z^e(x,z) dz = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \int_0^h \left(\overrightarrow{rotB}^e \right)_z dz \quad (V-31)$$

Le rotationnel de l'induction magnétique excitatrice est donné par :

$$\left(\overrightarrow{rotB}^e \right)_z = \left(\frac{\partial B_y^e(x,z)}{\partial x} - \frac{\partial B_x^e(x,z)}{\partial y} \right) \quad (V-32)$$

Si nous remplaçons le rotationnel dans l'équation (V-31) nous obtenons :

$$\left(jw + \frac{\sigma_{air}}{\epsilon_0} \right) \int_0^h \vec{E}_z^e(x,z) dz = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \int_0^h \left(\frac{\partial B_y^e(x,z)}{\partial x} - \frac{\partial B_x^e(x,z)}{\partial y} \right) dz \quad (V-33)$$

Etant donné que la propagation des ondes dans la ligne est supposée quasi-TEM, l'induction magnétique diffusée par la ligne est nulle le long de la ligne $B_x^s = 0$.

En remplaçant B_x^s par zéro, nous pouvons simplifier l'équation (V-28) :

$$j\omega \int_0^h E_z(x, z) dz = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0} \int_0^h \left(\frac{\partial B_y^e(x, z)}{\partial x} \right) dz - \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0} \int_0^h \left(\frac{\partial B_x^e(x, z)}{\partial y} \right) dz - \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0} \int_0^h \left(\frac{\partial B_y^s(x, z)}{\partial x} \right) dz - \frac{\sigma_{air}}{\varepsilon_0} \int_0^h E_z(x, z) dz \quad (V-34)$$

D'après les équations (V-33) et (V-34) nous obtenons :

$$j\omega \int_0^h E_z(x, z) dz = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0} \int_0^h \left(\frac{\partial B_y^s(x, z)}{\partial x} \right) dz + \left(j\omega + \frac{\sigma_{air}}{\varepsilon_0} \right) \int_0^h E_z^e(x, z) dz - \frac{\sigma_{air}}{\varepsilon_0} \int_0^h E(x, z) dz \quad (V-35)$$

Le remplacement de l'intégrale de l'équation (V-18) par sa valeur dans l'équation (V-35) nous permet de trouver l'équation suivante :

$$j\omega \int_0^h E_z(x, z) dz = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0} L' \frac{\partial I(x)}{\partial x} + \left(j\omega + \frac{\sigma_{air}}{\varepsilon_0} \right) \int_0^h E_z^e(x, z) dz - \frac{\sigma_{air}}{\varepsilon_0} \int_0^h E(x, z) dz \quad (V-36)$$

D'après la définition de la tension entre les deux lignes dans l'équation (V-8) l'équation (V-36) devient :

$$-\left(j\omega + \frac{\sigma_{air}}{\varepsilon_0} \right) V(x) = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0} L' \frac{\partial I(x)}{\partial x} + \left(j\omega + \frac{\sigma_{air}}{\varepsilon_0} \right) \int_0^h E_z^e(x, z) dz \quad (V-37)$$

Les relations entre les composantes linéiques de la ligne sont données par :

$$\frac{\sigma_{air}}{\varepsilon_0} C' = G' \quad (V-38)$$

$$\mu_0 \varepsilon_0 = L' C' \quad (V-39)$$

En remplaçant leurs valeurs dans l'équation (V-37), l'équation devient :

$$\frac{\partial I(x)}{\partial x} + (G' + j\omega C') V(x) = - (G' + j\omega C') \int_0^h E_z^e(x, z) dz \quad (V-40)$$

Si nous écrivons l'équation (V-40) pour une ligne parfaitement conductrice ($R' = 0$ et $G' = 0$) ; nous trouvons la deuxième équation de couplage :

$$\frac{dI(x)}{dx} + j\omega C'V(x) = -j\omega C' \int_0^h E_z^e(x, z) dz \quad (V-41)$$

La variation du champ électrique exciteur sur la ligne crée une variation des charges entre les deux conducteurs de la ligne. Elle peut être modélisée par une variation linéaire du courant de la ligne. Le facteur de proportionnalité est une capacité distribuée le long de la ligne :

$$I_{s1}(x) = -j\omega C' \int_0^h E_z^e(x, z) dz \quad (V-42)$$

Le circuit électrique équivalent au modèle de Taylor permet de constater que le champ électromagnétique sur la ligne est représenté au moyen d'une source de tension $V_{s1}(x)$ et de courant $I_{s1}(x)$ distribués le long de la ligne. L'excitation du champ magnétique transverse B_y est représentée par une source de tension en série distribuée le long de la ligne. En revanche, l'excitation du champ électrique vertical E_z est représentée par une source de courant parallèle distribuée le long de la ligne.

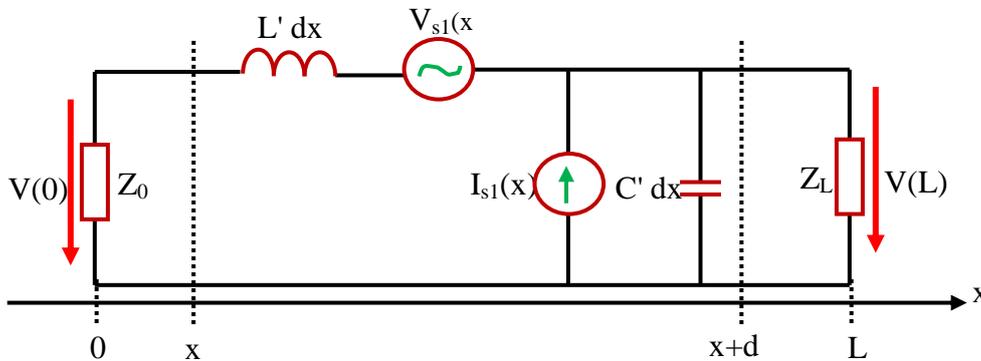


Fig. V.4. Schéma équivalent du modèle de Taylor

L'approche analytique de Taylor représente un système d'équations différentielles du premier ordre non homogène. La solution consiste en la superposition de la solution de l'équation générale homogène (équation des télégraphistes) qui représente les équations de la ligne sans excitations extérieures plus une solution particulière de l'équation non homogène [18]:

$$\begin{cases} \frac{dV(x,t)}{dx} + j\omega L'I(x,t) = -j\omega\mu_0 \int_0^h H_y^e(x, z) dz \\ \frac{dI(x)}{dx} + j\omega C'V(x) = -j\omega C' \int_0^h E_z^e(x, z) dz \end{cases} \quad (V-43)$$

Les conditions aux limites pour une ligne qui se termine par les impédances Z_0 et Z_L sont données par :

$$\begin{cases} V(0) = Z_0 I(0) \\ V(L) = -Z_L I(L) \end{cases} \quad (\text{V-44})$$

V.5.2. Modèle d'«AGRAWAL»

L'approche analytique développée par Agrawal, Price et Gurbaxani en 1980 [19], dérive de celui de Taylor. Dans ce modèle, l'action d'un champ électromagnétique externe sur une ligne de transmission est présentée en fonction des composantes du champ électrique exciteur.

V.5.2.1. Première équation

Nous partons de la première équation du couplage de Taylor (V-8) et nous séparons dans l'équation de $V(x)$ le champ électrique exciteur de celui qui est dispersé :

$$V(x) = -\int_0^h E_z(x, z) dz = V^e(x) + V^s(x) \quad (\text{V-45})$$

$$V(x) = -\int_0^h E_z^s(x, z) dz - \int_0^h E_z^e(x, z) dz = V^s(x) - \int_0^h E_z^e(x, z) dz \quad (\text{V-46})$$

En introduisant $V(x)$ dans l'équation (V-20) nous obtenons l'équation (V-47) :

$$\frac{dV^s(x)}{dx} + j\omega L'I(x) = V_{s1}(x) + \frac{d}{dx} \int_0^h E_z^e(x, z) dz \quad (\text{V-47})$$

Nous pouvons écrire cette équation sous la forme suivante :

$$\frac{dV^s(x)}{dx} + j\omega L'I(x) = V_{s2}(x) \quad (\text{V-48})$$

Avec :

$$V_{s2}(x) = \frac{d}{dx} \int_0^h E_z^e(x, z) dz - j\omega \mu_0 \int_0^h H_y^e(x, z) dz \quad (\text{V-49})$$

La tension $V_{s2}(x)$ peut être écrite de la manière suivante :

$$V_{s2}(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \int_x^{x+\Delta x} \int_0^h \left[-j\omega \mu_0 H_y^e(x, z) + \frac{\partial E_z^e(x, z)}{\partial x} \right] dx dz \quad (\text{V-50})$$

Le rotationnel du champ électrique E selon la direction de y est donné par :

$$\left(\overrightarrow{\text{rot}E^e}\right)_y = \left(\frac{\partial E_z^e}{\partial x} - \frac{\partial E_x^e}{\partial z}\right) \quad (\text{V-51})$$

Ce qui nous permet d'écrire :

$$\frac{\partial E_z^e}{\partial x} = \left(\overrightarrow{\text{rot}E^e}\right)_y + \frac{\partial E_x^e}{\partial z} \quad (\text{V-52})$$

Nous remplaçons $\frac{\partial E_z^e}{\partial x}$ par sa valeur dans l'équation (V-50), ce qui donne :

$$V_{s2}(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \int_x^{x+\Delta x} \int_0^h \left[-jw\mu_0 H_y^e(x, z) + \left(\text{rot}E^e(x, z)\right)_y + \frac{\partial E_z^e(x, z)}{\partial x} \right] dx dz \quad (\text{V-53})$$

Donc :

$$\begin{aligned} V_{s2}(x) &= \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \int_x^{x+\Delta x} \int_0^h \left[-jw\mu_0 H_y^e(x, z) + \left(\text{rot}E^e(x, z)\right)_y \right] dx dz \\ &\quad + \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \int_x^{x+\Delta x} \int_0^h \left[+ \frac{\partial E_z^e(x, z)}{\partial x} \right] dx dz \end{aligned} \quad (\text{V-54})$$

La première intégrale est nulle parce qu'elle doit satisfaire l'équation de Faraday (le champ magnétique est à chaque instant conservatif : $\oint_s H ds = 0$).

La tension $V_{s2}(x)$ devient alors :

$$\begin{aligned} V_{s2}(x) &= \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \int_x^{x+\Delta x} \int_0^h \left[+ \frac{\partial E_z^e(x, z)}{\partial x} \right] dx dz = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \int_x^{x+\Delta x} \left[E_x^e(x, h) - E_x^e(x, 0) \right] dx \\ &= E_x^e(x, h) - E_x^e(x, 0) \end{aligned} \quad (\text{V-55})$$

Nous remplaçons $V_{s2}(x)$ par sa valeur dans l'équation (V-48). La première équation du couplage pour la formulation d'Agrawal devient :

$$\frac{dV^s(x)}{dx} + jwLI(x) = E_x^e(x, h) - E_x^e(x, 0) \quad (\text{V-56})$$

V.5.2.2. Deuxième équation

La seconde équation d'Agrawal est déduite de la deuxième équation de Taylor donnée par l'équation (V-41).

Nous remplaçons la tension totale $V(x)$ par sa valeur (V-46) dans l'équation (V-41) :

$$\frac{dI(x)}{dx} + j\omega C'V^s(x) = -j\omega C'V^e(x) + j\omega C' \int_0^h E_z^e(x, z) dz \quad (\text{V-57})$$

En remplaçant la tension $V^e(x)$ par sa valeur (V-46) dans l'équation (V-58) devient :

$$\frac{dI(x)}{dx} + j\omega C'V^s(x) = -j\omega C' \int_0^h E_z^e(x, z) dz + j\omega C' \int_0^h E_z^e(x, z) dz \quad (\text{V-58})$$

Ce qui nous permet de déduire la deuxième équation d'Agrawal :

$$\frac{dI(x)}{dx} + j\omega C'V^s(x) = 0 \quad (\text{V-59})$$

Pour une ligne parfaitement conductrice le champ tangentiel $E_z^e(x, z)$, à cette ligne est nul.

Nous constatons que l'approche d'Agrawal [19] est basée sur la représentation du couplage du champ électromagnétique sur la ligne à travers deux termes :

- ✓ Un terme de couplage entre le champ électrique tangent à la ligne et la ligne représentée par une source de tension $V_{s2}(x)$ distribuée le long de la ligne.
- ✓ Un terme de couplage entre le champ électrique et les fils qui relient la ligne aux charges. Ce second terme est représenté par deux sources de tensions aux extrémités.

$$\begin{cases} \frac{dV^s(x)}{dx} + j\omega L'I(x) = E_x^e(x, h) - E_x^e(x, 0) \\ \frac{dI(x)}{dx} + j\omega C'V^s(x) = 0 \end{cases} \quad (\text{V-60})$$

Étant donné que la tension totale dans la ligne peut s'écrire :

Les conditions aux limites pour une ligne qui se termine par des impédances Z_0 et Z_L sont données par :

$$\begin{cases} V(0) = Z_0 I(0) + \int_0^h E_z^e(0, z) dz \\ V(L) = Z_L I(L) + \int_0^h E_z^e(L, z) dz \end{cases} \quad (\text{V-61})$$

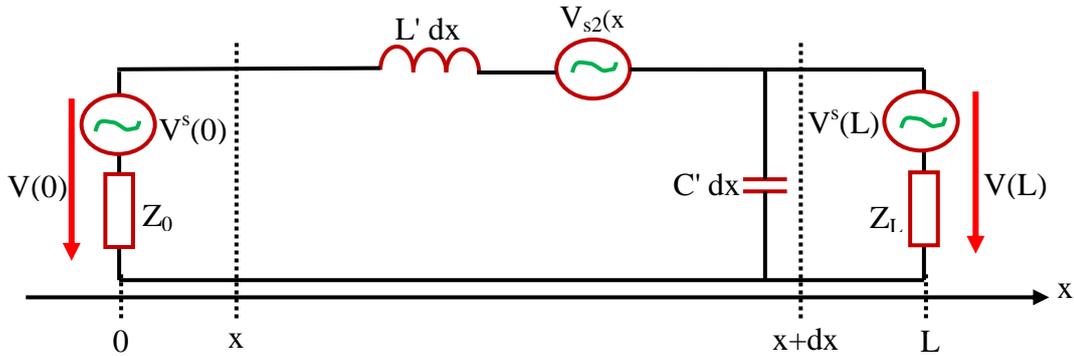


Fig. V.5. Schéma équivalent du modèle d'«Agrawal»

V.6. Résolution des équations de couplage

Dans ce travail nous nous intéressons à la résolution de ces équations dans le domaine fréquentiel, en utilisant les équations développées par Baum, Liu et Tesche [55], dites équations de « BLT ». Ces équations permettent l'obtention de la tension à l'entrée et à la sortie de la ligne en fonction des différentes sources de courants et de tensions qui excitent cette ligne de transmission et aussi en fonction des différents coefficients de propagation et de réflexion.

