



N° d'ordre: 07/2017

# DOCTORAT UNIVERSITE

## THÈSE en cotutelle

Pour obtenir le grade de Docteur délivré par :

L'UNIVERSITE SIDI MOHAMMED BEN ABDELLAH

Formation doctorale : Science de l'ingénieur, Sciences Physique, Mathématique et Informatique

Discipline : Physique

Spécialité : Télécommunications

L'UNIVERSITÉ CLERMONT AUVERGNE

Formation doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur

Spécialité : Electronique

**Présentée par : Mr Achraf LIAKOUTI**

### ANALYSE ET MODELISATION DU RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNETIQUE DES RESEAUX CPL

Soutenue publiquement le 11 mai 2017 devant le jury :

<b>Pr. Pierre DEGAUQUE</b>	<b>Université de Lille 1, Lille</b>	<b>Président</b>
<b>Pr. Virginie DEGARDIN</b>	<b>Université de Lille 1, Lille</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>Pr. Nabih ELOUAZZANI</b>	<b>USMBA, FST, FES</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>Pr. Sonia DELMAS BENDHIA</b>	<b>INSA Euro-méditerranéen, FES</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>Pr. Jamal BELKADID</b>	<b>USMBA, EST, FES</b>	<b>Examineur</b>
<b>Pr. Ali BENBASSOU</b>	<b>USMBA, EST, FES</b>	<b>Directeur de thèse</b>
<b>Pr. Khalil EL KHAMLIHI DRISSI</b>	<b>UCA, Clermont-Ferrand</b>	<b>Directeur de thèse</b>
<b>Mcf. Claire FAURE</b>	<b>UCA, Clermont-Ferrand</b>	<b>Co-encadrante</b>
<b>Mcf. Christophe PASQUIER</b>	<b>UCA, Clermont-Ferrand</b>	<b>Co-encadrant</b>

Laboratoire d'accueil : Transmission et Traitement de l'Information.

Etablissement : Ecole Supérieure de Technologie de Fès.



## Remerciements

*Ce travail a été effectué dans le cadre d'une thèse en cotutelle, entre l'Université Clermont Auvergne et l'Université Sidi Mohamed Ben Abdellah, dans le cadre d'un projet intitulé "Compatibilité électromagnétique des Courants Porteurs en Ligne" avec le soutien du programme Hubert Curien "Toubkal MA/13/294".*

*Je tiens tout d'abord à exprimer mes vifs remerciements à mes directeurs de thèse Mr Ali BENBAS-SOU et Mr Khalil EL KHAMLI CHI DRISSI qui ont encadré ce travail. Je les remercie pour leur disponibilité, leur patience et leurs précieux conseils et orientations. J'ai été extrêmement sensible à leurs qualités humaines. J'espère avoir été digne de la confiance qu'ils m'ont accordée et que ce travail est finalement à la hauteur de leurs espérances.*

*J'exprime toute ma gratitude ensuite à tous les membres du jury qui ont pris le temps de juger mon travail. Je remercie vivement Mr Pierre DEGAUQUE d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse. Ainsi que Mr Nabih EL OUAZZANI, Mme Sonia DELMAS BENDHIA et Mme Virginie DEGARDIN, qui ont accepté la tâche de rapporter sur notre mémoire.*

*Mes remerciements s'adressent aussi à Mr Jamal BELKADID pour avoir accepté d'examiner mon travail et de participer au jury de cette thèse.*

*Je remercie vivement Mr Lamine KONE pour le temps qu'il a pu me consacrer durant mon séjour à l'Université de Lille, afin d'effectuer la partie expérimentale de ce travail et avec le plus grand soin.*

*Je souhaite témoigner toute ma reconnaissance à Mme Claire Faure et Mr Christophe PASQUIER, pour leur Co-encadrement. Je les remercie pour leur aide, leur soutien et de m'avoir accueilli au sein de l'équipe CEM de l'Institut Pascal à Clermont Ferrand.*

*Je ne peux oublier de remercier également Monsieur Kamal KERROUM pour ses nombreux conseils et son soutien constant tout au long de cette thèse.*

*Merci évidemment à mes parents, à mes sœurs et à mes frères pour leurs sacrifices et leur amour. J'associe à tous ces témoignages mes chers amis et mes collègues du laboratoire.*

*Enfin, j'exprime ma reconnaissance à ceux que j'ai oublié de mentionner et qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.*

# Table des matières

Introduction générale .....	8
-----------------------------	---

## **CHAPITRE 1 : ETAT DE L'ART SUR LES COURANTS PORTEURS EN LIGNE ET CONTEXTE DE L'ÉTUDE .....**

**11**

1. Introduction .....	12
2. Etat de l'art de la technologie des courants porteurs en ligne .....	13
2.1. Bref historique .....	13
2.2. Principe de fonctionnement .....	14
2.3. Architectures indoor et outdoor .....	15
2.4. Avantages et inconvénients des courants porteurs en ligne .....	17
3. Techniques de modulation .....	18
3.1. Modulation OFDM .....	18
3.2. Modulation à étalement de spectre (Spread Spectrum) .....	19
4. Statut normatif des courants porteurs en ligne .....	21
4.1. Organismes de normalisation et standardisation .....	21
4.2. Consortiums et associations .....	23
4.3. Futur standard IEEE .....	24
4.4. Norme CEM pour les équipements CPL .....	24
4.5. Cadre juridique .....	27
5. Bandes de fréquences utilisées par les CPL .....	27
6. Applications des CPL .....	28
7. Conclusion .....	29

## **CHAPITRE 2 : RAYONNEMENT DES CPL DANS LE CADRE DE LA COMPATIBILITÉ ÉLECTROMAGNÉTIQUE.....**

**32**

1. Introduction .....	33
2. Définition de la CEM .....	33
3. Rayonnement électromagnétique.....	35
3.1. Principe du rayonnement .....	35
3.2. Zones de rayonnement .....	36
4. Perturbations en mode conduit et rayonné .....	37
4.1. Perturbation en mode conduit .....	38
4.2. Perturbation en mode rayonné .....	38
5. Méthodes et théories utilisées.....	39
5.1. Théories classiques utilisées .....	39
5.2. Méthodes numériques.....	41

6.	Conclusion .....	45
----	------------------	----

## **CHAPITRE 3 : MODÈLE THÉORIQUE POUR ÉVALUER LE RAYONNEMENT ÉMIS PAR LES COURANTS PORTEURS EN LIGNE ..... 47**

1.	Introduction.....	48
2.	Bases théoriques pour évaluer le rayonnement.....	48
3.	Formulation générale des champs électromagnétiques rayonnés.....	52
3.1.	Rayonnement d'un élément infinitésimal.....	52
3.2.	Rayonnement d'une ligne filaire de longueur quelconque dans l'espace libre .....	58
3.3.	Prise en compte du plan de masse .....	59
4.	Evaluation des courants distribués par la théorie des lignes de transmission .....	61
4.1.	Modélisation de la ligne.....	61
4.2.	Résolution des équations des télégraphistes dans le domaine fréquentiel .....	63
4.3.	Application de notre outil basé sur la TLM .....	65
5.	Rayonnement d'une structure filaire par la théorie des dipôles.....	69
5.1.	Expressions globales des champs EM.....	70
5.2.	Applications pour des cas tests .....	71
6.	Conclusion : .....	79

## **CHAPITRE 4 : MODÈLE SIMPLIFIÉ DU RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE ..... 81**

1.	Introduction.....	82
2.	Estimation des champs EM rayonnés à partir du courant et de ses dérivés aux discontinuités .....	82
3.	Identification des courants par la méthode Matrix Pencil .....	86
3.1.	Principe de base .....	86
3.2.	Fondements théoriques.....	87
3.3.	Décomposition de la matrice de données en valeurs singulières .....	91
3.4.	Choix des paramètres de la méthode Matrix Pencil .....	93
3.5.	Application de la méthode Matrix Pencil .....	95
4.	Validation de notre modèle pour des cas tests .....	99
4.1.	Cas d'une ligne bifilaire au-dessus d'un plan de masse .....	100
4.2.	Antenne verticale gainée au-dessus d'un plan de masse .....	103
4.3.	Structure similaire à une partie d'un réseau électrique indoor .....	109
5.	Conclusion .....	114

<b>CHAPITRE 5 : MESURE DES CHAMPS EM ET VALIDATION EXPÉRIMENTALE DE NOTRE MODÈLE SIMPLIFIÉ .....</b>	<b>116</b>
<b>1. Introduction .....</b>	<b>117</b>
<b>2. Description du banc de mesure.....</b>	<b>117</b>
<b>3. Validation expérimentale de notre approche.....</b>	<b>118</b>
<b>3.1. Cas d'une ligne monofilaire parallèle à un plan de masse.....</b>	<b>119</b>
<b>3.2. Cas d'une ligne bifilaire placée dans l'espace libre .....</b>	<b>125</b>
<b>4. CONCLUSION .....</b>	<b>129</b>
<b>Conclusion et perspectives.....</b>	<b>131</b>
<b>ANNEXES.....</b>	<b>133</b>

# Table des figures

Figure I. 1 : Principe de fonctionnement des CPL	15
Figure I. 2 : Accès indoor des Courants porteurs en ligne	16
Figure I. 3 : Réseau CPL outdoor	16
Figure I. 4 : Technique de modulation OFDM	19
Figure I. 5 : Exemple d'étalement d'un signal de données binaires	21
Figure I. 6 : Consortiums et associations relatifs au CPL	23
Figure I. 7 : Bandes de fréquences allouées aux CPL	27
Figure II. 1 : Notions de la CEM	34
Figure II. 2 : Notching des fréquences encombrées [II.2]	34
Figure II. 3 : Onde électromagnétique plane	35
Figure II. 4 : les zones de rayonnement autour d'une antenne émettrice [II.3]	36
Figure II. 5 : Perturbations en mode conduit et rayonné	38
Figure II. 6 : Maillage cartésien de Yee pour une méthode FDTD	42
Figure III. 1 : Source élémentaire rayonnante dans l'espace libre	52
Figure III.2 : Ligne filaire de longueur quelconque dans l'espace libre	58
Figure III. 3 : Rayonnement d'un conducteur horizontal	60
Figure III. 4 : modèle équivalent d'un élément infinitésimale de la ligne	62
Figure III. 5 : Dimensions et terminaisons du câble	65
Figure III. 6 : Distribution du courant réduit le long de la ligne	66
Figure III. 7 : Dimensions et terminaisons de la ligne à deux conducteurs	67
Figure III. 8 : Distribution du courant réduit sur les conducteurs de la ligne bifilaire	67
Figure III. 9 : Dimensions et terminaisons de la ligne à trois conducteurs	68
Figure III. 10 : Distribution du courant réduit le Long des conducteurs	69
Figure III. 11: Antenne linéaire	70
Figure III. 12 : Antenne verticale dans l'espace libre	72
Figure III. 13 : Module du champ électrique estimé par la théorie des dipôles	73
Figure III. 14 : Module du champ électrique évalué par Feko	73
Figure III. 15 : Module du champ magnétique estimé par la théorie des dipôles	74
Figure III. 16 : Module du champ magnétique évalué par Feko	75
Figure III. 17 : Paramètres géométriques de la configuration étudiée	76
Figure III. 18 : Module du champ électrique estimé	77
Figure III. 19 : Module du champ électrique évalué par Feko	77
Figure III. 20 : Module du champ magnétique estimé	78
Figure III. 21 : Module du champ magnétique évalué par Feko	78
Figure IV. 1 : Antenne carrée dans l'espace libre	95
Figure IV. 2: Reconstruction du courant distribué sur la ligne	96
Figure IV. 3 : Dérivée première du courant	98
Figure IV. 4 : Zoom sur la dérivée première du courant	98
Figure IV. 5 : Dérivée seconde du courant issue de la simulation	99
Figure IV. 6 : Schéma et paramètres géométriques	100
Figure IV. 7 : Module du champ électrique estimé par notre modèle	101
Figure IV. 8 : Module du champ électrique évalué par Feko	102
Figure IV. 9 : Module du champ magnétique estimé par notre modèle	102

Figure IV. 10 : Module du champ magnétique évalué par Feko.....	103
Figure IV. 11 : Antenne verticale au-dessus d'un plan de masse.....	104
Figure IV. 12 : Module du champ électrique .....	105
Figure IV. 13 : Module du champ magnétique .....	105
Figure IV. 14 : Module de la partie intégrale du champ électrique.....	107
Figure IV. 15 : Module de la partie intégrale du champ magnétique .....	107
Figure IV. 16 : Module du champ électrique pour ( $\epsilon_r = 4$ ).....	108
Figure IV. 17 : Module du champ magnétique pour ( $\epsilon_r = 4$ ) .....	109
Figure IV. 18 : Configuration étudiée.....	110
Figure IV. 19 : Module du champ électrique estimé par notre modèle.....	111
Figure IV. 20 : Module du champ électrique simulé par Feko .....	111
Figure IV. 21 : Module du champ magnétique estimé par notre modèle .....	112
Figure IV. 22 : Module du champ magnétique évalué par Feko.....	112
Figure IV. 23 : Evolution de l'impédance caractéristique dans l'espace libre.....	113
Figure V. 1 : Description du banc de mesure .....	118
Figure V. 2 : Ligne monofilaire parallèle au plan de masse.....	119
Figure V. 3 : Courant à l'entrée de la ligne.....	120
Figure V. 4 : Courant à la sortie de la ligne.....	121
Figure V. 5 : Comparaison du champ magnétique simulé avec la mesure .....	122
Figure V. 6 : Amplitude du champ magnétique pour $f = 30$ MHz .....	123
Figure V. 7 : Comparaison des champs électriques simulés avec la mesure.....	124
Figure V. 8 : Schéma illustrant la configuration étudiée.....	125
Figure V. 9 : Courant à l'entrée de la ligne .....	126
Figure V. 10 : Courant à la sortie de la ligne .....	126
Figure V. 11 : Evolution de l'amplitude du champ magnétique dans le domaine fréquentiel.....	127
Figure V. 12 : Amplitude du champ magnétique pour $f = 30$ MHz.....	128
Figure V. 13 : Comparaison des champs électriques simulés avec la mesure.....	129

## Liste des Tableaux

Tableau I. 1 : Organismes de normalisation en charge des technologies CPL.....	22
Tableau I. 2 : Limites des perturbations conduites aux bornes de l'alimentation pour les ATI de classe A .....	25
Tableau I. 3 : Limites des perturbations conduites aux bornes de l'alimentation pour les ATI de classe B .....	26
Tableau I. 4 : Limites des perturbations conduites de mode commun aux accès de télécommunication pour les ATI de classe A .....	26
Tableau I. 5 : Limites des perturbations conduites de mode commun aux accès de télécommunication pour les ATI de classe B .....	26
Tableau IV. 1 : Pôles et résidus associés à chaque fenêtre d'analyse .....	97

## Introduction générale

Ce travail a été effectué dans le cadre d'une thèse en cotutelle, entre l'Université Clermont Auvergne et l'Université Sidi Mohamed Ben Abdellah, avec le soutien du programme Hubert Curien "Toubkal MA/13/294". Il s'intéresse aux problèmes de la compatibilité électromagnétique (CEM) et notamment au rayonnement électromagnétique provenant des structures filaires dans le cas de la technologie des courants porteur en ligne (CPL).

La technologie des CPL vise à transmettre des données numériques à bas ou à haut débit en exploitant l'infrastructure existante du réseau électrique. Son principal avantage est le recours au réseau électrique existant, déployé sur tous les territoires, et apte à atteindre tous les consommateurs où qu'ils soient. Ceci permet donc, d'une part, la communication en évitant d'installer des câbles spécifiques supplémentaires, et d'autre part, d'offrir une grande souplesse d'utilisation, puisque la quasi-totalité des systèmes électroniques qui y sont connectés nécessitent une alimentation générée par le secteur électrique.

Le principe de cette technologie consiste à superposer au courant alternatif du réseau électrique de fréquence 50 ou 60 Hz un autre signal à plus haute fréquence et de faible énergie contenant l'information à transmettre. Ce deuxième signal se propage sur le réseau et peut être reçu et décodé à distance afin d'établir une communication entre les abonnés utilisant cette technologie ou d'accéder facilement à internet sur n'importe quelle prise du réseau électrique.

Cependant les câbles électriques ne sont pas conçus initialement pour transmettre des signaux à hautes fréquences. Dans la bande de fréquences qui s'étend de 1Mhz à 30 Mhz allouée au CPL, les conducteurs des lignes électriques peuvent alors être similaires à des antennes qui rayonnent dans l'environnement proche et lointain. Leur efficacité ou rendement en tant qu'antennes est globalement mauvais mais suffisant pour donner naissance à un champ électromagnétique qui vient perturber l'environnement proche. Dans ce cas, les appareils électriques sensibles aux signaux HF, les récepteurs radio en ondes courtes sont susceptibles d'être fortement perturbés à cause du brouillage causé.

C'est dans ce contexte que ce travail de thèse a pris place. Il concerne la modélisation du rayonnement électromagnétique généré par les conducteurs filaires utilisés par la technologie CPL. Il s'agit de développer un modèle rapide et efficace, permettant d'estimer convenablement le rayonnement électromagnétique à proximité des structures filaires, parcourues par des signaux de très hautes fréquences.

## Organisation du travail

Le contenu de ce manuscrit se décompose en cinq chapitres, une introduction générale, une conclusion générale et trois annexes.

Le premier chapitre présente l'état de l'art de la technologie CPL à travers l'étude de son principe de fonctionnement, son historique, ses avantages et ses inconvénients, ainsi que les différents aspects du marché CPL. Les différentes techniques de modulations utilisées dans les modems CPL ont ensuite été explicitées. Puis, l'accent a été mis sur le statut normatif actuel de cette technologie. Le chapitre se termine par une présentation des différentes applications envisageables pour les CPL.

Le second chapitre présente les notions d'interférences électromagnétiques dans un contexte CEM, et particulièrement les perturbations rayonnées et celles conduites. Ensuite les causes et les origines du rayonnement électromagnétique ainsi que les différentes zones de rayonnement ont été abordées. Enfin, les différentes théories de base de l'électromagnétisme ainsi que certaines méthodes de résolution numérique permettant l'étude des émissions associées à des structures rayonnantes ont été présentées.

Le troisième chapitre est consacré au développement d'un modèle théorique permettant d'évaluer les champs électromagnétiques rayonnés par des structures filaires lorsque la répartition du courant le long des conducteurs est bien maîtrisée. Pour déterminer cette répartition du courant, un code de calcul basé sur la théorie des lignes multifilaires a été développé dans le cas où l'approximation quasi TEM est valide. Par la suite, nous avons développé un deuxième code de calcul basé sur la théorie des dipôles. Ce code sert à évaluer les champs électromagnétiques rayonnés connaissant la distribution du courant sur la totalité de la structure filaire considérée. Afin de valider cette partie, notre approche a été testée à travers le traitement de diverses configurations.

Le chapitre quatre vise à simplifier le modèle théorique développé dans le troisième chapitre afin de traiter des cas pour lesquels la distribution du courant sur les conducteurs est mal maîtrisée. Cette simplification consiste à négliger les parties intégrales des composantes des champs électromagnétiques apparues après les développements analytiques détaillés dans l'annexe (B). Par la suite un code de calcul basé sur la méthode Matrix Pencil (MP) a été développé afin d'accéder avec précision aux informations nécessaires au calcul des champs,

telles le courant et ses deux premières dérivées uniquement aux discontinuités. Pour plusieurs cas tests, nous avons confirmé que notre modèle simplifié permet d'accéder, avec une précision suffisante, aux ordres de grandeur des champs rayonnés donnés par le logiciel Feko. Dans ce même chapitre, on s'attache à montrer que l'efficacité de notre approche est fortement liée à la différence entre la vitesse de propagation dans les conducteurs et celle du milieu de propagation.

Le dernier chapitre concerne la validation expérimentale de notre modèle dédié à l'estimation des champs électromagnétiques rayonnés à proximité des structures filaires utilisées par la technologie CPL. Dans cette partie expérimentale, le banc de mesure nécessaire pour relever expérimentalement les valeurs du courant aux extrémités et celles des champs électromagnétiques a été également exposé. Ensuite, nous avons été amené à confronter les résultats de simulation obtenus avec notre approche à ceux obtenus à l'aide des mesures réalisées. Notre modèle a été testé pour deux types de configurations possédant une gaine isolante. La bonne concordance entre les résultats des mesures et ceux issus des simulations confirme l'applicabilité et la validité du formalisme proposé.

# Chapitre 1 : Etat de l'art sur les courants porteurs en ligne et contexte de l'étude

## 1. Introduction

L'utilisation des systèmes de télécommunication a augmenté rapidement au cours de ces dernières décennies. L'apparition de nouveaux services et le besoin de capacités de transmission supplémentaires ont nécessité de développer des nouveaux réseaux de télécommunications et de nouvelles technologies de transmission.

La connexion directe des clients (abonnés) est réalisée sur les réseaux d'accès permettant de relier les abonnés situés dans un rayon de plusieurs centaines de mètres. Cependant, les coûts pour la réalisation, l'installation et la maintenance des réseaux d'accès sont très élevés. Par conséquent, les fournisseurs de réseaux tentent de construire le réseau d'accès avec des coûts réduits [I.1].

Suite à la dérèglementation du marché des télécommunications dans un grand nombre de pays, les opérateurs de télécommunication ont jugé non rentable le développement de la technique ADSL car la mise en place de câblage spécifique représente un investissement très lourd. Une solution est cependant offerte par la technologie des CPL (Courants Porteurs en Ligne), elle utilise les réseaux de distribution d'électricité existants comme support de transmission pour le transfert des informations numériques, sans câblage additionnel. De plus le réseau de distribution d'électricité couvre des zones géographiques plus vastes, ce qui rend cette technologie particulièrement attractive.

La communication avec le réseau d'alimentation électrique nécessite l'installation d'adaptateurs CPL qui assurent la transmission des données via le réseau. A l'aide de ces adaptateurs, il est possible de récupérer l'information numérique sur n'importe quelle prise électrique.

Les réseaux électriques ne sont cependant pas conçus pour les communications, et ils ne présentent pas un bon support de transmission. Ainsi le canal de transmission CPL est caractérisé par une atténuation très importante du signal et la présence de diverses sources de bruit dues aux appareils électriques connectés sur ce même réseau. D'autre part, pour satisfaire les débits de données exigés, les réseaux CPL doivent utiliser une large gamme de fréquences allant jusqu'à 30 MHz. Cette gamme de fréquences également utilisée par divers services de radiocommunication amène le réseau CPL à agir comme une antenne produisant un rayonnement électromagnétique dans son environnement proche et lointain.

Ce rayonnement est susceptible de perturber d'autres équipements fonctionnant dans la même gamme de fréquences et dans le voisinage proche. En conséquence, les organismes de réglementation imposent des limites très sévères en ce qui concerne l'émission électromagnétique des réseaux CPL. Ces réseaux sont donc contraints de fonctionner à puissance limitée ce qui a pour conséquence d'une part, de limiter la taille du réseau et le débit de données, et d'autre part d'augmenter la sensibilité aux perturbations. La réduction du débit est particulièrement pénalisante lorsque le support de transmission est partagé par plusieurs utilisateurs.

## **2. Etat de l'art de la technologie des courants porteurs en ligne**

### **2.1. Bref historique**

Initialement, la transmission des données numériques sur le réseau électrique a été principalement utilisée pour la surveillance des lignes électriques en cas de panne ou pour la détection de défauts, ou encore pour le contrôle à distance d'appareils électriques tel que l'éclairage public. Cette technique n'était alors utilisée que pour des applications à bas débit (bande étroite). Ainsi, en 1838 Edward Davy a effectué la mesure à distance des niveaux de tension des batteries dans un site de télégraphie londonien [I.2]. En 1897, Joseph Routin et Cel Brown ont présenté leur premier brevet (British patent N° 24833) concernant une technique de mesure à distance du comptage électrique [I.3] [I.4].

Dans les années 1920, l'utilisation des systèmes à fréquence porteuse comprise entre 15 et 500 kHz sur les lignes haute tension (HT) a permis de transmettre des consignes de commande et de faire de la surveillance. Les distances couvertes pouvaient alors atteindre 500km avec une puissance d'émission de seulement 10W [I.5] [I.6].

A partir de l'année 1930, les réseaux électriques basses et moyennes tensions sont utilisés par la technologie RCS (Ripple Carrier Signaling) pour la commande des systèmes. Cette technologie consiste à superposer un signal basse fréquence (125 Hz – 3kHz) modulé en amplitude à la tension secteur d'exploitation [I.6].

L'idée d'utiliser le réseau électrique comme support de transmission pour les communications à large bande (haut débit) n'est apparue qu'à la fin des années 1990 avec le développement de l'internet et le besoin de transmettre des données volumineuses (multimédia, informatique, ...).

En 1997, les premiers tests de transmission bidirectionnelle de données ont été réalisés sur le réseau électrique. La Suisse (Ascom) et le Royaume-Uni (Norweb) ont été les premiers à commencer des recherches dans ce domaine. Pour la France en 2000, EDF R&D et Ascom (France) ont effectué leurs premières expérimentations sur le réseau de distribution électrique.

En 2001, EDF a créé une société (ALTERLANE) spécialisée dans les réseaux informatiques utilisant le CPL. En 2004, elle a participé à différents projets sur le déploiement du CPL avec notamment une étude menée en collaboration avec le fournisseur d'accès Italien Tiscali.

En 2005, le monde entier a connu la commercialisation de la technologie CPL et le début de la réglementation au niveau européen. C'est le cas de la norme Home Plug 1.1 en 2005, et la norme Home Plug AV 200 Mbits/s en 2007.

## **2.2. Principe de fonctionnement**

La technologie des courants porteurs en ligne permet de véhiculer les données numériques sur le câblage électrique en utilisant les infrastructures existantes.

De plus, actuellement, elle offre des services à large bande (1,6 à 30 MHz) permettant d'étendre son réseau local ou de partager un accès internet existant, via les prises électriques grâce à la mise en place d'adaptateurs CPL.

Le principe de fonctionnement de cette technique consiste à diffuser simultanément sur les prises du secteur utilisant la fréquence 50 Hz, un autre signal (ou plusieurs signaux) à plus haute fréquence (porteuse) et de faible amplitude contenant des informations numériques qui pourront ensuite être décodées à distance [I.7] [I.8] (voir figure I.1).

La valeur de cette fréquence dite porteuse se situe dans une bande de fréquences allant de 9 à 150 kHz pour les CPL bas débit et allant de 1,6 à 30 MHz pour le CPL haut débit.

La superposition est obtenue par un couplage inductif ou capacitif permettant le transfert de l'information sur les câbles électriques [I.1], un coupleur intégré à l'entrée des récepteurs CPL assure une isolation galvanique entre les lignes électriques et les appareils de communication et permet de filtrer le signal basse fréquence afin de récupérer les hautes fréquences contenant les données informatiques utiles.

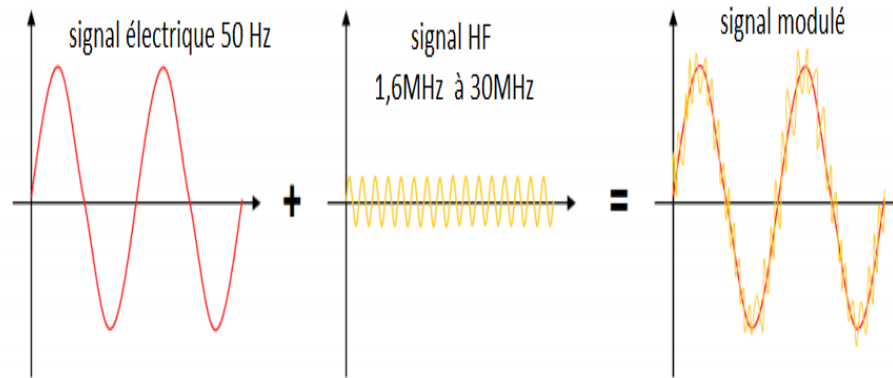


Figure I. 1 : Principe de fonctionnement des CPL

## 2.3. Architectures indoor et outdoor

L'atout majeur de la technologie CPL réside dans la grande capillarité du réseau électrique. Cette propriété rend cette technologie très intéressante pour la réalisation d'un réseau de desserte. Ce dernier permet d'une part l'accès à l'internet haut débit pour un ensemble de localités (outdoor) et d'autre part, de créer un réseau informatique à l'intérieur même d'un bâtiment (indoor). Pour répondre à des problématiques différentes, la technologie CPL développe deux marchés distincts, celui de l'indoor (à l'intérieur des locaux), et celui de l'outdoor (à l'extérieur des locaux).

### 2.3.1 Architecture indoor

La technologie CPL résidentielle dite indoor, est utilisée sur le réseau électrique privé de l'abonné en aval du compteur électrique (voir figure I.2). Elle permet de partager une connexion existante, ou de constituer un réseau informatique local (LAN) personnel ou professionnel à l'intérieur des bâtiments tels les hôpitaux, les collèges ou les immeubles administratifs. En particulier pour les monuments et les musées, il n'est plus possible légalement d'installer des lignes téléphoniques ou de construire un réseau câblé classique. Les CPL ont ici un avantage indéniable puisque le réseau électrique est préexistant. Des expériences ont déjà eu lieu au musée des Beaux-arts de Clermont-Ferrand, au musée d'art moderne de Saint-Etienne et à l'abbaye de l'Epau.

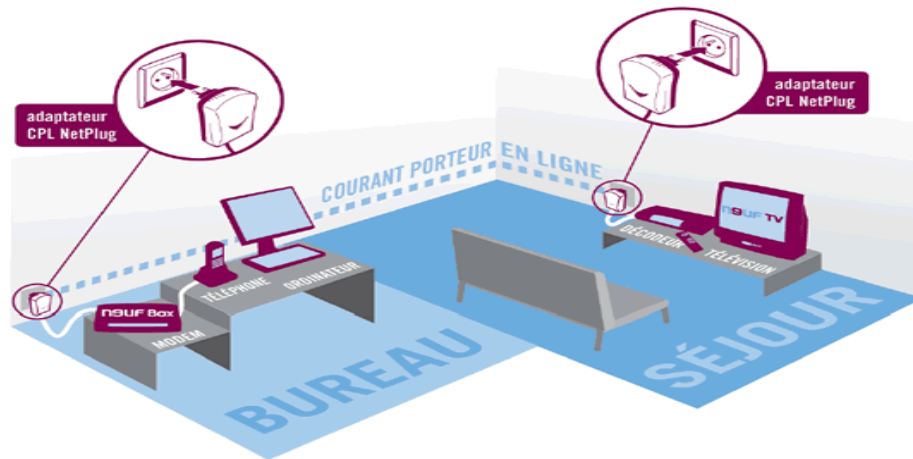


Figure I. 2 : Accès indoor des Courants porteurs en ligne

En France, l'aspect réglementaire pour le développement des CPL indoor est également favorable et il n'est soumis à aucune contrainte juridique, la seule limitation est de ne pas créer de nuisances par interférence avec d'autres équipements. Alors, pour ce type de marché, dit domestique la situation est parfaitement claire. La norme Home Plug développée par le consortium Home Plug Power Line Alliance, domine ce marché.

### 2.3.2 Architecture outdoor

L'accès outdoor profite de l'infrastructure électrique publique moyenne et basse tension (MT/BT) en amont du compteur électrique (voir figure I.3) afin d'acheminer un flux haut débit depuis un point d'accès préexistant. Pour ces installations extérieures, les expérimentations sont en cours, avec un couplage entre le réseau électrique et l'arrivée Internet haut débit via un transformateur HTA/BT pour la création d'une boucle locale électrique.

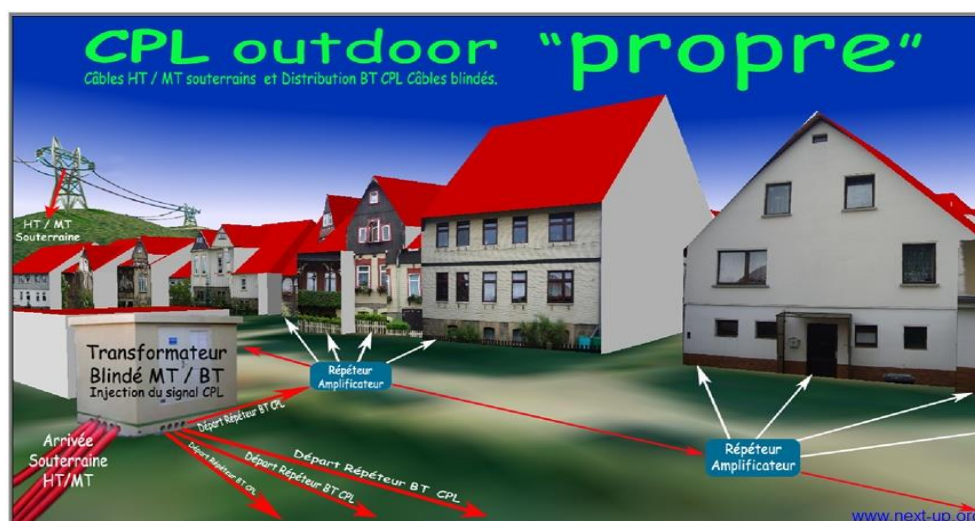


Figure I. 3 : Réseau CPL outdoor

En France, pour des raisons juridiques, le CPL outdoor est encore au stade de l'expérimentation. En effet, l'activité de transport de données relève des télécommunications et nécessite une licence d'opérateurs des réseaux de Télécommunication, ce qui n'est pas le cas d'EDF. Ce marché intéresse d'avantage les collectivités locales non desservies par le réseau téléphonique et qui souhaitent déployer un accès à internet beaucoup plus large sur leur territoire. Les systèmes outdoor attendent la déréglementation du marché afin de dépasser la phase d'expérimentation et se développer à grande échelle.

## **2.4. Avantages et inconvénients des courants porteurs en ligne**

Comme toute autre technologie, celle des CPL présente plusieurs avantages concurrentiels par rapport à d'autres technologies. Elle souffre toutefois d'inconvénients non négligeables.

Les principaux avantages et inconvénients de cette technologie sont décrits ci-dessous :

### **2.4.1 Les avantages des CPL :**

- La transmission des données via le câblage électrique préexistant évite la réalisation d'un nouveau câblage de réseau informatique qui peut s'avérer coûteux,
- Le réseau électrique est étendu, presque toute la planète utilise l'électricité, il paraît donc possible de faire accéder aisément à internet une très grande partie de la population,
- Est indispensable pour désenclaver des zones géographiques non raccordées aux technologies classiques,
- Permet une mutualisation facile des périphériques tels que les imprimantes, les scanners, les webcams, ... entre tous les membres d'un foyer,
- Offre des débits corrects pouvant atteindre 200Mbits/s, les évolutions en cours permettront un partage rapide de fichiers lourds, comme des vidéos hautes définitions,
- L'autonomie du matériel utilisé par cette technologie, en effet, il n'est pas nécessaire d'installer des pilotes sur les ordinateurs, il suffit juste de configurer sa carte réseau Ethernet ou son port USB.

## 2.4.2 Les inconvénients des CPL

Malgré ces réels avantages, cette technologie présente néanmoins un certain nombre d'inconvénients parmi lesquels on énumère :

- Partage et donc affaiblissement du débit en fonction du nombre d'équipements connectés à une même ligne électrique,
- Limitations, qu'elles soient au niveau des distances, ou bien au niveau du nombre de connexions (16 adaptateurs par réseau),
- Parasitage des alentours du réseau CPL dû aux ondes courtes à hautes fréquences, puisque les câbles électriques n'ont pas été prévus pour transmettre des données à haute fréquence,
- Les rayonnements engendrés par les CPL sont de faible puissance, mais se font généralement 24h/24, et dans toutes les pièces de nos maisons, ce qui pose beaucoup de questions sur leurs effets sur la santé,
- Manque de normalisation et standardisation surtout pour le marché outdoor.

## 3. Techniques de modulation

Le but de la modulation est de garantir un débit suffisant, tout en gardant des niveaux d'émissions les plus faibles possibles et donc une puissance de fonctionnement limitée des CPL.

Parmi les solutions actuelles, deux techniques ont montré de bonnes performances dans des environnements complexes. Il s'agit de la technique de modulation OFDM (Orthogonal Frequency Division Multiplexing) et la technique de modulation à étalement de spectre SS (Spread Spectrum).