Tout d'abord, nous allons présenter un formalisme général des équations BLT pour une ligne de transmission excitée par une source de tension et de courant. Ensuite nous développons ces équations pour les circuits électriques équivalents des modèles de Taylor et plus particulièrement celui d'Agrawal qui a été le plus utilisé dans nos différentes études.

V.6.1. Équations de Baum, Liu, Tesche "BLT"

Pour le développement des équations de **BLT**, nous considérons la géométrie de la ligne (Fig. V.6) qui est décrite par une ligne de transmission uniforme sans perte, de longueur L et d'impédance caractéristique Z_c .

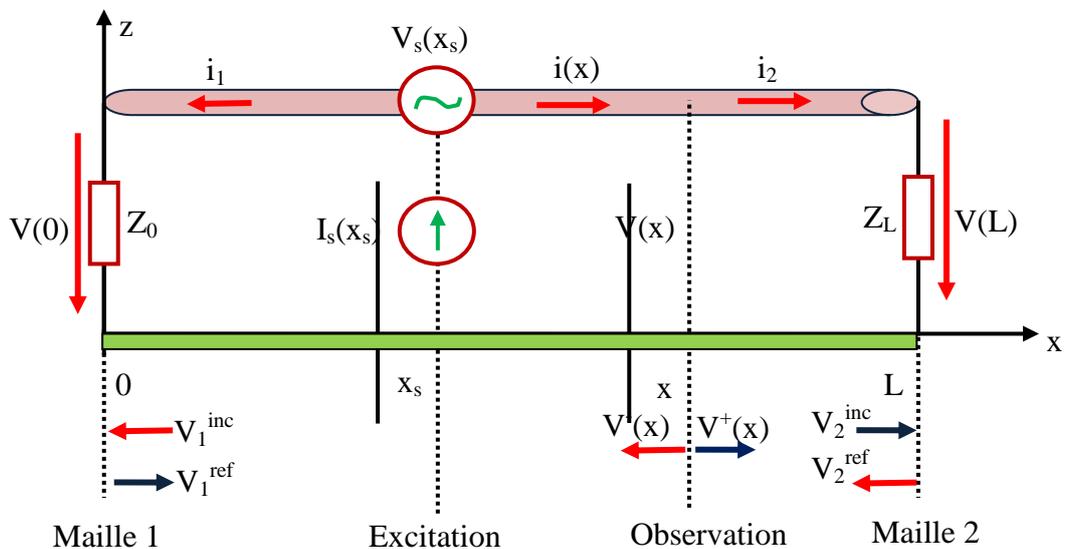


Fig. V.6. Propagation des ondes sur une ligne de transmission

La ligne est reliée aux deux extrémités à la masse par les deux impédances (Z_0) et (Z_L). Elle est excitée par une source de tension et de courant à la position (x_s) [56].

Nous admettons que la tension peut être décomposée en une onde de tension qui se propage dans la direction positive (V^+) et une autre onde se propageant dans la direction négative (V^-) avec un facteur $e^{\pm\gamma x}$ selon la direction x . L'expression de la tension totale au niveau des charges (Z_0) et (Z_L) est donnée par la formulation matricielle suivante (Annexe D) :

$$\begin{bmatrix} V(0) \\ V(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \rho_1 & 0 \\ 0 & 1 + \rho_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\rho_1 & e^{\gamma L} \\ e^{\gamma L} & -\rho_2 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} e^{\gamma x_s} (V_s(x_s) + Z_c I_s(x_s)) / 2 \\ -e^{\gamma(L-x_s)} (V_s(x_s) + Z_c I_s(x_s)) / 2 \end{bmatrix} \quad (\text{V-62})$$

Z_c : L'impédance caractéristique de la ligne.

γ : La constante de propagation.

$V_s(x_s)$ et $I_s(x_s)$: la source de tension et de courant qui excite la ligne au point (x_s).

Les coefficients de réflexion au niveau des charges sont :

$$\rho_1 = \frac{Z_0 - Z_c}{Z_0 + Z_c} \quad (\text{V-63})$$

$$\rho_2 = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c} \quad (\text{V-64})$$

V.6.2. Application des équations de BLT aux modèles de couplages

Dans ce qui suit nous allons décrire les formulations analytiques des réponses au niveau des charges pour les modèles de Taylor puis d'Agrawal en s'appuyant sur l'expression de BLT développée précédemment (équation V-62).

V.6.2.1. Application des équations de BLT au modèle de Taylor

Pour le modèle de Taylor qui représente l'action du champ électromagnétique par une source de tension et une source de courant distribuées le long de la ligne (fig.V.7), la réponse au niveau des charges basée sur la formulation de BLT sera donnée par l'expression (V-65).

$$\begin{bmatrix} V(0) \\ V(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \rho_1 & 0 \\ 0 & 1 + \rho_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\rho_1 & e^{\gamma L} \\ e^{\gamma L} & -\rho_2 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \int_0^L e^{\gamma x_s} (V_{s1}(x_s) + Z_c I_{s1}(x_s)) dx_s \\ -\frac{1}{2} \int_0^L e^{\gamma(L-x_s)} (V_{s1}(x_s) + Z_c I_{s1}(x_s)) dx_s \end{bmatrix} \quad (\text{V-65})$$

La source de tension ($V_{s1}(x_s)$) et la source de courant ($I_{s1}(x_s)$) pour le modèle de Taylor sont données pour chaque tronçon élémentaire de longueur infinitésimale (Δx) par l'équation (V-43).

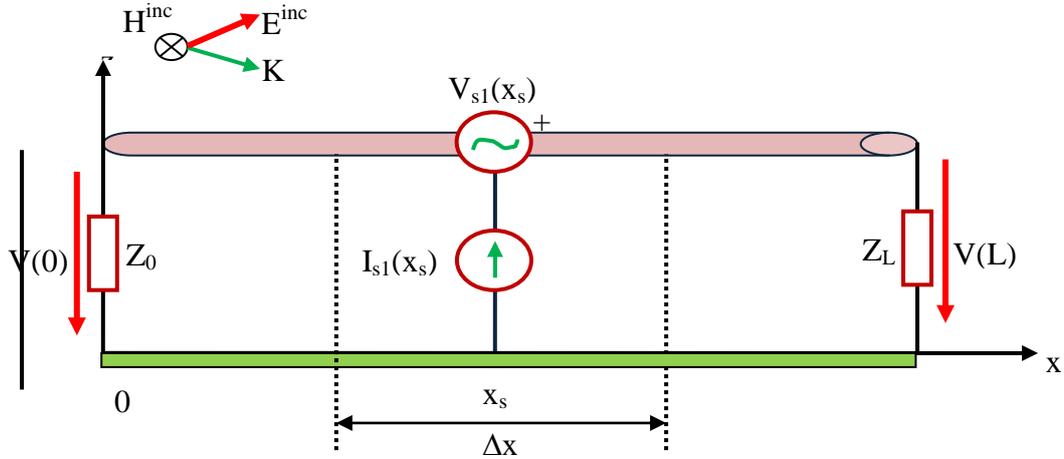


Fig. V.7. Représentation des sources de Taylor sur une ligne de transmission

V.6.2.2. Application des équations de BLT au modèle d'Agrawal

La formulation d'Agrawal représente l'action du champ électromagnétique en se basant sur différentes sources de tension (fig.V.8).

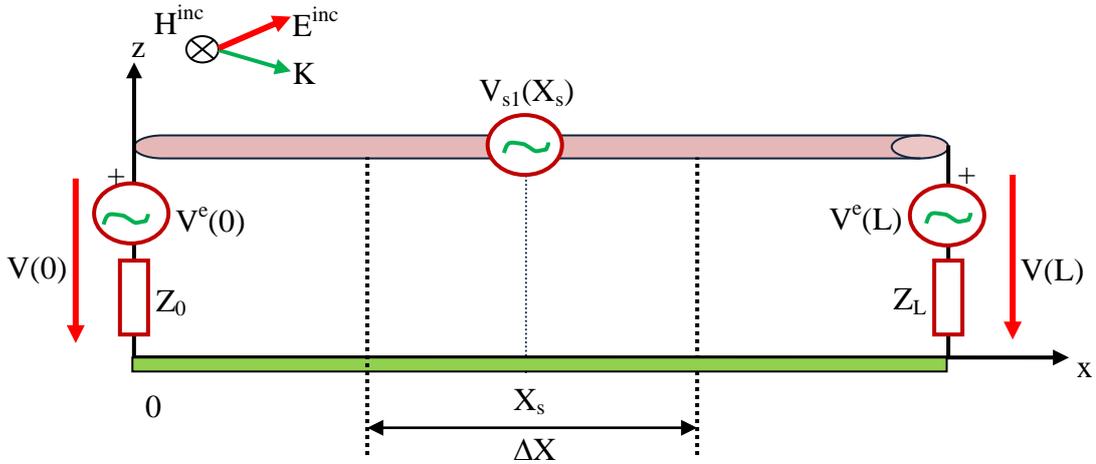


Fig. V.8. Représentation des sources d'Agrawal sur une ligne de transmission

Pour ce modèle, les expressions aux extrémités de la ligne sont données par le système d'équations suivant :

$$\begin{bmatrix} V(0) \\ V(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \rho_1 & 0 \\ 0 & 1 + \rho_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\rho_1 & e^{\gamma L} \\ e^{\gamma L} & -\rho_2 \end{bmatrix}^{-1} \times \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \int_0^L e^{\gamma x_s} V_{s2}(x_s) dx_s - \frac{V^e(0)}{2} + \frac{V^e(L)}{2} e^{\gamma L} \\ -\frac{1}{2} \int_0^L e^{\gamma(L-x_s)} V_{s2}(x_s) dx_s + \frac{V^e(0)}{2} e^{\gamma L} - \frac{V^e(L)}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{V-66})$$

Les expressions de la source de tension ($V_{S2}(x_s)$) de chaque tronçon élémentaire de longueur infinitésimale (Δx) et des sources ($V^e(0)$) et ($V^e(L)$) sont données par les équations (V-60) et (V-61).

V.6.2.3. Excitation d'une ligne de transmission par une onde plane

Nous avons choisi d'étudier le cas de l'excitation d'une ligne au-dessus d'un plan de masse par une onde plane pour valider le modèle d'Agrawal résolu en utilisant les équations de BLT [56]. Cet exemple permet d'avoir une solution analytique simplifiée autorisant ainsi le calcul direct de la tension et du courant induits dans la ligne.

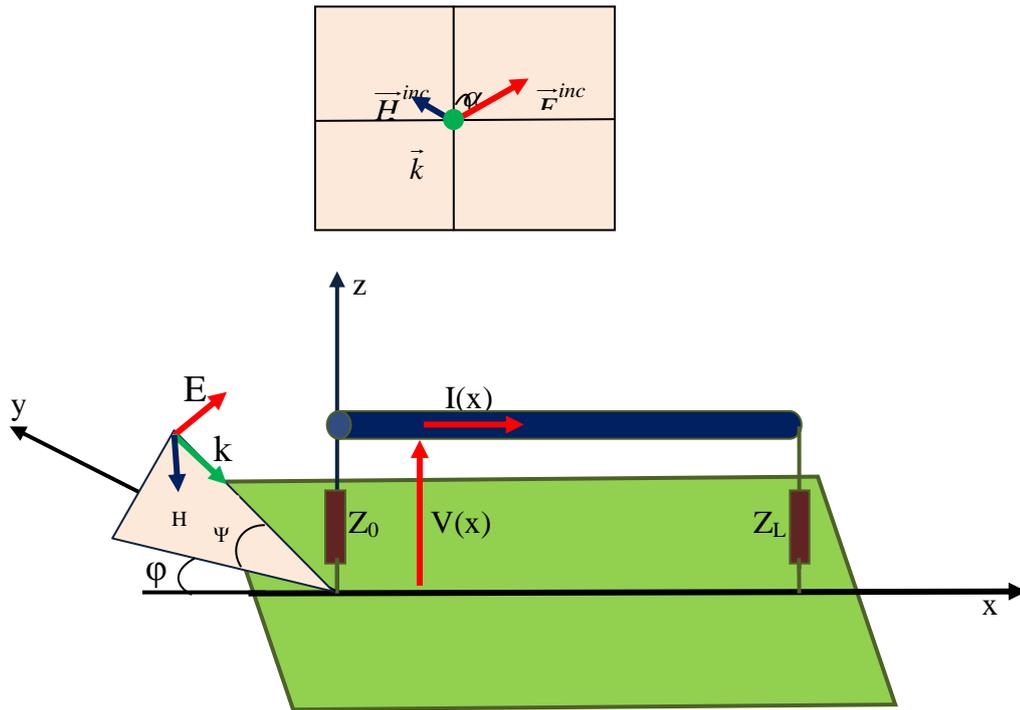


Fig. V.9. Excitation d'une ligne de transmission avec une onde plane.

Pour définir les tensions et les courants dans les charges, il est nécessaire de calculer les formules des sources de tension $V_{S2}(x_s)$, $V^e(0)$ et $V^e(L)$. En utilisant le développement réalisé par Tesche [57], la tension au niveau des charges est donnée par :

$$\begin{bmatrix} V(0) \\ V(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \rho_1 & 0 \\ 0 & 1 + \rho_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\rho_1 & e^{\gamma L} \\ e^{\gamma L} & -\rho_2 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \end{bmatrix} \quad (\text{V-67})$$

Avec les sources S_1 et S_2 définies par :

$$S_1 = - \left(\frac{E_0 (\cos \alpha \sin \psi \cos \varphi + \sin \alpha \sin \varphi) j k h \sin \psi}{\gamma - j k \cos \psi \cos \varphi} - E_0 h \cos \psi \cos \alpha \right) \times \left(1 - e^{(\gamma - j k \cos \psi \cos \varphi)L} \right) \quad (\text{V-68})$$

$$S_2 = -e^{\gamma L} \left(\frac{E_0 (\cos \alpha \sin \psi \cos \varphi + \sin \alpha \sin \varphi) jkh \sin \psi}{\gamma + jk \cos \psi \cos \varphi} + E_0 h \cos \psi \cos \alpha \right) \times \left(1 - e^{-(\gamma + jk \cos \psi \cos \varphi)L} \right) \quad (\text{V-69})$$

La formulation d'Agrawal représente la perturbation électromagnétique par les composantes du champ électrique longitudinale et verticale à la ligne est numériquement plus intéressante car le terme qui représente la source de perturbation le long de la ligne ne contient aucune différentiation temporelle et spatiale, ce qui va réduire les erreurs de calculs numériques lors du développement des différents codes. Le second avantage du modèle d'Agrawal réside dans la nécessité de connaître seulement une seule composante du champ électromagnétique exciteur pour chaque cellule élémentaire ce qui va réduire considérablement le temps de calcul et les ressources informatiques nécessaires pour le calcul et le stockage.

V.7. Résultats et validations

Dans cette partie nous allons exploiter les modèles électriques de Taylor et d'Agrawal équivalent à un circuit imprimé agressé par une source de perturbation pour calculer la tension induite au niveau d'un circuit imprimé, ce dernier est modélisé sous forme d'une ligne de transmission. Ce calcul est effectué en fonction de la fréquence, en fonction de l'angle d'inclinaison du dipôle électrique pour trois cas différents :

- ✓ Circuit adapté ($Z_L = Z_C$).
- ✓ Circuit ouvert ($Z_L = +\infty$).
- ✓ Court-circuit ($Z_L = 0$).

Ensuite, nous étudierons la tension induite en fonction du déplacement du dipôle électrique le long de la ligne de transmission.

Afin de vérifier la validité et la précision de nos modèles. Nous allons comparer les résultats obtenues par le modèle de Taylor avec ceux obtenues par le modèle d'Agrawal.

V.7.1. Caractéristiques d'un dipôle électrique

Nous considérons dans cette section que la source d'excitation est un dipôle électrique, sa longueur est petite par rapport à la longueur d'onde, ce qui permet d'utiliser les équations de dipôle de Hertz. Ces caractéristiques sont données par son orientation (θ_e et φ_e), sa longueur ℓ_e , son épaisseur t_e , avec son centre situé à (x_0, y_0, z_0) , parcouru par un courant I_e qui est réparti uniformément sur la longueur de ℓ_e du dipôle.

Les champs électriques et magnétiques rayonnés par un dipôle électrique, à un point (x, y, z) sont donnés par les équations présentées en Annexe B.

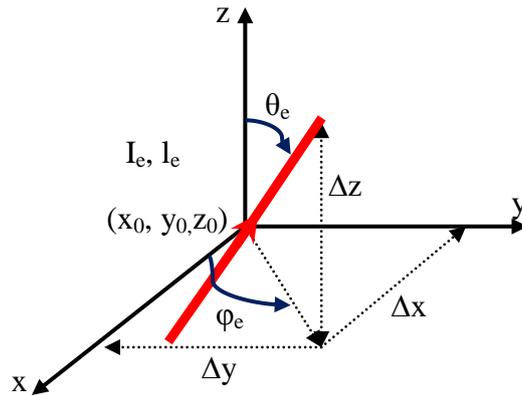


Fig. V.10. Représentation d'un dipôle électrique

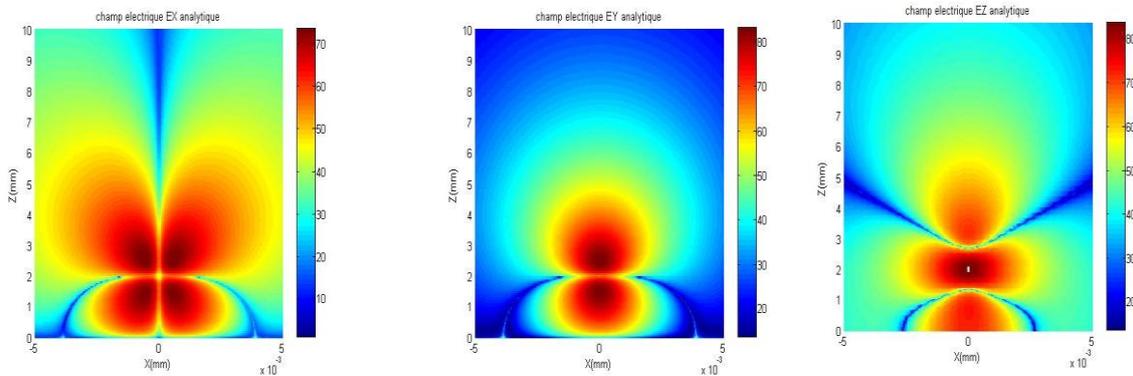


Fig. V.11. Champ électrique rayonné par un dipôle électrique.

La figure V.11 montre le calcul de la composante E_x , E_y , E_z d'un dipôle électrique dans le plan XZ. Nous avons remarqué une concentration de l'intensité du champ électrique au voisinage du dipôle.

V.7.2. Définition de la structure étudiée

Le circuit imprimé est représenté sous forme d'une ligne en cuivre ($\sigma = 5.998 \cdot 10^7 \text{ S/m}$, $\mu_r = 1$, $\varepsilon_r = 1$) de longueur $L = 10 \text{ mm}$ et de rayon $r = 0,1 \text{ mm}$ qui se trouve à une hauteur $h = 0,7 \text{ mm}$ par rapport au plan de masse en fer ($\sigma = 1.12 \cdot 10^7 \text{ S/m}$, $\mu_r = 4000$, $\varepsilon_r = 1$), d'épaisseur $t = 1 \text{ mm}$, de longueur $x = 1000 \text{ mm}$ et une largeur $y = 1000 \text{ mm}$.

Le dipôle utilisé pour l'agression de cette ligne PCB est un fil de longueur $l_e = 1 \text{ mm}$. Ce fil est excité à travers un courant électrique $I_e = 1 \text{ mA}$ à une fréquence $f = 1 \text{ GHz}$. Ce dipôle électrique se trouve à une hauteur $d = 1 \text{ mm}$ par rapport à la ligne PCB et situé dans le plan yz. Son orientation est le long de l'axe de z ($\theta_e = 180$, $\varphi_e = 00$). En déplaçant le dipôle le

long de la ligne avec un pas de 1 mm, nous pouvons extraire la variation de la tension induite aux différentes positions en fonction des différentes charges Z_L (court-circuit, circuit ouvert et circuit adapté).

V.7.3. Variation de la tension induite en fonction de la fréquence

Nous allons étudier la variation de la tension induite en fonction de la fréquence le long d'une ligne au-dessous d'une source de perturbation représentée par un dipôle électrique. La tension induite a été calculée en utilisant le modèle de Taylor [18] et le modèle d'Agrawal [19].

Nous devrions rappeler que la simplification du modèle de Taylor est valable pour une ligne électriquement courte et adaptée par une impédance caractéristique Z_C . Par contre le modèle d'Agrawal est valable pour tous types de charges.

V.7.3.1. Variation de la tension induite pour une charge $Z_L = Z_C$

La figure V.12 représente la tension induite en fonction de la fréquence le long d'une ligne de transmission adaptée par une impédance caractéristique Z_C en quatre positions différents ($x = 1$ mm, $x = 2$ mm, $x = 3$ mm et $x = 4$ mm) par rapport au point de référence $\left(\frac{L}{2}\right)$ où se trouve le dipôle électrique.

Dans ce cas, nous établissons une comparaison entre les résultats obtenus par le modèle de Taylor avec ceux restitués par le modèle d'Agrawal montré dans la figure V.12 :

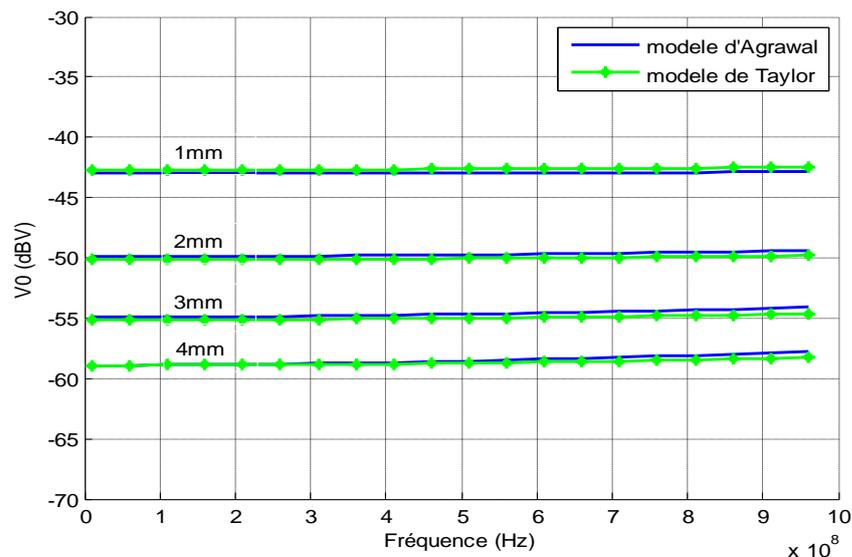


Fig. V.12. Tension induite en fonction de la fréquence pour une charge ($Z_L=Z_C$)

D'un point de vue général, si nous regardons les niveaux et les allures des courbes de la tension induite aux différentes positions en fonction de la fréquence, nous remarquons que les résultats obtenus par le modèle de Taylor et ceux obtenus par le modèle d'Agrawal sont très proches.

Aussi, d'après la figure V.12, nous remarquons que la tension induite au niveau de la ligne reste presque constante en fonction de la fréquence pour tous les points de calcul à cause de l'adaptation de la ligne pour éviter les réflexions à l'extrémité de cette dernière.

V.7.3.2. Variation de la tension induite pour une charge $Z_L = +\infty$

La figure V.13 montre la variation de la tension induite en fonction de la fréquence le long d'une ligne de transmission ouverte représentée par une impédance infinie en quatre positions différentes ($x = 1 \text{ mm}$, $x = 2 \text{ mm}$, $x = 3 \text{ mm}$ et $x = 4 \text{ mm}$).

Nous avons utilisé le modèle simplifié de Taylor dans le cas d'une ligne courte associée et bien adaptée ; par contre ce modèle n'est plus valable pour le cas d'un court-circuit ou d'un circuit ouvert à l'une des extrémités de la ligne. Pour cela, nous avons utilisé le modèle d'Agrawal pour étudier ces deux cas (le cas du court-circuit et celui du circuit ouvert).

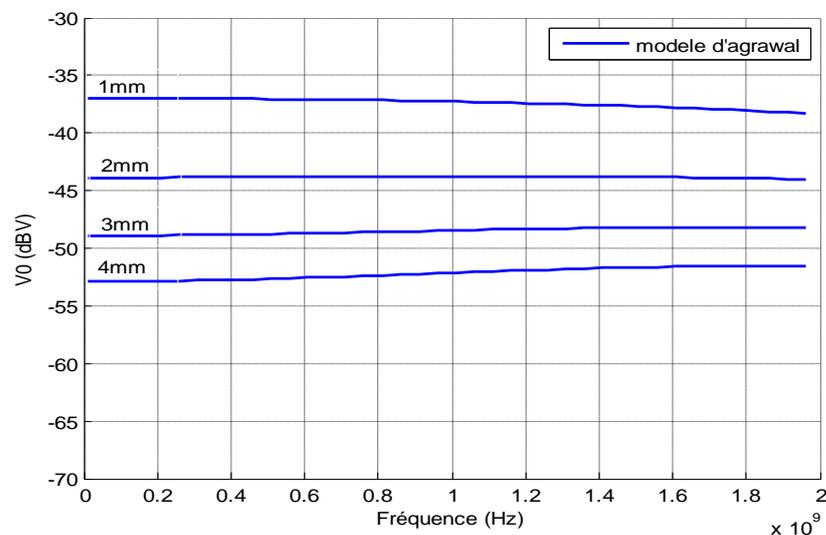


Fig. V.13. Tension induite en fonction de la fréquence pour une charge ($Z_L = +\infty$)

D'après la figure V.13, nous pouvons considérer la ligne comme une antenne dans le cas d'une ligne en circuit ouvert. Si la fréquence est augmentée, l'antenne est plus rayonnante et provoque aussi une amélioration de la réception. Ainsi, une ligne en circuit ouvert sera plus sensible aux interférences électromagnétiques en fonction de l'augmentation de la fréquence.

V.7.3.3. Variation de la tension induite pour une charge $Z_L = 0$

La figure 14 montre la variation de la tension induite en fonction de la fréquence le long d'une ligne de transmission ouverte représentée par une impédance égale à zéro ($Z_L = 0$) en quatre positions différentes ($x = 1$ mm, $x = 2$ mm, $x = 3$ mm et $x = 4$ mm).