Ces deux techniques utilisent les méthodes de modulation classiques qui consistent à modifier une caractéristique (amplitude, fréquence ou phase) d'une onde porteuse en fonction de la donnée à transmettre.

### 3.1. Modulation OFDM

C'est la technique la plus répandue pour les systèmes CPL. Elle a de ce fait été retenue par les constructeurs pour les applications indoor et a fait l'objet d'un standard Home Plug [I.9].

Tous les équipements qui respectent la norme Home Plug utilisent la modulation OFDM [I.10]. Par rapport à d'autres techniques de modulation, cette méthode offre une bonne efficacité spectrale et est moins sensible aux perturbations.

La méthode OFDM est une technique de modulation multiporteuses, son principe consiste à envoyer en parallèle (simultanément) l'information sur  $N$  sous porteuses puis à leur appliquer une transformée de Fourier. Le fait d'envoyer le même signal sur plusieurs fréquences à la fois, permet de récupérer l'information même dans des environnements très perturbés. En effet lorsque le signal rencontre un obstacle sur une des porteuses, il suffit qu'il réussisse à passer sur une autre, de plus si le signal est affaibli, le récepteur peut parvenir à reconstituer le message complet [I.11] [I.12].

Les sous porteuses utilisées par ce type de modulation sont espacées par une valeur constante, et constituent une base orthogonale. Grâce à cette orthogonalité des sous porteuses, le spectre du signal OFDM présente une occupation optimale de la bande allouée.

La figure suivante, tirée de la spécification " power packet " établie par le fabricant Intel- lon, et reprise par le consortium Home Plug Alliance, montre la façon dont cette technique de modulation est mise en œuvre.

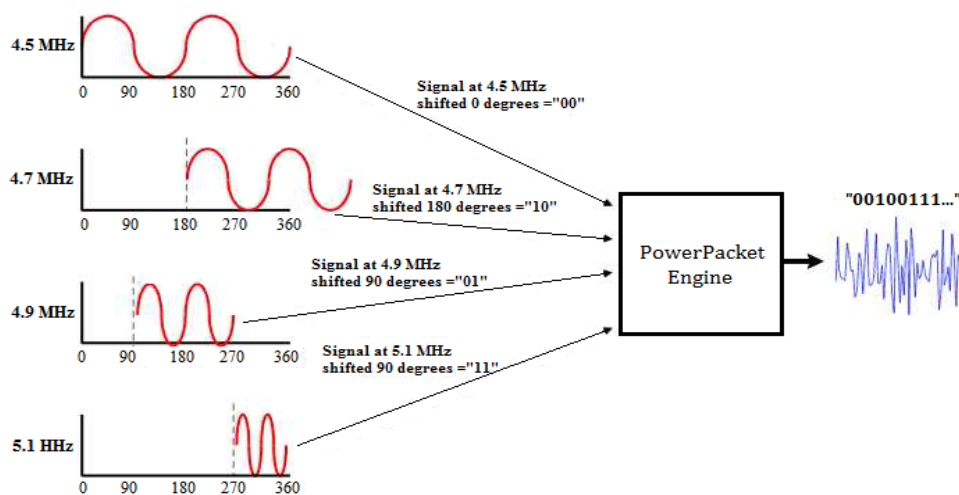


Figure I. 4 : Technique de modulation OFDM

### 3.2. Modulation à étalement de spectre (Spread Spectrum)

Les techniques de modulation à étalement de spectre sont apparues dans les années 40 grâce à la théorie de l'information développée par N. Wiener et C. E. Shannon [I.13] [I.14]. Son principe peut être expliqué par la relation de C. E. Shannon qui exprime la capacité d'un

canal de propagation gaussien en fonction du rapport signal/bruit et de sa largeur de bande pour un canal perturbé par un bruit additif gaussien :

$$C = B * \log_2 \left( 1 + \frac{P_s}{P_b} \right) \quad (\text{I. 1})$$

Où :

- C : est la capacité du canal en bit/s
- B : la bande occupée par le signal émis en Hz
- Ps : la puissance du signal en W
- Pb : la puissance du bruit en W

D'après cette relation, pour assurer sans erreur la transmission d'une quantité d'information donnée, il est envisageable d'utiliser soit une large bande B et un faible rapport signal sur bruit, soit une bande étroite et un fort rapport signal sur bruit. Ce rapport indique la qualité de la transmission d'une information.

Les techniques de modulation SS consistent à émettre un signal sur une bande largement supérieure à celle du signal utile afin de combattre les interférences et les distorsions liées à la propagation.

La technique de modulation à étalement de spectre la plus utilisée pour certaines solutions CPL est la modulation CDMA (Code Division Multiple Access). Elle utilise généralement une séquence pseudo-aléatoire créée par une porte logique XOR appelée code d'étalement [I.15] afin de disperser l'information sur une bande beaucoup plus large que celle nécessaire. Un code est assigné à chacun des usagers pour permettre le décodage à l'arrivée comme le montre la figure suivante :

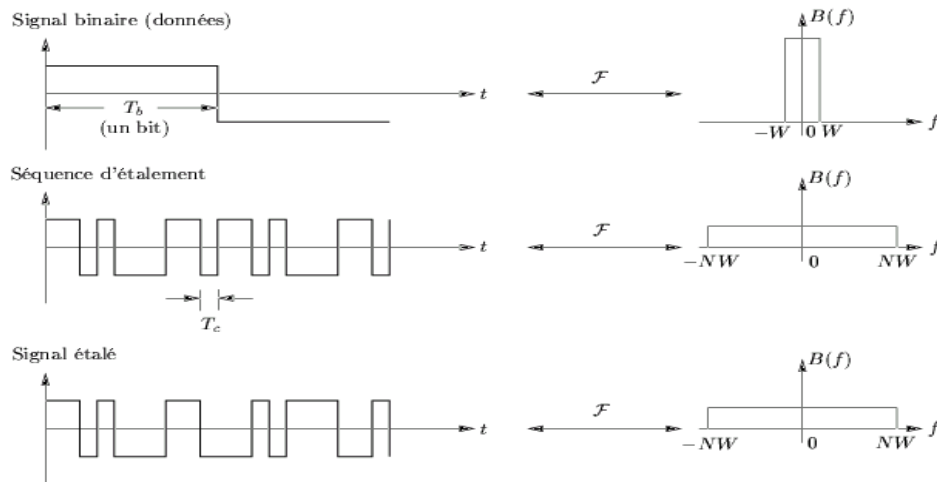


Figure I. 5 : Exemple d'étalement d'un signal de données binaires

A noter que les deux types de modulation OFDM et à étalement de spectre SS présentent des intérêts différents. En effet, elles s'attaquent à deux problèmes distincts, la distorsion du signal et la montée en débit pour la première technique, tandis que la deuxième permet de lutter contre le bruit.

## 4. Statut normatif des courants porteurs en ligne

### 4.1. Organismes de normalisation et standardisation

On confond souvent norme et standard. Il existe pourtant une réelle différence entre ces deux concepts. Une norme est un référentiel publié par un organisme de normalisation au niveau international. C'est le résultat d'un consensus élaboré par un processus de normalisation qui contient un ensemble de règles de conformité ou de fonctionnement légiféré par un organisme mandaté tel l'ISO (International Standardization Organization). Le standard quant à lui est un ensemble de recommandations ou de préférences préconisées par un organisme à l'échelle nationale tel l'IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineers) pour l'Amérique, ou par une communauté d'état comme l'ETSI (European Telecommunications Standards Institute) pour l'Europe.

Les comités de normalisation en Europe tels le CENELEC (Comité européen de normalisation en électrotechnique) et la CEI (Commission Electrotechnique Internationale) ont élaboré des normes dans le domaine de l'électrotechnique. Le standard ETSI, fondé en 1988, est quant à lui chargé de produire des spécifications dans le domaine des télécommunications.

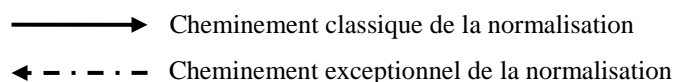
L'ISO et le CEN (Comité européen de normalisation) sont chargés de publier les normes pour tous les autres domaines d'activité.

En Europe, le cadre réglementaire est fixé par les directives dites Nouvelle Approche. Les produits conformes aux normes dites harmonisées publiées au journal officiel de l'union européenne sont présumés conformes aux exigences définies par la réglementation. Ces normes harmonisées sont adoptées par les organismes européens de normalisation. Elles sont préparées selon les orientations générales convenues entre ces organismes et la Commission Européenne après consultations des états membres.

La conformité à ces normes n'est pas obligatoire mais constitue un mode de preuve privilégié. Le tableau I.1 illustre les secteurs d'activités des organismes de normalisation en charge de la technologie CPL [I.16].

	<b>Electrotechnique et électricité</b>	<b>Autres secteurs</b>	<b>Télécommunications</b>
International ↑	CEI Commission électrotechnique internationale	ISO Organisation internationale de standardisation	ITU Union internationale des télécommunications
Europe ↓	CENELEC Comité européen de normalisation électrotechnique	CEN Comité européen de normalisation	ETSI European Telecommunications Standards Institute
France ↓	UTE Union technique de l'électricité et de la communication	AFNOR Association française de normalisation	AFNOR (CF ETSI) Comité français de l'ETSI

Tableau I. 1 : Organismes de normalisation en charge des technologies CPL



En avril 2006, la Commission européenne a publié une recommandation définissant un cadre juridique à la demande de l'ensemble de la communauté CPL. Cette recommandation préconise à tous les pays membres de lever toute barrière au déploiement des courants por-

teurs. En contrepartie, les fabricants de matériels, les installateurs et les fournisseurs d'accès internet sont engagés à respecter les exigences de la directive CEM (Compatibilité Electromagnétique).

Pour le CENELEC, les systèmes CPL sont suivis par les comités (TC) et les sous-comités (SC) techniques suivantes :

- TC 205 : conception de l'environnement intérieur des bâtiments,
- TC 210 : compatibilité Electromagnétique, miroir du CISPR (Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques),
- SC 205A : systèmes de communication via le réseau électrique basse tension.

## 4.2. Consortiums et associations

Les consortiums et les associations jouent un rôle très important de pré-normalisation, voire de standardisation pour la technologie CPL. Les trois acteurs majeurs sont HomPlug, IEEE et le consortium OPERA.

En Europe, le lobbying en faveur des CPL a été mené par le PUA (Powerline Utilities Alliance) et le PLC forum, la figure suivante illustre les rôles de chacun des acteurs impliqués dans cette pré-normalisation des CPL.

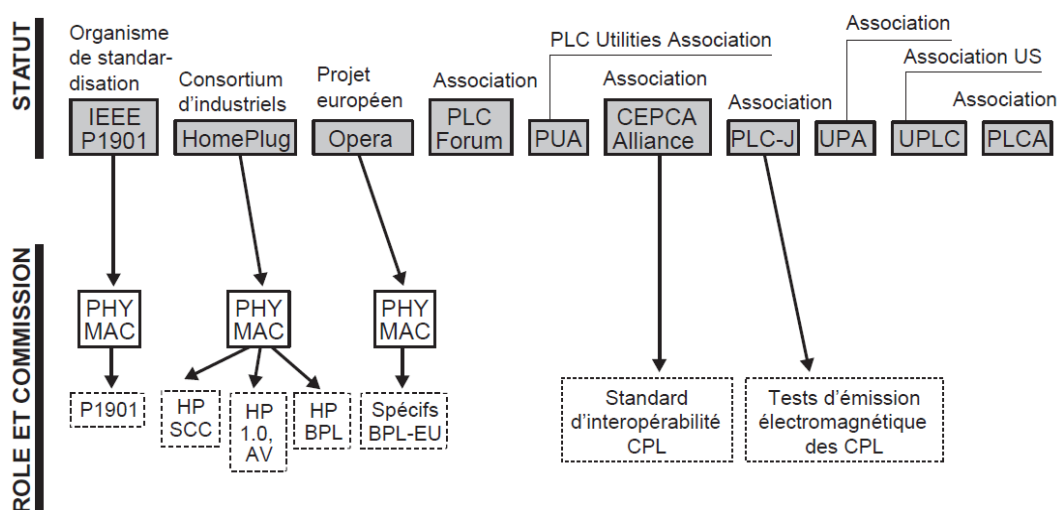


Figure I. 6 : Consortiums et associations relatifs au CPL

### **4.3. Futur standard IEEE**

En juin 2005, Le comité de direction de l'IEEE a créé un projet de standardisation des CPL intitulé « IEEE P1901 Draft Standard for Broadband over Power Line Networks : Medium Access Control and Physical Layer Specifications ». Il concerne les différents équipements CPL haut débit pour des fréquences allant jusqu'à 100 MHz. Ce projet se rapporte aux techniques d'accès et aux réseaux intérieurs, il s'intéresse à définir les mécanismes d'interopérabilité et de coexistence entre les équipements CPL ainsi que la confidentialité des données et la qualité de service offerte.

### **4.4. Norme CEM pour les équipements CPL**

Les équipements CPL doivent respecter la norme européenne EN55022 relative à la publication CISPR22, en termes d'émission des perturbations électromagnétiques soit en mode conduit soit en mode rayonné [I.17], ainsi que la norme EN55024 concernant l'immunité électromagnétique [I.18].

Ces normes s'adressent à deux catégories différentes, d'une part les appareils de classe A prévus pour fonctionner dans un environnement industriel, et d'autre part les appareils de classe B fonctionnant dans un environnement résidentiel.

#### **4.4.1. Critères d'immunité EM définies par la norme EN55024**

Les critères d'immunité électromagnétique, définies par la norme EN 55024 relative à la publication CISPR24 sont décrits ci-dessous :

- immunité aux décharges électrostatiques (norme CEI 61000-4-2),
- immunité aux champs électriques rayonnés (norme CEI 61000-4-3),
- immunité aux transitoires rapides en salves (norme CEI 61000-4-4),
- immunité aux ondes de choc (norme CEI 61000-4-5),
- immunité aux perturbations conduites continues à fréquences radioélectriques (norme CEI 61000-4-6),
- immunité aux champs magnétiques de la fréquence du réseau (50 Hz en Europe) (norme CEI 61000-4-8),
- immunité aux creux de tension et aux coupures brèves de tension (norme CEI 61000-4-11).

#### 4.4.2. Limites d'émission EM de la norme EN55022

Etant donné que les équipements CPL utilisent le même port pour la communication et l'alimentation, il est souvent plus difficile de définir des limites d'émission que de définir les critères d'immunité à respecter. En effet, les limites d'émission définies par les réglementations CEM au niveau des ports d'alimentations sont différentes de celles au niveau des ports de télécommunications.

La norme EN55022 définit les méthodes de mesures et les limites des perturbations produites par les appareils de traitement de l'information (ATI). Ces limites concernent les perturbations conduites et les perturbations rayonnées, elles varient selon la classe de l'appareil (classe A ou classe B). Pour les perturbations du mode commun ou asymétrique, l'appareil doit respecter ces limites à la fois aux bornes de l'alimentation et aux accès de télécommunication.

Les tableaux I.2 et I.3, décrivent ces limites de perturbations aux bornes de l'alimentation définies par la norme EN55022 pour les deux classes A et B.

Gamme de fréquence en (MHz)	limites – dB ( $\mu$ v)	
	Quasi-crête	Valeur moyenne
0,15 à 0,5	79	66
0,5 à 30	73	60

Tableau I. 2 : Limites des perturbations conduites aux bornes de l'alimentation pour les ATI de classe A

Gamme de fréquence en (MHz)	limites – dB ( $\mu\text{V}$ )	
	Quasi-crête	Valeur moyenne
0,15 à 0,5	66 à 56	56 à 46
0,5 à 5	56	46
5 à 30	60	50

Note : la limite décroît linéairement avec le logarithme de la fréquence entre 150 KHz et 500 KHz

Tableau I. 3 : Limites des perturbations conduites aux bornes de l'alimentation pour les ATI de classe B

Les tableaux I.4 et I.5 présentent respectivement ces limites de perturbations conduites aux accès de télécommunication concernant les appareils de classe A, respectivement classe B.

Gamme de fréquence en (MHz)	limites de tension – dB ( $\mu\text{V}$ )		limites de courants – dB ( $\mu\text{A}$ )	
	Quasi-crête	Valeur moyenne	Quasi-crête	Valeur moyenne
0,15 à 0,5	97 à 54	84 à 74	53 à 43	40 à 30
0,5 à 30	87	74	43	30

Tableau I. 4 : Limites des perturbations conduites de mode commun aux accès de télécommunication pour les ATI de classe A

Gamme de fréquence en (MHz)	limites de tension – dB ( $\mu\text{V}$ )		limites de courants – dB ( $\mu\text{A}$ )	
	Quasi-crête	Valeur moyenne	Quasi-crête	Valeur moyenne
0,15 à 0,5	84 à 74	74 à 64	40 à 30	30 à 20
0,5 à 30	74	64	30	20

Tableau I. 5 : Limites des perturbations conduites de mode commun aux accès de télécommunication pour les ATI de classe B

## 4.5. Cadre juridique

Concernant les installations des réseaux CPL en aval d'un compteur privé (cas des CPL indoor), la mise en place est libre sous réserve de ne pas créer de nuisance. Par contre, pour les installations extérieures (CPL outdoor), l'ARCEP (Autorité de Régulation des Communications Electroniques et des Postes) a levé en avril 2005, le caractère expérimental qui encadre le déploiement des CPL. Cette autorité considère que les contraintes qui avaient justifié le statut expérimental de la mise en place des CPL n'étaient plus pertinentes.

Le déploiement des réseaux filaires CPL est désormais possible, il suffit pour les personnes intéressées de s'inscrire dans un cadre réglementaire et de se déclarer comme opérateur conformément à l'article L33-1 du code des postes et communications électroniques.

## 5. Bandes de fréquences utilisées par les CPL

Les bandes de fréquences attribuées pour les réseaux CPL peuvent être classées en deux catégories en fonction du débit offert. La bande 9kHz-150kHz pour les systèmes CPL bas débit, de l'ordre de quelques kbits/s et la bande 1,6MHz-30MHz pour les CPL haut débit dépassant quelques Mbits/s.

Ces bandes de fréquences occupées par cette technologie sont dites sans licence, ce qui signifie qu'il n'y a pas d'abonnement à payer ni d'autorisation à demander pour les utiliser. La figure I.7 illustre la répartition des bandes de fréquences allouées à la technologie CPL ainsi qu'à d'autres technologies réseaux.

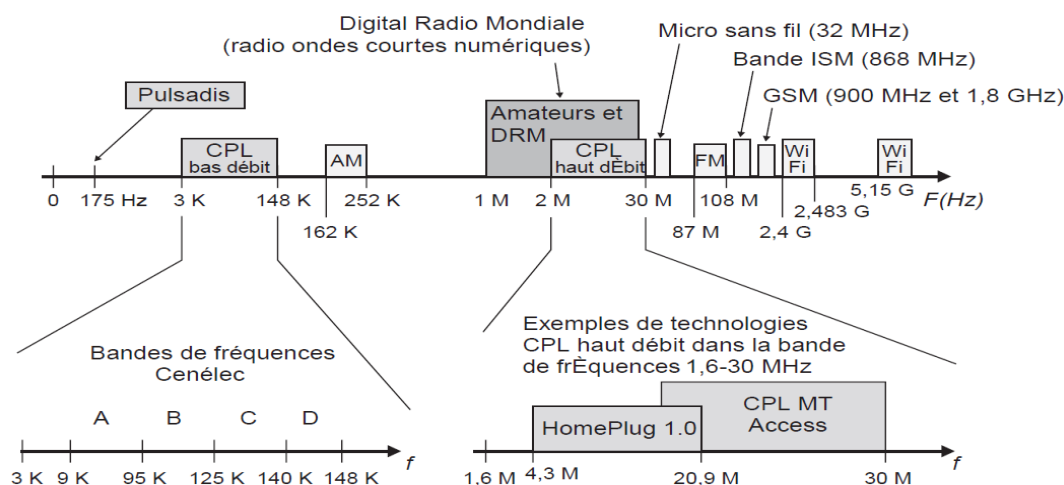


Figure I. 7 : Bandes de fréquences allouées aux CPL

Comme indiqué sur la figure ci-dessus, la bande de fréquence occupée par les CPL haut débit est également utilisée par les radioamateurs et par la future radio ondes courtes numériques dite DRM (Digital Radio Mondial), ce qui provoque des perturbations sur le spectre de ces dernières. Ce problème a fait l'objet de nombreuses discussions pour rendre possible la cohabitation des différentes technologies.

Afin de contourner ce problème des perturbations, les développeurs des CPL ont proposé d'utiliser des techniques d'extinction des fréquences déjà occupées par d'autres technologies radio. Ces techniques consistent à écouter les canaux radio afin de réajuster ou éteindre certaines fréquences.

## 6. Applications des CPL

Les réseaux CPL offrent aux utilisateurs un large éventail de services et d'applications qui peuvent être classées en trois grandes catégories selon la bande passante occupée [I.1].

- La première concerne les applications dites à bas débit, inférieur à 20kbits/s, notamment la domotique et d'autres applications spécifiques comme la relève automatique des compteurs électriques [I.19] [I.20].
- La deuxième correspond aux applications à débit moyen, de l'ordre de quelques centaines de kbits/s, qui sont utilisées pour la collecte d'information, la commande d'éclairage public, la gestion d'énergie et certaines autres applications de contrôles automobiles (tableau de bord) et industrielles.
- La dernière catégorie est celle correspondant aux applications à haut débit allant jusqu'à quelques dizaines de Mbits/s [I.21]. Ce sont essentiellement des applications de type multimédia, à titre d'exemple, la transmission d'images, de voix et de données, la surveillance à distance au travers de camera IP, ...etc.

Les applications et services présentés par la technologie CPL sont multiples et touchent plusieurs domaines, ce qui rend cette technologie très attractive et lui permet d'entrer en concurrence avec les réseaux Ethernet et wifi. Elle peut parfois être complémentaire de ces réseaux afin de fournir aux utilisateurs un réseau complet, comme c'est le cas pour des réseaux hybrides utilisant plusieurs technologies à la fois.

## 7. Conclusion

Dans ce premier chapitre, un état de l'art de la technologie des courants porteurs en ligne a été présenté à travers l'étude de son principe de fonctionnement, son historique, ses avantages et ses inconvénients, ainsi que les différents aspects du marché CPL. Les différentes techniques de modulations utilisées dans les modems CPL ont ensuite été expliquées. Puis, l'accent a été mis sur le statut normatif actuel de cette technologie. De même, les principales limites en cours de discussion dans les instances de normalisation ont été soulignées. Enfin, plusieurs domaines d'applications des CPL ont été évoqués.

L'inconvénient majeur de cette technologie réside dans la problématique des rayonnements engendrés au voisinage des systèmes CPL du point de vue de la compatibilité électromagnétique (CEM). En effet, en hautes fréquences, les câbles électriques d'un réseau CPL réagissent comme des vraies antennes engendrant des ondes électromagnétiques susceptibles de perturber d'autres services radioamateurs. Sur la base de cette problématique, le prochain chapitre sera consacré à l'étude du rayonnement des systèmes CPL afin de vérifier le respect des normes CEM en vigueur.

## *Références bibliographiques*

- [I.1] H. Hrasnica, A. Haidine et R. Lehnert, *Broadband Powerline Communications network design*. John Wiley & Sons Ltd, 2004.
- [I.2] J. J. Fahie, 'Edward Davy', the Electrician, pp 18 1-227, 7' July 1883.
- [I.3] J. Routin and C. E. L. Brown, 'Power line signalling electricity meters', UK Patent Office, British Patent No. 24833, 1897.
- [I.4] C. Thoradson, 'Meters', US Patent Office, US Patent Nos. 784712 and 784713, 1905.
- [I.5] K. Dostert. *Telecommunications over the Power Distribution Grid -Possibilities and Limitations*. International Symposium on Power-Line Communications and its Applications in Essen, Germany, pages 1–8, April 1997.
- [I.6] K. Dostert. *Powerline Communications*. Prentice Hall, 2001.
- [I.7] F. Issa, M. Goldberg, E. Marthe, F. Rachidi. *State of the art of power line communications in power networks*, ICN'05, 4th International Conference on Networking in Reunion Island, France, April 17-21, 2005.
- [I.8] N. Pavlidou, A.J. Han Vinck, J. Yazdani, B. Honary. *Power Line Communications: State of the Art and Future Trends*. IEEE Communications Magazine, 41(4):34–40, April 2003.
- [I.9] L. VP Yonge, *The Home Plug Powerline Alliance and Home Plug AV Overviews*. Research and Development Intellon Corporation, USA; *Power Line Communications and Its Applications*, 2006 IEEE International Symposium, Publication Date: 26-29 March 2006, pp.: 9-10.
- [I.10] A. L. Intini, *OFDM for wireless networks*, University of California, aintini@engineering.ucsb.edu December 2000.
- [I.11] W. Akmouche, *Etude et caractérisation des modulations multiporteuses*. Thèse de Doctorat, Université de Bretagne occidentale, 2000.
- [I.12] M. Steer, 'Beyond 3G,' IEEE Microwave Magazine, Feb. 2007, 8, 1, pp. 76-82.
- [I.13] T. Pollet, M. van Bladel and M. Moeneclay, "BER Sensitivity of OFDM Systems to carrier frequency offset and Wiener phase noise, IEEE Trans. On Communications, 43: 191-193, February 1995.
- [I.14] C.E. Shannon, "Communication in the presence of noise", Proc. IRE, vol. 37, pp. 10-21, 1949.
- [I.15] M. Crussiere. *Etude de communication à haut-débit sur lignes d'énergie en exploitant la combinaison OFDM/CDMA*. PhD thesis, INSA de Rennes, Rennes, France, Novembre 2005.
- [I.16] Xavier Carcelle, *Réseaux CPL par la pratique*- ÉDITIONS EYROLLES. Paris : EYROLLES, 2006. N° d'éditeur : 7373
- [I.17] NF EN 55022. *Appareils de traitement de l'information - Caractéristiques des perturbations radioélectriques - Limites et méthodes de mesure*. AFNOR. 1999.
- [I.18] NF EN 55024. *Appareils de traitement de l'information – Caractéristiques d'immunité -Limites et méthodes de mesure*. AFNOR. 1999.

[I.19] R.E. Abbott. High speed power line communications. Proc. IEEE Power Engineering Society Summer Meeting in Chicago, Illinois USA, 3:1192–1199, July 21-25, 2002.

[I.20] S. Tertois. Réduction des effets des non linéarités dans une modulation multiporteuse à l'aide de réseaux de neurones. Thèse de doctorat, Université de Rennes 1, Décembre 2003.\$

[I.21] G. Leen, D. Heffernan, and A. Dunne. Digital networks in automotive vehicle. Comput. Control Eng. J., 10(6) :257–266, Décembre 1999S.

## Chapitre 2 : Rayonnement des CPL dans le cadre de la compatibilité électromagnétique

## 1. Introduction

Pour l'usage des CPL, le fait d'assurer un transfert de données en hautes fréquences via des câbles électriques non blindés crée un problème environnemental gênant, dû notamment aux rayonnements électromagnétiques qu'engendrent ces câbles lors d'une transmission CPL.

Ces rayonnements non intentionnels, d'une part entraînent une forte atténuation du rapport signal sur bruit au niveau des récepteurs, et d'autre part, peuvent interférer avec d'autres services existants tels que les communications radioamateurs et la radiodiffusion d'ondes courtes. C'est dans ce contexte, et pour offrir une qualité de service satisfaisante que le respect des exigences de la CEM par les équipements CPL est inévitable afin de garantir le bon fonctionnement des équipements électriques, électroniques et radio électriques amenés à coexister ensemble.

En ce sens, l'objectif de ce chapitre est d'apporter un éclairage sur les différentes sources et modes de propagation des rayonnements engendrés par une transmission CPL, à proximité des lignes d'énergie électrique. L'étude bibliographique menée, concernant les origines et les causes des rayonnements permet de bien appréhender le phénomène, facilitant ainsi une identification, voire une prédiction des niveaux d'émissions rayonnées.

Cette étude intéresse en premier lieu les utilisateurs des équipements CPL qui ont du mal à identifier les risques sanitaires liés à la pollution électromagnétique des réseaux CPL, ou encore les organismes souhaitant mettre en œuvre des directives relatives à la CEM sur des limites à respecter par les fournisseurs CPL en termes de champs électromagnétiques rayonnés.

## 2. Définition de la CEM

La compatibilité électromagnétique est définie comme étant la discipline qui s'occupe de traiter des problèmes de cohabitation électromagnétique des équipements électriques situés dans un même environnement [II.1]. Ceci, afin d'assurer le bon fonctionnement de ces équipements, et sans produire des perturbations qui risquent de gêner le fonctionnement normal des autres dispositifs électriques voisins.

Dans le langage CEM, un système est dit compatible si d'une part, il ne génère pas trop de perturbations dans son environnement, et d'autre part, s'il est capable de fonctionner correctement en présence des perturbations à proximité.

Cette définition mène à deux notions de CEM, l'immunité et l'émissivité (figure II.1), qui sont associées aux perturbations en mode conduit et en mode rayonné. La distinction entre ces deux modes, est faite selon le support de transmission qui est, soit le conducteur électrique, soit l'air ambiant.

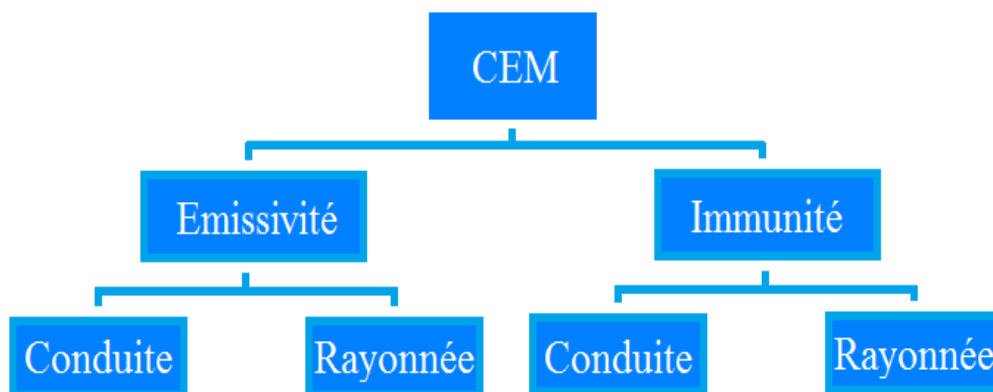


Figure II. 1 : Notions de la CEM

Pour la technologie CPL, les exigences en termes de CEM sont imposées par le comité CISPR (Comité international spécial des perturbations radioélectriques) de la CEI (Commission Electrotechnique Internationale) qui a défini les limites d'émission d'ondes à respecter par les équipements CPL [II.2]. Concernant également les contraintes d'émission, une nouvelle technique dite de notching (figure II.2) est mise en œuvre par le consortium Home Plug AV. Cette technique est basée sur l'extinction dynamique de bandes de fréquences utilisées par d'autres technologies. Elle s'appuie sur l'écoute du niveau du rapport signal sur bruit mesuré en dB pour chaque bande de fréquences.

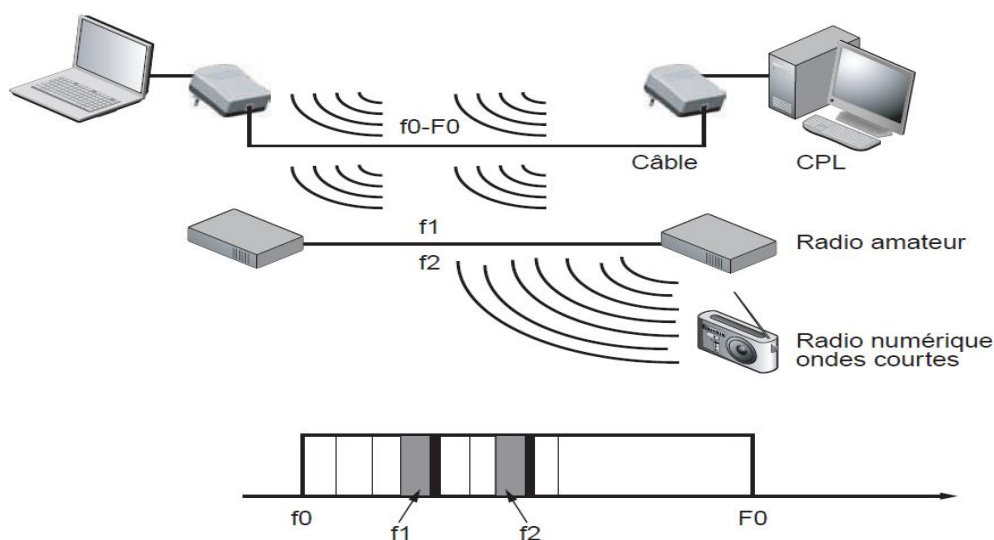


Figure II. 2 : Notching des fréquences encombrées [II.2]

Comme le montre la figure II.2, le réseau CPL n'utilise pas les bandes de fréquences contenant  $f_1$  et  $f_2$  quand elles sont occupées par d'autres technologies comme par exemple les technologies radioamateur et radio numérique ondes courtes. On dit que le réseau CPL éteint momentanément ces bandes, puis il les rallume dès qu'elles sont de nouveau disponibles.

### 3. Rayonnement électromagnétique

#### 3.1. Principe du rayonnement

La présence ou la circulation des charges électriques sur les conducteurs filaires, sont la base du rayonnement EM (Electromagnétique) dont on parle. En effet, tout fil conducteur sous tension produit un champ électrique dans son voisinage. Le champ magnétique quant à lui n'apparaît que lors du passage d'un courant électrique dans un conducteur.

Le terme rayonnement EM désigne le processus d'émission ou de transmission d'énergie sous forme d'ondes électromagnétiques, comportant à la fois un champ électrique et un champ magnétique qui sont perpendiculaires l'un par rapport à l'autre (figure II.3). Ces ondes se propagent avec une vitesse qui est fonction du milieu considéré.

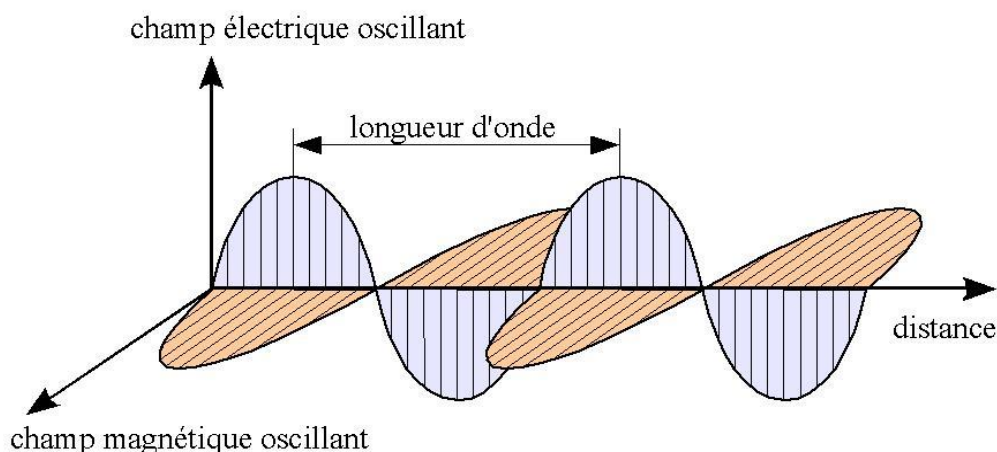


Figure II. 3 : Onde électromagnétique plane

Ces rayonnements peuvent être intentionnels, comme c'est le cas pour les antennes qui émettent de l'énergie EM afin d'établir une communication sans fil avec des récepteurs radioélectriques, ou non intentionnels pour les conducteurs de transport d'énergie électrique.

## 3.2. Zones de rayonnement

La configuration spatiale et les amplitudes des champs électrique et magnétique, ne sont pas identiques en tout point de l'espace entourant une source rayonnante. Leurs grandeurs diffèrent selon la distance entre la source et le point d'observation, il convient donc de découper l'espace en différentes zones de rayonnement.

Généralement, autour d'une antenne émettrice, on distingue quatre zones de rayonnement (figure II.4) qui sont de la plus proche à la plus éloignée : La zone de champ réactif, puis la zone de Rayleigh et la zone de Fresnel. Ces trois premières zones constituent la région de champ proche. Enfin la zone de Fraunhofer dite région de champ lointain [II.3].