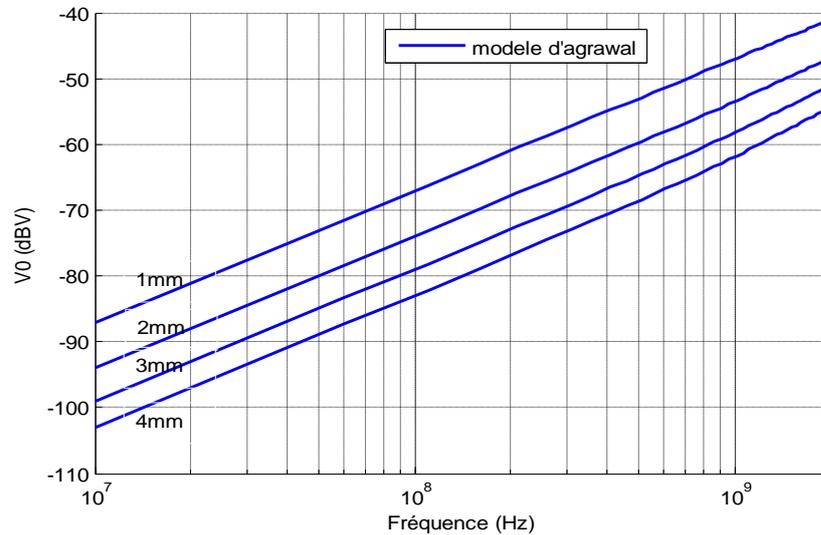


Fig. V.14. Tension induite en fonction de la fréquence pour une charge ($Z_L=0$)

La figure V.14 montre que la perturbation créée par le dipôle électrique dans le cas d'un court-circuit à l'une des extrémités de la ligne est moins importante que dans les deux cas précédents. En effet, les charges induites sur la surface de la ligne sont directement conduites au plan de masse, ce qui donne une tension induite faible au niveau de la ligne.

Nous remarquons aussi une augmentation de la tension induite en fonction de la fréquence à cause de l'augmentation du rayonnement.

V.7.4. Variation de la tension induite en fonction de l'orientation du dipôle électrique

Dans cette partie, nous allons étudier la variation de la tension induite en fonction de l'angle de l'orientation (θ) d'une source de perturbation représentée par un dipôle électrique, la fréquence du courant circulant dans le dipôle est de 1 GHz. Le dipôle est successivement placé à une distance $x = 1$ mm, $x = 2$ mm, $x = 3$ mm et $x = 4$ mm par rapport à la ligne.

On utilise le modèle de Taylor et le modèle d'Agrawal, pour calculer la tension induite le long d'une ligne, au-dessous de la source.

V.7.4.1. Variation de la tension induite pour une charge $Z_L = Z_C$

La figure V.15 représente la tension induite le long d'une ligne de transmission adaptée par une impédance caractéristique Z_C en fonction de l'angle d'orientation du dipôle électrique en quatre positions différentes.

Cette figure montre une comparaison entre les résultats obtenus par le modèle de Taylor avec ceux restitués par le modèle d'Agrawal comme le montre la figure suivante :

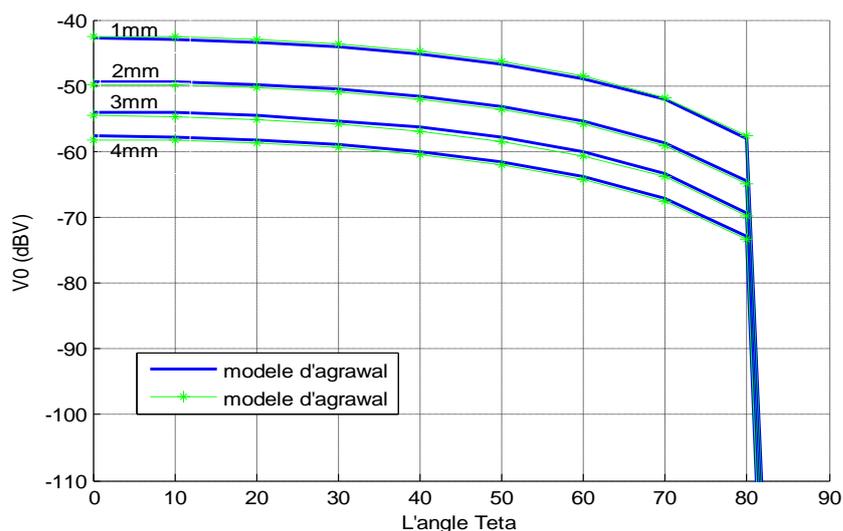


Fig. V.15. Tension induite en fonction de l'orientation du dipôle électrique pour une charge ($Z_L = Z_C$)

La figure V.15 montre que pour une bande d'angle allant de 0° à 90° , les tracés de la tension induite sont en bon accord. Ils ont les mêmes valeurs de la tension en tous points. Ceci démontre la bonne correspondance entre les deux modèles utilisés. Ainsi nous remarquons que la tension induite au niveau de la ligne est diminuée en fonction de l'angle de l'orientation (θ).

V.7.4.2. Variation de la tension induite pour une charge $Z_L = +\infty$

La figure V.16 montre la variation de la tension induite le long d'une ligne ouverte représentée par une impédance infinie en fonction de l'orientation du dipôle électrique au niveau de quatre positions différentes ($x = 1$ mm, $x = 2$ mm, $x = 3$ mm et $x = 4$ mm).

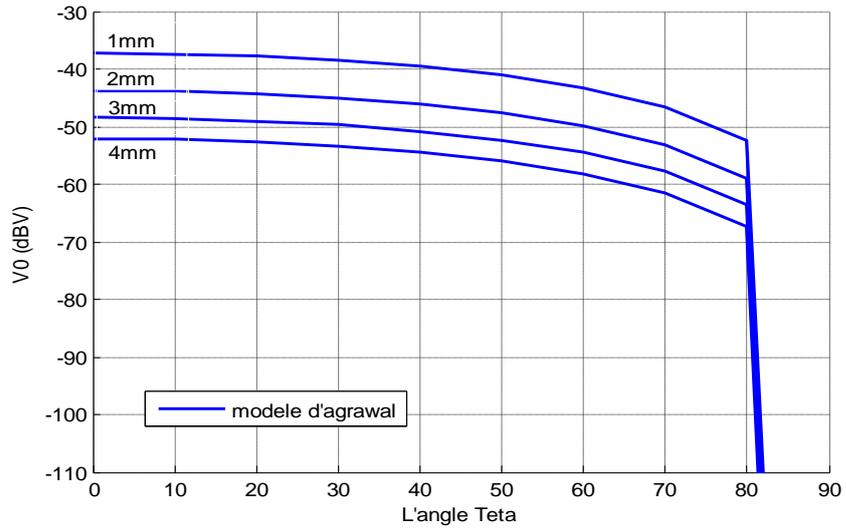


Fig. V.16. Tension induite en fonction de l'orientation du dipôle électrique pour une charge ($Z_L = +\infty$)

D'après la figure V.16, nous remarquons une diminution de la tension induite en fonction de l'orientation du dipôle électrique.

Au début ; à l'instant où ($\theta = 0^\circ$) la polarisation du champ électrique est verticale, ce qui donne une tension induite maximale. Cette tension devient faible si nous augmentons l'angle θ jusqu'à ($\theta \approx 90^\circ$) où la polarisation est horizontale. En effet, la tension induite est nulle.

V.7.4.3. Variation de la tension induite pour une charge $Z_L = 0$

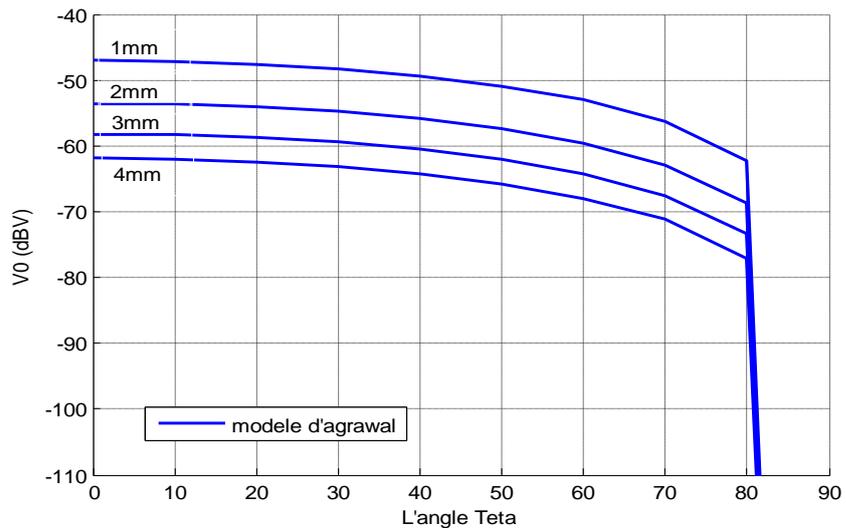


Fig. V.17. Tension induite en fonction de l'orientation du dipôle électrique pour une charge ($Z_L = 0$)

La figure V.17 montre que la tension induite en fonction de l'angle d'orientation θ dans le cas d'un court-circuit à l'une des extrémités est moins importante que dans les deux cas précédents. En effet, les charges induites sur la surface de la ligne sont directement conduites au plan de masse, ce qui donne une tension induite faible au niveau de la ligne et devient nulle dans le cas d'une polarisation horizontale ($\theta \approx 90^\circ$).

V.7.5. Variation de la tension induite en fonction du déplacement du dipôle pour une charge $Z_L = Z_C$

La figure V.18 représente la tension induite le long d'une ligne de transmission adaptée par une impédance caractéristique Z_C en fonction du déplacement du dipôle électrique suivant l'axe (x) en quatre positions différentes (x = 1 mm, x = 2 mm, x = 3 mm et x = 4 mm).

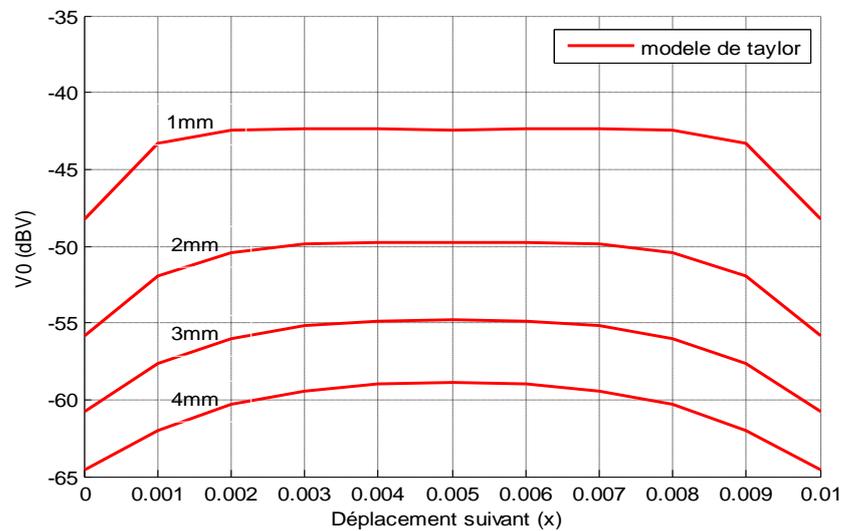


Fig. V.18. Tension induite en fonction du déplacement du dipôle électrique le long de la ligne pour une charge ($Z_L=Z_C$)

D'après la figure V.18, nous remarquons une diminution de la tension induite en fonction du déplacement du dipôle électrique aux extrémités de la ligne dans le cas d'une ligne adaptée et devient importante au milieu de la ligne.

V. 8. Conclusion

Dans ce dernier chapitre, nous avons étudié le couplage entre une source de perturbation électromagnétique rayonnée et un circuit imprimé (PCB). Ce dernier est modélisé par une ligne de transmission au-dessous d'un dipôle électrique (source de perturbation). Cette étude a été réalisée par le modèle analytique de Taylor et d'Agrawal.

Dans un premier temps, nous avons effectué une comparaison entre les résultats de la tension induite obtenus par l'application du modèle analytique de Taylor avec ceux restitués par le modèle d'Agrawal en fonction de la fréquence et en fonction de l'angle de l'orientation d'un dipôle en différentes positions pour une ligne adaptée.

Dans un second temps, nous avons utilisé le modèle d'Agrawal pour étudier la tension induite le long d'une ligne dans le cas d'un court-circuit et d'un circuit ouvert.

Les résultats obtenus du couplage entre une perturbation électromagnétique et un circuit imprimé représenté sous forme d'une ligne de transmission liée au plan de masse à travers l'impédance Z_0 et Z_L ne représentent certain solutions à faire de diminué la tension induite et de limité la propagation de cette dernière le long de la ligne.

Conclusion Générale

Le travail présenté dans ce manuscrit contribue à l'étude de la compatibilité électromagnétique et de la susceptibilité électromagnétique d'un système de protection dans la gamme de fréquence allant de 0 MHz à 1 GHz. Le but principal de ce travail était d'analyser les techniques de blindage électromagnétique pour mettre au point une meilleure protection des systèmes électriques et/ou électroniques et d'étudier le couplage entre les perturbations électromagnétiques et les circuits imprimés (PCB). Les résultats obtenus permettront l'élaboration de règles de conception et d'emplacement des enceintes métalliques pour endurcir les circuits sensibles d'un système et de ce fait rendre ce dernier moins vulnérable aux perturbations EM.

Il résume l'étude de l'efficacité du blindage des enceintes métalliques avec ouverture centrée pour simuler l'interaction des perturbations extérieures avec ces enceintes. La diversité de ce domaine nous a permis d'aborder plusieurs méthodes de types numériques et analytiques.

Il résume aussi l'étude du couplage entre des ondes électromagnétiques et des circuits imprimés (circuits sensibles) pour simuler l'interaction des perturbations extérieures avec ces circuits. La diversité de ce domaine nous a permis d'aborder plusieurs méthodes de calcul. Parmi elles, on a utilisé le modèle de Taylor et le modèle d'Agrawal.

La première partie de ce travail consistait, en la présentation générale de la CEM, les conséquences d'une perturbation électromagnétique et leurs effets sur un équipement à champ fort. Ainsi qu'une présentation globale des méthodes numériques et analytiques utilisées pour résoudre les équations EM.

La deuxième partie de ce travail de recherche était consacrée à une étude préliminaire de susceptibilité électromagnétique sur les circuits sensibles d'un système électrique ou électronique afin d'arriver à obtenir le niveau du bruit engendré par une perturbation électromagnétique et ainsi à estimer son influence en fonction de la position de calcul.

La troisième partie de ce travail a concerné l'importance du blindage électromagnétique. Nous avons cité les paramètres susceptibles de dégrader les performances du blindage ainsi que l'évaluation des performances de l'efficacité du blindage d'une enceinte métallique en utilisant le modèle de Robinson qui a permis de réaliser une étude approfondie des différents paramètres qui influent sur le SE de l'enceinte.

Le quatrième a été consacré à l'exploitation de la méthode des différences finies (FDTD) et la méthode des intégrations finies sous le logiciel de simulation tridimensionnelle CST software afin d'effectuer une validation des résultats du SE obtenus par le modèle de Robinson. Ensuite, nous avons complété l'étude de l'influence de quelques facteurs sur le SE pour présenter certaines solutions afin d'améliorer l'efficacité du blindage des enceintes métalliques munies d'ouvertures.

La dernière partie de ce travail de recherche a été consacrée plus particulièrement à l'étude du couplage entre les ondes électromagnétiques et les pistes des circuits imprimés (PCB) par les deux modèles analytiques de Taylor et d'Agrawal afin d'arriver à obtenir le niveau du bruit engendré par une perturbation électromagnétique, et ainsi à estimer en fonction des paramètres de la ligne et des paramètres de la perturbation.

Les résultats obtenus ont permis de mettre en lumière les phénomènes électromagnétiques en fonction des paramètres physiques et géométriques pour présenter certaines solutions afin d'améliorer l'efficacité du blindage des enceintes métalliques munies d'ouvertures qui peuvent résumer dans les points suivants :

- L'efficacité de blindage s'améliore si nous nous éloignons de l'ouverture. De ce fait, il serait judicieux de loger les circuits électroniques loin de l'ouverture.
- L'efficacité de blindage est une fonction croissante avec la diminution des dimensions d'ouverture.
- Les grandes enceintes provoquent l'apparition d'autres pics de résonance qui correspondent aux modes de propagation d'ordre supérieur.
- L'utilisation des ouvertures circulaire ou carrée au lieu d'une ouverture rectangulaire s'améliore l'efficacité de blindage.
- L'utilisation des petites ouvertures tout en gardant la même surface, améliore considérablement l'efficacité de blindage.
- Les matériaux conducteurs sont mieux que les matériaux diélectriques pour un blindage.
- L'efficacité de blindage est fortement liée au mode d'incidence d'une onde plane sur une enceinte métallique munie d'ouvertures.
- L'augmentation de la séparation horizontale et verticale entre les ouvertures améliore profusément le SE.
- L'augmentation de l'épaisseur du mur métallique contenant l'ouverture améliore l'efficacité électrique de blindage.

L'étude de couplage entre les perturbations électromagnétiques et les circuits imprimés (PCB), ont permis de conclure que :

- La tension induite au niveau d'une ligne adaptée pour tous les points de calcul reste presque constante en fonction de la fréquence.
- La ligne se représente comme une antenne dans le cas d'une ligne en circuit ouvert. Si la fréquence est augmentée, l'antenne est plus rayonnante.
- La perturbation créée par le dipôle électrique dans le cas d'un court-circuit à l'une des extrémités de la ligne est moins importante que dans les deux cas précédents.
- La tension induite en fonction de l'angle d'orientation du dipôle électrique dans le cas d'un court-circuit à l'une des extrémités est moins importante que dans les deux autres cas (circuit adapté et ouvert). En effet, les charges induites sur la surface de la ligne sont directement conduites au plan de masse, ce qui donne une tension induite faible au niveau de la ligne et devient nulle dans le cas d'une polarisation horizontale.

Comme perspectives à ce travail de recherche, nous préconisons d'approfondir les points suivants :

- ✓ La réalisation des mesures en chambre anéchoïque.
- ✓ Étude du couplage ÉM avec une section multifilaire située à l'intérieur d'une enceinte métallique rectangulaire en tenant compte des couplages mutuels entre les lignes.
- ✓ Extension du modèle d'Agrawal pour tenir compte de l'effet du couplage direct entre la source de perturbation et la victime à l'intérieur d'une enceinte.
- ✓ Étude du couplage ÉM avec des dipôles élémentaires et des lignes de transmissions situés à l'intérieur d'une enceinte.

Bibliographie

- [1] Directive CEM 89/336/CEE « Rapprochement des législations des États membres relatives à la compatibilité électromagnétique, » JO des communautés européennes, mai 1989.
- [2] Maitrise de la CEM, «Fondamentaux physiques et technique de la CEM», Référentiels DUNOD, Partie 2, Octobre 2007.
- [3] F. Chauvet, « La Compatibilité Electromagnétique », Techniques de l'Ingénieur, traité électronique E 3750.
- [4] Tahar ROUIBAH, «Contribution à la modélisation et à la simulation des prises de terre des installations électriques», Thèse de doctorat, UNIVERSITE FERHAT ABBES - SETIF 1, Novembre 2015.
- [5] Maitrise de la CEM, « Technologie, Réglementation et normes. Méthodes et outils technologiques de la CEM, Méthodes et outils pour la mise au point en CEM, sites de mesures et d'essais de CEM », sous-chapitre 4, les référentiels DUNOD.
- [6] Mourad LARBI, «Méthodes statistiques pour le calcul d'interférences électromagnétiques extrêmes au sein de systèmes complexes», Thèse de doctorat, Université Bretagne Loire, Février 2016.
- [7] M.A. Kelly, G.E. Servais, T.V. Paffenbach, «An investigation of human body electrostatic discharge», ISTFA'93, The 19th International symposium for testing and failure analysis, Los Angeles, California, USA, november 1993.
- [8] Laurent GUIBERT, «Études des effets non linéaires et de la susceptibilité des systèmes électroniques embarqués», Thèse de doctorat, Université de Toulouse, Décembre 2014
- [9] R. Tahmi, « Contribution à l'Etude des Perturbations Electromagnétiques des Convertisseurs de l'Electronique de Puissance», Thèse de doctorat, Ecole Nationale Polytechnique, Février 2006.
- [10] Sidi Mohamed BENHAMOU, «Contribution à l'étude théorique de l'efficacité du blindage électromagnétique multicouche à base de polymères conducteurs : Cas d'une incidence oblique», Thèse de doctorat, Université ABOU-BEKR BELKAID-TLEMCEM.
- [11] Amin FRIKHA, « Contribution à l'Étude du Blindage Magnétique Basse Fréquence de Boîtiers Dédiés aux Véhicules Électriques et Hybrides», Thèse de doctorat, UNIVERSITE PARIS-SUD, Décembre 2014.
- [12] M. P. Robinson, J. D. Turner, D. W. P. Thomas, J. F. Dawson, M. D. Ganley, A. C. Marvin, S. J. Porter, T. M. Benson, and C. Christopoulos, «Shielding effectiveness of a rectangular enclosure with a rectangular aperture», Electron. Lett. vol. 32, no. 17, pp. 1559–1560, 1996.
- [13] M.P. Robinson, T.M. Benson, C. Christopoulos, , J.F. Dawson, M.D. Ganley, A.C. Marvin, S.J. Porter and D.W.P. Thomas, «Analytical formulation for the shielding effectiveness of enclosures with apertures» IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 40, August 1998, pp240-248.
- [14] J.-Z. Lei, C.-H. Liang, and Y. Zhang, «Study on shielding effectiveness of metallic cavities with apertures by combining parallel FDTD method with windowing technique », Progress In Electromagnetics Research, PIER 74, 82–112, 2007.
- [15] T. Zak, «Intégration des exigences d'intégrité de signal et de compatibilité électromagnétique dans la conception des cartes électroniques rapides et mixtes », thèse de doctorat de l'INSA, 2001

- [16] M. Clemens, S. Feight, T. Weiland, « Geometric Multigrid Algorithms Using the Conformal Finite Integration Technique », IEEE Transactions On Magnetics, vol 40, N° 2, pp. 1065-1068, Mar 2004.
- [17] M. Clemens, T. Weiland, « Discrete electromagnetics: Maxwell's equations tailored to numerical simulations », Internat. Compumag. Soc. Newsletter 8 (2) (2001) 13-20.
- [18] C. D. Taylor, R. S. Sattewhite, and C. W. Harrison, « The Response of a Terminated Two- Wire Transmission Line Excited by a Nonuniform Electromagnetic Field », IEEE Transactions on Antenna Propagation, P. 987-989, Vol. E, November 1965.
- [19] A.K. Agrawal, H.J. Price, « Transient Reponce of Multiconductor Transmission Lines Excited by a no uniform Electromagnetic Field » ,Mission Research Corporation, Albuquerque, NM 87108.
- [20] J. Korecki, « contribution a la modélisation 3D des systèmes électromagnétiques basse fréquence a l'aide de la méthode d'intégration finie (FIT) », Thèse de doctorat, Université de LILLE I, Ecole doctorale des sciences pour l'ingénieur, mai 2009.
- [21] T. Weiland, « A Discretization Method for the Solution of Maxwell's Equations for Six-Component Fields », Electronics and Communication (AEÜ), Vol. 31(3), pp. 116-120, 1977.
- [22] T. Weiland, « Advances in FIT/FDTD modeling », in Proc. 18th ACES Conf. Monterey, CA, 2002, pp. 1-1-14.
- [23] M. Clemens, S. Feight, T. Weiland, « Geometric Multigrid Algorithms Using the Conformal Finite Integration Technique », IEEE Transactions On Magnetics, vol 40, N° 2, pp. 1065-1068, Mar 2004.
- [24] B. Krietenstein, R. Schuhmann, P. Thoma and T. Weiland, « The Perfect Boundary Approximation Technique Facing the Challenge of High Precision Field Computation », Proc. of the XIX International Linear Accelerator Conference (LINAC'98), Chicago, USA, pp.860-862, 1998.
- [25] J. Korecki, Y. Le Menach, J-P. Ducreux, F. Piriou, « Numerical solutions in primal and dual mesh of magnetostatic problem solved with the Finite Integration Technique », COMPEL, vol. 27, n°1, pp. 47-55, 4-2008.
- [26] **H. Azizi**, « Conception d'une cellule de mesure CEM destinée pour l'évaluation des perturbations rayonnées », Mémoire de magister, Ecole Militaire Polytechnique, Janvier 2012
- [27] Dhanistha Panyasak, « Réduction de l'émission électromagnétique des circuits intègres : l'alternative asynchrone » Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Juin 2004.
- [28] A. Charoy, « Parasites et perturbations des electroniques », Tome 1, Edition Dunod, ISBN : 2-10-001438-2, 1992.
- [29] S. Baffreau, G. Motet, E. Sicard, « La protection des microcontrolleurs aux agressions electromagnetiques », CEM EXPO 2002, Paris (France), 2002.
- [30] F. Fiori, « Prediction of RF Interference effects in Smart Power Integrated Circuits », IEEE International symposium on EMC, pp. 321-324, 2000.
- [31] Christelle Leseigneur, « Développement d'un modèle d'immunité rayonné pour la caractérisation de dispositifs électronique. », Thèse de doctorat, Université de ROUEN, Avril 2011.
- [32] Tristan Dubois, « Etude de l'effet d'ondes électromagnétiques sur le fonctionnement de circuits électroniques – Mise en place d'une méthode de test des systèmes » Thèse doctorat. Université Montpellier 2 -Sciences et Techniques du Languedoc- Octobre 2009.
- [33] Henry W. Ott « Noise Reduction Techniques in Electronic Systems, » 2nd ed. New York: Wiley, 1988 (ISBN 0-471-85068).