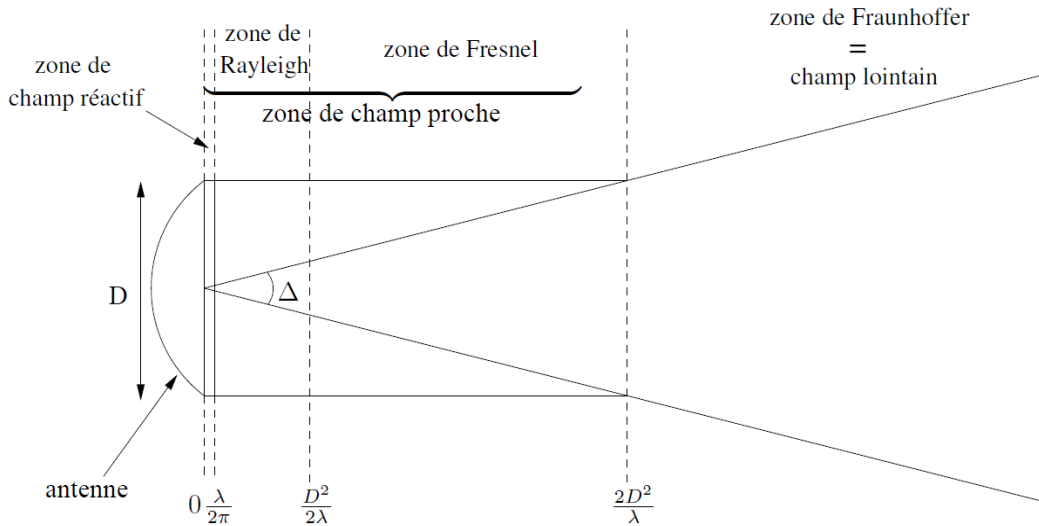


Figure II. 4 : les zones de rayonnement autour d'une antenne émettrice [II.3]

Chacune de ces zones peut être caractérisée de la façon suivante :

### Zone de champ réactif

C'est une zone très mince qui se situe à une fraction de longueur d'onde de la source. Généralement, elle entoure immédiatement la structure rayonnante. C'est la zone dans laquelle les phénomènes de propagation sont négligeables devant ceux radiatifs.

### Zone de Rayleigh

C'est la région où l'énergie EM est confinée dans un cylindre autour de l'ouverture rayonnante, l'onde EM n'est pas encore formée. Cette zone se situe à des distances de l'antenne émettrice  $d$  telle que :

$$d \in \left] \frac{\lambda}{2\pi}, \frac{D^2}{2\lambda} \right], \quad \text{avec : } \begin{cases} D : \text{dimension la plus grande de l'antenne} \\ \lambda : \text{longueur d'onde considérée} \end{cases}$$

### Zone de Fresnel

Elle se situe au-delà de la zone de Rayleigh à une distance  $d$  telle que :

$$d \in \left] \frac{D^2}{2\lambda}, \frac{2D^2}{\lambda} \right]$$

Dans cette zone, les champs électrique  $\vec{E}$ , et magnétique  $\vec{H}$  subissent des variations importantes.

Ces trois premières zones constituent la région du champ proche de l'antenne où l'hypothèse d'onde localement plane n'est plus valable. Dans cette région, les modules des champs électrique et magnétique ne sont pas dans un rapport constant.

### Zone de Fraunhofer

Aussi appelée région du champ lointain, c'est la zone où l'onde EM est considérée comme plane et où les champs décroissent en  $1/d$ . Cette zone concerne des distances à la source émettrice  $d$  telle que :

$$d > \frac{2D^2}{\lambda}$$

Dans cette région, le rapport entre le module du champ  $\vec{E}$  et celui du champ  $\vec{H}$  est bien égal à l'impédance caractéristique du vide. Ainsi, la connaissance d'un seul des deux champs permet de déduire le deuxième.

## 4. Perturbations en mode conduit et rayonné

Les perturbations électromagnétiques générées par le réseau électrique lors d'une transmission CPL peuvent être classées selon leur mode de propagation; Les perturbations dites conduites et celles rayonnées (voir figure II.5) [II.4].

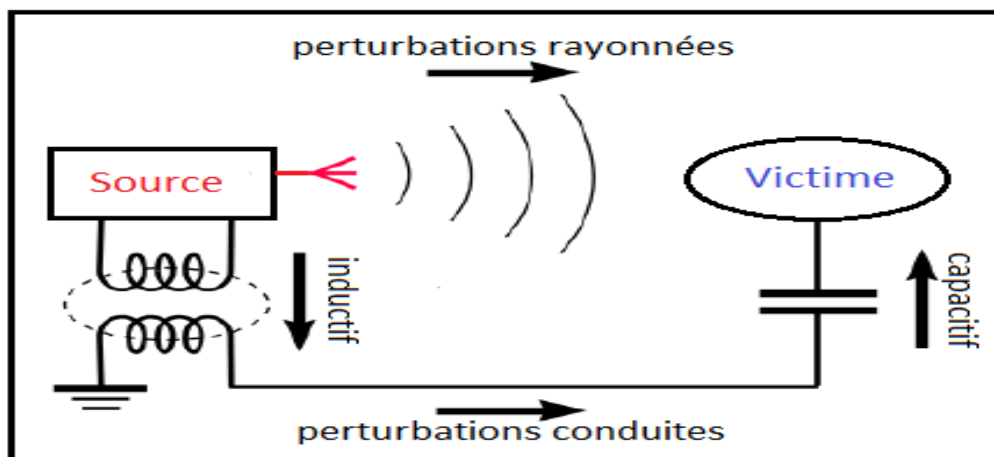


Figure II. 5 : Perturbations en mode conduit et rayonné

#### 4.1. Perturbation en mode conduit

Ce sont des perturbations transmises sur le réseau électrique, qui peuvent provoquer le dysfonctionnement d'un système relié à ce réseau. Dans ce cas, la source et la victime sont voisines et le couplage peut prendre plusieurs formes ; inductive, capacitive ou résistive. Les variations rapides des courants ou des tensions dans les conducteurs, sont à la base de ce phénomène.

A noter que ces courants et tensions parasites circulant dans les fils conducteurs, vont eux-mêmes rayonner. De la même façon, les perturbations rayonnées vont induire des tensions et des courants parasites sur les fils conducteurs. Ces deux remarques confirment que les perturbations conduites et celles rayonnées sont en réalité intimement couplées.

#### 4.2. Perturbation en mode rayonné

Les perturbations rayonnées correspondent aux ondes électromagnétiques générées par un système filaire (réseau CPL par exemple). Ces ondes se propagent dans l'air et peuvent interférer avec une victime. Les intensités des champs EM rayonnés dépendent de la nature du canal de transmission, la fréquence, et la distance par rapport à la source filaire.

Dans le cas des systèmes CPL, ces émissions rayonnées sont directement liées au déséquilibre du réseau électrique [II.5] qui est dû :

- Aux différents appareils électroménagers et, de façon générale, à tout appareil électrique connecté au réseau d'alimentation,

- Aux variations géométriques des fils conducteurs (variation de la longueur ou du rayon des fils),
- A la variation d'impédance de mode commun.

En effet, ces variations produisent une différence de phase entre les courants circulant dans les conducteurs de phase et de neutre, ce qui génère un courant de mode commun. Ainsi, le signal de mode différentiel injecté dans le réseau électrique subit une transformation en mode commun, responsable des perturbations rayonnées.

## **5. Méthodes et théories utilisées**

Cette partie présente les différentes théories utilisées, ainsi que quelques méthodes de résolution numérique permettant d'apporter des solutions aux problèmes de CEM. Elle s'attache plus particulièrement à évaluer les champs électromagnétiques rayonnés par des structures filaires connaissant les densités des courants distribués sur les conducteurs.

### **5.1. Théories classiques utilisées**

#### **5.1.1. Théorie des circuits**

La théorie des circuits permet l'étude des phénomènes électriques fondamentaux pour introduire des éléments idéaux qui servent à la modélisation des systèmes électriques. Elle a été développée en 1850, avec l'arrivée des lois de Kirchhoff permettant de simplifier énormément les équations de Maxwell dans le cas des circuits à constantes concentrées [II.6], elle consiste à négliger tous les phénomènes de propagation dans ces systèmes.

Cette théorie est applicable pour les circuits électriques dont les dimensions sont très petites par rapport à la longueur d'onde des signaux injectés dans le circuit. Si ce n'est pas le cas, on fait appel à d'autres théories, telles la théorie des lignes de transmission ou celle des antennes présentées par la suite.

Dans cette théorie, les variables d'un circuit telles les courants et les tensions sont reliés par les équations d'équilibre dont la solution représente une approximation du comportement réel du système électrique. Ce qui permet de donner rapidement un ordre de grandeur des tensions et des courants induits sur la ligne.

### 5.1.2. Théorie des lignes de transmission

La différence principale entre la théorie des lignes de transmission et celle des circuits, concerne la taille électrique. Nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'analyse de type circuit suppose que les dimensions physiques du réseau soient très petites devant la longueur d'onde. La théorie des lignes de transmission, quant à elle, peut être utilisée lorsque les dimensions avoisinent une petite fraction de longueur d'onde.

Le modèle d'une ligne de transmission est un réseau distribué de paramètres où les tensions et les courants varient en amplitude et en phase le long de la ligne [II.7]. Cette théorie est basée sur la résolution des équations différentielles dites « équations des télégraphistes », reliant les grandeurs tensions et courants en tout point de la ligne.

Une ligne de transmission est une structure comprenant en général deux conducteurs cylindriques parallèles, proches l'un de l'autre et dont la géométrie transversale est uniforme sur toute la longueur. Si les conducteurs sont parfaits, les ondes circulant sont de type TEM (transverse électromagnétique) ou quasi-TEM.

En basse fréquence, lorsque la longueur d'onde est grande devant celle de la ligne, la différence de potentiel entre les deux conducteurs est la même tout au long de la ligne comme c'est le cas avec la théorie des circuits. Par contre en haute fréquence, lorsque la longueur d'onde est petite ou comparable à celle de la ligne, la ligne doit être modélisée à l'aide des paramètres qui constituent le modèle à constantes réparties. Cette modélisation sera détaillée dans le chapitre suivant.

### 5.1.3. Théorie des antennes

Son principe consiste à subdiviser la ligne à traiter en une succession de tronçons élémentaires pouvant être considérés comme autant de sources de rayonnement. Alors le champ EM total en tout point de l'espace émis par une telle structure rayonnante, n'est plus que la sommation vectorielle des champs créés par chaque segment élémentaire.

L'atout majeur de cette théorie réside dans le fait qu'elle est capable de donner des résultats plus précis pour des configurations spécifiques, et également pour les traitements en hautes fréquences. Ainsi, elle permet de prendre en compte plusieurs modes de propagation en

outre du mode TEM. Néanmoins, elle nécessite un temps de calcul très important par rapport aux autres théories.

Une mise en œuvre de cette théorie est obtenue grâce à la méthode des moments, associée à l'utilisation de polynômes d'interpolation de Lagrange. Cette théorie repose sur l'hypothèse des fils minces qui est vérifiée dans le cas où le rayon du conducteur est très petit devant la longueur d'onde des signaux injectés sur la ligne. Elle permet le calcul des courants induits dans les structures filaires, ainsi que celui des champs rayonnés proches et lointains.

## 5.2. Méthodes numériques

La solution analytique des équations de Maxwell permet de résoudre un certain nombre de problèmes liés à l'électromagnétisme. Néanmoins, ces méthodes de résolution analytiques trouvent rapidement ses limites à partir d'un certain degré de difficulté et de complexité mathématique. Pour ces derniers cas, la solution est d'utiliser les méthodes numériques qui fournissent inévitablement des résultats approchés. En effet, toutes ces méthodes nécessitent une discrétisation des grandeurs et des variables afin de les estimer convenablement avec l'outil informatique.

Ainsi, le choix de la méthode numérique à utiliser sera justifié par la convergence plus ou moins rapide des résultats vers la solution exacte, sans oublier de prendre en compte le coût de calcul relatif à la méthode. A l'heure actuelle, la tendance est d'hybrider plusieurs méthodes numériques entre elles. Elle consiste à scinder le problème en sous-domaines d'utilisation et d'utiliser sur chaque sous-domaine la méthode la plus appropriée. Toutes ces méthodes ont fait l'objet de nombreux travaux. Parmi les plus utilisées, le choix a été fait de présenter dans cet écrit les trois suivantes :

- Méthode des différences finies FDTD
- Méthode des moments MOM
- Méthode des éléments finis FET

### 5.2.1. Méthode des différences finies

La méthode des différences finies exposée dans ce paragraphe est utilisée pour résoudre les équations de Maxwell temporelles. La FDTD (Finite Difference Time Domain) est une méthode des différences finies à points centrés dans le domaine temporel. Elle a été dévelop-

pée par Kane S. Yee [II.8] en 1966, et plus tard améliorée par Taflove [II.9]. Elle est utilisée pour résoudre certains problèmes à géométrie complexe, qui ne pourraient pas être résolus analytiquement, et sans la lourdeur de calcul présentée par d'autres méthodes de résolution numérique.

La FDTD est un outil permettant d'obtenir la solution des équations spatio-temporelles. Sa simplicité de mise en œuvre et son faible coût pour traiter de gros objets, sont ses principaux avantages. C'est une méthode qui s'appuie dans le cas général sur un maillage en trois dimensions, avec des pas de discrétisation spatiale  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ , et  $\Delta z$  parfaitement déterminés et qui sont habituellement égaux. Le maillage cartésien cubique sur lequel figurent les différentes composantes des champs est illustré sur la figure II.6.

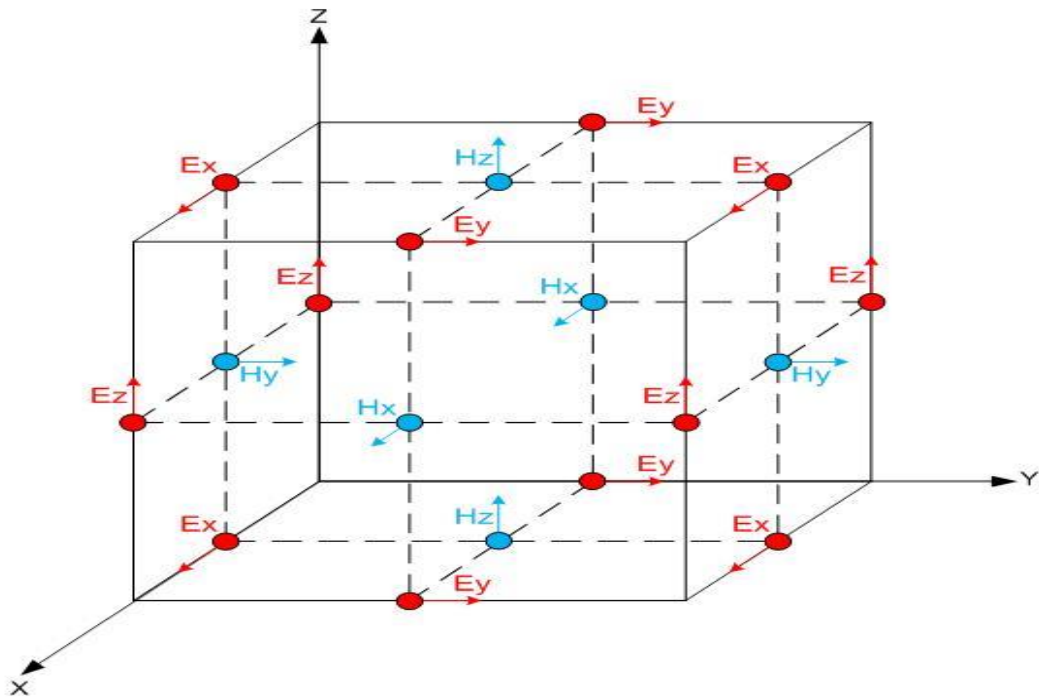


Figure II. 6 : Maillage cartésien de Yee pour une méthode FDTD

La dérivation temporelle est également discrétisée avec un pas de discrétisation  $\Delta t$  correctement choisi, afin d'assurer la stabilité de la méthode. La condition de stabilité s'écrit :

$$V_m \cdot \Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2} + \Delta z^{-2}}}$$

Où  $V_m$  correspond à la vitesse de phase maximale.

Cette méthode permet de calculer les six composantes des champs électrique et magnétique à chaque période temporelle en fonction de celles obtenues à la période précédente.

Un traitement précis avec la FDTD requiert un nombre important de points de discrétisation, ce qui traduit par un encombrement mémoire et un temps de calcul élevés. Ces besoins en termes de performance et de capacité mémoire pour l'outil informatique utilisé lors du traitement par cette méthode ont par le passé, considérablement freiné son développement. Actuellement, ce n'est plus le cas, l'évolution rapide des outils informatiques permet de trouver sur le marché des logiciels performants avec la disponibilité croissante de plusieurs processeurs massivement parallèles.

Grâce à ces avantages, la méthode FDTD n'a cessé de gagner des utilisateurs pour résoudre les problèmes les plus divers. Il s'agit d'une technique qui présente de grandes potentialités pour déterminer les champs électromagnétiques ainsi que la distribution des courants, pour de nombreuses structures.

### **5.2.2. Méthode des moments :**

La méthode des moments est une technique de résolution numérique des équations de Maxwell sous leur forme intégrale, qui a été développée en 1967 par Harrington pour des études sur les antennes [II.10]. Elle permet de résoudre des problèmes liés au rayonnement électromagnétique entre autre dans le domaine fréquentiel à travers la transformation d'une fonctionnelle (équation différentielle, intégrale, ou intégral-différentielle) en un système d'équations linéaires, facile à résoudre par des techniques de résolution des systèmes matriciels [II.11].

C'est une technique très performante pour le traitement des objets surfaciques [II.12]. Dans le cas particulier de structures filaires, cette technique consiste à décomposer la structure en plusieurs segments sur lesquels nous pouvons introduire une forme de courant simple à l'aide de fonctions de base définies par Rao, Wilton et Glisson [II.13]. Le nombre de segments choisi influe sur le degré de précision des résultats. En particulier, aux endroits où le courant subit de fortes variations, il sera nécessaire d'augmenter le nombre de segments représentant la structure.

Le point fort de la méthode des moments par rapport à celle des différences finies ou éléments finis est la taille réduite du maillage, puisqu'elle ne nécessite pas de mailler le volume de traitement, ce qui optimise considérablement le nombre d'inconnues du problème, et

également le temps de calcul. La convergence de la méthode dépend fortement de la taille des éléments constituant le maillage. Ces éléments sont représentés par des segments pour les structures filaires, et par des triangles pour les structures bidimensionnelles.

C'est la méthode la plus adaptée pour déterminer les champs électromagnétiques rayonnés par des structures filaires et les courants circulant sur les conducteurs, du fait qu'elle s'appuie sur l'étude des fonctions de Green. Dans notre étude concernant les courants porteurs en ligne, nous utilisons le logiciel Feko [II.14], basé sur la méthode des moments dans le domaine fréquentiel. Les résultats fournis par ce logiciel, permettront, par une analyse comparative de valider les résultats obtenus par nos propres développements.

### 5.2.3. Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis (FEM) est la méthode de résolution la plus générale, qu'on peut utiliser dans tous les domaines de la physique. Elle permet d'étudier des structures présentant un niveau de complexité très important. Comme toute autre méthode de résolution, elle s'appuie sur un maillage en 3D de l'espace et, dans le domaine d'électromagnétisme, sur une formulation variationnelle des équations de Maxwell. Néanmoins, la puissance de calcul requise par la FEM est très importante, ce qui suscite encore de nombreux travaux d'amélioration.

Elle fait partie des méthodes à formulation intégrale. Son principe consiste à découper le domaine d'intégration en plusieurs sous-domaines de taille finie [II.15] appelés éléments finis. Par exemple pour un traitement 2D, on pourra choisir des triangles comme éléments finis. La fonction inconnue est ensuite approchée à l'aide d'une combinaison linéaire de polynômes, formant l'espace d'interpolation à une ou plusieurs variables de faible degré.

Dans l'ensemble des sous domaines, les coefficients de chaque polynôme sont déterminés par la valeur de la fonction en des points particuliers appelés points nodaux. Une fois la discrétisation effectuée, les valeurs de la fonction en chaque point deviennent les inconnues à déterminer. Cette discrétisation conduit à la résolution d'un système d'équations aux valeurs propres.

Les avantages principaux de la FEM peuvent être résumés par les points suivants :

- La simplicité de traiter les objets à géométrie complexe ainsi que les matériaux inhomogènes.

- La possibilité d'une meilleure mise à l'échelle par rapport à la fréquence, comparativement à la méthode des moments.
- Une mise en œuvre simple pour prendre en compte des matériaux dispersifs.
- Son potentiel multi-physique permettant de coupler facilement des solutions EM avec d'autres solutions (mécaniques, thermiques, ..., etc.).

Ses faiblesses sont les suivantes :

- Son inefficacité, comparée à la méthode des moments, pour traiter des conducteurs rayonnants.
- Le maillage devient rapidement très complexe pour des structures 3D de taille très importante.

## 6. Conclusion

Dans un premier temps, Ce chapitre nous a permis d'avoir une vision générale des études concernant les interférences électromagnétiques dans un contexte CEM, et particulièrement les perturbations rayonnées et celles conduites. Puisqu'on s'intéresse à la modélisation du rayonnement électromagnétique des structures filaires, nous avons également abordé d'une manière succincte, les causes et les origines du rayonnement électromagnétique, ainsi que les différentes régions de propagation des champs EM.

Par la suite, les différentes théories de base de l'électromagnétisme ainsi que certaines méthodes de résolution numérique ont été présentées. Dans le cadre de notre étude, ces différentes techniques devront permettre de déterminer, voire d'estimer les densités des courants distribuées et les champs électromagnétiques rayonnés.

D'après l'ensemble des notions et des outils de base vus dans cette partie, le chapitre suivant sera consacré à une étude théorique permettant de modéliser le rayonnement émis par les courants porteurs en ligne.

## *Références bibliographiques*

- [II.1] F. COSTA. *Compatibilité électromagnétique CEM*. Techniques de l'Ingénieur. 10 février 2010.
- [II.2] Xavier Carcelle -Réseaux CPL par la pratique- ÉDITIONS EYROLLES. Paris : EYROLLES, 2006. N° d'éditeur : 7373.
- [II.3] Emmanuelle Conil. Propagation électromagnétique en milieu complexe: du champ proche au champ lointain. Physique [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2005.
- [II.4] M. Melit, B. Nekhoul, N. Boudjerda, K. Kerroum, K. El khamlichi Drissi, «Computation of electromagnetic field radiated by power electronic converters »International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 8-12 Sept. 2008.
- [II.5] M. Ishihara *et al.*, "The Correlation between Radiated Emissions and Power Line Network Components on Indoor Power Line Communications," IEEE Int. Symp. 2006 Power Line Communications, Orlando, Florida, March 2006.
- [II.6] Mohamed CHAABAN - Contribution À L'étude Du Rayonnement Des Conducteurs Filaires - Thèse en Electronique et systèmes soutenue à Clermont-Ferrand le 31 Mai 2011.
- [II.7] ISSA Fawzi-Analyse et Modélisation du réseau Electrique Basse Tension aux Fréquences Courants Porteurs de la Gamme [1 MHz-30 MHz]-248 p. Thèse : Supélec : Avril 2002.
- [II.8] Kane Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 14(3) :302-307, 1966.
- [II.9] A. Taflove, *Advances in computational electrodynamics: the finite-difference time domain*, Artech house, Boston, 1998.
- [II.10] Harrington R.F., « Field computation by moment methods », Robert E. Krieger Publishing Company, reprint edition 1968, Malabar, Floride, 1982.
- [II.11] M. Ney, "Simulation électromagnétique - Outils de conception," Techniques de l'ingénieur Électromagnétisme. Propagation, ref. e1030, Nov. 2006.
- [II.12] CYROT-LACKMANN, F., *Adv. Phys.* 16 (1967) 393 et *J. Phys. Chem. Solids* 29 (1968) 1235.
- [II.13] Rao S.M. et al., 1982, *Electromagnetic Scattering by Surfaces of Arbitrary Shape*, *IEEE Trans. on Ant. and Prop.* 30.
- [II.14] Boyer, A., "Getting started with FEKO software", National Institute of Applied Sciences Toulouse, Nov. 2008, alexandre.boyer@insatoulouse.fr.
- [II.15] Zienkiewicz O.C., Taylor R.L., « La méthode des éléments finis - Formulation de base et problèmes linéaires », *Afhor technique*, 1991.

# Chapitre 3 : Modèle théorique pour évaluer le rayonnement émis par les courants por- teurs en ligne

## 1. Introduction

La transmission des données numériques à des fréquences allant de quelques *kHz* à plusieurs dizaines de *MHz*, via le support électrique utilisé par la technologie CPL, permet de répondre aux besoins de couverture des services de télécommunication. Le coût est modique pour établir des communications entre les membres utilisant cette technologie. Malheureusement, les rayonnements EM engendrés par les conducteurs électriques lors d'une transmission CPL peuvent être une source de pollution EM et constituent un problème majeur de CEM qui nécessite d'être caractérisé. Dans ce chapitre, l'objectif est de développer un modèle théorique permettant d'évaluer le rayonnement EM dû à la technologie CPL. Pour ce faire, ce chapitre est divisé en quatre parties.

Dans les deux premières parties, les expressions régissant les six composantes des champs EM sont établies à l'aide des développements analytiques des équations de base de l'électromagnétisme. La troisième partie est consacrée à l'évaluation des courants distribués sur les conducteurs filaires au moyen de deux théories, la théorie des lignes de transmission et celles des antennes utilisée dans le simulateur Feko. La dernière partie de ce chapitre présente l'étape de validation de notre modèle théorique basé sur la théorie des dipôles et développé sous Matlab. Pour des cas tests, les résultats issus de notre modèle seront comparés à ceux obtenus par le simulateur Feko.

## 2. Bases théoriques pour évaluer le rayonnement

Les champs électriques et magnétiques sont décrits par quatre équations fondamentales, appelées équations de Maxwell [III.1]. Elles sont valables quel que soit le milieu de propagation et s'appliquent en présence de charges et de courants, notamment dans un vide qui contient de la matière. Ces équations sont :

- L'équation de Maxwell Gauss :

$$\operatorname{div}\vec{D} = \rho \quad (\text{III. 1})$$

- L'équation de Maxwell flux magnétique :

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0 \quad (\text{III. 2})$$

- L'équation de Maxwell Faraday :

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}}\vec{E} = \frac{-\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III. 3})$$

- L'équation de Maxwell Ampère :

$$\text{rot}\vec{H} = \frac{-\partial\vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (\text{III. 4})$$

La relation locale qui exprime la conservation de la charge est donnée par :

$$\text{div}\vec{J} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{III. 5})$$

Où :

$\vec{D}$  : L'induction électrique exprimée en  $(C/m^2)$

$\vec{E}$  : Le champ électrique exprimé en  $(V/m)$

$\vec{B}$  : L'induction magnétique exprimée en  $(V \cdot S/m^2)$  ou Tesla

$\vec{H}$  : Le champ magnétique exprimé en  $(A/m)$

$\vec{J}$  : La densité du courant électrique exprimée en  $(C/m^2)$

$\rho$  : La densité de charge électrique exprimée en  $(C/m^3)$

Les lois de l'électrostatique et de la magnétostatique permettent d'établir les relations liant les champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$  aux inductions électrique  $\vec{D}$  et magnétique  $\vec{B}$ , dans un milieu linéaire, homogène et isotrope (LHI). On obtient :

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E}, \quad \text{et} \quad \vec{B} = \mu\vec{H} \quad (\text{III. 6})$$

Où  $\varepsilon$  et  $\mu$  sont caractéristiques du milieu considéré et représentent respectivement la permittivité et la perméabilité du milieu. Ces grandeurs permettent de définir la vitesse de propagation  $v$  ainsi que l'impédance caractéristique du milieu  $\eta$  par les relations suivantes :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}, \quad \eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (\text{III. 7})$$

Dans l'espace libre, ces paramètres prennent les valeurs numériques suivantes :

$$\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \left( \frac{F}{m} \right) \quad \text{et} \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \left( \frac{H}{m} \right)$$

Les composantes des champs EM ainsi que les tensions et les courants peuvent être représentés par la quantité  $u(r, t)$  qui dépend d'une variable d'espace  $r \in \mathbb{R}^3$  et du temps (t).

Pour le régime harmonique, les grandeurs sont posées uniquement avec les phaseurs. Dans ce cas, le terme  $e^{j\omega t}$  est un coefficient multiplicatif qui peut être omis. Alors chaque quantité dépendante du temps s'écrit sous la forme :

$$u(r, t) = u(r) \cdot e^{j\omega t} \quad (\text{III. 8})$$

D'après cette convention, la dérivation temporelle de la quantité  $u(r, t)$  se traduit simplement par une multiplication par le facteur  $j\omega$ .

En tenant compte des équations (III.6) et (III.8), les quatre équations de Maxwell deviennent:

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (\text{III. 9}), \quad \text{div} \vec{H} = 0 \quad (\text{III. 10})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j\omega \mu \vec{H} \quad (\text{III. 11}), \quad \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = -j\omega \varepsilon \vec{E} + \vec{J} \quad (\text{III. 12})$$

Si on considère que le milieu de propagation est l'espace libre, les conditions aux limites à l'interface entre les matériaux à conductivité élevée comme les fils de cuivre ou de laiton et l'espace libre [III.2] s'écrivent:

$\vec{n} \wedge \vec{E} = \vec{0}$  (III. 13)  $\Leftrightarrow$  La composante tangentielle du champ électrique à la surface doit être nulle.

$\vec{n} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_s$  (III. 14)  $\Leftrightarrow$  La composante tangentielle du champ magnétique à la surface subit une discontinuité qui s'exprime en fonction du courant surfacique.

$\vec{n} \cdot \vec{E} = \sigma / \varepsilon_0$  (III. 15)  $\Leftrightarrow$  La composante normale du champ électrique à la surface subit une discontinuité qui s'exprime en fonction de la densité surfacique de charge.

$\vec{n} \cdot \vec{B} = 0$  (III. 16)  $\Leftrightarrow$  La composante normale du champ magnétique à la surface doit être nulle.

Avec :

$\vec{n}$  : La normale unitaire à l'interface conducteur-espace libre

$\vec{J}_s$  : La densité surfacique du courant exprimée en  $(A/m^2)$

$\sigma$  : La densité surfacique de charge, exprimée en  $(C/m^2)$

Les champs EM peuvent être caractérisés à l'aide des potentiels vecteur magnétique  $\vec{A}$  et scalaire électrique  $V$ . En effet, l'équation du flux magnétique assure l'existence d'un potentiel vecteur pour l'induction magnétique ( $\vec{B}$ ), défini par :

$$\text{div}(\vec{B}) = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \vec{B} = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} \quad (\text{III. 17})$$

Introduisons l'équation (III.17) dans l'équation (III.11), alors le champ électrique s'exprime en fonction des potentiels vecteur et scalaire selon l'expression :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad}(V) - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{III. 18})$$

La contrainte supplémentaire sur ces potentiels est imposée par la Jauge de Lorentz donnée par :

$$div(\vec{A}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (\text{III. 19})$$

D'où

$$div(\vec{A}) = -j \frac{\beta_0^2}{\omega} V$$

$\beta_0$  représente le nombre d'onde dans l'espace libre, défini par :

$$\beta_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde du signal injecté sur la ligne et  $c$  représente la vitesse de la lumière dans le vide.

Les potentiels vecteur et scalaire vérifient tous les deux les équations de poisson de la forme suivante :

$$\Delta V - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = \frac{-\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{III. 20}), \quad \Delta \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{J} \quad (\text{III. 21})$$

Les équations (III.20) et (III.21) peuvent être résolues en utilisant l'expression de la fonction de green retardée définie par :

$$G(\gamma, d) = \frac{e^{-\gamma d}}{d} \quad \text{avec } d = |r - r'|$$

Les coordonnées de  $r$  et  $r'$  sont respectivement celles du point d'observation, et celles du point source, et  $\gamma$  est la constante de propagation dans le milieu considéré.

Les solutions des équations (III.20) et (III.21) sont alors données par :

$$\vec{A}(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \vec{J}(r') \cdot G(\gamma, d) \cdot dV' \quad (\text{III. 22})$$

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint \rho(r') \cdot G(\gamma, d) \cdot dV' \quad (\text{III. 23})$$

Où  $dV'$  est un élément de volume contenant les densités de courant surfacique  $\vec{j}(r')$ , et de charge à la surface  $\rho(r')$  relatives à la source.

### 3. Formulation générale des champs électromagnétiques rayonnés

La stratégie adoptée pour déterminer le rayonnement d'un système filaire (voire multifilaire), est la subdivision de la structure rayonnante en éléments infinitésimaux. On procède ensuite à une détermination des champs EM créés par chaque élément. Le champ EM rayonné global n'est alors que la sommation vectorielle des champs produits par ces sources élémentaires.

#### 3.1. Rayonnement d'un élément infinitésimal

Les champs élémentaires électrique  $\vec{\delta E}$  et magnétique  $\vec{\delta H}$  créés par un courant électrique considéré constant ( $I$ ) parcourant un élément rectiligne infinitésimal de longueur  $dZ_0$  (figure III.1) sont obtenus à partir du potentiel vecteur magnétique élémentaire  $\vec{\delta A}$ .

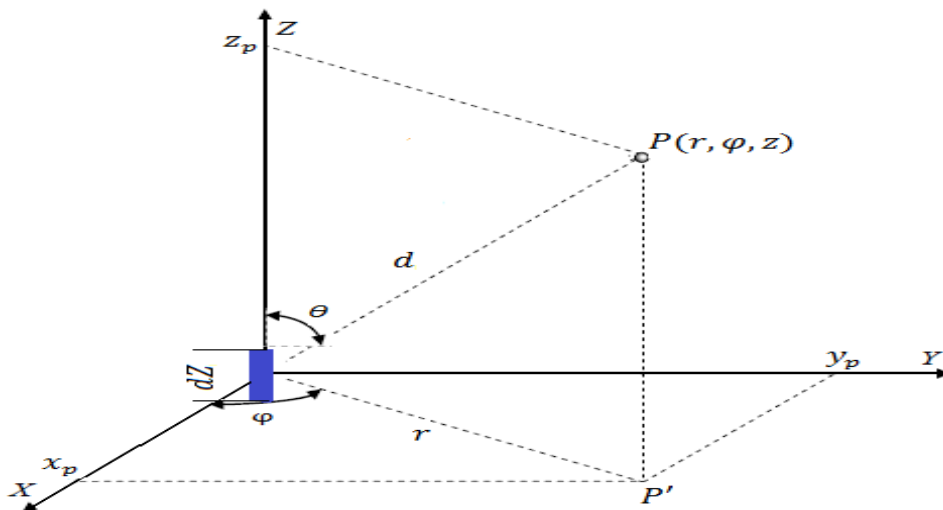


Figure III. 1 : Source élémentaire rayonnante dans l'espace libre

Pour un point d'observation  $P(r, \varphi, z)$  situé dans l'espace libre, le potentiel vecteur est exprimé en coordonnées cylindriques comme suit :

$$\overrightarrow{\delta A} = \frac{\mu \cdot I}{4\pi} G_0(\gamma_s, d) dZ \cdot \overrightarrow{e_z} = \delta A_z \cdot \overrightarrow{e_z} \quad (\text{III. 24})$$

Où  $G_0$  représente la fonction de Green dans l'espace libre,  $d = \sqrt{r^2 + z_p^2}$  est la distance entre l'élément rayonnant et le point d'observation, et  $\gamma_s$  est la constante de propagation de l'onde électromagnétique dans l'air.

On a de plus :

$$\sin \theta = \frac{r}{d} \quad \text{et} \quad \cos \theta = \frac{z_p}{d}$$

Connaissant l'expression (III.24) du potentiel vecteur élémentaire  $\overrightarrow{\delta A}$ , créé par un élément infinitésimal, en un point quelconque de l'espace, il convient maintenant d'exprimer les champs électriques et magnétiques élémentaires en fonction de celui-ci.

Le champ magnétique élémentaire  $\overrightarrow{\delta H}$  est calculé à partir de l'expression suivante :

$$\overrightarrow{\delta H} = \frac{1}{\mu} (\overrightarrow{rot} \overrightarrow{\delta A}) \quad (\text{III. 25})$$

Sachant que  $\overrightarrow{rot} \overrightarrow{\delta A} = \overrightarrow{\nabla} \wedge \overrightarrow{\delta A}$ , où le vecteur nabra ( $\overrightarrow{\nabla}$ ) est ici exprimé en coordonnées cylindriques par :

$$\overrightarrow{\nabla} = \frac{\partial}{\partial r} \overrightarrow{e_r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \overrightarrow{e_\varphi} + \frac{\partial}{\partial z} \overrightarrow{e_z}$$

On obtient les coordonnées cylindriques de  $\overrightarrow{\delta H}$  :

$$\overrightarrow{\delta H} = \frac{1}{\mu} \cdot \begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial(\delta A_z)}{\partial \varphi} - \frac{\partial(\delta A_\varphi)}{\partial z} \\ \frac{\partial(\delta A_r)}{\partial z} - \frac{\partial(\delta A_z)}{\partial r} \\ \frac{\partial(\delta A_\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial(\delta A_r)}{r \partial \varphi} \end{cases} \quad (\text{III. 26})$$

Dans le cas, illustré sur la figure III.1, le potentiel vecteur élémentaire donné par la relation (III.24) est porté par l'axe ( $Oz$ ), et est de plus indépendant de  $\varphi$ .

Cela implique que :

$$\overrightarrow{\delta H} = \delta H_\varphi \cdot \overrightarrow{e_\varphi} \quad , \quad \text{avec :} \quad \delta H_\varphi = \frac{-1}{\mu} \frac{\partial(\delta A_z)}{\partial r}$$

En introduisant l'expression du potentiel obtenue dans l'équation (III.24), on trouve :

$$\overrightarrow{\delta H} = \frac{-I \cdot dZ}{4\pi} \frac{\partial G_0(\gamma_s, d)}{\partial r} \cdot \overrightarrow{e_\varphi}$$

Et compte tenu de l'identité

$$\frac{\partial G_0(\gamma_s, d)}{\partial r} = \frac{\partial G_0(\gamma_s, d)}{\partial d} \cdot \frac{\partial d}{\partial r} \quad , \quad \text{avec :} \quad \frac{\partial d}{\partial r} = \frac{r}{d} = \sin(\theta)$$

On aboutit finalement à l'expression générale suivante :

$$\overrightarrow{\delta H} = \frac{-I \cdot dZ}{4\pi} \sin(\theta) \frac{\partial G_0(\gamma_s, d)}{\partial d} \cdot \overrightarrow{e_\varphi} \quad \text{(III. 27)}$$

Une fois le champ magnétique élémentaire déterminé, le calcul du champ électrique est aisé en utilisant l'équation de Maxwell Ampère (III.4), avec une densité surfacique de courant nulle  $\vec{J} = 0$ . On obtient :

$$\overrightarrow{rot} \delta \vec{H} = \vec{\nabla} \wedge \delta \vec{H} = j\omega\epsilon \cdot \delta \vec{E}$$

Ce qui donne :

$$\delta \vec{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \cdot \begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial(\delta H_z)}{\partial \varphi} - \frac{\partial(\delta H_\varphi)}{\partial z} \\ \frac{\partial(\delta H_r)}{\partial z} - \frac{\partial(\delta H_z)}{\partial r} \\ \frac{\partial(\delta H_\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial(\delta H_r)}{r\partial\varphi} \end{cases} \quad \text{(III. 28)}$$

D'après l'équation (III.27) :

$$\delta H_r = 0 \quad \text{et} \quad \delta H_z = 0$$

D'où

$$\delta \vec{E} = \delta E_r \cdot \overrightarrow{e_r} + \delta E_z \cdot \overrightarrow{e_z}$$

En introduisant l'expression de  $\delta H_\varphi$  donnée par l'équation (III.27) dans l'équation (III.28), on obtient :

$$\begin{aligned}\delta E_r &= \frac{-1}{j\omega\varepsilon} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{-I \cdot dZ}{4\pi} \sin(\theta) \frac{\partial G_0(\gamma_s, d)}{\partial d} \right) \\ &= \frac{I \cdot dZ}{4\pi j\omega\varepsilon} \frac{\partial}{\partial d} \left( \frac{r}{d} \frac{\partial G_0(\gamma_s, d)}{\partial d} \right) \frac{\partial d}{\partial z}\end{aligned}$$

Après calcul, l'expression finale de  $\delta E_r$  est donnée par :

$$\delta E_r = \frac{I \cdot dZ}{8\pi j\omega\varepsilon} \sin(2\theta) \left( \frac{\partial^2 G_0(\gamma_s, d)}{\partial d^2} - \frac{1}{d} \frac{\partial G_0(\gamma_s, d)}{\partial d} \right) \quad (\text{III. 29})$$

L'équation (III.18) appliquée à un élément infinitésimal permet de déterminer la deuxième composante  $\delta E_z$  de  $\overrightarrow{\delta E}$  :

$$\delta E_z = -\frac{\partial(\delta V)}{\partial z} - \frac{\partial(\delta A_z)}{\partial t} \quad (\text{III. 30})$$

La Jauge de Lorentz permet d'exprimer le potentiel scalaire électrique élémentaire  $\delta V$  en fonction du potentiel vecteur magnétique élémentaire  $\overrightarrow{\delta A}$ .

Pour un élément infinitésimal, on trouve :

$$\frac{\partial(\delta A_z)}{\partial z} = -j\omega\varepsilon\mu\delta V$$

D'où

$$\delta V = \frac{-s}{\gamma^2} \frac{\partial(\delta A_z)}{\partial z} \quad (\text{III. 31})$$

$$\text{Avec} \quad s = j\omega \quad ; \quad \gamma = s\sqrt{\mu\varepsilon}$$

L'équation (III.30) devient :

$$\delta E_z = \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{s}{\gamma^2} \frac{\partial(\delta A_z)}{\partial z} \right] - j\omega(\delta A_z)$$

Que l'on peut réécrire :

$$\delta E_z = \frac{s}{\gamma^2} \left( \frac{\partial^2(\delta A_z)}{\partial z^2} - \gamma^2(\delta A_z) \right) \quad (\text{III. 32})$$

En utilisant l'expression de  $\delta A_z$  obtenue à l'équation (III.24), on trouve :

$$\frac{\partial^2(\delta A_z)}{\partial z^2} = \frac{\mu I d Z}{4\pi} \cdot \frac{\partial^2 G_0(\gamma_s, d)}{\partial z^2} = \frac{\mu I d Z}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial d} \left( \frac{\partial G_0(\gamma_s, d)}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial z} \right) \frac{\partial d}{\partial z}$$

D'où

$$\frac{\partial^2(\delta A_z)}{\partial z^2} = \frac{\mu I d Z}{4\pi} \cdot \left\{ \cos^2(\theta) \frac{\partial^2 G_0(\gamma_s, d)}{\partial d^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{d} \frac{\partial G_0(\gamma_s, d)}{\partial d} \right\} \quad (\text{III. 33})$$

L'expression (III.32) de  $\delta E_z$  devient donc :

$$\delta E_z = \frac{s}{\gamma^2} \frac{\mu I d Z}{4\pi} \cdot \left\{ \cos^2(\theta) \frac{\partial^2 G_0(\gamma_s, d)}{\partial d^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{d} \frac{\partial G_0(\gamma_s, d)}{\partial d} - \gamma^2 G_0(\gamma_s, d) \right\}$$

L'expression (III.7) de l'impédance caractéristique peut se mettre sous la forme :

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = s\mu/\gamma$$

Qui permet d'aboutir à l'expression finale suivante :

$$\delta E_z = \frac{\eta I d Z}{4\pi\gamma} \cdot \left\{ \cos^2(\theta) \frac{\partial^2 G_0(\gamma_s, d)}{\partial d^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{d} \frac{\partial G_0(\gamma_s, d)}{\partial d} - \gamma^2 G_0(\gamma_s, d) \right\} \quad (\text{III. 34})$$

Dans le cas où le milieu de propagation est l'espace libre et en l'absence de plan de masse, la fonction de Green et ses deux premières dérivées par rapport à la distance  $d$  séparant la source du point d'observation, sont données par les expressions suivantes :

$$G_0(\gamma_s, d) = \frac{e^{-\gamma_s d}}{d}$$

$$\frac{\partial G_0(\gamma_s, d)}{\partial d} = - \left( \gamma_s \frac{e^{-\gamma_s d}}{d} + \frac{e^{-\gamma_s d}}{d^2} \right) = - \frac{e^{-\gamma_s d}}{d} \left( \gamma_s + \frac{1}{d} \right)$$

$$\text{et} \quad \frac{\partial^2 G_0(\gamma_s, d)}{\partial d^2} = \frac{e^{-\gamma_s d}}{d} \left( \left( \gamma_s + \frac{1}{d} \right)^2 + \frac{1}{d^2} \right)$$

Alors, les six composantes des champs électromagnétiques, dans le système de coordonnées cylindriques  $(r, \varphi, z)$  s'écrivent :

### Pour le champ magnétique

$$\delta H_r = 0 ; \quad \delta H_z = 0$$

$$\delta H_\varphi = \frac{I \cdot dZ}{4\pi} \sin(\theta) \left( \frac{e^{-\gamma_s d}}{d} \right) \left( \gamma_s + \frac{1}{d} \right)$$

Avec :  $\gamma_s = j\beta_s$  ,

Alors

$$\delta H_\varphi = \frac{I \cdot dZ}{4\pi} \sin(\theta) \beta_s^2 \left( \frac{j}{\beta_s d} + \frac{1}{\beta_s^2 d^2} \right) e^{-j\beta_s d} \quad (\text{III. 35})$$

### Pour le champ électrique

$$\delta E_r = \frac{I \cdot dZ}{8\pi j \omega \epsilon} \sin(2\theta) e^{-j\beta_s d} \left( \frac{\gamma_s^2}{d} + 3 \left( \frac{\gamma_s}{d^2} + \frac{1}{d^3} \right) \right) , \quad \delta E_\varphi = 0 \quad (\text{III. 36})$$

$$\delta E_z = \frac{\eta I dZ}{4\pi \gamma} e^{-j\beta_s d} \left( \frac{\cos^2(\theta)}{d} \left( \left( \gamma_s + \frac{1}{d} \right)^2 + \frac{1}{d^2} \right) - \frac{\sin^2(\theta)}{d^2} \left( \gamma_s + \frac{1}{d} \right) - \frac{\gamma_s^2}{d} \right) \quad (\text{III. 37})$$

Les expressions des champs électromagnétiques dans le système de coordonnées sphériques  $(R, \theta, \varphi)$  sont obtenues en utilisant les relations de transformation suivantes :

$$\begin{cases} \delta E_R = \sin(\theta) \delta E_r + \cos(\theta) \delta E_z \\ \delta E_\theta = \cos(\theta) \delta E_r - \sin(\theta) \delta E_z \end{cases}$$

Les différentes composantes de champ s'écrivent alors :

$$\vec{\delta H} = \begin{cases} \delta H_R = 0 \\ \delta H_\theta = 0 \\ \delta H_\varphi = \frac{I \cdot dZ}{4\pi} \sin(\theta) \beta_s^2 \left( \frac{j}{\beta_s d} + \frac{1}{\beta_s^2 d^2} \right) e^{-j\beta_s d} \end{cases} \quad (\text{III. 38})$$

$$\vec{\delta E} = \begin{cases} \delta E_R = \frac{I \cdot dZ}{2\pi} \eta \beta_s^2 e^{-j\beta_s d} \cos(\theta) \left( \frac{1}{\beta_s^2 d^2} - \frac{j}{\beta_s^3 d^3} \right) & \text{(III. 39)} \\ \delta E_\theta = \frac{I \cdot dZ}{4\pi} \eta \beta_s^2 e^{-j\beta_s d} \sin(\theta) \left( \frac{j}{\beta_s d} + \frac{1}{\beta_s^2 d^2} - \frac{j}{\beta_s^3 d^3} \right) & \text{(III. 40)} \\ \delta E_\varphi = 0 \end{cases}$$

Ces formules exprimées en coordonnées sphériques sont identiques à celles développées par C. R. Paul, pour un dipôle électrique dans l'espace libre dans les références [III.3] [III.4].

### 3.2. Rayonnement d'une ligne filaire de longueur quelconque dans l'espace libre

Une ligne filaire de longueur quelconque (Figure III.2) est considérée comme la succession de dipôles élémentaires. Les champs EM rayonnés par cette ligne sont alors obtenus par la sommation continue des champs élémentaires donnés au paragraphe précédent par les formules III.27, III.29 et III.34.

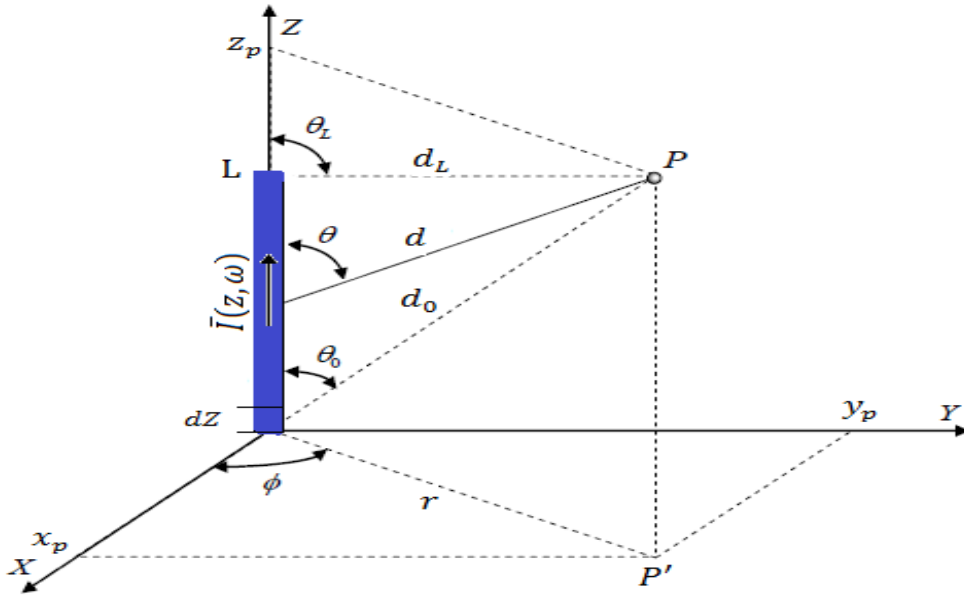


Figure III.2 : Ligne filaire de longueur quelconque dans l'espace libre

Où

$$\sin \theta = \frac{r}{d}; \quad \text{et} \quad \cos \theta = \frac{z_p - Z}{d}$$

Ainsi, le potentiel vecteur magnétique devient :

$$\vec{A} = \int_0^L \vec{\delta A} \cdot dZ \cdot \vec{e}_z \quad , \quad \text{alors} \quad \vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_0^L I(z, \omega) G(\gamma_s, d) dZ \cdot \vec{e}_z$$

Les composantes du champ magnétique en coordonnées cylindriques sont données par :

$$H_r = H_z = 0 ; \text{ et } H_\varphi = \int_0^L \delta H_\varphi \cdot dZ$$

D'où

$$H_\varphi = \frac{-1}{4\pi} \int_0^L \sin(\theta) I(z, \omega) \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \cdot dZ \quad \text{(III. 41)}$$

De la même façon, pour le champ électrique :

$$E_\varphi = 0 ; \quad E_r = \int_0^L \delta E_r \cdot dZ ; \quad \text{et} \quad E_z = \int_0^L \delta E_z \cdot dZ$$

D'où

$$E_r = \frac{1}{8\pi j \omega \epsilon} \int_0^L \sin(2\theta) I(z, \omega) \left( \frac{\partial^2 G(\gamma_s, d)}{\partial d^2} - \frac{1}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \right) \cdot dZ \quad \text{(III. 42)}$$

$$E_z = \frac{\eta}{4\pi \gamma_s} \int_0^L I(z, \omega) \left( \begin{array}{c} \cos^2(\theta) \frac{\partial^2 G(\gamma_s, d)}{\partial d^2} + \\ \frac{\sin^2(\theta)}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} - \gamma_s^2 G(\gamma_s, d) \end{array} \right) \cdot dZ \quad \text{(III. 43)}$$

### 3.3. Prise en compte du plan de masse

La présence d'un plan de masse modifie le champ électromagnétique rayonné par les structures filaires. Les méthodes permettant de prendre en compte la présence du plan de masse pour le calcul des champs EM rayonnés par une telle structure sont :

#### 3.3.1. Méthode de la théorie des images

Cette méthode est valable dans le cas où le sol est parfaitement conducteur et que ses dimensions sont infinies. C'est la méthode que nous allons utiliser puisqu'elle est simple à mettre en œuvre dans notre étude. L'application de cette méthode peut se faire de deux manières :

- La première consiste à rajouter une topologie et des sources symétriques par rapport au sol.

- La seconde méthode est utilisée dans le cas de dimensions importantes, afin de remédier à des problèmes de mémoire et de temps de calcul. Elle consiste à modifier seulement la fonction de Green dans l'espace libre.

### Stratégie 1

La stratégie adoptée afin de modéliser le rayonnement généré par une ligne située au-dessus d'un plan de masse, est de considérer le conducteur source (la ligne) et son conducteur image comme s'ils étaient seuls dans l'espace libre (Figure III.3). Alors, les champs électromagnétiques rayonnés par la ligne ne sont que la sommation des contributions rayonnées par les conducteurs sources et ceux images [III.5].

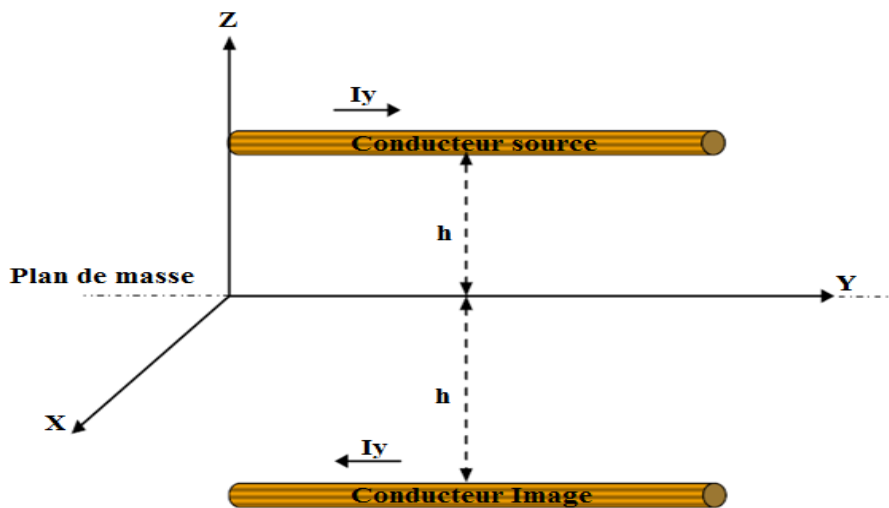


Figure III. 3 : Rayonnement d'un conducteur horizontal

### Stratégie 2

La présence d'une interface parfaite se traduit par l'utilisation d'une fonction de green plus générale que celle définie dans l'espace libre [III.6]. Dans ce cas, la fonction de green est alors donnée par l'expression suivante:

$$G(\gamma_s, d, d_1) = \frac{e^{-\gamma_s d}}{d} - \frac{e^{-\gamma_s d_1}}{d_1} \quad (\text{III. 44})$$

Où  $d$  est la distance entre le point source et le point d'observation,  $d_1$  la distance entre le point image et le point d'observation.

### **3.3.2. Méthode des coefficients de réflexion**

Lorsque les dimensions du sol sont finies, la résolution reste la même que précédemment, en exception, le champ EM rayonné est modifié par les coefficients de réflexion de l'onde plane de Fresnel. Ces derniers dépendent de l'angle d'incidence et de la polarisation de l'onde. Cette méthode est valable dans le cas où la hauteur par rapport au sol est supérieure à des valeurs limites. Ces valeurs sont calculées en fonction de la longueur d'onde et des caractéristiques du milieu [III.7].

### **3.3.3. La méthode des intégrales de Sommerfeld**

C'est la méthode utilisée dans le cas de formalisme exact en présence d'un plan de masse homogène et imparfaitement conducteur. Son principe consiste à ramener le problème avec sol homogène à un problème avec diélectrique dont la permittivité est un nombre complexe qui tient compte des caractéristiques du plan de masse [III.8]. Puis on applique le formalisme d'une interface avec diélectrique. Ainsi, la résolution dépend de nouvelles valeurs qui s'ajoutent généralement à l'expression de la fonction de Green. Elles sont appelées "Intégrales de Sommerfeld". Ces intégrales sont lourdes à calculer et elles peuvent être évaluées numériquement dans le cas où la distance d'interaction est faible. Cependant, pour des distances plus importantes on utilise la méthode des approximations de Norton [III.9].

## **4. Evaluation des courants distribués par la théorie des lignes de transmission**

La détermination du champ électromagnétique rayonné par un système filaire nécessite la connaissance du courant distribué dans ce système.

Dans ce paragraphe, l'évaluation de cette distribution du courant est obtenue en utilisant une approche basée sur la résolution des équations des télégraphistes. Ces équations se présentent sous la forme d'équations différentielles décrivant l'évolution des tensions et des courants le long des conducteurs.

### **4.1. Modélisation de la ligne**

En haute fréquence, une ligne de transmission peut être décomposée en une infinité de portions élémentaires de longueur  $dx$ , chaque portion peut être modélisée par un circuit

(*RLCG*) composé des paramètres primaires de la ligne (Figure III.4). Ces grandeurs sont déterminées par rapport à une référence unique de potentiel nul. Elles sont obtenues soit par des formules classiques déduites des paramètres géométriques de la ligne, soit par la mesure (voir annexe A) ou bien encore par simulation.

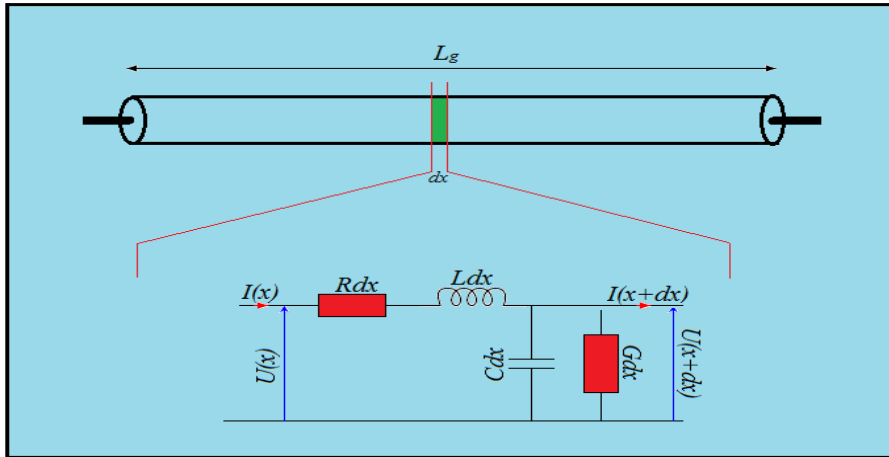


Figure III. 4 : modèle équivalent d'un élément infinitésimal de la ligne

#### 4.1.1. Paramètres primaires

Les paramètres primaires d'une ligne de transmission dépendent de la géométrie des conducteurs tels les rayons des conducteurs et les distances entre eux, ainsi que des propriétés des matériaux qui composent la ligne et le type d'isolant utilisé. Ces grandeurs  $R$ ,  $L$ ,  $C$  et  $G$  sont définies de manière linéique et ont pour dimensions :

- $R$  : résistance linéique série en Ohms par mètre ( $\Omega/m$ )
- $L$  : inductance linéique série en Henrys par mètre ( $H/m$ ).
- $C$  : capacité linéique parallèle en Farads par mètre ( $F/m$ ).
- $G$  : conductance linéique parallèle en Siemens par mètre ( $S/m$ ).

Un conducteur de longueur quelconque  $L_g$  peut être considéré comme la succession de plusieurs tronçons élémentaires de longueur  $dx$ , le conducteur est alors représenté par la concaténation de  $(L_g/dx)$  éléments infinitésimaux. Le choix pratique du pas de discrétisation  $dx$  est lié à la longueur d'onde  $\lambda$ . Il est souvent défini par :  $dx = \lambda/10$  [III.10].

Pour les conducteurs nus aériens tel le réseau de distribution d'énergie, utilisant une bande de fréquence allant de  $1MHz$  jusqu'à  $30MHz$  (cas des CPL outdoor), la longueur d'onde est

comprise entre  $10m$  et  $300m$ . Dans ce cas, le pas de discrétisation spatial sera compris entre  $1m$  et  $30m$ .

#### 4.1.2. Paramètres secondaires

Un conducteur électrique peut être caractérisé par ses paramètres secondaires tels son impédance caractéristique  $Z_c$  et sa constante de propagation  $\gamma$ . Ces grandeurs peuvent en outre être exprimées en fonction des paramètres primaires de la ligne  $R, L, C$  et  $G$  par les expressions suivantes :

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad (\text{III. 45}) \quad , \quad \gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} \quad (\text{III. 46})$$

La modélisation d'une ligne multifilaire (plusieurs conducteurs) par la théorie des lignes de transmission nécessite une représentation des paramètres primaires et secondaires de cette ligne sous forme matricielle [III.11] [III.12].

## 4.2. Résolution des équations des télégraphistes dans le domaine fréquentiel

Les équations différentielles décrivant l'évolution de la tension et du courant le long d'une ligne de transmission orientée selon l'axe  $Oz$  sont données par les relations suivantes :

$$\frac{\partial[I(z)]}{\partial z} + [Y][V(z)] = [0] \quad (\text{III. 47}) \quad , \quad \frac{\partial[V(z)]}{\partial z} + [Z][I(z)] = [0] \quad (\text{III. 48})$$

$[Y]$  et  $[Z]$  ne sont autres que les matrices admittance et impédance linéiques de la ligne multifilaire. Dans le cas d'une ligne sans pertes, elles sont données par  $[Y] = j\omega[C]$  et  $[Z] = j\omega[L]$  où  $[L]$  et  $[C]$  sont respectivement les matrices inductance et capacité linéiques de la ligne [III.13].

La dérivation des équations (III.47) et (III.48) par rapport à  $z$  conduit au système d'équations différentielles suivant :

$$\frac{\partial^2 I(z)}{\partial z^2} - [Y][Z][I(z)] = [0] \quad (\text{III. 49}) \quad , \quad \frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} - [Z][Y][V(z)] = [0] \quad (\text{III. 50})$$

Si le milieu est hétérogène, le produit matriciel  $[Z][Y]$  n'est plus diagonal et la méthode de résolution directe des équations (III.49) et (III.50) n'est donc plus utilisable [III.14]. Nous procédons par conséquent à la recherche de solution dans un autre espace mathématique ou nous pouvons encore introduire la notion d'impédance caractéristique.

La résolution du système d'équations différentielles couplées se fait alors dans ce nouvel espace, par la théorie modale. Elle consiste à exprimer ce système d'équations dans la base propre issue de la diagonalisation des produits matriciels  $[Z][Y]$  ou  $[Y][Z]$ . On obtient alors dans ce nouvel espace le système suivant :

$$\frac{\partial^2 i(z)}{\partial z^2} - [y][z][i(z)] = [0] \quad (\text{III. 51}) \quad , \quad \frac{\partial^2 v(z)}{\partial z^2} - [z][y][v(z)] = [0] \quad (\text{III. 52})$$

$i(z)$  et  $v(z)$  sont les courants et les tensions exprimés dans la nouvelle base diagonale, que nous appelons courants et tensions du mode propre.

$[z]$  et  $[y]$  sont les matrices impédance et admittance modales [III.15], elles sont données par :

$$[z] = [T_v]^{-1} \cdot [Z] \cdot [T_i] \quad (\text{III. 53}) \quad , \quad [y] = [T_i]^{-1} \cdot [Y] \cdot [T_v] \quad (\text{III. 54})$$

Où  $[T_v]$  et  $[T_i]$  représentent les matrices formées par les vecteurs propres issus de la diagonalisation des matrices produits  $[Z][Y]$  et  $[Y][Z]$ .

Après résolution du système d'équations (III.51) et (III.52), on obtient :

$$[i(z)] = [e^{-\gamma z}][A] + [e^{+\gamma z}][B] \quad (\text{III. 55}), \quad [v(z)] = [Z_{cm}][[e^{-\gamma z}][A] - [e^{+\gamma z}][B]] \quad (\text{III. 56})$$

Où  $[Z_{cm}]$  représente la matrice impédance caractéristique modale définie par :

$$[Z_{cm}^2] = [y]^{-1}[z] = [z][y]^{-1} \quad (\text{III. 57})$$

$[A]$  et  $[B]$  sont des vecteurs constants qui seront déterminés en appliquant les conditions aux limites sur la ligne multifilaire.

Enfin, le passage des vecteurs courant et tension modaux, aux vecteurs courant et tension réels tels qu'ils apparaissent sur la ligne multifilaire se fait au moyen des transformations suivantes :

$$[I(z)] = [T_i][i(z)] \quad (\text{III. 58}) \quad , \quad [V(z)] = [T_v][v(z)] \quad (\text{III. 59})$$

### 4.3. Application de notre outil basé sur la TLM

Afin d'évaluer numériquement la distribution du courant le long de la ligne étudiée, nous avons développé un code de calcul sous Matlab basé sur l'approche TLM détaillée dans le paragraphe précédent.

Pour valider notre outil, nous proposons de traiter quelques configurations pour lesquelles les distributions de courants évaluées par notre approche sont comparées à celles simulées par le logiciel FEKO basé sur la théorie des antennes (voir annexe B).

#### 4.3.1. Câble monofilaire parallèle au plan de masse

Dans un premier temps, nous étudions le cas simple d'un fil horizontal de 200 mètres de longueur, situé au-dessus d'un plan de masse parfaitement conducteur placé à une hauteur de 50cm. Le fil conducteur, excité par un générateur délivrant une tension de 1Volt à une fréquence de 5MHz, est fermé à son extrémité sur une charge terminale  $R_1$  de  $50\Omega$  (Figure III.5).

On pose :

$$I_e = \frac{V_e}{R_1 + R_i} = 10(mA)$$

Où  $I_e$  correspond au courant crête sans propagation, avec  $R_i$  est l'impédance interne du générateur qui vaut  $50\Omega$  dans notre application.

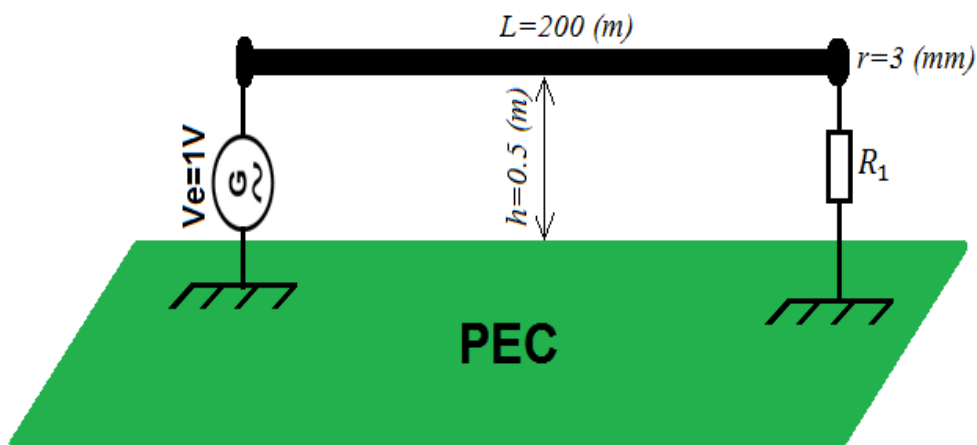


Figure III. 5 : Dimensions et terminaisons du câble

La figure III.6 représente le module et la phase du courant distribué le long de la ligne obtenus par les deux méthodes, celle basée sur la théorie des lignes TLM et celle basée sur la théorie des antennes utilisée par le logiciel FEKO.

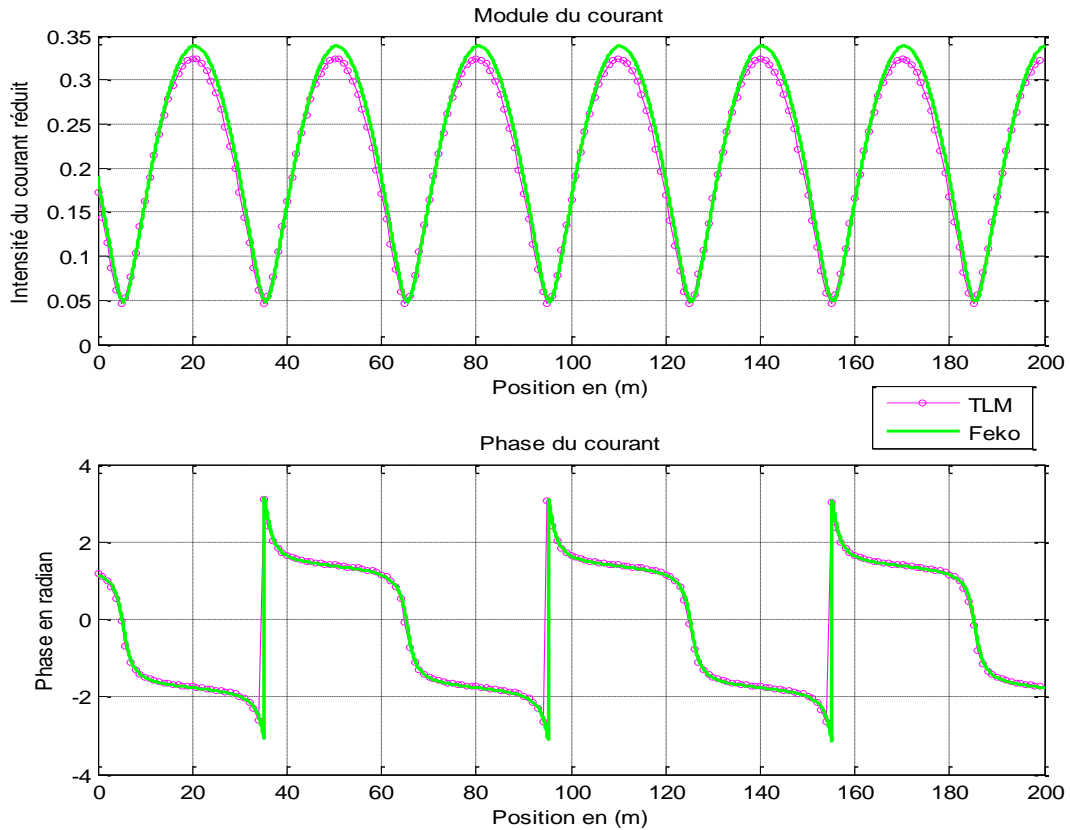


Figure III. 6 : Distribution du courant réduit le long de la ligne

La très bonne concordance des courbes fournies par les deux méthodes permet de valider notre code basé sur la théorie des lignes de transmission, pour le calcul de la distribution du courant et pour ce type de configuration.

#### 4.3.2. Câble bifilaire parallèle au plan de masse

On considère maintenant le cas d'un câble bifilaire rectiligne de 200 mètres de longueur, situé au-dessus d'un plan de masse parfaitement conducteur à une hauteur de 50 cm. Le premier conducteur, excité par une source de tension sinusoïdale d'amplitude 1Volt à une fréquence de 5MHz, est terminé par une résistance  $R_1$  de  $50\Omega$ . Le deuxième conducteur est chargé par des résistances  $R_2$  et  $R_3$  de  $50\Omega$  à ses deux extrémités. Cette configuration est illustrée dans la figure suivante.