- [34] H. W. Ott, «Electromagnetic compatibility engineering». A John Wiley & Sons, Inc, Wiley-Interscience, USA, 2009.
- [35] C. R. Paul, «Introduction to Electromagnetic Compatibility». A John Wiley & Sons, Inc, Wiley-Interscience, New York, 2006.
- [36] F. Rachidi, «Blindage, Notes de cours, Compatibilités électromagnétique», École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2005.
- [37] R. H. Staunton, C. W. Ayers, L. D. Marlino, and J. N. Chiasson, «Evaluation of 2004 Toyota Prius Hybrid Electric Drive System», Oak Ridge National Laboratory, May 2006.
- [38] K.El fellous,« Contribution à l'élaboration d'une méthode d'analyse reposant sur une approche «équivalent circuit» pour l'étude de la pénétration d'ondes électromagnétiques dans une cavité »,Thèse de doctorat, Université de Limoges, janvier 2010.
- [39] Clayton R. Paul, « Introduction To Electromagnetic Compatibility »,Second Edition, TK7867.2.P38, 2006
- [40] Alain Charoy « Compatibilité électromagnétique » Dunod, 2000
- [41] Paul-François COMBES, « Micro-ondes, Lignes, guides et cavités » 2e cycle universitaire/ Écoles ingénieurs, 1997.
- [42] K. C. Gupta, R. Garg, and I. J. Bahl, «Microstrip Lines and Slot lines», Norwood, MA: Artech House, 1979, ch. 7.
- [43] **H. Azizi**, F. Tahar Belkacem, D. Moussaoui, H. Moulai, A. Bendaoud, and M. Bensetti, «Electromagnetic Interference from Shielding Effectiveness of a Rectangular Enclosure with Apertures—Circuitual Approach, FDTD and FIT Modeling», JOURNAL OF ELECTROMAGNETIC WAVES AND APPLICATIONS, ISSN 0920-5071, Taylor & Francis Inc, 2014.
- [44] Allen Taflove Artech House, « Computational Electromagnetic The Finite-Difference Time-Domain Method », Boston. London.
- [45] Matthew N. O. Sadiku, « Numerical Techniques in Electromagnetic », Second Edition, Ph.D.CRC Press Boca Raton London New York Washington, D.C.
- [46] K. S. Yee, «Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's Equations in isotropic media», IEEE Trans. Antennas and propagation, vol. 14, pp. 302- 307, 1966.
- [47] J-P. Bérenger, «A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. Computational Physics », IEEE Transactions on Antennas and Propagation, volume 44 : pages 1.8 1994.
- [48] **H.Azizi**, M.C. Kihal, H. Moulai, F.Tahar Belkacem, «Analyse et optimisation du couplage onde électromagnétique-ouverture en vue de l'amélioration des performances d'une enceinte métallique»,Third International Conference on Industrial Engineering and Manufacturing, Batna 11-13 Mai 2014.
- [49] Abdellatif HAFIANE, « Etude du couplage d'antennes imprimées par la méthode des différences finies et extraction du modèle électrique», Thèse de doctorat, Université de : MARNE LA VALLEE, mars 2003.
- [50] **H.Azizi**, H.Moulai, D.Moussaoui, «Etude de l'influence des perturbations électromagnétiques externes sur une enceinte métallique munie d'ouvertures», 1^{ère} Conférence Internationale en Sciences et Technologies Electriques en Maghreb CISTEM, 03- 06 Novembre 2014.
- [51] Ming-Feng Xue, Wen-Yan Yin, Qi-Feng Liu, and Jun-Fa Mao,« Wideband Pulse Responses of Metallic Rectangular Multistage Cascaded Enclosures Illuminated by an EMP»,IEEE TRANSACTIONS ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, VOL. 50, NO. 4, NOVEMBER 2008.

- [52] J. Shim, D.Kam, J.Kwon, J.Kim,«Circuital Modeling and Measurement of Shielding Effectiveness Against Oblique Incident Plane Wave on Apertures in Multiple Sides of Rectangular Enclosure»,IEEE TRANSACTIONS ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY,vol.52, no.3, August 2010.
- [53] P. Degauque, J. Hamelin «Compatibilité Électromagnétique ‘bruits et perturbations radioélectriques’», Dunod, Inc, 1990.
- [54] J.-P.Perez, R.Carless, R.Fleckinger,«Électromagnétisme Fondements et Applications », Masson, 1996.
- [55] N.ARI AND W.BLUMER « Analytic Formulation of the Response of a Two-Wire Transmission Line Excited by a Plane Wave », IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, P. 437-448, Vol. 30, No. 4, November 1988.
- [56] F.M.Tesche, « Development and Use of the BLT Equation in the Time Domain as Applied to a Coaxial Cable », IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, P. 404-407, Vol. 49, No. 1, February 2007.
- [57] F.M.Tesche, M.V.Ianoz, T.Karlsson « EMC Analysis Methods and Computational Models ».WILEY-INTERSCIENCE John Wiley&Sons. Inc, 1997.

Annexe A

A.1. Equations de Maxwell aux différences finies centrées

La résolution par FDTD des équations de Maxwell nécessite de discrétiser l'espace et le temps. L'espace continu est remplacé par un espace discret, un ensemble de nœuds repérés par des indices (i,j,k). Ces points de discrétisations sont séparés par des incréments Δx , Δy et Δz suivant les directions x, y et z respectivement. Le temps est aussi échantillonné suivant un pas temporel Δt , et le nombre d'échantillonnage temporel est repéré par un indice n. Dans ces conditions, une fonction dépendante de l'espace et du temps $f(x; y; z; t)$ et pouvant représenter l'une des composantes du champ électromagnétique s'écrit :

$$f(x; y; z; t) = f(i\Delta x; j\Delta y; k\Delta z; n\Delta t) = f^n(i; j; k)$$

Les composantes du champ électrique et magnétique aux différences finies centrées sont données par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) &= Da(i, j+1/2, k+1/2) \cdot H_x^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) \\ &+ \frac{Db(i, j+1/2, k+1/2)}{\Delta z} \cdot [(E_y^n(i, j+1/2, k+1) - E_y^n(i, j+1/2, k))] \\ &+ \frac{Db(i, j+1/2, k+1/2)}{\Delta y} \cdot [E_z^n(i, j, k+1/2) - E_z^n(i, j+1, k+1/2)] \end{aligned} \quad (A-1)$$

$$\begin{aligned} H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) &= Da(i+1/2, j, k+1/2) \cdot H_y^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) \\ &+ \frac{Db(i+1/2, j, k+1/2)}{\Delta x} \cdot [E_z^n(i+1, j, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2)] \\ &+ \frac{Db(i+1/2, j, k+1/2)}{\Delta z} \cdot [E_x^n(i+1/2, j, k) - E_x^n(i+1/2, j, k+1)] \end{aligned} \quad (A-2)$$

$$\begin{aligned} H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) &= Da(i+1/2, j+1/2, k) \cdot H_z^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2, k) \\ &+ \frac{Db(i+1/2, j+1/2, k)}{\Delta y} \cdot [E_x^n(i+1/2, j+1, k) - E_x^n(i+1/2, j, k)] \\ &+ \frac{Db(i+1/2, j+1/2, k)}{\Delta x} \cdot [E_y^n(i, j+1/2, k) - E_y^n(i+1, j+1/2, k)] \end{aligned} \quad (A-3)$$

Avec :

$$Da(i, j, k) = \left(1 - \frac{\rho'(i, j, k) \cdot \Delta t}{2 \cdot \mu(i, j, k)}\right) / \left(1 + \frac{\rho'(i, j, k) \cdot \Delta t}{2 \cdot \mu(i, j, k)}\right) \quad (\text{A-4})$$

$$Db(i, j, k) = \left(\frac{\Delta t}{\mu(i, j, k)}\right) / \left(1 + \frac{\rho'(i, j, k) \cdot \Delta t}{2 \cdot \mu(i, j, k)}\right) \quad (\text{A-5})$$

Les composantes du champ électrique aux différences finies centrées données par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} E_x^{n+1}(i+1/2, j, k) &= Ca(i+1/2, j, k) \cdot E_x^n(i+1/2, j, k) \\ &+ \frac{Cb(i+1/2, j, k)}{\Delta y} \cdot [H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k)] \\ &+ \frac{Cb(i+1/2, j, k)}{\Delta z} \cdot [H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2) - H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2)] \end{aligned} \quad (\text{A-6})$$

$$\begin{aligned} E_y^{n+1}(i, j+1/2, k) &= Ca(i, j+1/2, k) \cdot E_y^n(i, j+1/2, k) \\ &+ \frac{Cb(i, j+1/2, k)}{\Delta z} \cdot [H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k-1/2)] \\ &+ \frac{Cb(i, j+1/2, k)}{\Delta x} \cdot [H_z^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k)] \end{aligned} \quad (\text{A-7})$$

$$\begin{aligned} E_z^{n+1}(i, j, k+1/2) &= Ca(i, j, k+1/2) \cdot E_z^n(i, j, k+1/2) \\ &+ \frac{Cb(i, j, k+1/2)}{\Delta x} \cdot [H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j, k+1/2)] \\ &+ \frac{Cb(i, j, k+1/2)}{\Delta y} \cdot [H_x^{n+1/2}(i, j-1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2)] \end{aligned} \quad (\text{A-8})$$

Avec :

$$Ca(i, j, k) = \left(1 - \frac{\sigma(i, j, k) \cdot \Delta t}{2 \cdot \varepsilon(i, j, k)}\right) / \left(1 + \frac{\sigma(i, j, k) \cdot \Delta t}{2 \cdot \varepsilon(i, j, k)}\right) \quad (\text{A-9})$$

$$Cb(i, j, k) = \left(\frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j, k)}\right) / \left(1 + \frac{\sigma(i, j, k) \cdot \Delta t}{2 \cdot \varepsilon(i, j, k)}\right) \quad (\text{A-10})$$

Ces équations permettent de mettre à jour les 6 composantes du champ électrique et magnétique dans la grille FDTD et aux différents instants d'échantillonnage temporel.

A.2. Schéma de Yee

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est fondée sur le schéma de Yee. Les composantes électriques sont calculées en des points de la cellule de Yee (figure A.1) appelés nœuds électriques qui sont toujours situés au milieu d'une arête.

Les composantes magnétiques sont calculées en des points spatiaux différents (nœuds magnétiques) qui sont localisées aux centres des faces de la cellule. De même, dans le temps les champs électriques et magnétiques sont évalués à des instants différents (figure A.2).

Le champ électrique est évalué aux instants $n\Delta t$ et le champ magnétique est mis à jour aux instants $(n + 1/2)\Delta t$. Cette disposition assure un processus itératif entièrement explicite, aucune inversion de matrice n'est nécessaire.

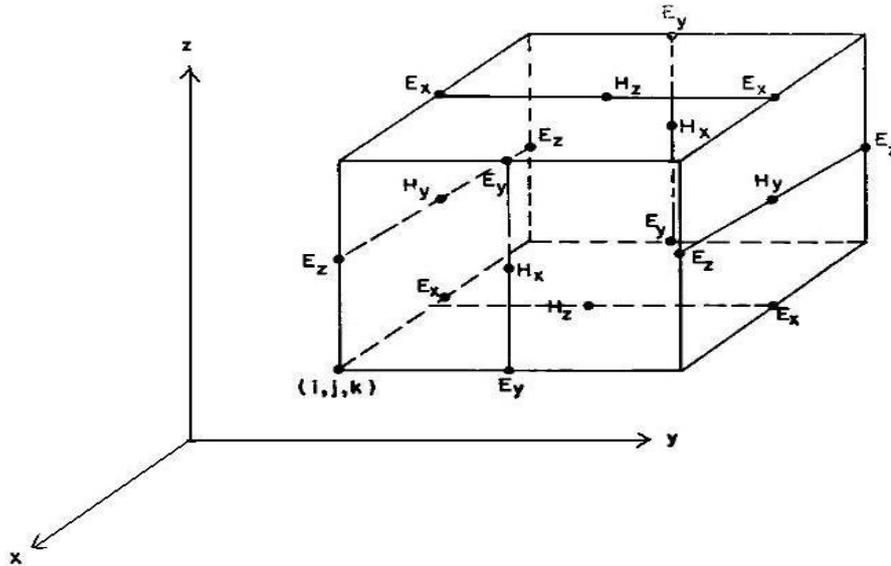


Fig. A.1. Cellule élémentaire de Yee montrant les points de calcul des composantes du champ électromagnétique.

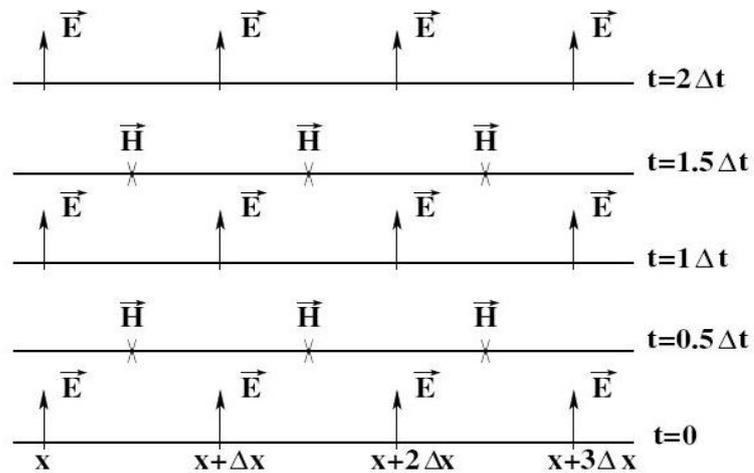


Fig. A.2. Enchaînement temporel des calculs dans l'algorithme de Yee.

A.3. Conditions aux limites

Les conditions aux limites constituent un point important dans la méthode FDTD. La fenêtre de calcul FDTD doit être finie, et des traitements particuliers sont nécessaires aux

limites du domaine d'étude tronqué. Dans ce travail, nous avons utilisé les conditions d'absorption aux frontières PML (Perfectly Matched Layer) de Berenger pour décrire l'espace libre.

Les PML de Berenger, entourant un objet à modéliser, ont la propriété d'absorber une onde en incidence quelconque sans réflexion vers l'objet. Sans ces couches d'absorption, des réflexions non physiques et parasites, apparaissent et perturbent le signal physique réel.

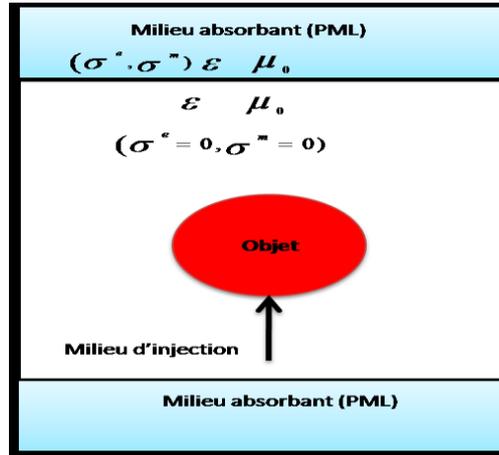


Fig. A.3. PML de Berenger.