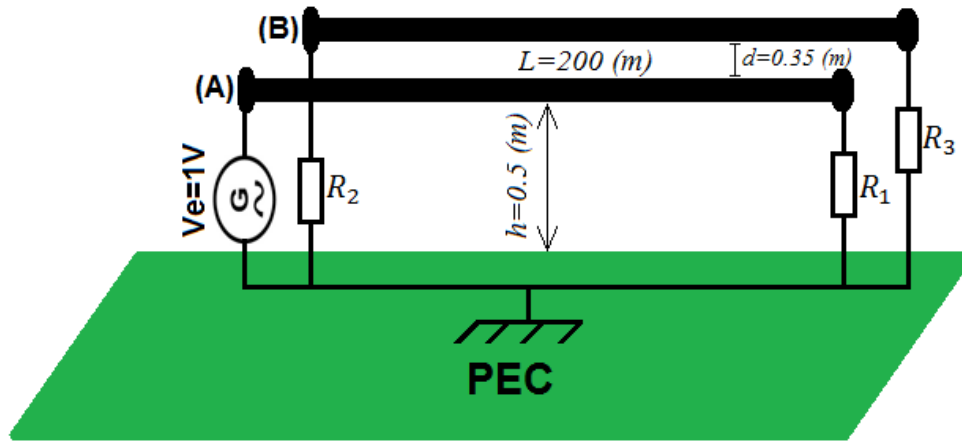


Figure III. 7 : Dimensions et terminaisons de la ligne à deux conducteurs

Les courbes de la figure III.8 comparent, pour chacun des conducteurs A et B, la distribution du courant réduit en module et en phase obtenue par les deux méthodes.

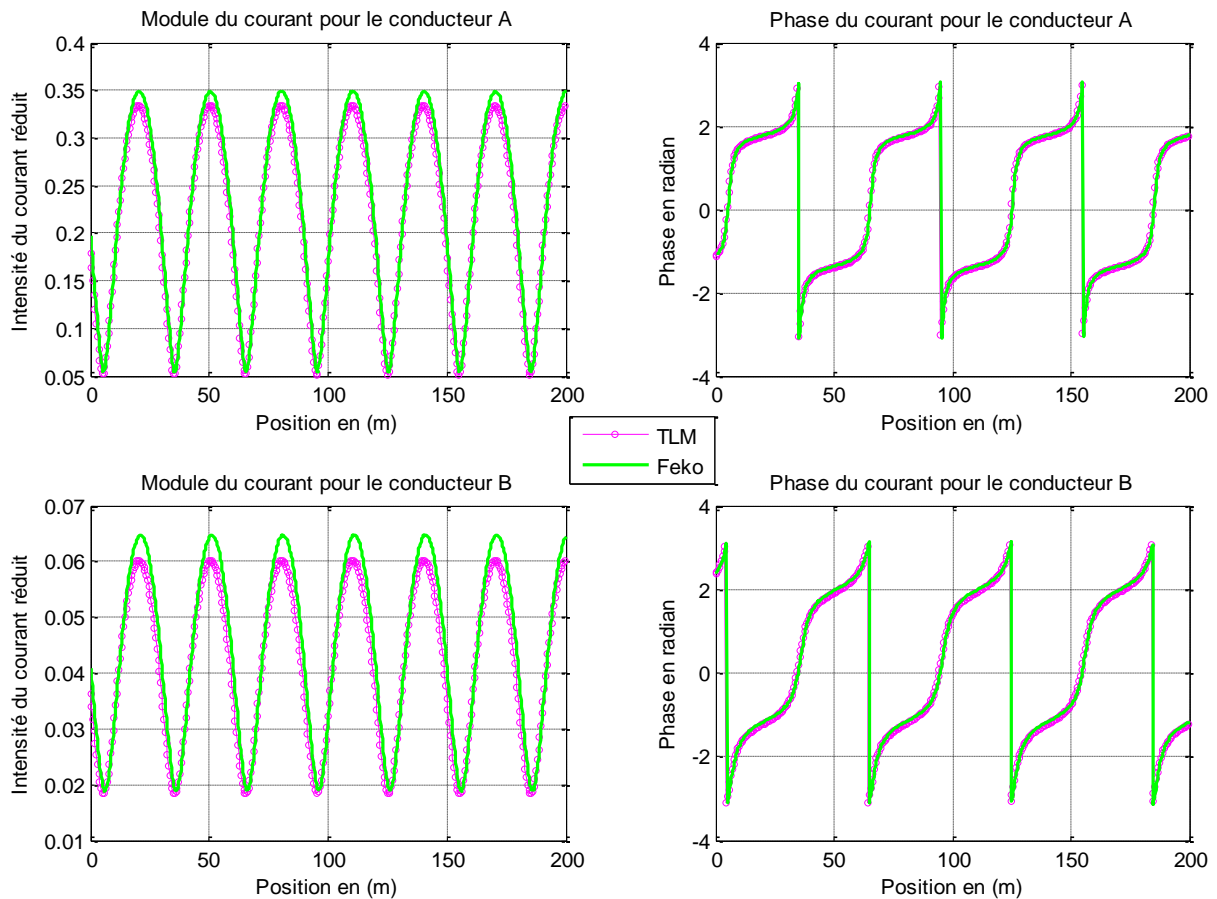


Figure III. 8 : Distribution du courant réduit sur les conducteurs de la ligne bifilaire

Dans ce cas, on note également une bonne concordance entre les deux méthodes. L'écart observé sur le module du courant réduit pour les deux conducteurs A et B, est dû à l'apparition des modes supérieurs (Modes Antennes) que seule la théorie des antennes est

capable de prendre en compte, par contre pour la théorie des lignes seul le mode TEM est mis en avant.

### 4.3.3. Ligne à 3 conducteurs parallèles au plan de masse

Enfin le cas d'une ligne horizontale à trois conducteurs au-dessus d'un plan de masse est étudié. Les trois conducteurs, d'une longueur de 200 mètres et situés à une hauteur de 50 cm au-dessus du plan parfaitement conducteur, sont chargés à leurs extrémités par des résistances  $R_1, R_2, R_3, R_4$  et  $R_5$  de  $50\Omega$ . Le premier conducteur de la ligne est quant à lui excité par une source de tension sinusoïdale de 1 Volt d'amplitude à une fréquence de 5 MHz, comme le montre la figure III.9

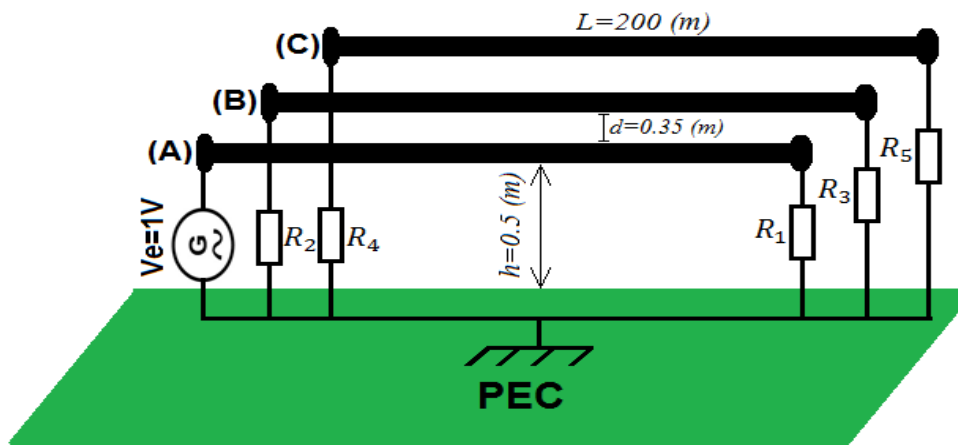


Figure III. 9 : Dimensions et terminaisons de la ligne à trois conducteurs

Les courbes suivantes présentent les distributions du courant réduit sur chacun des trois conducteurs calculées par les deux méthodes.

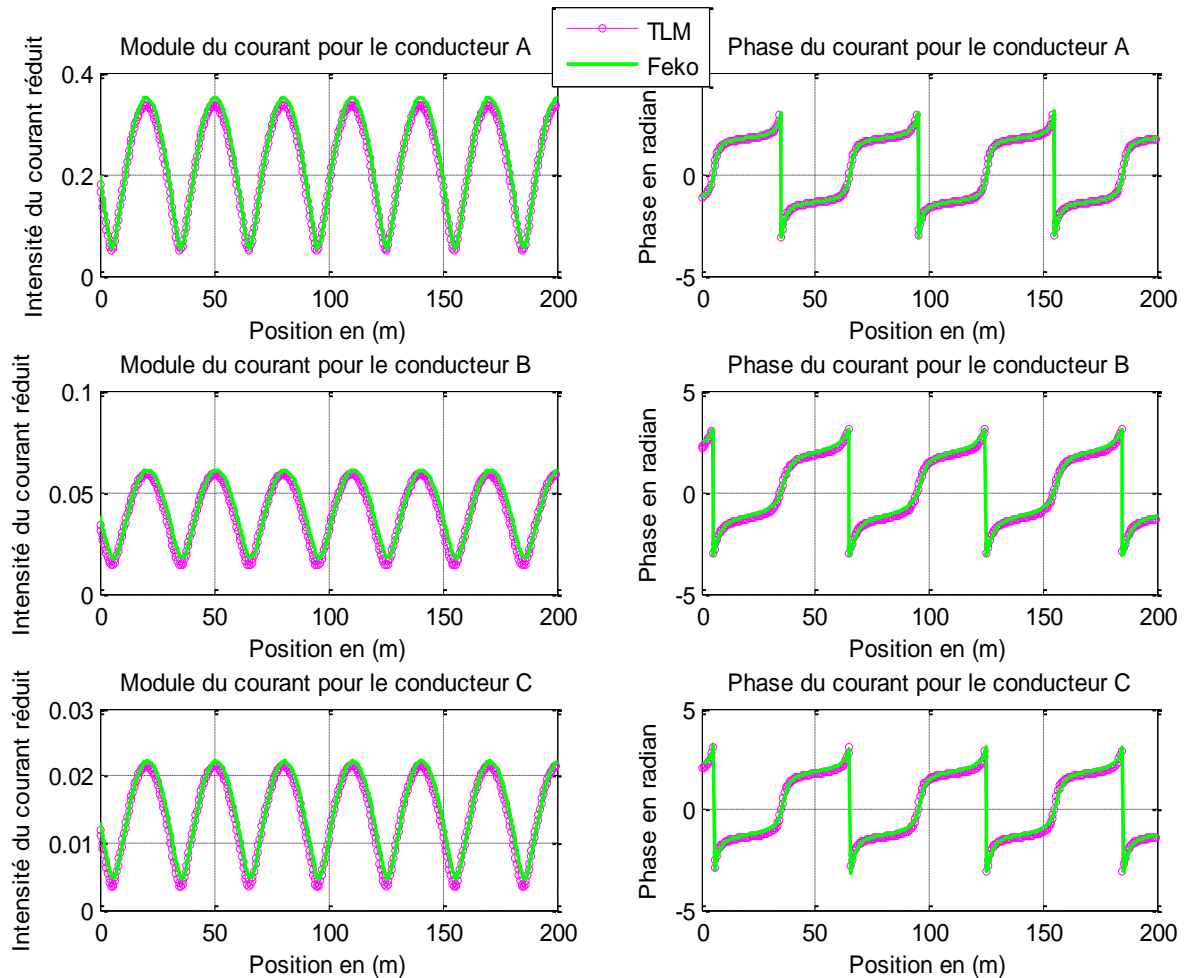


Figure III. 10 : Distribution du courant réduit le Long des conducteurs

Dans ce cas aussi, on constate un bon accord entre les résultats obtenus par notre code basé sur la théorie des lignes de transmission et ceux obtenus par le logiciel FEKO.

## 5. Rayonnement d'une structure filaire par la théorie des dipôles

Ce paragraphe propose de généraliser les résultats obtenus au paragraphe (3.1) afin de modéliser les champs électromagnétiques rayonnés par une structure filaire de longueur quelconque. L'utilisation de la théorie des dipôles permet alors de simplifier les expressions générales des champs électromagnétiques qu'on verra dans le chapitre suivant. Cette approche permettra de modéliser le rayonnement EM émis par une telle structure rayonnante à partir de la connaissance des courants mis en jeu.

Les champs EM rayonnés par une antenne filaire peuvent être calculés, en assimilant une portion infinitésimale de longueur  $dl$  de la ligne parcourue par un courant constant à un dipôle de Hertz. On considère alors que les champs EM créés par cette antenne correspondent à la

superposition des champs produits par l'ensemble des dipôles constituant la structure filaire. On suppose que la distribution du courant est variable le long de l'antenne, mais que le courant est constant pour chaque dipôle élémentaire. La précision de la méthode est alors régie par le nombre de dipôles nécessaire pour représenter convenablement cette distribution du courant. Plus le nombre de dipôles est important, meilleure est la précision.

### 5.1. Expressions globales des champs EM

Soit une antenne filaire de longueur  $L$ , centrée à l'origine du repère et parallèle à l'axe  $(Oz)$ . Cette antenne est parcourue par un courant sinusoïdal  $I(z, \omega)$ ,  $\omega = 2\pi f$  où  $f$  représente la fréquence. Ce cas est illustré sur la figure III.11.

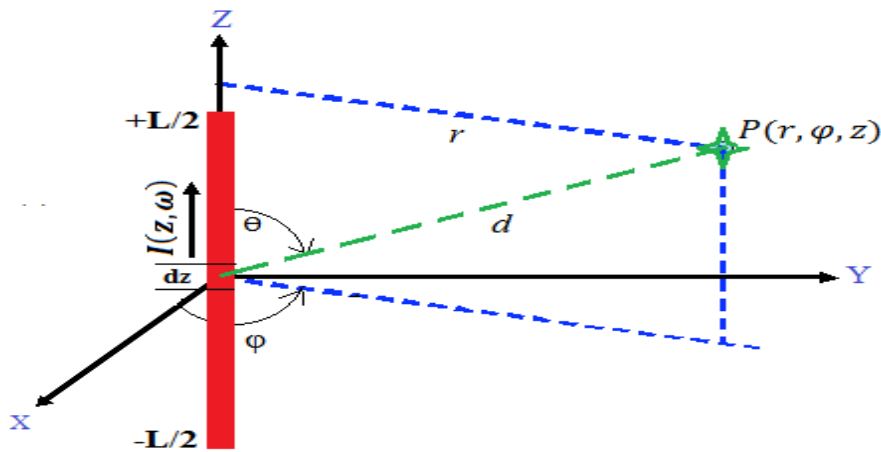


Figure III. 11: Antenne linéaire

Cette antenne est considérée comme la superposition de  $N$  dipôles élémentaires de longueurs identiques  $dz$  telle que :  $L = N \cdot dz$ . Le point d'observation  $P$  est situé à une position quelconque de l'espace.

Le potentiel vecteur créé par cette structure en un point donné, n'est que la contribution des potentiels vecteurs élémentaires constituant l'antenne filaire, soit :

$$\vec{A} = \sum_{i=1}^N \vec{\delta A}_i \quad \text{(III. 60)}$$

En introduisant l'expression du potentiel vecteur (équation III.24) obtenue dans la section 3.1, on trouve :

$$\vec{A} = \frac{\mu N}{4\pi L} \sum_{i=1}^N I(z_i, \omega) G(\gamma_s, d_i) \vec{e}_z \quad (\text{III. 61})$$

De la même façon, les expressions des champs électromagnétiques obtenues pour un dipôle infinitésimal peuvent être généralisées au cas d'une antenne filaire satisfaisant aux hypothèses des fils minces. Elles consistent à dire que le courant ne subit pas de variation azimutale et il est uniformément réparti à la surface du câble. Elle est valable si le rayon est faible vis à vis de la longueur d'onde et de la distance par rapport à l'interface.

Ainsi, les champs électromagnétiques rayonnés par cette antenne se déduisent simplement par la sommation des champs élémentaires, d'où :

$$\begin{cases} \vec{E} = \sum_{i=1}^N \delta \vec{E}_i \\ \vec{H} = \sum_{i=1}^N \delta \vec{H}_i \end{cases} \quad (\text{III. 62})$$

En utilisant les expressions des champs élémentaires (équations III.27, III.29 et III.34) obtenues dans la section 3.1, les composantes non nulles des champs électromagnétiques dans un système de coordonnées cylindriques  $(\vec{e}_r, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_z)$ , s'écrivent pour une antenne filaire:

$$\begin{cases} H_\varphi = \frac{-L}{4\pi N} \sum_{i=1}^N I(z_i, \omega) \sin(\theta_i) \frac{\partial G(\gamma_s, d_i)}{\partial d_i} \\ E_r = \frac{\eta L}{8\pi\gamma N} \sum_{i=1}^N I(z_i, \omega) \sin(2\theta_i) \left( \frac{\partial^2 G(\gamma_s, d_i)}{\partial d_i^2} - \frac{1}{d_i} \frac{\partial G(\gamma_s, d_i)}{\partial d_i} \right) \\ E_z = \frac{\eta L}{4\pi\gamma N} \sum_{i=1}^N I(z_i, \omega) \left( \cos^2(\theta_i) \frac{\partial^2 G(\gamma_s, d_i)}{\partial d_i^2} + \frac{\sin^2(\theta_i)}{d_i} \frac{\partial G(\gamma_s, d_i)}{\partial d_i} - \gamma^2 G(\gamma_s, d_i) \right) \end{cases} \quad (\text{III. 63})$$

## 5.2. Applications pour des cas tests

Ce paragraphe a pour objectif de valider l'approche précédente basée sur la théorie des dipôles. Dans ce but, les valeurs des champs obtenues par notre approche et celles obtenues à l'aide du logiciel Feko seront confrontées pour différentes structures.

Nous nous proposons de traiter quelques configurations pour lesquelles la distribution du courant le long des conducteurs est facile à évaluer, soit à l'aide de la méthode TLM développée sous Matlab dans la section précédente, soit par simulation avec le logiciel Feko.

### 5.2.1. Antenne verticale dans l'espace libre

Le cas traité ici est celui d'une antenne verticale de longueur  $L = 10\text{ m}$ , située sur l'axe ( $Oz$ ) et centrée à l'origine. Cette antenne est excitée par un générateur délivrant une tension sinusoïdale d'amplitude  $1\text{ Volt}$  à une fréquence de  $20\text{ MHz}$  ( $\lambda = 15\text{ m}$ ). Ce cas est illustré à la figure III.12.

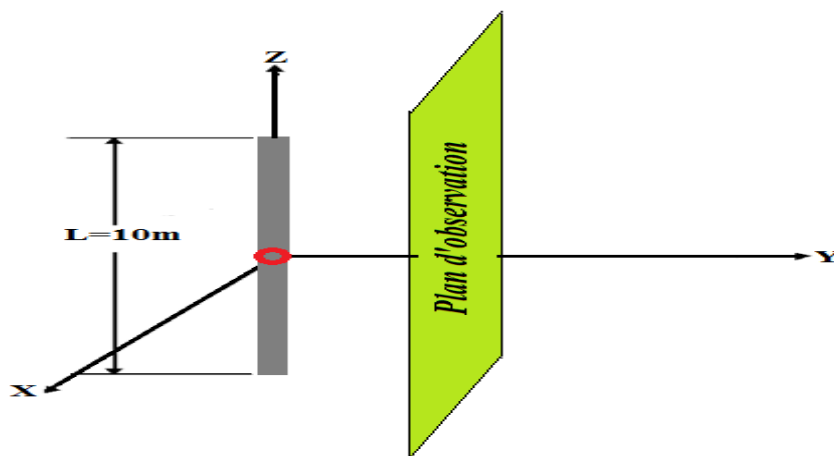


Figure III. 12 : Antenne verticale dans l'espace libre

L'étape de validation de notre approche consiste à comparer les modules des champs électrique et magnétique rayonnés en un ensemble de points d'observations défini par le plan illustré par la figure III.12. Les points d'observation sont spécifiés par leurs coordonnées  $P(x, y, z)$ , telles que :

$$\begin{cases} x \in [-L/2, L/2] & \text{avec un pas de } 0,15\text{ (m)} \\ y = 0,5\text{ (m)} \\ z \in [-L, L] & \text{avec un pas de } 0,15\text{ (m)} \end{cases}$$

#### 5.2.1.1. Champ électrique

Pour représenter le champ électrique dans tous les points d'observation considérés, on se propose d'afficher le résultat en module du champ électrique total. Ce champ total prend en compte les trois composantes ( $E_x, E_y$  et  $E_z$ ) selon la relation suivante :

$$\|\vec{E}\| = \sqrt{|E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2} \quad \text{(III. 64)}$$

Où  $|E_x|$ ,  $|E_y|$  et  $|E_z|$  correspondent aux amplitudes des composantes complexes du champ électrique.

Les figures ci-dessous (figure III.13 et figure III.14) décrivent le module du champ électrique dans le plan d'observation ( $Oxz$ ) calculé respectivement par notre approche et par le logiciel FEKO.

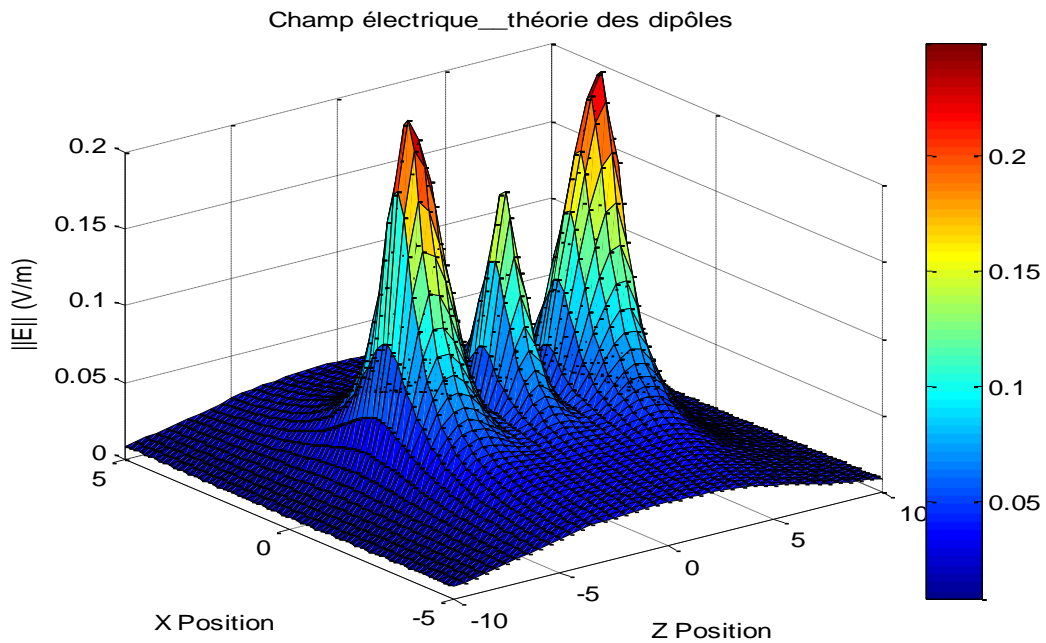


Figure III. 13 : Module du champ électrique estimé par la théorie des dipôles

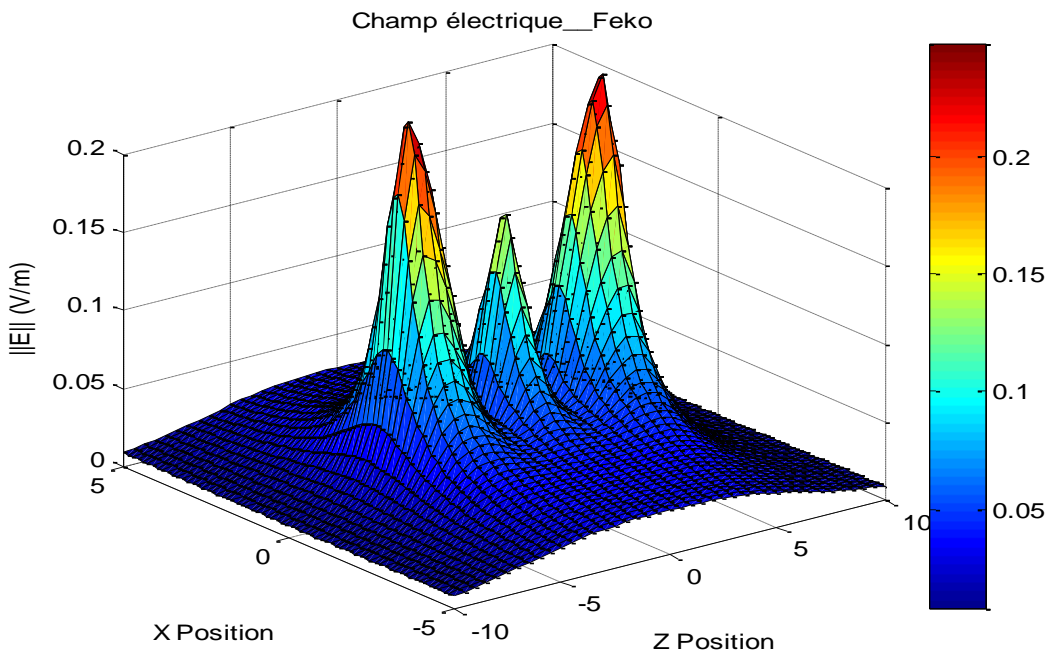


Figure III. 14 : Module du champ électrique évalué par Feko

D'après les figures (III.13 et III.14), en ce qui concerne le champ électrique, on peut constater une parfaite coïncidence entre les résultats issus de notre modèle basé sur la théorie des dipôles et ceux obtenus par le logiciel Feko.

### 5.2.1.2. Champ magnétique

Pour le même plan d'observation, les figures III.15 et III.16 représentent l'évolution du module du champ magnétique calculé par les deux approches. Le champ magnétique total évalué prend en compte les trois composantes ( $H_x$ ,  $H_y$  et  $H_z$ ) selon la relation suivante :

$$\|\vec{H}\| = \sqrt{|H_x|^2 + |H_y|^2 + |H_z|^2} \quad (\text{III. 65})$$

Où  $|H_x|$ ,  $|H_y|$  et  $|H_z|$  correspondent aux amplitudes des composantes complexes du champ magnétique.

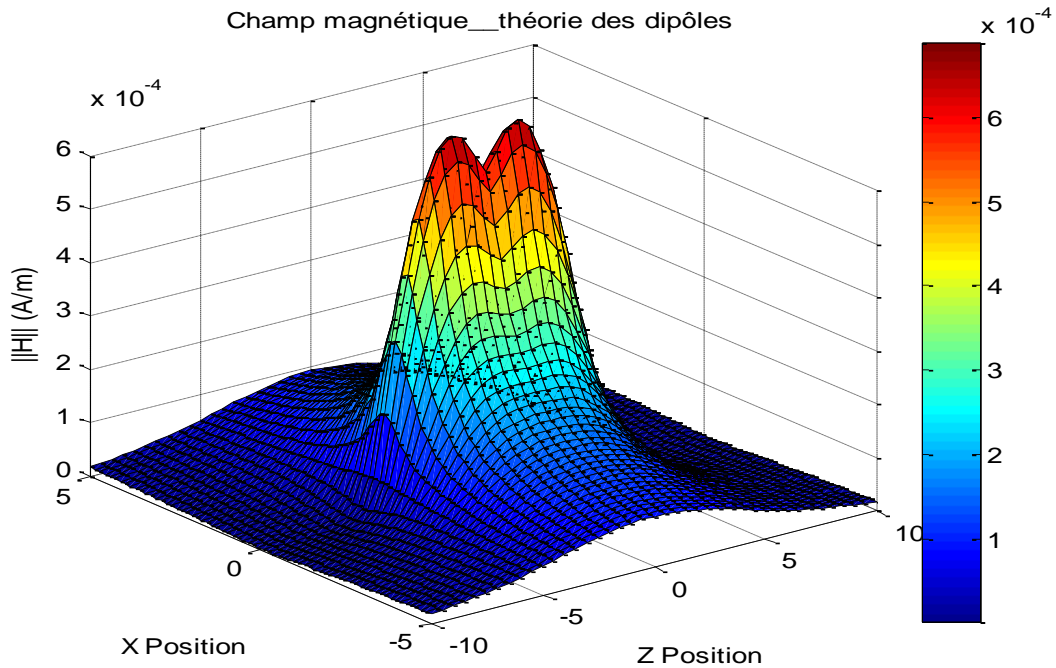


Figure III. 15 : Module du champ magnétique estimé par la théorie des dipôles

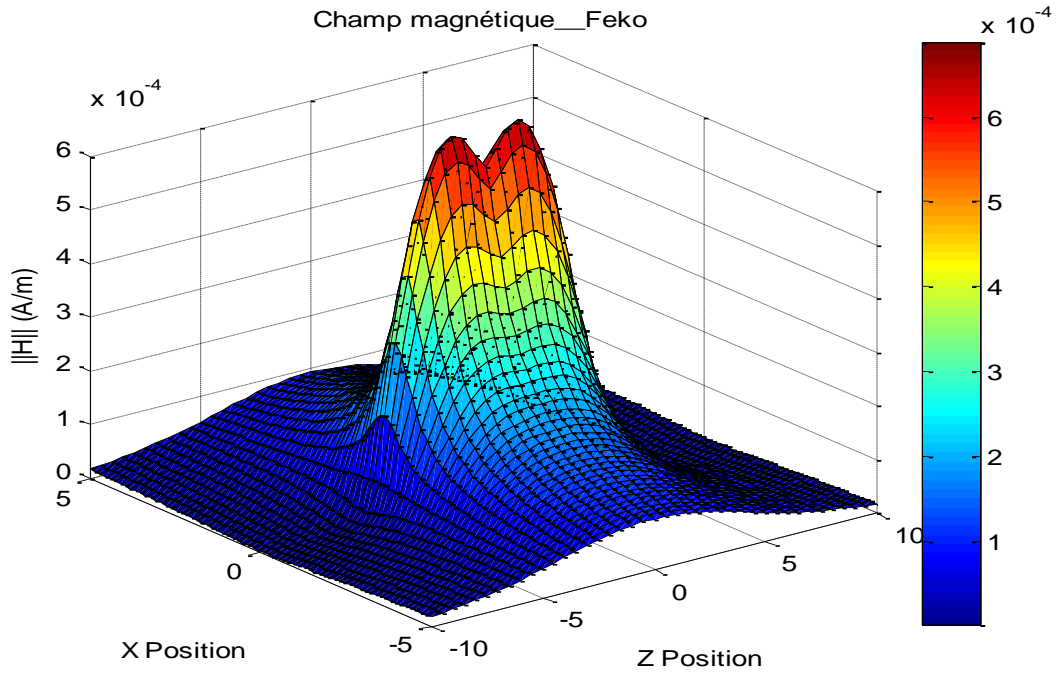


Figure III. 16 : Module du champ magnétique évalué par Feko

En ce qui concerne le champ magnétique, on peut constater également une parfaite coïncidence des deux représentations.

Dans le cas de la structure filaire en espace libre (figure III.12), on observe donc une très bonne concordance des résultats, tant pour le champ électrique que pour le champ magnétique. Ainsi, l'aptitude de notre modèle à estimer les champs EM rayonnés par une antenne filaire rectiligne à partir de la connaissance des courants distribués sur cette antenne est garantie.

### 5.2.2. Câble bifilaire formant un coude de $90^\circ$

La configuration étudiée ici est celle d'une structure bifilaire de longueur totale  $L = 40\text{ m}$ , formant un coude de  $90^\circ$  en son milieu et pour laquelle le diamètre des conducteurs est de  $2\text{ mm}$ . Les deux conducteurs sont espacés d'une distance  $d = 2\text{ cm}$ . L'entrée de la ligne est excitée par une source de tension sinusoïdale d'amplitude  $1\text{ Volt}$  à une fréquence de  $30\text{ MHz}$  et ayant une résistance interne de  $50\ \Omega$ . A sa deuxième extrémité, la ligne est terminée par un circuit ouvert comme le montre la figure III.17.

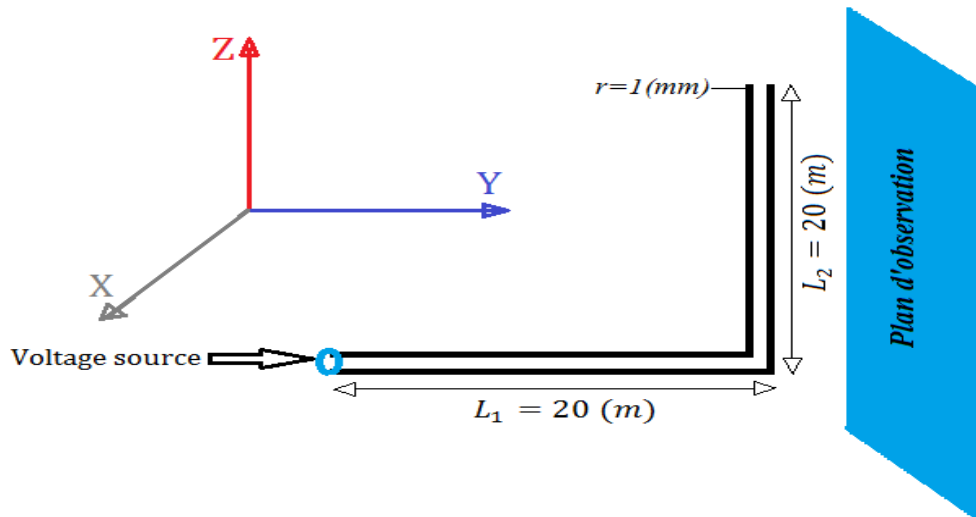


Figure III. 17 : Paramètres géométriques de la configuration étudiée

Pour cette configuration, le plan d'observation a été choisi de façon à couvrir les zones de variation intéressantes des champs électromagnétiques. Au-delà de cette zone, les modules des champs EM sont très faibles et ne présentent par conséquent aucun intérêt. Le plan d'observation retenu est caractérisé par les coordonnées  $P(x, y, z)$  de ces points, telles que :

$$\begin{cases} x \in [-2 (m), & 2 (m)] \\ y = L_1 + 0.2 (m) \\ z \in [-2 (m), & L_1 + 2 (m)] \end{cases}$$

Les résultats obtenus par notre approche seront comparés à ceux issus du logiciel Feko, afin de valider notre modèle pour une configuration présentant une discontinuité ici traduite par un coude au milieu de la ligne.

### 5.2.2.1. Champ électrique

Les figures suivantes (III.18 et III.19) illustrent les variations du module du champ électrique sur le plan d'observation obtenues respectivement par notre modèle et par Feko.

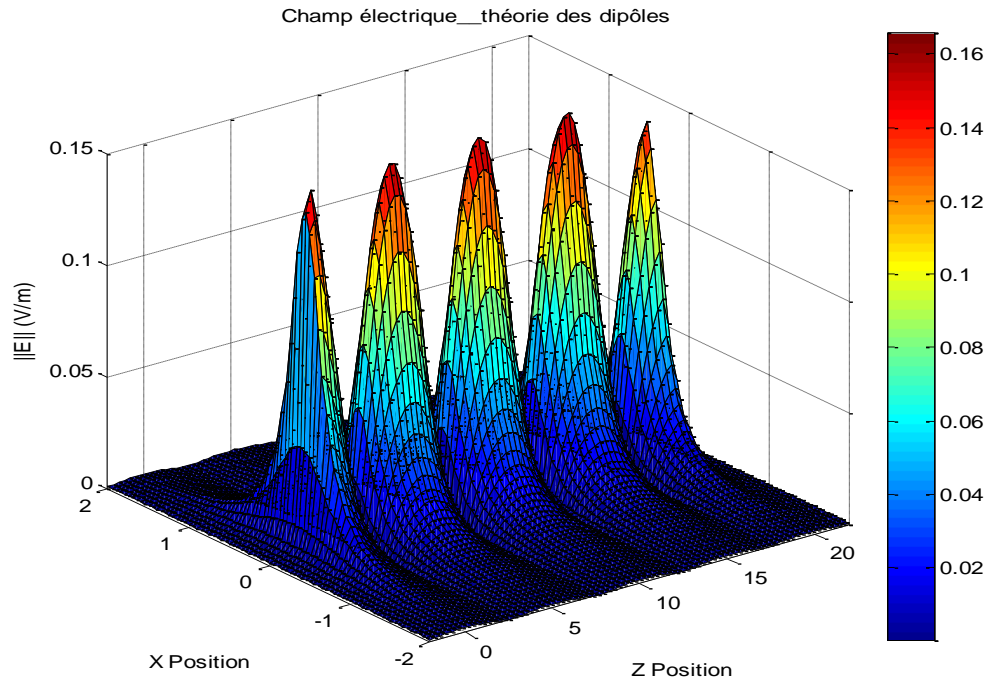


Figure III. 18 : Module du champ électrique estimé

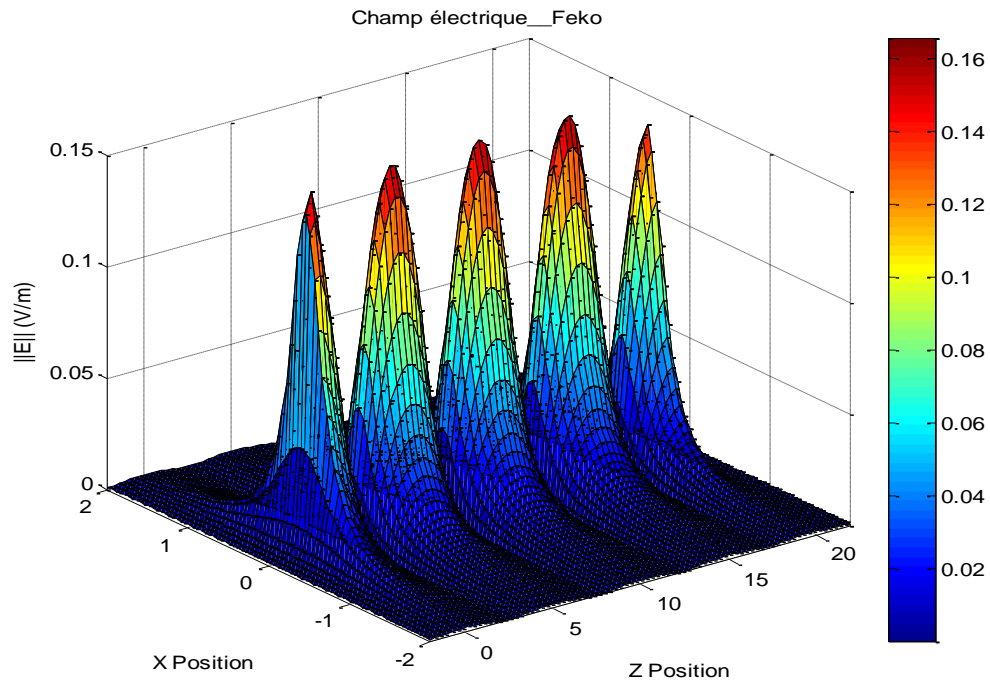


Figure III. 19 : Module du champ électrique évalué par Feko

### 5.2.2.2. Champ magnétique

Les figures suivantes (III.20 et III.21) donnent les variations du module du champ magnétique sur le plan d'observation respectivement obtenues par notre modèle et par le logiciel Feko.

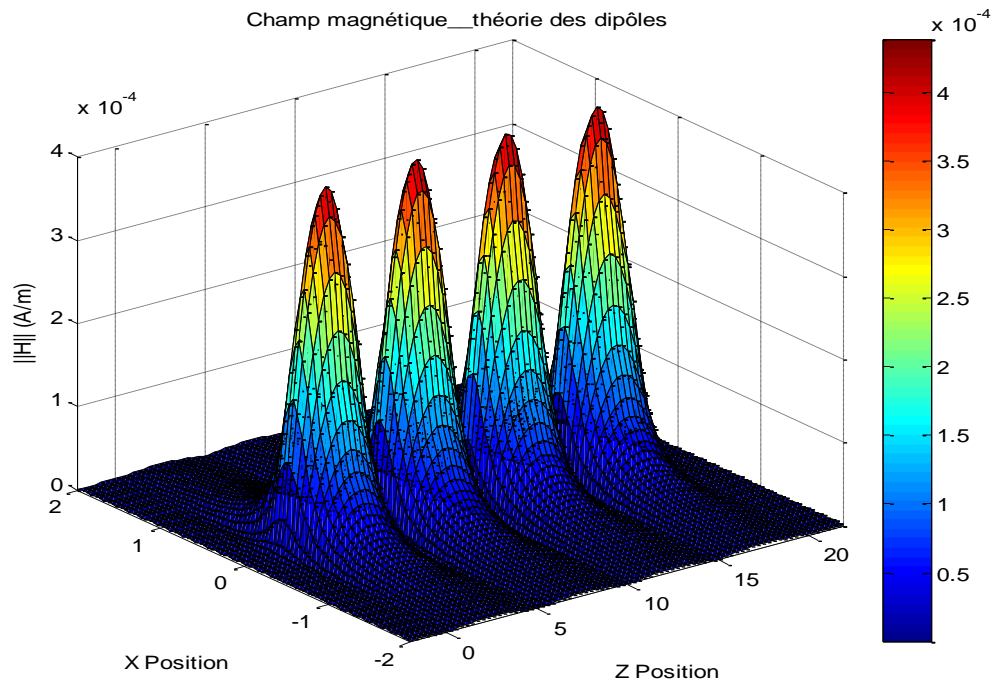


Figure III. 20 : Module du champ magnétique estimé

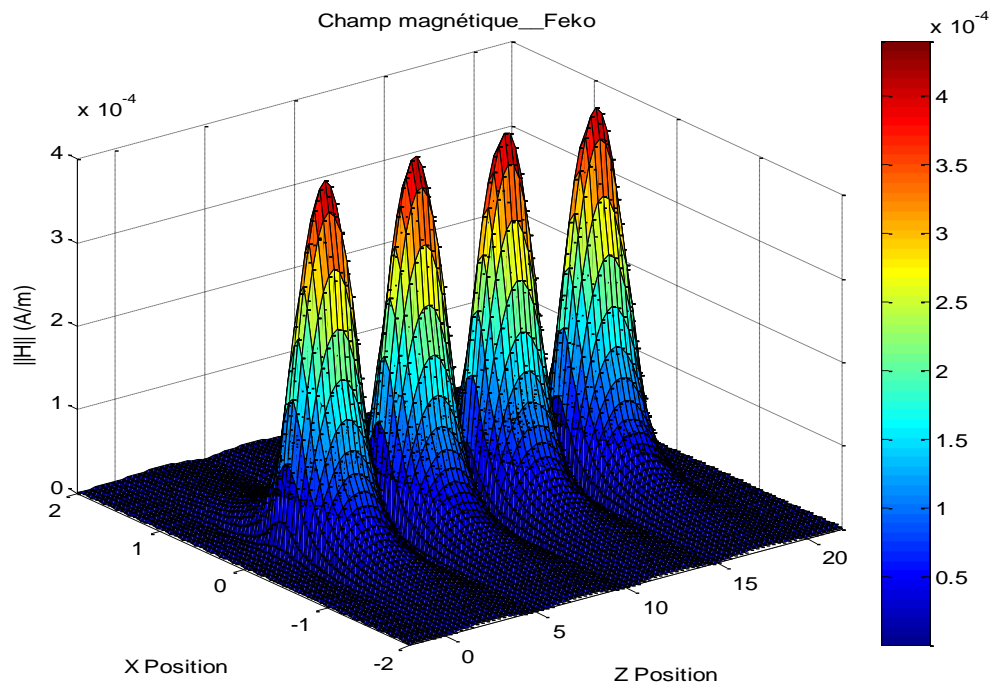


Figure III. 21 : Module du champ magnétique évalué par Feko

Là encore, on note un très bon accord entre les résultats obtenus par notre modèle et ceux simulés avec Feko pour modéliser une ligne bifilaire présentant une discontinuité géométrique traduite par un coude de  $90^\circ$  en son milieu.

D'après l'ensemble des résultats de comparaison pour les deux configurations traitées, nous pouvons confirmer que notre méthode basée sur la théorie des dipôles est capable de modéliser le rayonnement EM émis par de telles structures rayonnantes. A noter que cette modélisation nécessite la connaissance de la distribution du courant le long des conducteurs.

## **6. Conclusion :**

Ce troisième chapitre avait pour objet de développer et de valider un modèle théorique capable d'estimer les champs électromagnétiques rayonnés par des structures filaires à partir de la connaissance des courants distribués sur ces structures.

Dans un premier temps, nous avons exposé les bases théoriques nécessaires au calcul des champs EM, puis nous avons développé un code de calcul basé sur la théorie des lignes multifilaires afin de modéliser la distribution du courant dans les conducteurs en utilisant la théorie modale.

Par la suite, un deuxième code de calcul basé sur la théorie des dipôles a été développé. Ce code sert à évaluer les champs électromagnétiques rayonnés connaissant la distribution du courant sur la structure filaire considérée.

Pour valider cette partie théorique, nous avons été amenés à confronter les résultats issus de nos propres codes développés sous Matlab, à ceux obtenus à l'aide du logiciel Feko. Notre approche a été testée à travers le traitement de quelques configurations. Le bon accord obtenu entre l'ensemble des résultats de comparaison montre la validité et l'applicabilité de notre formalisme proposé afin de modéliser le rayonnement EM émis par des structures filaires.

Le chapitre suivant sera consacré à une modélisation du rayonnement électromagnétique de ces systèmes filaires dans le cas où la distribution du courant le long des conducteurs est inaccessible.

## *Références bibliographiques*

- [III.1] R. Garnier. Contribution à la résolution des équations de Maxwell dans les structures périodiques par la méthode des éléments finis.
- [III.2] M. Sesques, Conditions aux limites artificielles pour le système de Maxwell, Thèse de l'Université de Bordeaux I (1990).
- [III.3] C. R. Paul and S. A. Nasar, Introduction to Electromagnetic Fields, 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1987.
- [III.4] C. R. Paul, Electromagnetics for Engineers, Wiley, New York, 2004.
- [III.5] A. Liakouti, A. Benbassou, J. Belkadid, K. D.Khamlichi, K. Karroum, MODELISATION DU RAYONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE ÉMIS PAR UNE STRUCTURE PLC, TELECOM'2015 & 9ème JFMMA, Meknès- Maroc.
- [III.6] A. Liakouti, A. Benbassou, K. D.Khamlichi, J. Belkadid, ESTIMATION DU RAYONNEMENT EM ENGENDRE PAR UNE STRUCTURE CPL, CONGRES MEDITERRANEEN DES TELECOMMUNICATIONS' 2016, Tétouan- Maroc.
- [III.7] Sarkar T. K. and Strait B. J., "Analysis of arbitrarily oriented thin wire antenna arrays over imperfect ground planes," Syracuse University, Syracuse N. Y., Scientific Report no 9, contrat F 19628-73-C-0047 AFCRL-TR-75-0641, Dec. 1975.
- [III.8] A. Deri, G. Tevan, A. Semlyen, and A. Castanheira, "The complex ground return plane. A simplified model for homogeneous and multi-layer earth return," IEEE Trans. Power app. and Sys., vol. PAS-100, No. 8, pp. 3686-3693, Aug. 1981.
- [III.9] Jaleleddine Ben Hadj Slama. Modélisation du rayonnement électromagnétique des circuits d'électronique de puissance. Application à un hacheur. Ecole Centrale de Lyon, 1997.
- [III.10] ISSA Fawzi-Analyse et Modélisation du réseau Electrique Basse Tension aux Fréquences Courants Porteurs de la Gamme [1 MHz-30 MHz]-248 p. Thèse : Supélec : Avril 2002.
- [III.11] M. TANG AND M. ZHAI. Research of Transmission Parameters of Four-Conductor Cables for Power Line Communication. International Conference on Computer Science and Software Engineering. March 2008. pp 1306 -1309.
- [III.12] M. ZHAI. A Novel Signal Propagation Model for Power Line Communication System. Orlando, Florida. ISPLC 2006. March 26, 2006.
- [III.13] Christophe Castanié. Modèle de lignes de transmission non uniformes pour l'étude de couplages électromagnétiques sur des réseaux de câbles. Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier (2002).
- [III.14] K. Kerroum, F. Paladian, J. Fontaine, M. Vautier, A. Zeddou, " Approche globale du couplage d'une onde électromagnétique avec un système de câbles multifilaires. Notion du conducteur équivalent, " Actes du 7ème Colloque International CEM-94, pp. 247-252, Toulouse, 1994.
- [III.15] Mamadou Kane. Modèles analytiques originaux pour la détermination des paramètres linéaires des lignes et câbles multifilaires parcourus par des signaux large bande. Energie électrique. Ecole Centrale de Lyon, 1994.

# Chapitre 4 : Modèle simplifié du rayonnement électromagnétique

## 1. Introduction

Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre précédent, la modélisation du rayonnement EM engendré par une structure filaire nécessite la connaissance des courants distribués le long des conducteurs constituant cette structure.

En pratique, la réalité est toute autre, l'accès à la mesure de ces courants en tout point de la ligne est très difficile voire inaccessible, d'où l'idée de développer un modèle théorique afin de traiter les cas pour lesquels les conducteurs électriques sont encastrés dans les murs et les cloisons, et également le cas des CPL indoor.

Dans ce chapitre, nous proposons un modèle simplifié qui permet d'estimer convenablement le rayonnement EM émis par les systèmes filaires, sans faire appel aux courants distribués dans les conducteurs. On ne tiendra compte que du courant et de ses deux premières dérivées aux extrémités. Ce modèle permet de traiter des cas pour lesquels la mesure du courant en tout point de la ligne est compliquée ou impossible à obtenir, et d'autre part pour faciliter et accélérer le traitement numérique réalisé par les codes de simulation.

Afin de mieux tenir compte de la distribution du courant dans les systèmes filaires, on réalise leur identification par une méthode haute résolution connue sous le nom de Matrix Pencil Method (MPM) [IV.1]. L'évaluation des deux premières dérivées aux extrémités est alors beaucoup plus précise et la détermination du champ EM rayonné est plus complète.

L'étape de validation de notre approche consiste à comparer, pour des cas tests, les résultats issus de nos propres développements à ceux obtenus par le logiciel Feko basé sur la théorie des antennes.

## 2. Estimation des champs EM rayonnés à partir du courant et de ses dérivés aux discontinuités

Les expressions des champs électromagnétiques détaillées dans la section 3 du chapitre précédent (équations III.41, III.42 et III.43) soumises à quelques développements mathématiques supplémentaires, permettent d'aboutir à un modèle simplifié permettant d'estimer convenablement le rayonnement EM créé par une structure filaire à partir de la connaissance des informations aux extrémités que sont le courant et ses dérivées [IV.2].

Il est important de rappeler que, dans le cas de la théorie des lignes, la dérivée spatiale du courant est proportionnelle à la tension et la dérivée seconde spatiale du courant est proportionnelle au courant.

La formulation du champ EM en fonction du courant et de ses deux premières dérivées spatiales évite de faire appel à une référence de la tension (masse) qu'elle soit réelle ou fictive.

Considérons une antenne filiforme dont le rayon est très petit par rapport à sa longueur et rayonnant dans un milieu quelconque. En se référant à l'article [IV.3], les trois composantes non nulles du champ électromagnétique en coordonnées cylindriques, peuvent être obtenues par les développements suivants :

### Composante azimutale du champ magnétique

Après une double intégration par parties de l'équation (III.41), on trouve :

$$\vec{H}_\varphi = \frac{-1}{4\pi r} \left\{ \int_0^L (IG''_{-1} - I''G_{-1})dZ + [I \cos \theta G'_{-1} + I'G_{-1}]_0^L \right\} \vec{e}_\varphi \quad (\text{IV. 1})$$

$$\text{avec : } G_{-1} = \int d \cdot G(\gamma_s, d) dd ; \quad G'_{-1} = \frac{\partial G_{-1}}{\partial d} ; \quad G''_{-1} = \frac{\partial^2 G_{-1}}{\partial d^2}$$

$$\text{et } I' = \frac{\partial I(z)}{\partial z} ; \quad I'' = \frac{\partial^2 I(z)}{\partial z^2}$$

### Composante longitudinale du champ électrique

Une triple intégration par parties de l'équation (III.42) fournit:

$$\vec{E}_r = \frac{\eta}{4\pi r \gamma_s} \left\{ \int_0^L (I'G''_{-1} - I'''G_{-1})dZ + [I' \cos \theta G'_{-1} + I''G_{-1} - I \sin^2 \theta (G''_{-1} - G)]_0^L \right\} \vec{e}_r \quad (\text{IV. 2})$$

Où

$$I''' = \frac{\partial^3 I(z)}{\partial z^3}$$

### Composante radiale du champ électrique

De la même manière, après une double intégration par parties de l'équation (III.43), on déduit :

$$\vec{E}_z = \frac{\eta}{4\pi\gamma_s} \left\{ \int_0^L (I'' - \gamma_s^2 I) G \cdot dZ - [I \cos\theta G' + I' G]_0^L \right\} \quad (\text{IV. 3})$$

Les détails des développements analytiques relatifs aux équations intégrales des champs électromagnétiques, décrits brièvement ci-dessus, sont présentés dans l'annexe C.

Dans le cas où l'approximation donnée par la théorie des lignes de transmission est valable, les variables courants et tensions distribuées sur la ligne sont données par les équations (III.52 et III.53) du chapitre précédent.

Pour une ligne monofilaire, ces distributions s'expriment par :

$$\begin{cases} I(z) = \frac{1}{Z_c} (V_i \cdot e^{-\gamma_l z} - V_r \cdot e^{+\gamma_l z}) & (\text{IV. 4}) \\ V(z) = -Z(\omega) \frac{\partial I(z)}{\partial z} = V_i \cdot e^{-\gamma_l z} + V_r \cdot e^{+\gamma_l z} & (\text{IV. 5}) \end{cases}$$

$V_i$  et  $V_r$  sont respectivement les ondes de tension incidente et réfléchie sur la ligne,  $Z_c$  représente l'impédance caractéristique de la ligne,  $\gamma_l$  est la constante de propagation relative à la ligne et  $Z$  est l'impédance linéique de la ligne.

Les équations (IV.4 et IV.5) permettent d'obtenir les trois premières dérivées spatiales du courant par rapport à la position  $z$  :

$$\begin{cases} I'(z) = -\gamma_l V(z) & (\text{IV. 6}) \\ I''(z) = \gamma_l^2 I(z) & (\text{IV. 7}) \\ I'''(z) = \gamma_l^2 I'(z) & (\text{IV. 8}) \end{cases}$$

L'expression générale de la fonction de green donnée au chapitre précédent (équation III.44), peut se mettre sous la forme :

$$G(\gamma_s, d) = G_0 + \Gamma G_1$$

Dans ce cas la variable intermédiaire  $G_{-1}$  devient :

$$G_{-1} = \int d_0 \cdot G_0(\gamma_s, d_0) d(d_0) + \Gamma \int d_1 \cdot G_1(\gamma_s, d_1) d(d_1) \quad (\text{IV.9})$$

Avec :

$$G_0(\gamma_s, d_0) = \frac{e^{-\gamma_s d_0}}{d_0} \quad , \quad \text{et} \quad G_1(\gamma_s, d_1) = \frac{e^{-\gamma_s d_1}}{d_1}$$

L'expression de cette variable intermédiaire ainsi que sa dérivée seconde et tierce s'écrivent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{-1} = \frac{-1}{\gamma_s} (e^{-\gamma_s d_0} + \Gamma e^{-\gamma_s d_1}) \end{array} \right. \quad (\text{IV.10})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} G''_{-1} = \gamma_s^2 G_{-1} \end{array} \right. \quad (\text{IV.11})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} G'''_{-1} = \gamma_s^2 G'_{-1} \end{array} \right. \quad (\text{IV.12})$$

En introduisant les équations (IV.7), (IV.8), (IV.11) et (IV.12) dans les expressions des composantes des champs électromagnétiques données par les équations (IV.1), (IV.2) et (IV.3), on trouve :

$$\vec{H}_\varphi = \frac{-1}{4\pi\Gamma} \left\{ \int_0^L (\gamma_s^2 - \gamma_l^2) I G_{-1} dZ + \left[ [I \cos \theta G'_{-1} + I' G_{-1}] \right]_0^L \right\} \vec{e}_\varphi \quad (\text{IV.13})$$

$$\vec{E}_r = \frac{\eta}{4\pi r \gamma} \left\{ \int_0^L (\gamma_s^2 - \gamma_l^2) I' G_{-1} dZ + [I' \cos \theta G'_{-1} + I'' G_{-1} - I \sin^2 \theta (G''_{-1} - G)] \right\}_0^L \vec{e}_r \quad (\text{IV.14})$$

$$\vec{E}_z = \frac{\eta}{4\pi \gamma} \left\{ \int_0^L (\gamma_l^2 - \gamma_s^2) I G_0 dZ - [(I \cos \theta G' + I' G)] \right\}_0^L \vec{e}_z \quad (\text{IV.15})$$

Lorsque la constante de propagation du milieu environnant les conducteurs  $\gamma_s$  et celle relative au milieu de propagation  $\gamma_l$  sont très proches (voire égales), c'est pratiquement le cas des systèmes aériens composés de conducteurs nus utilisés dans les réseaux CPL outdoor, alors la partie intégrale des composantes des champs EM est négligeable devant la partie fixe [IV.4]. Dans ce cas, les expressions des champs EM se simplifient considérablement et deviennent :

$$\vec{H}_\varphi = \frac{-1}{4\pi\Gamma} \left\{ [I \cos \theta G'_{-1} + I' G_{-1}] \right\}_0^L \vec{e}_\varphi \quad (\text{IV.16})$$

$$\vec{E}_r = \frac{\eta}{4\pi r \gamma} \left\{ [I' \cos \theta G'_{-1} + I'' G_{-1} - I \sin^2 \theta (G''_{-1} - G)] \right\}_0^L \vec{e}_r \quad (\text{IV.17})$$

$$\vec{E}_z = \frac{\eta}{4\pi\gamma} \{[(I \cos\theta G' + I' G)]_0^L\} \vec{e}_z \quad (\text{IV. 18})$$

On parlera alors de la partie fixe des composantes du champ EM rayonné.

### 3. Identification des courants par la méthode Matrix Pencil

L'identification du courant par la méthode « Matrix Pencil » [IV.1] réside dans sa représentation par une somme finie d'exponentielles complexes. Comme la distribution de ce courant s'atténue spatialement, on distinguera dans ces exponentielles un terme oscillatoire et un terme amorti.

Par la suite, le courant sera représenté dans la base de Pencil par un nombre fini de pôles et de leurs résidus associés.

L'avantage de cette méthode, dite haute résolution, est d'identifier avec précision le courant distribué issu soit de la théorie des antennes ou bien mesuré, et de tenir compte des discontinuités géométriques et électriques des supports de transmission.

Dans le cas de la présence de discontinuités électriques ou géométriques, on identifie le courant entre deux discontinuités successives. En général, dans ce cas, deux pôles peuvent suffire à bien identifier le courant.

#### 3.1. Principe de base

La méthode Matrix Pencil [IV.5] est un algorithme permettant de reconstruire un signal donné  $y(z)$  sous la forme d'une somme d'exponentielles complexes décrite par l'expression :

$$y(z) = \sum_{i=1}^M R_i e^{s_i z} \quad (\text{IV. 19})$$

Avec :  $\begin{cases} R_i : & \text{résidu ou amplitude complexe} \\ s_i : & \text{pôle complexe} \end{cases}$

$M$  correspond au nombre de fonctions nécessaires pour mieux estimer le signal considéré.

Si la valeur du signal  $y(z)$  est connue sur  $N$  échantillons, correspondant aux  $N$  positions  $k\Delta z$ , avec  $k = 0, 1, 2, \dots, N - 1$ . L'équation (IV.19) appliquée sur chaque échantillon fournit les  $N$  équations suivantes :

$$\begin{cases} y(0) & = R_1 & + R_2 & + \dots + R_M \\ y(1) & = R_1 e^{S_1 \Delta z} & + R_2 e^{S_2 \Delta z} & + \dots + R_M e^{S_M \Delta z} \\ y(2) & = R_1 e^{2S_1 \Delta z} & + R_2 e^{2S_2 \Delta z} & + \dots + R_M e^{2S_M \Delta z} \\ \vdots & & & \\ y(N-1) & = R_1 e^{(N-1)S_1 \Delta z} & + R_2 e^{(N-1)S_2 \Delta z} & + \dots + R_M e^{(N-1)S_M \Delta z} \end{cases} \quad (\text{IV.20})$$

Les  $M$  pôles complexes  $s_i$  et leurs résidus associés  $R_i$  sont les inconnues à déterminer. L'évaluation de ces inconnues revient à résoudre un problème aux valeurs propres qui sera détaillé dans le paragraphe suivant. Le choix du paramètre  $M$  correspondant au nombre de pôles considérés et devra évidemment être optimal.

### 3.2. Fondements théoriques

Ce paragraphe expose les fondements théoriques de la méthode Matrix Pencil qui décrit la démarche à utiliser lorsqu'on applique la méthode à un signal de courant.

La forme mathématique utilisée pour modéliser un signal issu soit d'une mesure physique ou bien de la simulation est donnée dans plusieurs articles tels que ceux de T. K. SARKAR [IV.6] et [IV.7]. Ainsi, un signal bruité  $y(z)$  évoluant dans l'espace selon la variable  $z$  peut s'écrire sous la forme suivante :

$$y(z) = x(z) + b(z) , \quad 0 \leq z \leq L \quad (\text{IV.21})$$

Avec,

$y(z)$  : Signal mesuré (ou simulé)

$x(z)$  : Signal propre

$b(z)$  : Bruit observé dans le signal mesuré (ou simulé)

Si le signal est échantillonné sur  $N$  points, on considère la discrétisation dans l'espace suivante:

$$y(k) = y(k\Delta z)$$

Avec,  $k = 0, 1, 2, \dots, N - 1$ , où  $\Delta z$  est le pas spatial d'échantillonnage.

On cherche ensuite à exprimer le signal non bruité  $x(z)$  discrétisé sous la forme suivante :

$$x(k) = \sum_{i=1}^M R_i z_i^k \quad (\text{IV.22})$$

Où

$$z_i = e^{s_i \Delta z} = e^{(\alpha_i + j\omega_i) \Delta z} \quad (\text{IV.23})$$

Avec,

$\alpha_i$  : Facteurs d'atténuations de valeurs négatives

$\omega_i$  : Fréquences angulaires

Alors, l'expression complète du signal sera sous la forme :

$$y(k\Delta z) \approx \sum_{i=1}^M R_i z_i^k + b(k\Delta z) \quad (\text{IV.24})$$

Les inconnues du problème sont les  $M$  pôles complexes  $s_i$  ainsi que leur résidu complexe associé  $R_i$ .

La méthode Matrix Pencil utilise un paramètre libre  $P$ , nommé "paramètre de Pencil", dont la valeur est comprise entre celle de la dimension  $M$  de l'espace signal et le nombre  $N$  des échantillons qui représentent le signal  $y(k\Delta z)$ . La robustesse de cette méthode contre le bruit est liée au bon choix de ce paramètre [IV.8].

D'où :

$$M \leq P \leq N \quad (\text{IV.25})$$

La matrice de Hankel  $Y$  associée aux  $N$  échantillons disponibles du signal [IV.9] est donnée par l'expression suivante:

$$Y = \begin{bmatrix} y(1) & \dots & y(P+1) \\ y(2) & \dots & y(P+2) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ y(N-P) & \dots & y(N) \end{bmatrix}_{(N-P) \times (P+1)} \quad (\text{IV. 26})$$

A partir de l'équation(IV.26), on construit les sous matrices de données  $Y_1$  et  $Y_2$ , relatives à celles de Hankel et définies par les expressions présentées dans l'article [IV.9].

$$Y_1 = \begin{bmatrix} y(1) & \dots & y(P) \\ y(2) & \dots & y(P+1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ y(N-P) & \dots & y(N-1) \end{bmatrix}_{(N-P) \times (P)} \quad (\text{IV. 27})$$

$$Y_2 = \begin{bmatrix} y(2) & \dots & y(P+1) \\ y(3) & \dots & y(P+2) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ y(N-P+1) & \dots & y(N) \end{bmatrix}_{(N-P) \times (P)} \quad (\text{IV. 28})$$

Le paramètre ( $P$ ) fixe les dimensions des sous matrices  $Y_1$  et  $Y_2$  et permet de mieux identifier le signal original. La valeur de ce paramètre est discutée dans les références [IV.10] [IV.11], elle est donnée par :

$$\frac{N}{3} \leq P \leq \frac{N}{2} \quad (\text{IV. 29})$$

On notera que l'inégalité IV .29 est plus resserrée que l'inégalité IV.25.

Le principe de la méthode Matrix Pencil repose sur les propriétés de la matrice  $A(\lambda)$  construite à partir des deux sous matrices de Hankel de dimensions  $(N - P) \times (P)$ . Elle est définie par :

$$A(\lambda) = Y_2 - \lambda Y_1 \quad (\text{IV. 30})$$

En l'absence de bruit, les sous matrices de Hankel  $Y_1$  et  $Y_2$  se décomposent suivant des matrices de Vandermonde. Ce qui montre la propriété principale de décalage fixe dans les lignes et les colonnes.

De ce fait, la détermination de la variable scalaire  $\lambda$ , devient équivalente à la résolution de l'équation aux valeurs propres.

Où

$$\det \{A(\lambda)\} = 0 \quad (\text{IV. 31})$$

Les matrices  $Y_1$  et  $Y_2$  sont définies comme dans la référence [IV.1] sous la forme des produits matriciels donnés par :

$$Y_1 = Z_1 \cdot R \cdot Z_2 \quad (\text{IV. 32})$$

$$Y_2 = Z_1 \cdot R \cdot Z_0 \cdot Z_2 \quad (\text{IV. 33})$$

Où  $Z_1$  et  $Z_2$  sont les matrices de Vandermonde définies comme suit :

$$Z_1 = \begin{bmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 \\ z_1 & z_2 & \dots & z_M \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ z_1^{(N-P-1)} & z_2^{(N-P-1)} & \dots & z_M^{(N-P-1)} \end{bmatrix}_{(N-P) \times (M)} \quad (\text{IV. 34})$$

$$Z_2 = \begin{bmatrix} 1 & z_1 & \dots & z_1^{(P-1)} \\ 1 & z_2 & \dots & z_2^{(P-1)} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ 1 & z_M & \dots & z_M^{(P-1)} \end{bmatrix}_{(M) \times (P)} \quad (\text{IV. 35})$$

Tel que,  $Z_0$  et  $R$  sont des matrices diagonales carrées d'ordre  $M$

$$Z_0 = \text{diag}[z_1, z_2, \dots, z_M] \quad (\text{IV. 36})$$

$$R = \text{diag}[R_1, R_2, \dots, R_M] \quad (\text{IV. 37})$$

Où la notation «*diag*» représente une matrice carrée diagonale.

En introduisant les expressions des sous matrices de Hankel données par les équations (IV.32) et (IV.33), dans l'expression (IV.31), on obtient :

$$Y_2 - \lambda Y_1 = Z_1 \cdot R \cdot \{Z_0 - \lambda I\} \cdot Z_2 \quad (\text{IV. 38})$$

Avec  $I$  : matrice identité carrée d'ordre  $(M \times M)$ .

Comme dans les références [IV.1][IV.12], le rang de la quantité matricielle  $A(\lambda)$  donnée par l'équation (IV.30) est égal à  $M$ . Il répond à la double inégalité suivante :

$$M \leq P \leq N - M \quad (\text{IV. 39})$$

Afin de trouver les valeurs des  $z_i$ , on construit le problème aux valeurs propres de l'équation (IV.31). La nouvelle expression est donnée par :

$$\det\{Y_1^+ Y_2 - \lambda I\} = 0 \quad (\text{IV. 40})$$

Où  $Y_1^+$  est la matrice pseudo-inverse de  $Y_1$ , donnée par :

$$Y_1^+ = \{Y_1^T Y_1\}^{-1} \cdot Y_1^T \quad (\text{IV. 41})$$

Où la notation « $Y_1^T$ » représente la transposée de la matrice  $Y_1$ .

Dans le cas général où les signaux sont entachés de bruit, on applique la technique de décomposition en valeurs singulières de la matrice de données, afin de séparer le signal propre du bruit.

### 3.3. Décomposition de la matrice de données en valeurs singulières

Considérons la matrice de Hankel  $Y$  de dimensions  $(N - P) \times (P + 1)$ , donnée par l'expression (IV.26). La décomposition en valeurs singulières consiste à écrire cette matrice sous la forme d'un produit de trois matrices :

$$Y = U S_f V^T \quad (\text{IV. 42})$$

Où  $S_f$  est la matrice des valeurs singulières de dimension  $(N - P) \times (P + 1)$ ,  $U$  et  $V$  sont les matrices modales respectivement de dimension  $(N - P) \times (N - P)$  et  $(P + 1) \times (P + 1)$ . Ces matrices sont telles que:

$$\begin{cases} U U^T = I_{N-P} \\ V V^T = I_{P+1} \end{cases} \quad (\text{IV. 43})$$

$$S_f = \text{diag}\{\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_h\}, \text{ où : } \sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_M \geq \dots \geq \sigma_h \quad (\text{IV. 44})$$

$$\text{Avec,} \quad h = \min\{N - P, P + 1\} \quad (\text{IV. 45})$$

Le rang de la matrice de données  $Y$  est identique au nombre de valeurs singulières non nulles de  $\sigma$ . La détermination des matrices  $U, V$  et  $S_f$  revient à résoudre un problème aux valeurs propres des matrices carrées  $Y^T Y$  et  $Y Y^T$ .

On admet que  $(N - P) > (P + 1)$ . Le produit matriciel  $Y^T Y$  est alors d'ordre  $(P + 1) \times (P + 1)$ , il s'écrit sous la forme :

$$Y^T Y = V S_f U^T U S_f V^T \quad (\text{IV.46})$$

$$Y^T Y = V S_f^2 V^T$$

En absence de bruit, puisque le produit matriciel  $Y^T Y$  est diagonalisable dans une base orthogonale de valeurs propres, ce produit admet  $M$  valeurs propres non nulles et  $(P + 1 - M)$  valeurs propres nulles. En revanche, dans le cas de signaux bruités, toutes les valeurs propres sont non nulles.

D'après l'expression (IV.42), la décomposition en valeurs singulières des matrices  $Y_1$  et  $Y_2$  sera donnée par :

$$Y_1 = U S_f V_1^T \quad (\text{IV.47})$$

$$Y_2 = U S_f V_2^T \quad (\text{IV.48})$$

Où  $V_1$  et  $V_2$  sont deux matrices extraites de la matrice  $V$  en supprimant respectivement la dernière et la première colonne [IV.13].

Afin de filtrer le bruit, on ne garde que les valeurs singulières significatives données par les  $\sigma_i$  (où  $i$  varie de 1 à  $M$ ). Ceci revient à construire les matrices filtrées de  $U$ ,  $V_1$ ,  $V_2$ , et  $S_f$ , on ne gardera de ces matrices que la partie utile.

D'où :

$$U^M = U(1 : N - P, 1 : M)$$

$$V_1^M = V_1(1 : P, 1 : M) \quad (\text{IV.49})$$

$$V_2^M = V_2(2 : P + 1, 1 : M)$$

$$S_f^M = S_f(1 : M, 1 : M)$$

Compte tenu des expressions des sous matrices de Hankel  $Y_1$  et  $Y_2$  données par les équations (IV.47) et (IV.48), on obtient :

$$\det\{U^M S_f^M V_2^{MT} - \lambda U^M S_f^M V_1^{MT}\} = 0 \quad (\text{IV.50})$$

Où encore:

$$\det\{V_2^{MT} - \lambda V_1^{MT}\} = 0 \quad (\text{IV. 51})$$

Après avoir calculé les valeurs propres  $z_i$  qui satisfont à l'équation IV.51, la détermination des résidus  $R_i$  est aisée car elle revient à résoudre un système linéaire de  $N$  équations à  $M$  inconnues :

$$\begin{bmatrix} y(1) \\ y(2) \\ \vdots \\ y(N) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & \cdots & 1 \\ z_1 & z_2 & \cdots & z_M \\ \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ z_1^{(N-1)} & z_2^{(N-1)} & \cdots & z_M^{(N-1)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_1 \\ R_2 \\ \vdots \\ R_M \end{bmatrix} \quad (\text{IV. 52})$$

Le vecteur des  $R_i$  est déterminé par l'inversion de la matrice de Vandermonde.

### 3.4. Choix des paramètres de la méthode Matrix Pencil

Pour identifier au mieux le signal original par l'algorithme de Matrix Pencil, le choix des deux paramètres  $P$  et  $M$  de la méthode est crucial. Rappelons la signification de ces paramètres :

- ✓  $P$  : Le paramètre de Pencil
- ✓  $M$  : Le paramètre, qui correspond au nombre de fonctions nécessaires pour une meilleure identification du signal original.