Ces conditions sont basées sur le principe d'adaptation d'impédance à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant de conductivité électrique σ^e et magnétique σ^m non nulles. Cette condition d'adaptation s'exprime :

$$\frac{\sigma^e}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^m}{\mu_0} \quad (\text{A-11})$$

A.4. Stabilité et dispersion numérique

L'approximation des dérivées partielles par des différences centrées peut engendrer des solutions numériques non physiques. Des valeurs quelconques des pas de discrétisation peuvent mener vers des solutions infinies du champ électromagnétique. Pour éviter ce problème d'instabilité, les pas de discrétisation spatiaux et temporels doivent satisfaire le critère suivant:

$$c_{\max} \cdot \Delta t < \frac{1}{\left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)^{1/2}} \quad (\text{A-12})$$

Un autre problème pouvant être causé par l'approximation des dérivées partielles apparaissant dans les équations de Maxwell par des différences centrées est celui de la dispersion numérique. En effet, dans la grille FDTD, la vitesse numérique de propagation de l'onde dépend de plusieurs paramètres comme les pas spatio-temporels et la direction de propagation. Les erreurs de phase, les anisotropies numériques et la déformation des signaux sont les principales conséquences de ce problème de dispersion numérique. Pour minimiser ces effets parasites, on doit mailler très fin dans la grille FDTD. Plusieurs études ont montré que le pas spatial doit être inférieur à $\lambda_{\min} / 10$

Avec

λ_{\min} : est la longueur d'onde minimale des ondes se propageant dans la grille FDTD.

Annexe B

B.1. Les expressions du champ électromagnétique

B.1.1. Cas d'un dipôle rayonnant

Le dipôle électrique est constitué de deux charges opposées $+Q$ et $-Q$ et a pour moment dipolaire $\vec{p} = Q\vec{l}$ (fig.B.1). Dans le cas du dipôle électrique oscillant on a $Q = Q_0 e^{j\omega t}$ $\vec{p} = Q\vec{l} = Q_0\vec{l} e^{j\omega t} = \vec{p}_0 e^{j\omega t}$ et un courant alternatif $I = I_0 e^{j\omega t} = j\omega Q_0 e^{j\omega t}$ circule dans le fil reliant les deux charges.

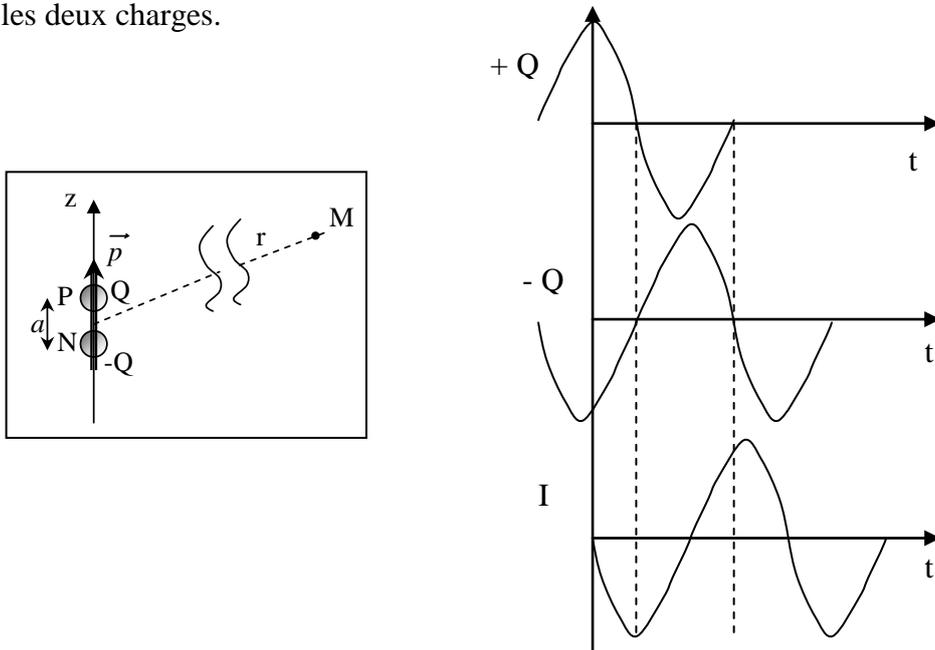


Fig. B.1. Représentation d'un dipôle électrique

$\omega = 2\pi f$: la pulsation (f la fréquence), λ est la longueur d'onde

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$: la constante de phase.

$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9}$: la permittivité du vide,

$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ H/m}$: la perméabilité du vide

$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$: la vitesse de propagation des ondes

On montre que le champ électromagnétique créé par un courant traversant un fil de longueur l très petite devant la distance r a trois composantes (le courant est sinusoïdal $Ie^{j\omega t}$), (fig.B.2) :

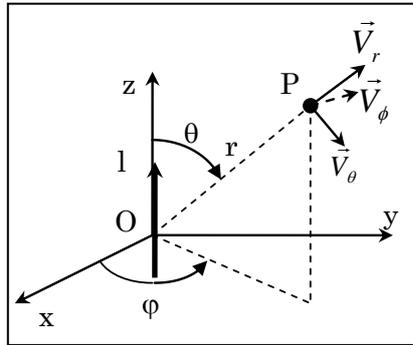


Fig. B.2. Courant I traverse un fil électrique

$$\begin{aligned}
 E_{\theta} &= \frac{Il\beta^3 \sin \theta}{4\pi\omega\epsilon_0} \left(-\frac{1}{j(\beta r)} + \frac{1}{(\beta r)^2} + \frac{1}{j(\beta r)^3} \right) e^{-j\beta r} & \text{V/m} \\
 E_r &= \frac{Il\beta^3 \cos \theta}{2\pi\omega\epsilon_0} \left(-\frac{0}{(\beta r)} + \frac{1}{(\beta r)^2} + \frac{1}{j(\beta r)^3} \right) e^{-j\beta r} & \text{V/m} \\
 H_{\phi} &= \frac{Il\beta^2 \sin \theta}{4\pi} \left(-\frac{1}{j(\beta r)} + \frac{1}{(\beta r)^2} + \frac{0}{(\beta r)^3} \right) e^{-j\beta r} & \text{V/m}
 \end{aligned} \tag{B-1}$$

Ces expressions peuvent être réécrites aussi :

$$\begin{aligned}
 E_{\theta} &= \frac{Il \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 j\omega r^3} \left(1 + j2\pi \frac{r}{\lambda} - 4\pi^2 \frac{r^2}{\lambda^2} \right) e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}} \\
 E_r &= \frac{Il \cos \theta}{2\pi\epsilon_0 j\omega r^3} \left(1 + j2\pi \frac{r}{\lambda} \right) e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}} \\
 H_{\phi} &= \frac{Il \sin \theta}{4\pi r^2} \left(1 + j2\pi \frac{r}{\lambda} \right) e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}}
 \end{aligned} \tag{B-2}$$

Si $l \ll r$; $l \ll \lambda$ et si l est assez petit pour que I ne varie pas d'un point à l'autre du segment de longueur l , les conditions pour considérer l très petit sont réalisées. On suppose que le point P (fig. B.2) est dans l'espace libre c'est-à-dire pas à côté d'une surface métallique ni près ou à l'intérieur d'un milieu magnétique ($\mu_r \neq 1$) ou diélectrique ($\epsilon_r \neq 1$). Le temps de propagation est inclus dans les expressions précédentes par le facteur $e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}}$. Les formules précédentes montrent que si $r \ll \lambda$, les expressions du champ se réduisent à celles qu'on obtient en ne gardant que 1 dans les quantités entre crochets (et même 1 pour les exponentielles).

$$\begin{aligned}
E_{\theta} &= \frac{I l \sin \theta}{4\pi \varepsilon_0 j \omega r^3} e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}} \\
E_r &= \frac{I l \cos \theta}{2\pi \varepsilon_0 j \omega r^3} e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}} \\
H_{\phi} &= \frac{I l \sin \theta}{4\pi r^2} e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}}
\end{aligned}
\tag{B-3}$$

Ce sont les formules des régimes permanents ; champ électrique d'un dipôle +Q, -Q (on pose $Q = \frac{I}{j\omega}$) et champ magnétique d'un courant I de longueur l.

Au contraire si $r \gg \lambda$ ce sont les derniers termes du crochet qui sont prépondérants. On obtient en se limitant aux termes du 1^{er} ordre en 1/r :

$$\begin{aligned}
E_{\theta} &= \frac{j I l \sin \theta}{2 \varepsilon_0 c \lambda r} e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}} \quad (\text{car } \omega \lambda = \omega \frac{c}{f} = 2\pi c) \\
E_r &= 0 \\
H_{\phi} &= \frac{j I l \sin \theta}{2 \lambda r} e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}}
\end{aligned}
\tag{B-4}$$

On voit qu'à grande distance de la source on retrouve la structure de l'onde plane.

- \vec{E} et \vec{H} sont transversaux, perpendiculaires l'un à l'autre et en phase ; (ils sont, tous deux, en quadrature avec $I e^{j\omega t}$).
- Le trièdre $\vec{E}, \vec{H}, \vec{C}$ est direct,
- Le rapport des amplitudes est :

$$\frac{|E_{\theta}|}{|H_{\phi}|} = \frac{1}{\varepsilon_0 c} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377 \Omega$$

(B-5)

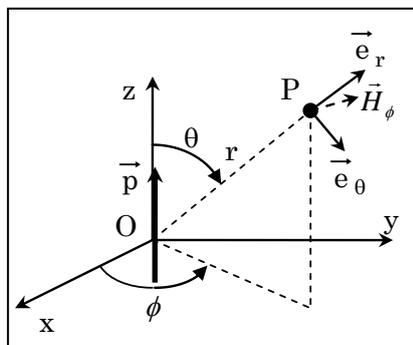


Fig. B.3. Le champ électromagnétique créé par le dipôle en P

Remarque : les expressions du champ électromagnétique montrent trois origines :

- pour les termes en $\frac{1}{r^3}$: le champ statique.
- pour les termes en $\frac{1}{r^2}$: le champ d'induction.
- pour les termes en $\frac{1}{r}$: le champ rayonné.

En champ lointain qui subsiste après que les deux autres termes soient devenus négligeables. En électrotechnique (par exemple : les transformateurs) l'énergie est transmise par les deux premiers champs, en radioélectricité elle est transmise principalement par le troisième champ.

B.1.2. Cas d'une boucle rayonnante

La boucle d'aire S est parcourue par un courant sinusoïdal d'amplitude I et de pulsation ω et ses dimensions sont petites devant les distances considérées. Le champ électromagnétique rayonne à trois composantes (fig. 6) :

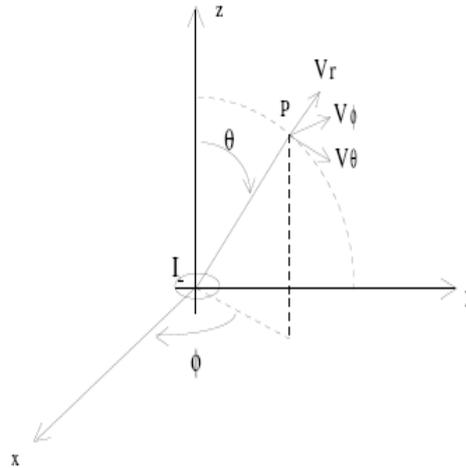


Fig. B.4. Représentation d'un dipôle magnétique

$$\begin{aligned}
 H_{\theta} &= \frac{IS\beta^3 \sin \theta}{4\pi} \left(-\frac{1}{(\beta r)} - \frac{1}{j(\beta r)^2} + \frac{1}{(\beta r)^3} \right) e^{-j\beta r} & A/m \\
 H_r &= \frac{IS\beta^3 \cos \theta}{2\pi} \left(-\frac{0}{(\beta r)} - \frac{1}{j(\beta r)^2} + \frac{1}{j(\beta r)^3} \right) e^{-j\beta r} & A/m \\
 E_{\phi} &= \frac{IS\beta^4 \sin \theta}{4\pi\omega\epsilon_0} \left(-\frac{1}{(\beta r)} - \frac{1}{j(\beta r)^2} + \frac{0}{(\beta r)^3} \right) e^{-j\beta r} & A/m
 \end{aligned} \tag{B-6}$$

Ce qu'on peut écrire encore sous la forme suivante en remplaçant β par $\frac{2\pi}{\lambda}$:

$$\begin{aligned}
 H_{\theta} &= \frac{I S \sin \theta}{4\pi r^3} \left(1 + j \frac{2\pi r}{\lambda} - \frac{4\pi^2 r^2}{\lambda^2} \right) e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}} & A/m \\
 H_r &= \frac{I S \cos \theta}{2\pi r^3} \left(1 + j \frac{2\pi r}{\lambda} \right) e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}} & A/m \\
 E_{\phi} &= \frac{j\pi I S \sin \theta}{\pi\omega\epsilon_0 \lambda^2 r^2} \left(1 + j \frac{2\pi r}{\lambda} \right) e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}} & A/m
 \end{aligned} \tag{B-7}$$

Si le diamètre de la boucle est petit par rapport à la distance r et à la longueur d'onde λ et si ce diamètre est assez petit pour que I ne varie pas d'un point à l'autre de la boucle très petite sont vérifiées.

On suppose que le point P est dans l'espace libre c'est-à-dire pas à coté d'une surface métallique ni près ou à l'intérieur d'un milieu magnétique ($\mu_r \neq 1$) ou diélectrique ($\epsilon_r \neq 1$), le temps de propagation a été inclus dans les expressions précédentes par le facteur $e^{-j2\pi\beta r}$.

Les formules précédentes montrent que si $r \ll \lambda$, les expressions du champ se réduisent à celles qu'on obtient en ne gardant que 1 dans les quantités entre crochets :

$$\begin{aligned}
 H_{\theta} &= \frac{I S \sin \theta}{4\pi r^3} e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}} \\
 H_r &= \frac{I S \cos \theta}{2\pi r^3} e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}} \\
 E_{\phi} &= \frac{j\pi I S \sin \theta}{\pi\omega\epsilon_0 \lambda^2 r^2} e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}}
 \end{aligned} \tag{B-8}$$

Ce sont les formules des régimes permanents (champ magnétique d'une spire de courant I de moment magnétique $1/\tau = IS$ perpendiculaire au plan de la spire).