Concernant le paramètre de Pencil  $P$ , dans le cas où le signal à identifier est donné par une seule composante réelle, sa valeur optimale permettant de minimiser la variance de l'estimateur est [IV.14] :

$$P = \frac{N}{2} \quad (\text{IV. 53})$$

Dans le cas où le signal ne comporte qu'une seule composante non amortie, soit :

$$y(t) = Re^{j\omega t} \quad (\text{IV. 54})$$

L'expression analytique de la variance de l'estimateur est donnée par l'article de T. K. SARKAR [IV.6] :

$$Var(\delta\omega) = \frac{\sigma^2}{|R|^2} \begin{cases} \frac{1}{P(N-P)^2} & \text{si } P \leq N/2 \\ \frac{1}{P^2(N-P)} & \text{si } P \geq N/2 \end{cases} \quad (\text{IV. 55})$$

Dans ce cas, le paramètre de Pencil admet deux valeurs optimales qui dépendent du nombre d'échantillons disponible. Ces valeurs sont données par :

$$P = N/3 \quad \text{et} \quad P = 2N/3$$

Généralement, ce paramètre doit satisfaire à la double inégalité suivante :

$$\frac{N}{3} \leq P \leq \frac{2N}{3} \quad (\text{IV. 56})$$

En ce qui concerne le deuxième paramètre  $M$ , il est conditionné par la double inégalité extraite de l'équation (IV.25) :

$$M \leq P \leq N \quad (\text{IV. 57})$$

En se référant à l'article [IV.1] de T. K. SARKAR, une proposition relative au choix du paramètre  $M$  a été développée. Elle s'appuie sur le classement des valeurs singulières par ordre d'importance. Chaque valeur singulière est classée selon le rapport de sa valeur par rapport à la plus grande des valeurs singulières et toutes les valeurs singulières au-delà de la  $M^{\text{ème}}$  sont fixées égales à zéro. Le paramètre  $M$  est choisi en considérant la valeur singulière  $\sigma_M$  telle que :

$$\frac{\sigma_M}{\sigma_1} = 10^{-p} \quad (\text{IV. 58})$$

Où  $p$  est le nombre de décimales significatives dans les données.

Par exemple, si les données sont exactes jusqu'à 3 chiffres significatifs, alors les valeurs singulières pour lesquelles le rapport de l'équation (IV. 58) est inférieur à  $10^{-3}$  sont essentiellement des valeurs relatives au bruit et ne doivent pas être utilisées dans la reconstruction du signal.

### 3.5. Application de la méthode Matrix Pencil

#### 3.5.1. Configuration à traiter

Dans ce paragraphe, on se propose d'identifier par la méthode de Matrix Pencil, les courants distribués sur une antenne carrée présentant des discontinuités électriques et géométriques. Cette structure est excitée par une source de tension sinusoïdale d'amplitude 1 V à une fréquence de 30 MHz et chargée à sa deuxième extrémité par une charge de valeur 50  $\Omega$ . La figure suivante illustre ce cas test.

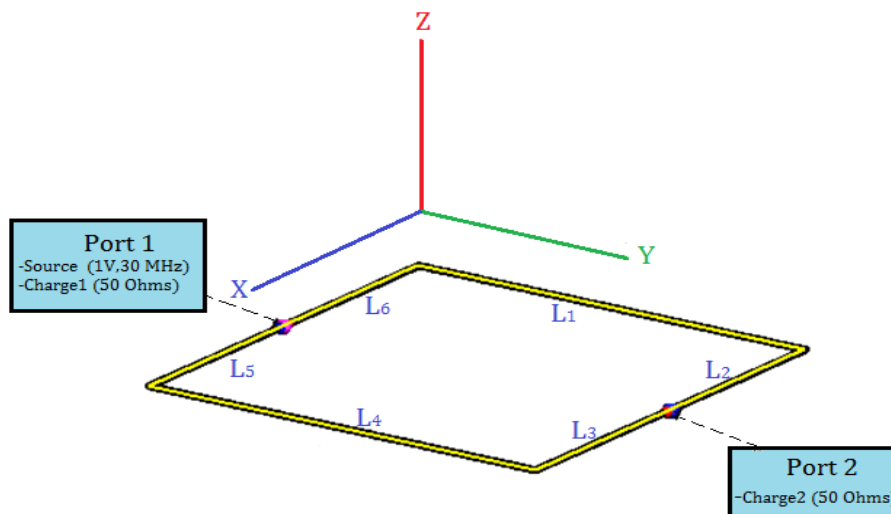


Figure IV. 1 : Antenne carrée dans l'espace libre

Les paramètres géométriques de la structure sont :

$$\begin{cases} L_1 = L_4 = 10 \text{ m} \\ L_2 = L_3 = L_5 = L_6 = 5 \text{ m} \\ r = 1 \text{ mm} \end{cases} \quad \text{où } r \text{ représente le rayon des conducteurs}$$

#### 3.5.2. Reconstruction de la distribution du courant par Matrix Pencil

L'évaluation du rayonnement électromagnétique nécessite la connaissance de la distribution du courant dans le circuit. Cette distribution est obtenue, soit par un logiciel de simulation tel Feko, ou bien par la mesure à l'aide d'appareils spécifiques qui seront décrits dans le chapitre suivant.

Dans notre exemple, la méthode Matrix Pencil est appliquée sur le courant issu directement du logiciel Feko. La figure IV.2 compare le signal initial fourni par Feko et le signal issu de la reconstruction par la méthode Matrix Pencil pour différentes valeurs de  $M$ .

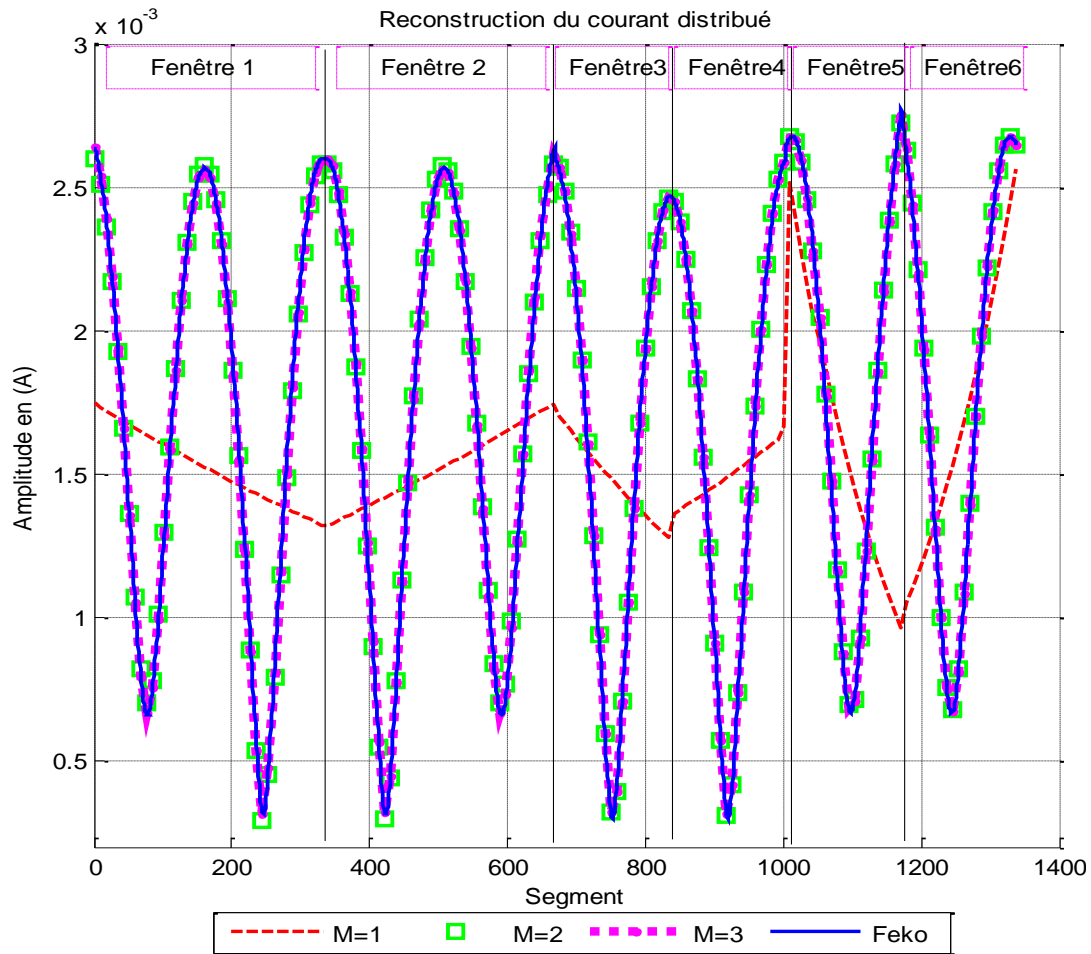


Figure IV. 2: Reconstruction du courant distribué sur la ligne

D'après le résultat de la figure IV.2, on peut constater que deux pôles ( $M = 2$ ) et leurs résidus associés suffisent à décrire convenablement le courant original issu de Feko sur chaque segment entre les discontinuités électriques ou géométriques.

Afin de réduire le temps de calcul de la méthode Matrix Pencil, l'identification du courant a été effectuée sur six fenêtres d'analyses. Chaque fenêtre sert à traiter le courant distribué sur un seul conducteur rectiligne qui ne présente pas de discontinuité.

Le tableau IV.1 donne, pour chacune des fenêtres d'analyse F1 à F6 les valeurs des deux pôles et leurs résidus associés qui ont permis de reconstruire le courant distribué sur la structure.

Fenêtre d'analyse	Pôles	Résidus
F1	-0.0281 - 0.6215i 0.0365 + 0.6210i	-0.0015 - 0.0008i -0.0006 - 0.0006i
F2	-0.0364 - 0.6211i 0.0282 + 0.6214i	-0.0009 - 0.0008i -0.0011 - 0.0007i
F3	-0.0180 - 0.6062i 0.0006 + 0.6314i	-0.0012 - 0.0008i -0.0009 - 0.0007i
F4	-0.0006 - 0.6327i 0.0176 + 0.6075i	0.0009 + 0.0007i 0.0010 + 0.0009i
F5	-0.0095 - 0.5854i 0.0239 + 0.6241i	-0.0008 - 0.0007i -0.0014 - 0.0007i
F6	-0.0253 - 0.6250i 0.0100 + 0.5849i	0.0017 + 0.0007i 0.0006 + 0.0008i

Tableau IV. 1 : Pôles et résidus associés à chaque fenêtre d'analyse

### 3.5.3. L'intérêt de l'indentification par la méthode Matrix Pencil

Comme il a été expliqué dans le chapitre précédent, l'approche utilisée pour estimer les champs EM rayonnés par une structure filaire, nécessite la connaissance du courant et de ses dérivés aux discontinuités électriques et géométriques de cette structure. Le fait d'introduire directement ces informations dans notre code de calcul peut modifier de manière importante les résultats des champs électromagnétiques à cause des bruits numériques induits par la résolution des outils considérés et qui s'amplifient lors de l'évaluation des dérivées première et seconde.

Ainsi, nous proposons dans ce paragraphe de comparer l'évolution spatiale des deux premières dérivées du courant à partir des valeurs issues directement du logiciel Feko et à partir des valeurs obtenues par la méthode Matrix Pencil après identification. Les dérivées issues des valeurs du courant fournies par Feko sont calculées numériquement alors que celles obtenues à partir des pôles et résidus fournies par Matrix Pencil sont calculées de manière analytique en dérivant simplement l'expression (IV-19).

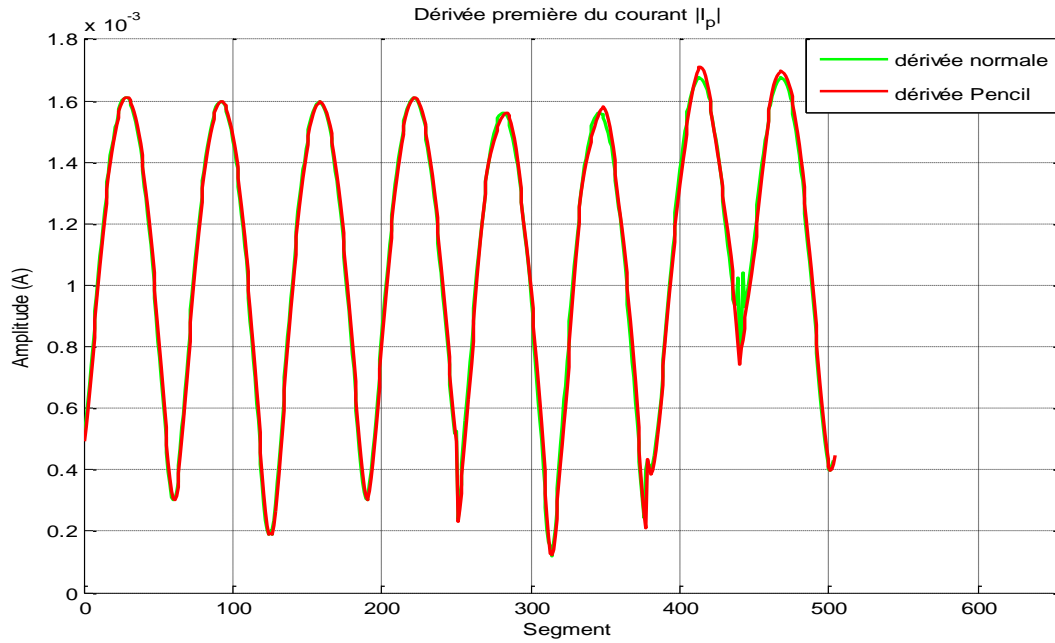


Figure IV. 3 : Dérivée première du courant

La figure IV.3 donne un aperçu du bruit engendré par la dérivée numérique du courant issu de la simulation Feko. Le zoom de la figure IV.4 permet de mettre plus clairement en évidence l'importance de ce bruit numérique

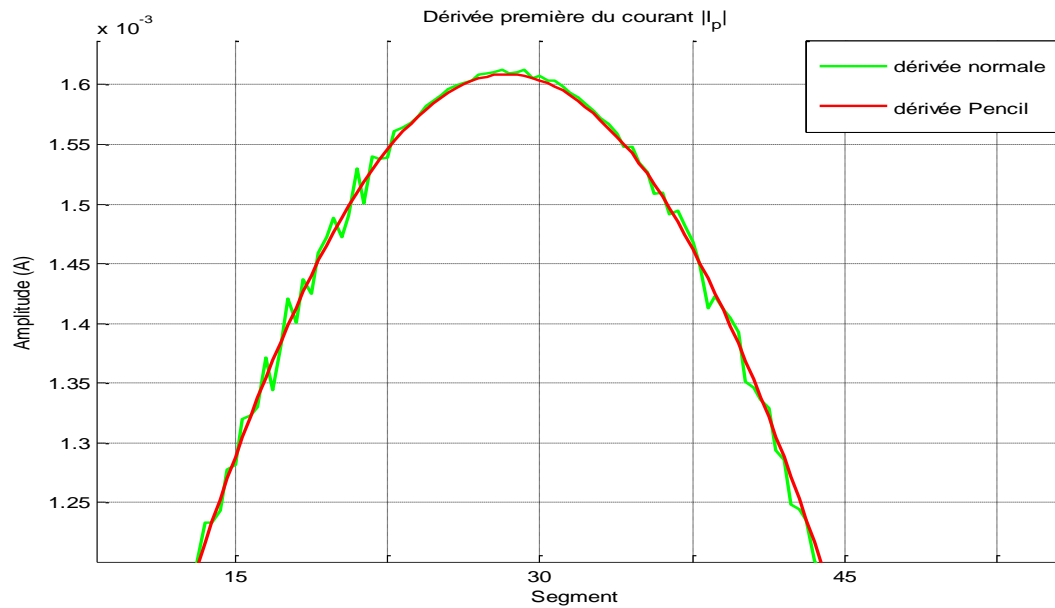


Figure IV. 4 : Zoom sur la dérivée première du courant

Lors du passage de la dérivée première à la dérivée seconde, ce bruit numérique va être amplifié. La figure IV.5 donne le résultat de comparaison entre la dérivée seconde du courant issue de Feko calculée numériquement et celle obtenue après application de la méthode Matrix Pencil. L'importance du bruit numérique apparaît nettement dans ce cas.

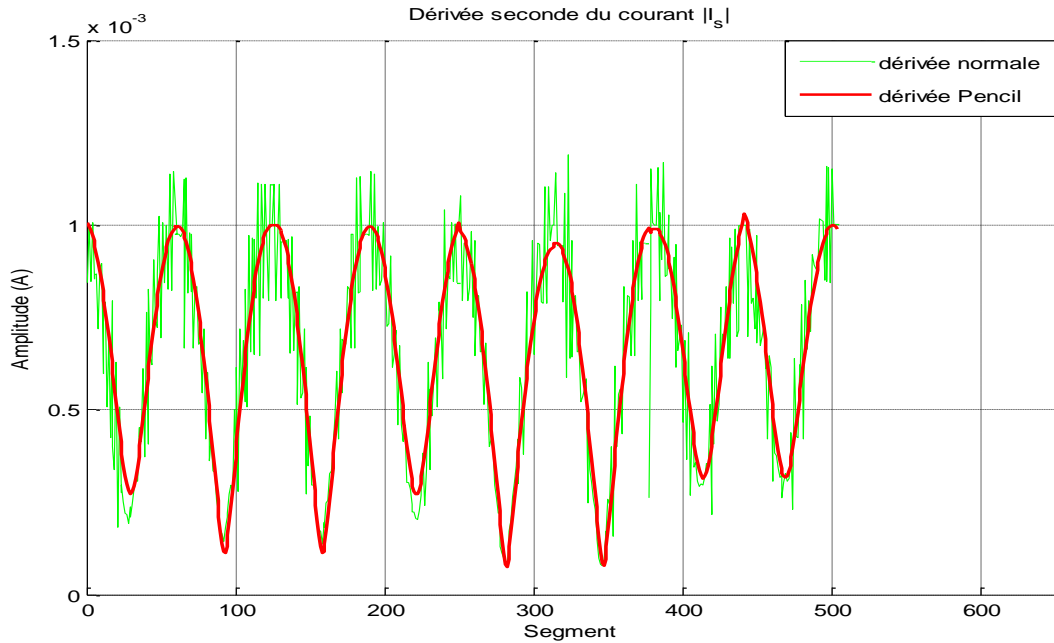


Figure IV. 5 : Dérivée seconde du courant issue de la simulation

L'étude comparative sur les dérivées du courant illustrée par les figures IV.3 à IV.5 montre l'intérêt évident de procéder à une identification des courants distribués sur la ligne par la méthode de Matrix Pencil. En effet, la détermination des pôles et résidus fournis par cette méthode permet d'exprimer le courant sous la forme d'une somme d'exponentielles complexes (équation IV.4) et donc d'en déduire les dérivées de manière analytique permettant de contourner le problème du bruit numérique.

#### 4. Validation de notre modèle pour des cas tests

Afin de valider notre méthode d'estimation du rayonnement EM causé par la circulation des courants dans des structures filaires, nous proposons de traiter trois applications différentes. La première application consiste à estimer le rayonnement émis par une ligne bifilaire parallèle au plan de masse parfaitement conducteur. Pour la deuxième application, nous traitons le cas d'une antenne verticale isolée (gainée) au-dessus d'un plan de masse parfaitement conducteur. Enfin, la troisième application reproduit la réalité d'une partie d'un réseau CPL indoor, à savoir une structure filaire présentant des ramifications et discontinuités.

Pour ces différentes configurations, les résultats obtenus avec nos propres développements sous MATLAB seront confrontés à ceux issus des simulations réalisées par le code FEKO.

## 4.1. Cas d'une ligne bifilaire au-dessus d'un plan de masse

### 4.1.1. Configuration et paramètres géométriques

On considère le cas d'une ligne bifilaire rectiligne de longueur  $L = 100\text{ m}$  située au-dessus d'un plan de masse parfaitement conducteur. Les deux fils ont un rayon  $r = 2\text{ mm}$ . Le premier fil, terminé par une charge de  $R_2 = 50\ \Omega$  est excité par une source de tension sinusoïdale d'amplitude  $V = 2\text{ Volt}$  à la fréquence  $f = 20\text{ MHz}$  et de résistance interne  $R_1 = 50\ \Omega$ . Le deuxième fil, relié directement à la masse d'un côté est chargé par une résistance de  $R_3 = 50\ \Omega$  à sa deuxième extrémité, comme le montre la figure ci-dessous.

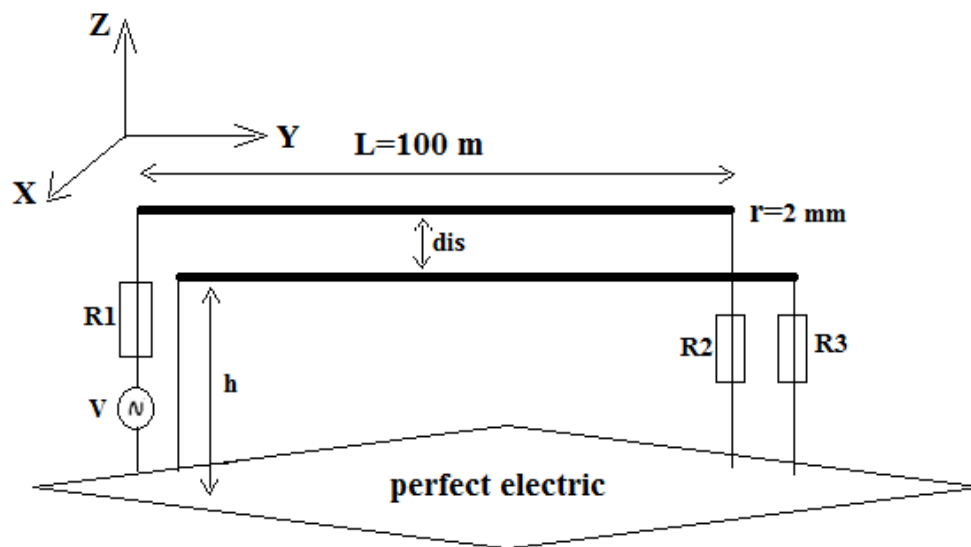


Figure IV. 6 : Schéma et paramètres géométriques

Avec :  $h = 50\text{ cm}$ ,  $dis = 10\text{ cm}$ ,

Ces valeurs des paramètres géométriques ainsi que les charges aux extrémités sont choisies de telle sorte qu'on se trouve dans les bonnes conditions d'application de la théorie des lignes de transmission.

La détermination des champs électromagnétiques utilise alors les valeurs des courants calculées par la théorie des lignes présentée dans le chapitre 3. Dans ce cas, il n'est pas nécessaire de procéder à l'identification du courant par la méthode Matrix Pencil, la théorie des lignes étant capable de décrire aisément les valeurs du courant et de ses dérivées.

### 4.1.2. Champs EM estimés par notre modèle

Les champs électromagnétiques rayonnés ont été évalués pour des points d'observation situés dans le plan  $OXY$ . Ces points d'observation sont spécifiés par leurs coordonnées  $P(x, y, z)$ , telles que :

$$\begin{cases} x \in [-30 \text{ cm} , 30 \text{ cm}] & \text{avec un pas de } 5 \text{ mm} \\ y \in [0 , L/4] & \text{avec un pas de } 50 \text{ cm} \\ z = 60 \text{ cm} \end{cases}$$

Les figures ci-dessous IV.7 et IV.8 décrivent le module du champ électrique évalué par notre approche et comparé au résultat obtenu par le logiciel Feko.

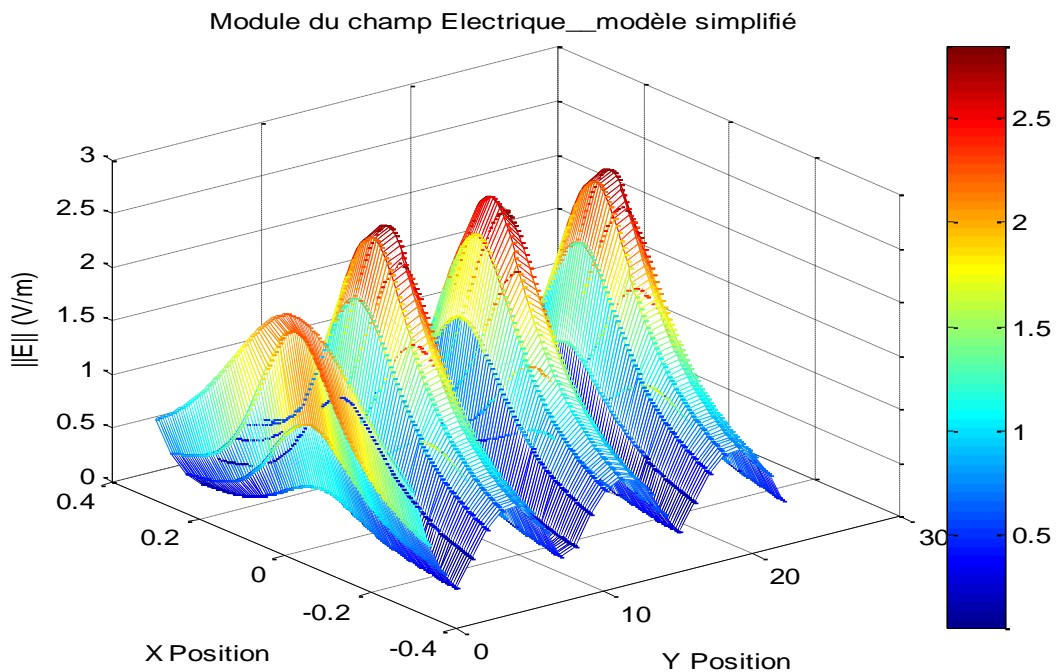


Figure IV. 7 : Module du champ électrique estimé par notre modèle

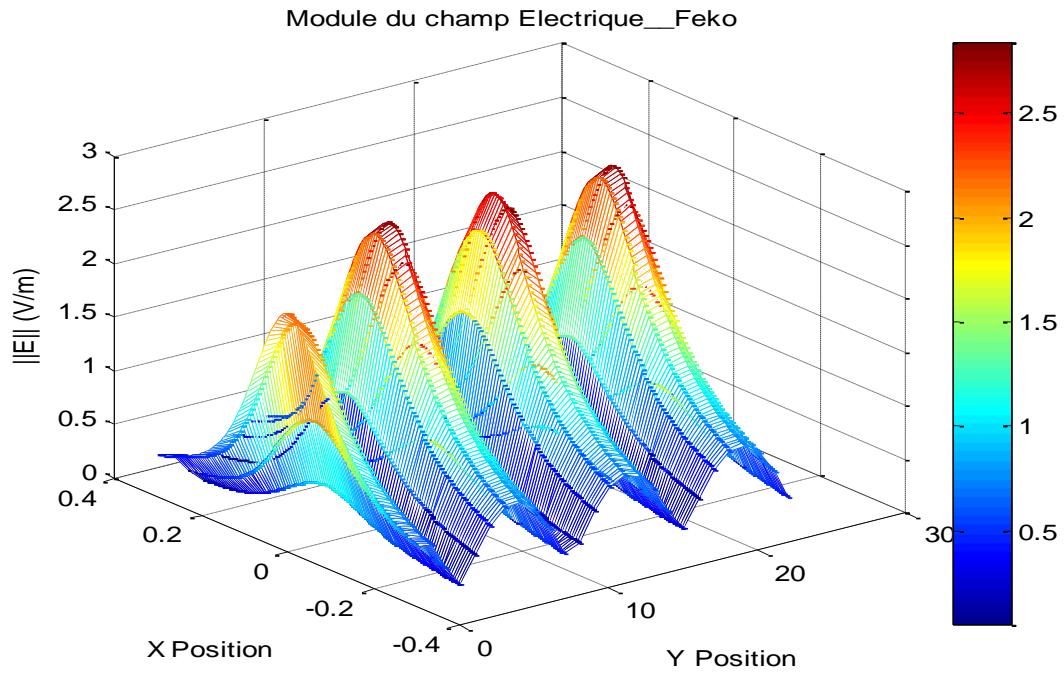


Figure IV. 8 : Module du champ électrique évalué par Feko

Concernant le champ magnétique, les résultats de simulation sont donnés par les figures IV.9 et IV.10.

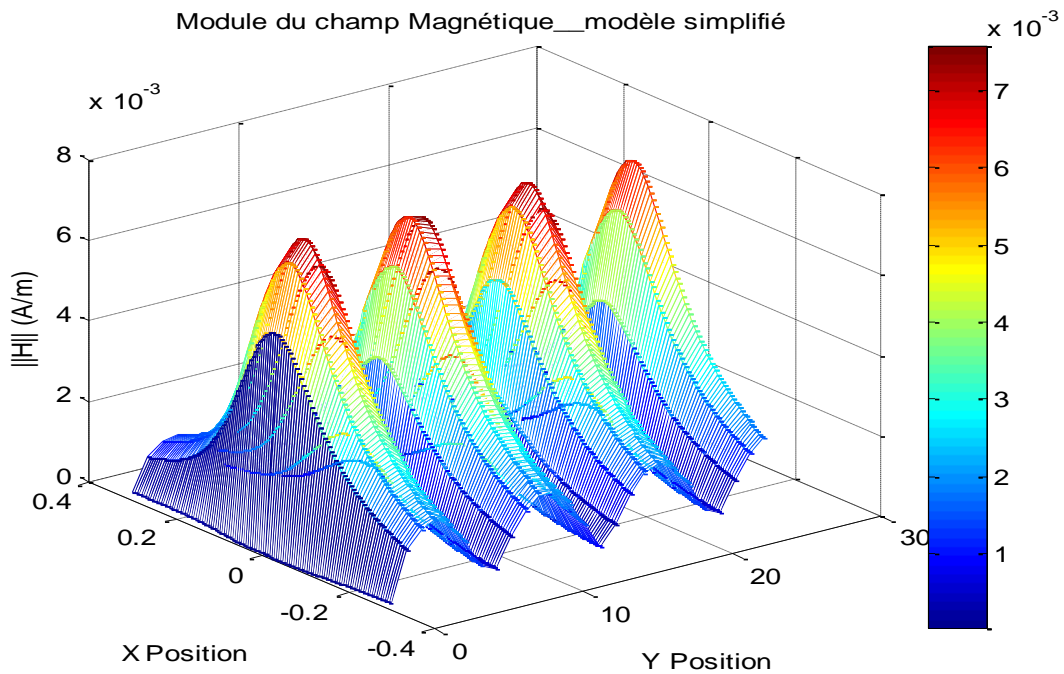


Figure IV. 9 : Module du champ magnétique estimé par notre modèle

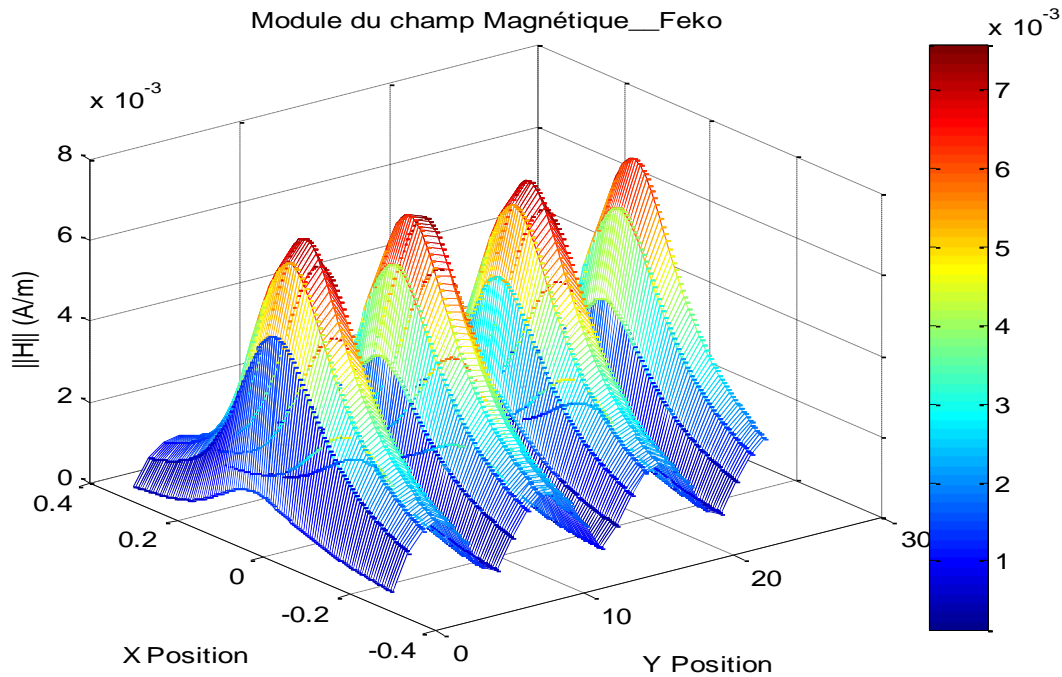


Figure IV. 10 : Module du champ magnétique évalué par Feko

D'après l'ensemble des résultats illustrés sur les figures IV.7 à IV.10, on constate une très bonne concordance entre les résultats issus de notre modèle et ceux simulés par le logiciel Feko. Ceci permet de valider, d'une part notre code qui évalue les champs à partir uniquement des valeurs du courant et de ses dérivées aux discontinuités, et d'autre part notre code basé sur la théorie des lignes et utilisé ici pour le calcul du courant et de ses dérivées aux discontinuités.

## 4.2. Antenne verticale gainée au-dessus d'un plan de masse

### 4.2.1. Configuration et paramètres géométriques

On considère ici le cas d'une antenne verticale de longueur  $L = 20m$ , composée d'un conducteur parfait de rayon  $r = 1mm$  entouré d'une gaine isolante d'épaisseur  $e = 2mm$  et placée au-dessus d'un plan de masse parfaitement conducteur à une hauteur  $h = 50cm$ . La ligne est excitée en son milieu par une source de tension sinusoïdale d'amplitude  $V = 1 Volt$  à une fréquence  $f = 30MHz$ . La figure suivante illustre cette configuration.

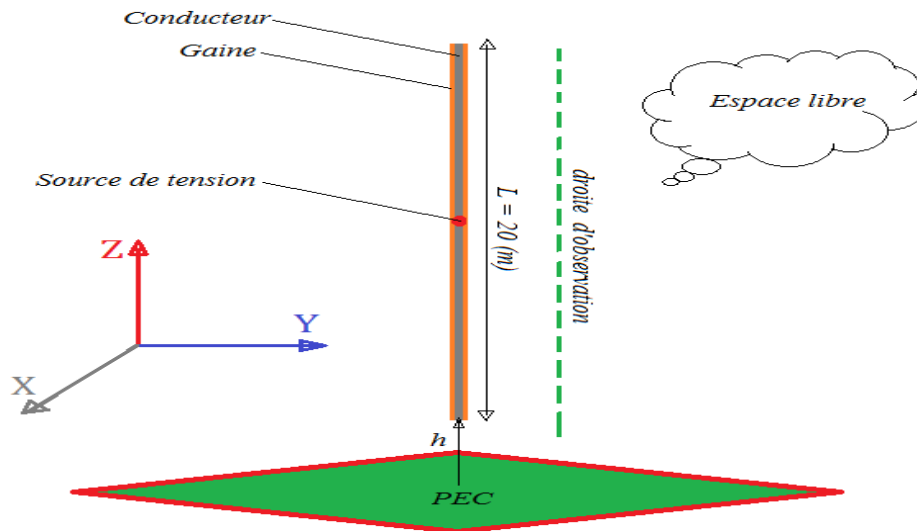


Figure IV. 11 : Antenne verticale au-dessus d'un plan de masse

#### 4.2.2. Estimation des champs électromagnétiques

Les champs électromagnétiques rayonnés sont calculés en des points d'observation situés sur une droite parallèle à l'antenne émettrice. Ces points d'observation sont spécifiés par leurs coordonnées  $P(x, y, z)$ , telles que :

$$\begin{cases} x = 30 \text{ cm} \\ y = 30 \text{ cm} \\ z \in [h, L + h] \text{ avec un pas de } 10 \text{ cm} \end{cases}$$

Dans ce cas, les valeurs du courant et de ses dérivées seront obtenues numériquement à l'aide du logiciel Feko à partir de l'identification du courant par la méthode Matrix Pencil.