Au contraire si $r \gg \lambda$ ce sont les derniers termes du crochet qui sont prépondérants. On obtient en se limitant aux termes du 1^{er} ordre en $\frac{1}{r}$:

$$\begin{aligned}
 H_{\theta} &= \frac{-\pi I S \sin \theta}{\lambda^2 r} e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}} \\
 H_r &= 0 \\
 E_{\phi} &= \frac{-\pi I S \sin \theta}{\epsilon_0 c \lambda^2 r} e^{-j2\pi \frac{r}{\lambda}} \quad \text{car } \omega\lambda = 2\pi c
 \end{aligned} \tag{B-9}$$

On voit qu'à grande distance de la source on retrouve la structure de l'onde plane :

- \vec{E} et \vec{H} sont transversaux, perpendiculaire l'un à l'autre et en phase ; (ils sont tous deux en opposition de phase avec $I e^{j\omega t}$) ;
- Le trièdre $\vec{E}, \vec{H}, \vec{C}$ est direct ;
- Le rapport des amplitudes est $\frac{|E_\phi|}{|H_\phi|} = \frac{1}{\varepsilon_0 c} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377 \Omega$

Développement des équations de Baum, Liu, Tesche "BLT" pour une source de tension et de courant.

La géométrie de la ligne (Fig. C.1) qui est décrite par une ligne de transmission uniforme sans perte, de longueur L et d'impédance caractéristique Z_c destinée pour développer les équations de Baum, Liu, Tesche est donnée dans la figure C.1 suivante.

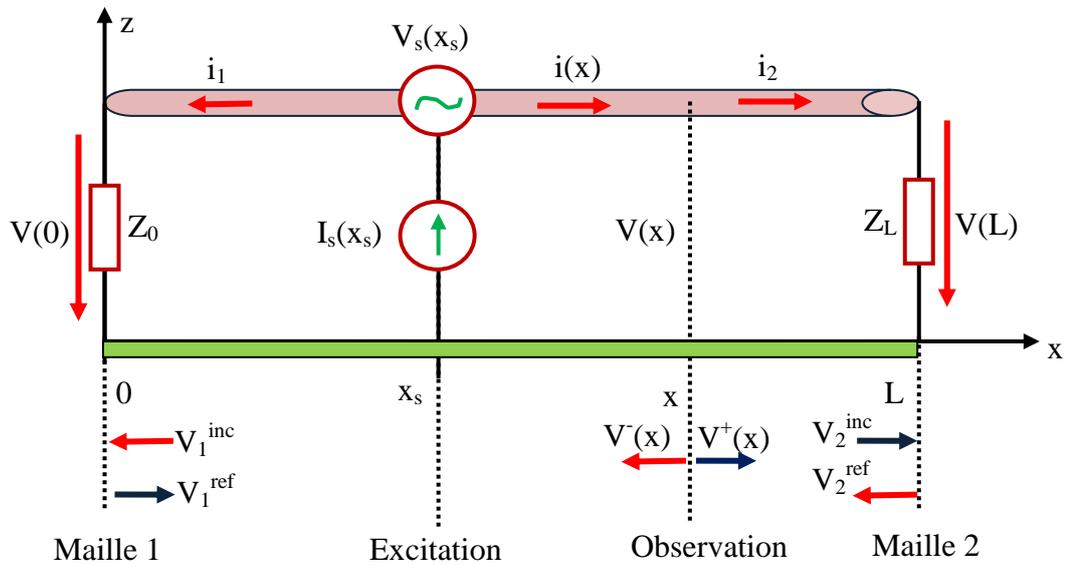


Fig. C.1. Propagation des ondes sur une ligne de transmission

Les extrémités de la ligne sont reliées à la masse à travers deux impédances (Z_0) et (Z_L). La ligne de transmission est excitée par une source de tension et de courant à la position (x_s). Aussi nous considérons seulement le courant de mode différentiel, le courant de mode commun est considéré nul dans les charges.

La constante de propagation γ est donnée par :

$$\gamma = jK = \frac{2\pi f}{C} \quad (\text{C-1})$$

Avec :

K : le vecteur d'onde.

f : la fréquence de propagation.

$C = 3.10^8 \text{ m/s}$: la célérité.

La tension est décomposée en deux composants, l'une se propageant dans la direction positive V^+ et en une autre se propageant dans la direction négative V^- avec un facteur $e^{\pm\gamma x}$ selon la direction.

En un point quelconque de la ligne, la tension totale est la somme des deux tensions :

$$V(x) = V^+(x) + V^-(x) \quad (C-2)$$

Cependant, il est plus simple de décrire la propagation par une onde incidente et par une onde réfléchie tel que :

$$\begin{cases} V_1^{inc} = V_1^- = V^-(0) \\ V_1^{ref} = V_1^+ = V^+(0) \end{cases} \quad (C-3)$$

Et

$$\begin{cases} V_2^{inc} = V_2^+ = V^+(L) \\ V_2^{ref} = V_2^- = V^-(L) \end{cases} \quad (C-4)$$

Les relations de la propagation de l'onde excitatrice de tension dans le sens positif ($x > x_s$) sont données par :

$$\begin{cases} V^+(x) = \frac{1}{2}(V_s + Z_C I_s) e^{-\gamma(x-x_s)} \\ V^-(x) = 0 \end{cases} \quad (C-5)$$

Dans le sens négatif ($x < x_s$) les expressions sont données par :

$$\begin{cases} V^+(x) = 0 \\ V^-(x) = -\frac{1}{2}(V_s - Z_C I_s) e^{+\gamma(x-x_s)} \end{cases} \quad (C-6)$$

En absence d'excitation, la tension de propagation dans la maille 2 est donnée en fonction de la tension de la maille 1 par la relation suivante :

$$V_2^+ = V_1^+ e^{-\gamma L} \quad (C-7)$$

En présence de l'excitation, il y a une composante qui s'ajoute à V_2^+ due à la propagation positive de l'onde excitatrice :

$$V_2^+ = V_1^+ e^{-\gamma L} + \frac{1}{2}(V_s - Z_C I_s) e^{-\gamma(L-x_s)} \quad (C-8)$$

De la même manière nous pouvons exprimer la propagation dans le sens négatif dans la première maille en fonction de la seconde maille :

$$V_1^- = V_2^- e^{-\gamma L} - \frac{1}{2}(V_s + Z_C I_s) e^{-\gamma x_s} \quad (C-9)$$

Nous utilisons les équations (C-2) et (C-3) pour déterminer les expressions des ondes qui se propagent dans les deux terminaisons en fonction de l'onde incidente et de l'onde réfléchie :

$$\begin{bmatrix} V_1^{inc} \\ V_2^{inc} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-\gamma L} \\ e^{-\gamma L} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^{ref} \\ V_2^{ref} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -e^{\gamma x_s} (V_s + Z_c I_s)/2 \\ e^{\gamma(L-x_s)} (V_s + Z_c I_s)/2 \end{bmatrix} \quad (C-10)$$

Et

$$\begin{bmatrix} V_1^{ref} \\ V_2^{ref} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & e^{\gamma L} \\ e^{\gamma L} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^{inc} \\ V_2^{inc} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -e^{\gamma x_s} (V_s + Z_c I_s)/2 \\ e^{\gamma(L-x_s)} (V_s + Z_c I_s)/2 \end{bmatrix} \quad (C-11)$$

La relation entre l'onde incidente et l'onde réfléchie est donnée par :

$$V^{ref} = \rho V^{inc} \quad (C-12)$$

Avec :

ρ : Le coefficient de la tension réfléchie.

Ce coefficient pour une charge Z_L d'une ligne d'impédance Z_C est défini par :

$$\rho = \frac{Z_L - Z_C}{Z_L + Z_C} \quad (C-13)$$

La relation qui permet d'exprimer le vecteur de la tension réfléchie en fonction de la tension incidente est donnée par :

$$\begin{bmatrix} V_1^{ref} \\ V_2^{ref} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho_1 & 0 \\ 0 & \rho_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^{inc} \\ V_2^{inc} \end{bmatrix} \quad (C-14)$$

Nous remplaçons les tensions V_1^{ref} et V_2^{ref} par leurs valeurs dans l'équation (C-9). Les tensions V_1^{inc} et V_2^{inc} peuvent être écrites comme suit :

$$\begin{bmatrix} V_1^{inc} \\ V_2^{inc} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\rho_1 & e^{\gamma L} \\ e^{\gamma L} & -\rho_2 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} e^{\gamma x_s} (V_s + Z_c I_s)/2 \\ -e^{\gamma(L-x_s)} (V_s + Z_c I_s)/2 \end{bmatrix} \quad (C-15)$$

L'utilisation de l'équation (C-11) nous permet d'exprimer la tension totale en fonction de la tension réfléchie :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \rho_1 & 0 \\ 0 & 1 + \rho_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^{inc} \\ V_2^{inc} \end{bmatrix} \quad (C-16)$$

L'introduction des valeurs des tensions incidentes données par l'équation (C-13) dans l'équation (C-14), permet d'exprimer la tension totale en fonction de différents paramètres de la ligne :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1+\rho_1 & 0 \\ 0 & 1+\rho_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\rho_1 & e^{\gamma L} \\ e^{\gamma L} & -\rho_2 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \end{bmatrix} \quad (\text{C-17})$$

Avec :

$$\begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{\gamma x_s} (V_s + Z_c I_s)/2 \\ -e^{\gamma(L-x_s)} (V_s + Z_c I_s)/2 \end{bmatrix} \quad (\text{C-18})$$

Où

S_1 : La source excitatrice dans la direction positive de la propagation.

S_2 : La source excitatrice dans la direction négative de la propagation.

A partir de l'équation (C-15) qui représente les expressions des tensions dans les charges nous pouvons déduire les expressions des courants :

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{Z_c} \begin{bmatrix} 1-\rho_1 & 0 \\ 0 & 1-\rho_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\rho_1 & e^{\gamma L} \\ e^{\gamma L} & -\rho_2 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \end{bmatrix} \quad (\text{C-19})$$

Résumé :

Ce travail s'inscrit dans le cadre de développement de l'activité CEM à Laboratoire des Systèmes Electriques et Industriels, Université de l'USTHB.

Nous avons présenté une analyse tridimensionnelle de l'efficacité de blindage d'une enceinte métallique menue d'ouvertures, le modèle analytique de Robinson utilisée consiste à transformé l'enceinte métallique à un circuit électrique équivalent afin d'évaluer l'efficacité de blindage, en suite nous avons utilisé la méthode des différences finies (FDTD). Les résultats restitués par nos méthodes ont été comparés avec ceux fournis par la méthode d'intégration finie (FIT) sous environnement CST Software, l'étude comparative révèle une bonne concordance entre les résultats obtenus. Finalement nous avons utilisé le modèle de Taylor et d'Agrawal pour étudier le couplage entre une perturbation électromagnétique et un circuit imprimé pour trois cas différents : circuit adapté, circuit ouvert et court-circuit.

L'étude réalisée au cours de cette thèse a abouti à des résultats très significatifs permettant de solutionner des problèmes type CEM en relation avec la réduction du champ électromagnétique dans une enceinte comportant des ouvertures et présente certain solutions pour diminuer la tension induite et limité la propagation de cette dernière le long d'un circuit imprimé.

Mots Clés : Compatibilité électromagnétique, enceinte métallique, efficacité de blindage, circuit imprimé, couplage, FDTD, FIT, modèle de Robinson, modèle de Taylor, modèle d'Agrawal.

Absract:

This work lies within the scope of developing research in EMC at the Laboratory of Electrical and Industrial Systems, University of Sciences and Technology Houari Boumediene.

We presented a three-dimensional analysis of the shielding effectiveness of a small metal enclosure with openings; the analytical model of Robinson transforms the metal enclosure to an equivalent electric circuit in order to evaluate the shielding effectiveness. Next, we used the finite differences method (FDTD). The results reached by our methods were compared with those provided by the method of integration technique (FIT) under environment CST Software, the comparative study reveals a good agreement between the results obtained. Finally we used the model of Taylor and Agrawal to study the coupling between an electromagnetic disturbance and a printed circuit for three different cases: adapted circuit, open circuit and short-circuit.

The study carried out during this thesis led to very significant results making it possible to solve problems comprising type EMC in relation to the reduction of the electromagnetic field in an enclosure of the openings and present certain solutions to decrease induced tension and to limit the propagation of the latter along a printed circuit.

Key words: Electromagnetic compatibility, metallic enclosure, shielding effectiveness, printed circuit, coupling, FDTD, FIT, model of Robinson, model of Taylor, model of Agrawal.

ملخص:

هذه الأطروحة تندرج ضمن الأعمال المنجزة داخل مخبر النظم الكهربائية والصناعية، من أجل تطوير البحث في مجال التوافق الكهرومغناطيسي بجامعة هواري بومدين للعلوم والتكنولوجيا.

لقد قمنا بتحليل فعالية تحصين الدارات الإلكترونية ضد الاضطرابات الكهرومغناطيسية بواسطة محيط معدني مغلق يحتوي على فتحات. ولهذا استعملنا نموذج روبنسون، طريقة الفروق المنتهية ثلاثية الأبعاد لحل معادلات مكسوال في مجال الزمن وللتأكد من صحة النتائج قمنا بالمقارنة مع طريقة الـ تكاملات المنتهية ثلاثية الأبعاد. أخيرا، استخدمنا نموذج تايلور وأغروال لدراسة الاقتران بين اضطراب كهرومغناطيسي ومعدات الكترونية لثلاث حالات مختلفة.

وقد أسفرت الدراسة التي أجريت خلال هذه الرسالة عن نتائج هامة جدا، حيث استنتجنا عدة حلول ممكنة لتحسين فعالية المحيط المعدني، أيضا تقديم بعض الحلول للحد من الجهد المستحث والتقليل من انتشار الأخير في المعدات الإلكترونية.

الكلمات المفتاحية : محيط معدني مغلق، طريقة الفروق المنتهية، طريقة الـ تكاملات المنتهية، فعالية تحصين بواسطة محيط معدني مغلق، نموذج روبنسون، نموذج تايلور، نموذج أغروال. اقتران