##### ➤ Cas de l'antenne nue

On considère dans un premier temps une gaine de permittivité relative  $\epsilon_r = 1$ , ce qui revient à étudier l'antenne verticale nue.

Les résultats reportés sur les figures IV.12 et IV.13 ci-dessous décrivent respectivement le module du champ électrique et le module du champ magnétique en fonction de la position  $z$  du point d'observation. Chacune de ces figures compare les valeurs de champ obtenues par le logiciel Feko et celles issues de notre code. A noter ici que l'on a séparé la partie intégrale et la partie fixe des champs évalués à l'aide de notre modèle.

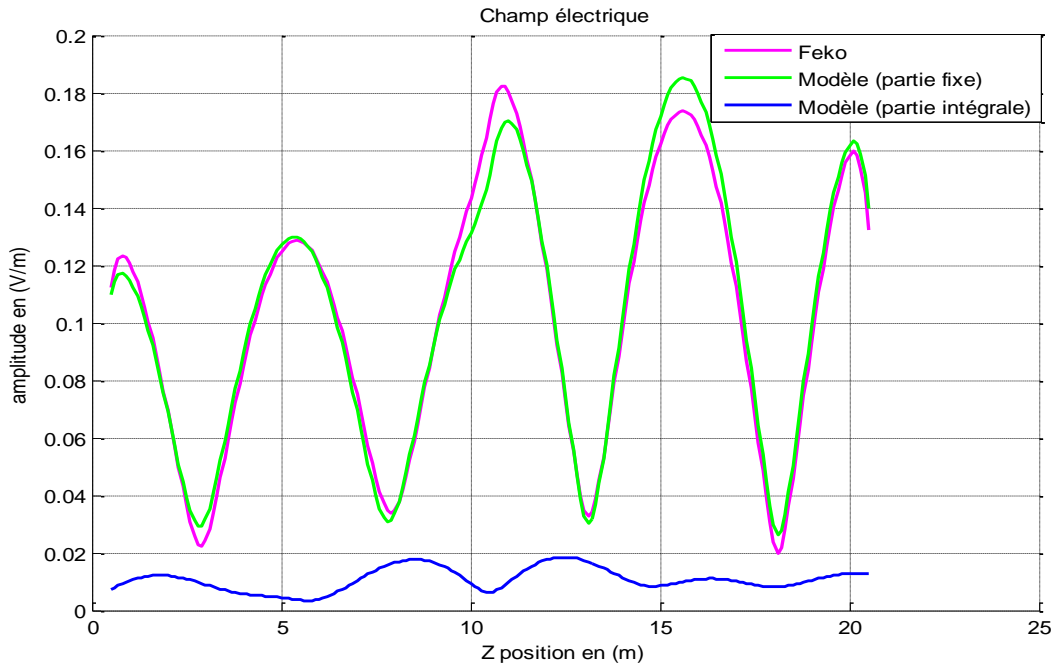


Figure IV. 12 : Module du champ électrique

Au vu des courbes de la figure IV .12, on constate que la partie intégrale du champ électrique rayonné représente une portion très faible du champ électrique total, tandis que la partie fixe est assez importante, et à pratiquement la même amplitude et la même allure que le champ total.

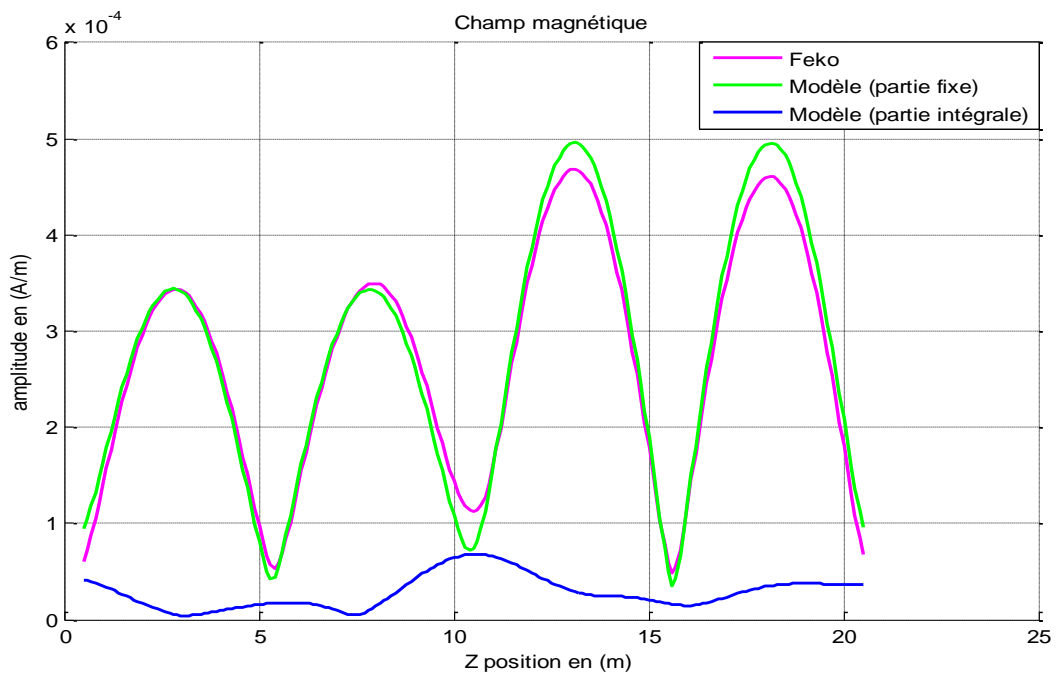


Figure IV. 13 : Module du champ magnétique

De même pour le champ magnétique illustré sur la figure IV.13, on constate que la partie intégrale du champ magnétique rayonné est négligeable devant le champ magnétique total. La partie fixe a quant à elle quasiment les mêmes valeurs que le champ magnétique total.

Puisque la partie fixe des champs dépend des valeurs du courant et de ses dérivées uniquement aux extrémités, on peut conclure que dans ce cas, il ne sera pas nécessaire de connaître la distribution du courant en tous les points du conducteur pour être capable d'exprimer les champs électromagnétiques rayonnés.

➤ **Cas de l'antenne avec gaine isolante**

Nous avons jusqu'à présent prouvé l'aptitude de notre modèle à donner des résultats fiables et précis lorsque la partie intégrale des champs électromagnétiques restait négligeable devant le champ électromagnétique total. Cette hypothèse n'est plus vérifiée si on prend en considération la gaine isolante entourant les conducteurs.

Puisque la vitesse de propagation dans un matériau est inversement proportionnelle à la permittivité relative ( $v_p = c/\sqrt{\epsilon_r}$ ), on propose de tracer l'évolution de la partie intégrale des champs électromagnétiques pour différentes valeurs de la permittivité relative ( $\epsilon_r$ ) de la gaine isolante.

Les figures IV.14 et IV.15 représentent le module de la partie intégrale des champs électrique et magnétique pour différentes valeurs de permittivité de la gaine ( $\epsilon_r = 1, 2, 3, 4$ ).

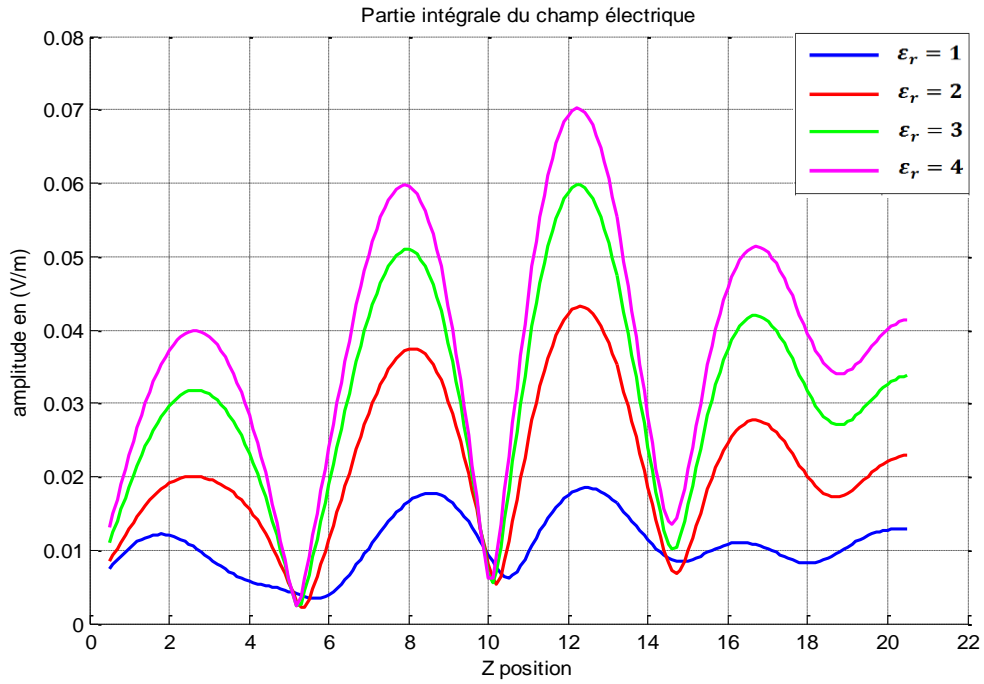


Figure IV. 14 : Module de la partie intégrale du champ électrique

Les courbes de la figure IV.14 montrent que la partie intégrale du champ électrique la plus faible correspond à la permittivité relative du vide ( $\epsilon_r = 1$ ). Elle devient par contre très importante lorsque la gaine est fortement isolante ( $\epsilon_r = 4$ ).

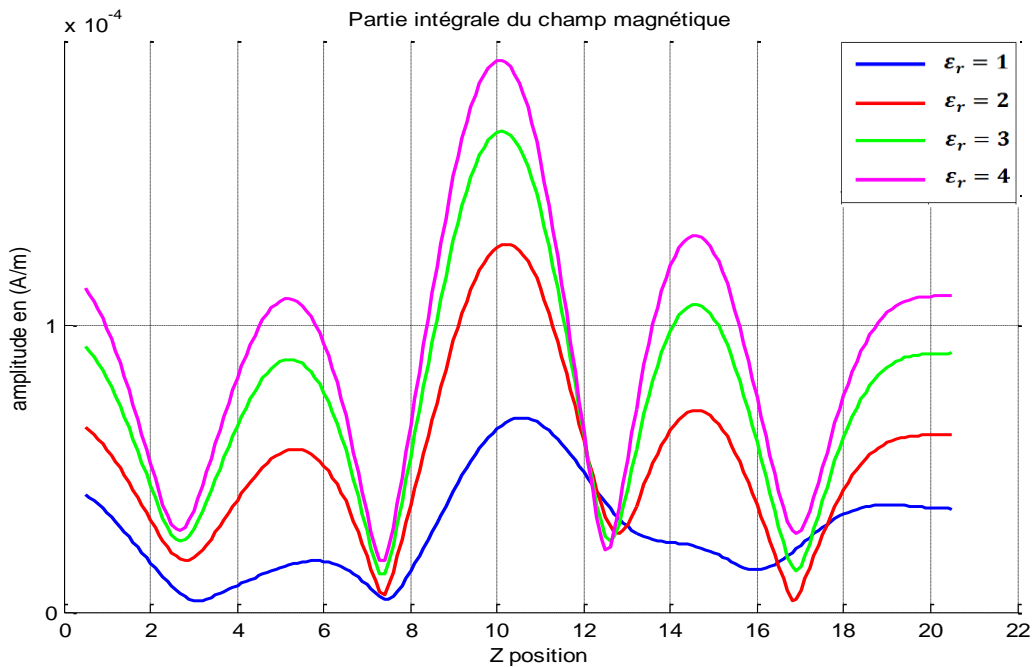


Figure IV. 15 : Module de la partie intégrale du champ magnétique

De même pour la figure IV.15, la partie intégrale du champ magnétique la plus faible correspond à la permittivité relative du vide ( $\epsilon_r = 1$ ), et celle la plus élevée est relative à un milieu fortement isolant ( $\epsilon_r = 4$ ).

Les configurations étudiées jusqu'à présent attestent que notre modèle est capable d'estimer les champs électromagnétiques rayonnés avec une bonne précision dans le cas où la vitesse de propagation dans la gaine est proche de celle du milieu de propagation, ce qui est le cas des conducteurs nus placés dans l'espace libre. Lorsque les valeurs de la permittivité de la gaine sont de plus en plus grandes, la partie intégrale des champs devient de plus en plus importante et donc de moins en moins négligeable devant le champ total. En conséquence, l'étude qui suit consiste à éprouver notre modèle dans le cas où la gaine sera la plus isolante correspondant à une valeur de  $\epsilon_r = 4$ .

Les figures ci-dessous IV.16 et IV.17 comparent les modules des champs électrique et magnétique évalués par notre modèle à ceux obtenus par le logiciel Feko pour l'antenne verticale avec gaine isolante de permittivité  $\epsilon_r = 4$ . Là encore, la partie intégrale et la partie fixe des champs évalués à l'aide de notre modèle sont représentées séparément.

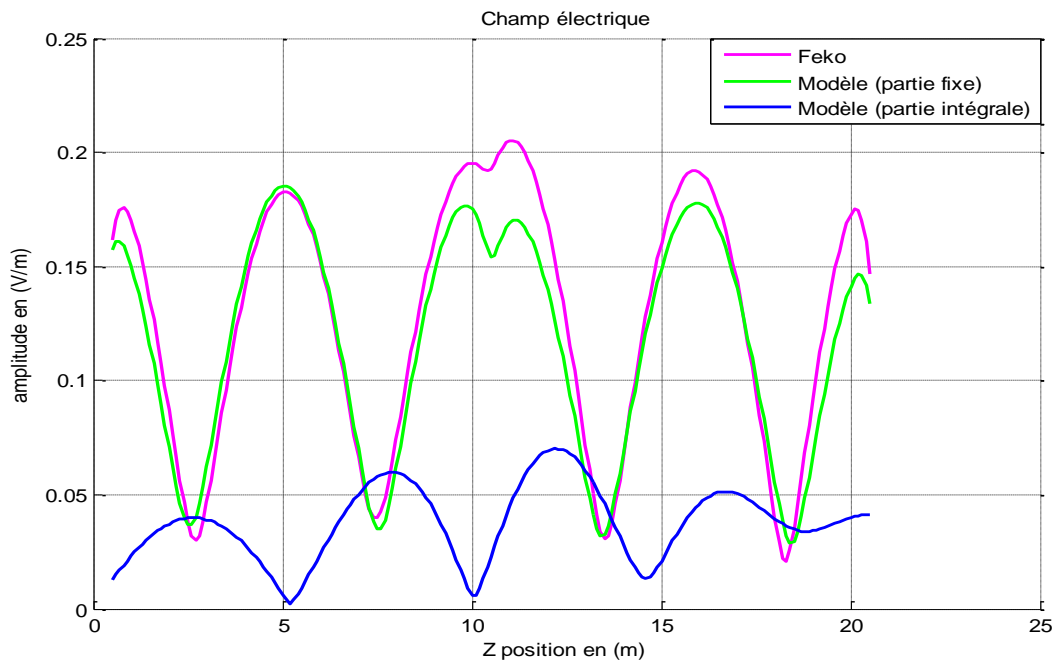


Figure IV. 16 : Module du champ électrique pour ( $\epsilon_r = 4$ )

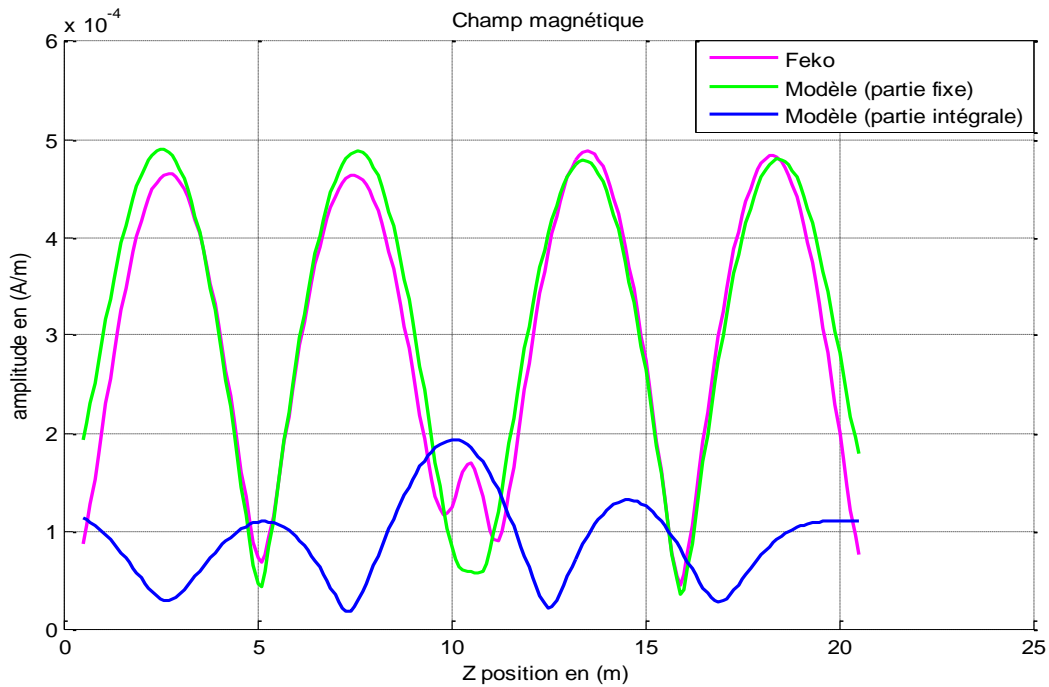


Figure IV. 17 : Module du champ magnétique pour ( $\epsilon_r = 4$ )

Les figures IV.16 et IV.17, montrent que notre modèle reste valable pour cette configuration. Il est capable d'estimer convenablement les champs électromagnétiques rayonnés dans l'espace libre même par une antenne isolée.

### 4.3. Structure similaire à une partie d'un réseau électrique indoor

Nous proposons dans ce paragraphe de traiter un cas comparable à un réseau CPL indoor, sans toutefois prendre en compte l'effet des murs et des cloisons sur le rayonnement électromagnétique émis par le réseau.

Les champs électromagnétiques estimés par notre modèle seront comparés à ceux obtenus par le logiciel Feko. La comparaison sera pratiquée pour une large zone d'observation afin de couvrir les deux régions de rayonnement que sont la région du champ proche et la région du champ lointain.

#### 4.3.1. Configuration

La configuration retenue (figure IV.18), constituée par une ligne bifilaire en cuivre de conductivité  $\sigma = 5.88 \text{ e}7$ , présentant des ramifications et des discontinuités géométriques et électriques peut être considérée comme une portion de réseau CPL. Les deux conducteurs de la ligne bifilaire sont espacés d'une distance de 5 cm. Cette ligne est constituée de quatre tron-

çons de longueur  $L1 = L3 = 15\text{ m}$ ,  $L2 = 7\text{ m}$ , et  $L4 = 5\text{ m}$  alimentant en leur centre quatre prises non connectées ( $P1, P2, P3, P4$  et  $P5$ ). Le premier tronçon  $L1$  est excité par une source de tension sinusoïdale d'amplitude  $0.5\text{ Volt}$  à une fréquence de  $20\text{ MHz}$ . Le dernier tronçon  $L4$  est terminé par une résistance de valeur  $75\ \Omega$  connectée sur la prise électrique  $P5$ .

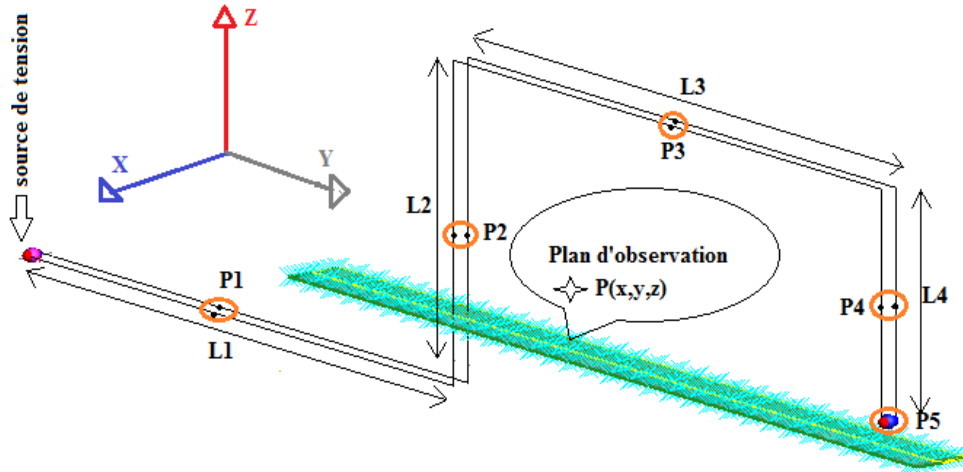


Figure IV. 18 : Configuration étudiée

#### 4.3.2. Résultats de simulation

Les points d'observation spécifiés par leurs coordonnées  $P(x, y, z)$  définissent le plan  $OXY$  suivant :

$$\begin{cases} x \in [ -40\text{ cm} , 40\text{ cm} ] \\ y \in [ 10\text{ m} , 32\text{ m} ] \\ z = 5\text{ m} \end{cases}$$

Ce plan d'observation a été choisi ainsi, de manière à cibler une région dans laquelle le rayonnement est très important.

Les figures ci-dessous IV.19 et IV.20 représentent le module du champ électrique respectivement évalué par notre méthode et obtenu par le logiciel Feko.

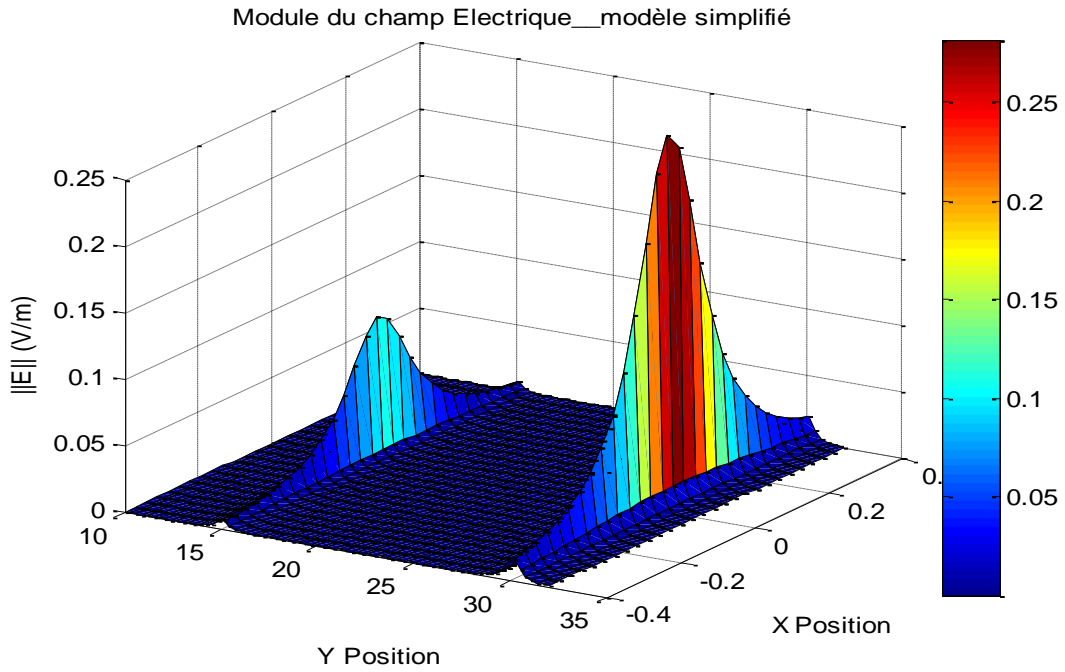


Figure IV. 19 : Module du champ électrique estimé par notre modèle

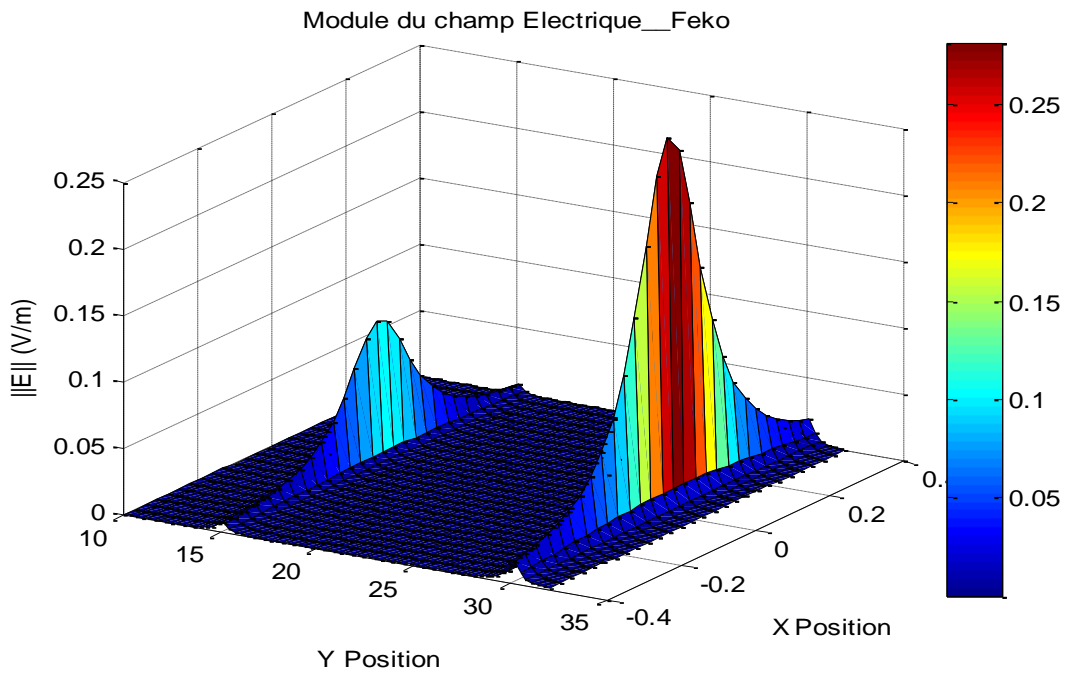


Figure IV. 20 : Module du champ électrique simulé par Feko

Concernant le champ magnétique, les figures IV.21 et IV.22 représentent de façon similaire les résultats fournis par notre modèle et ceux obtenus à l'aide du logiciel Feko.

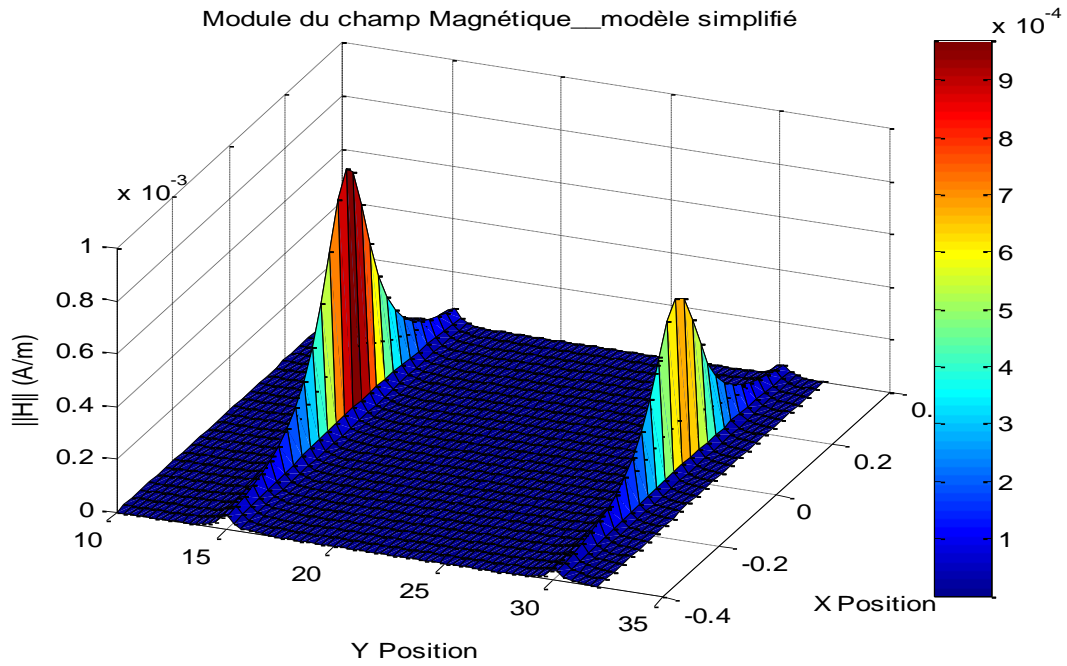


Figure IV. 21 : Module du champ magnétique estimé par notre modèle

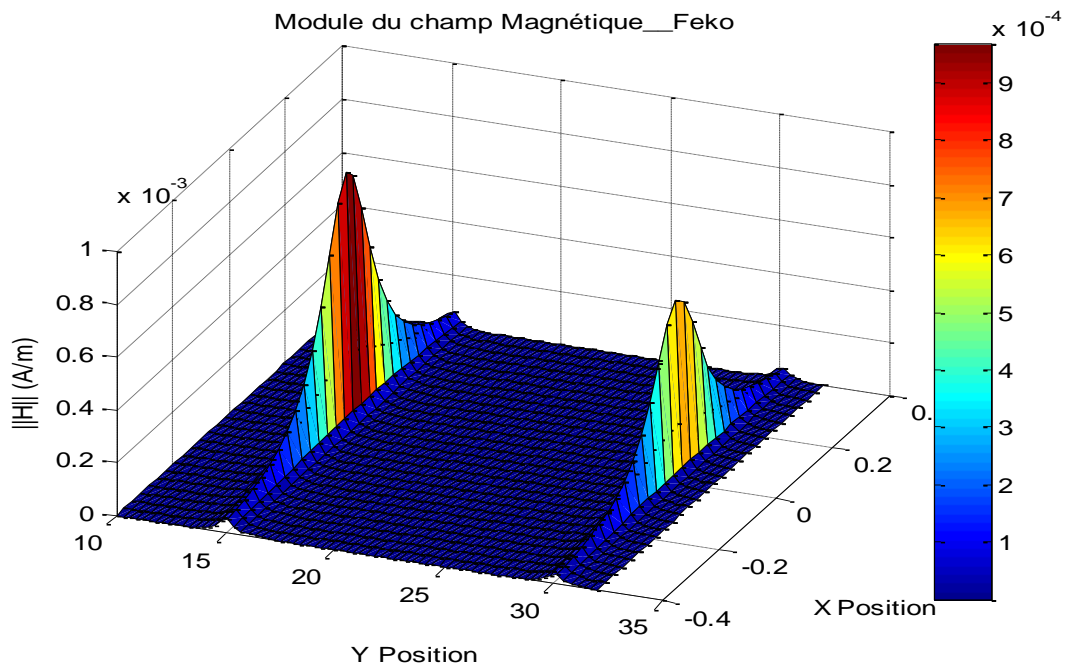


Figure IV. 22 : Module du champ magnétique évalué par Feko

Les comparaisons précédentes, relatives au champ électrique, figures IV.19 et IV.20 et au champ magnétique, figures IV.21 et IV.22 révèlent une excellente concordance entre les deux méthodes utilisées. Elles mettent ainsi en évidence l'aptitude de notre méthode à estimer le rayonnement électromagnétique dû au réseau électrique CPL indoor.

De plus, les différentes simulations effectuées sur cette configuration permettent de confirmer que les valeurs des champs électrique et magnétique sont importantes dans la région du champ proche et diminuent fortement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'antenne émettrice.

### 4.3.3. Caractéristique de l'onde plane

L'objectif de ce paragraphe est de vérifier la capacité de notre modèle analytique à donner des résultats fiables et précis, autant en zone éloignée qu'en zone proche. Ainsi, on se propose de tracer l'évolution du rapport ( $\|\vec{E}\|/\|\vec{H}\|$ ), pour une zone d'observation très étendue autour de la structure émettrice.

Les points d'observation spécifiés par leurs coordonnées  $P(x, y, z)$  définissent le plan  $OXY$  suivant :

$$\begin{cases} x \in [ -100 \text{ m} , 100 \text{ m} ] \\ y \in [ -100 \text{ m} , 100 \text{ m} ] \\ z = 5 \text{ m} \end{cases}$$

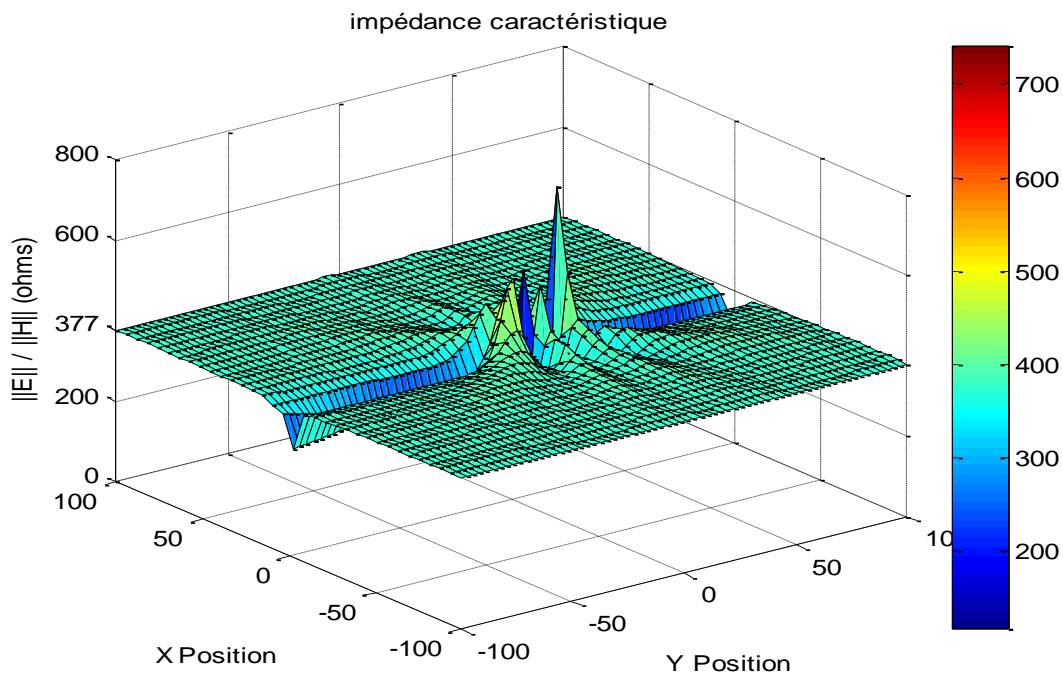


Figure IV. 23 : Evolution de l'impédance caractéristique dans l'espace libre

La figure IV.23 permet de constater que dans la région du champ lointain ce rapport tend vers la valeur  $377 \Omega$ , ce qui est caractéristique de l'onde plane puisque dans cette région, le champ électrique radial est bien entendu négligeable devant le champ électrique tangentiel.

Au vu de l'ensemble des cas tests traités par notre approche, nous pouvons affirmer que notre modèle est une méthode de modélisation efficace pour évaluer le rayonnement des champs EM autour des structures filaires. Qui ne nécessite pas la connaissance des courants distribués le long de la structure, ce qui est infaisable avec les codes de simulation existants (FEKO, NEC,... etc.).

## 5. Conclusion

Le travail présenté dans ce chapitre vise à évaluer les champs électromagnétiques autour des structures filaires, sans faire appel aux courants distribués à l'intérieur des structures filaires. En pratique, l'accès à la mesure de ces courants est très difficile voire impossible. Dans notre modèle on ne tiendra compte que du courant et de ses deux dérivées spatiales aux extrémités.

Les développements analytiques des expressions intégrales des champs EM, que nous avons réalisés, ont permis une décomposition des composantes des champs en deux parties, une partie intégrale qui nécessite la connaissance de la distribution des courants sur toute la structure, et une partie fixe qui n'a besoin que des informations aux discontinuités.

Dans le cas où la théorie des lignes de transmission est capable de décrire convenablement la distribution des courants sur les conducteurs, nous avons montré que notre modèle est une méthode de modélisation exacte puisque la partie intégrale est nulle. Dans le cas contraire, l'identification des courants issus de la théorie des antennes, par la méthode Matrix Pencil, est exigée à ce stade des connaissances.

Notre approche a été testée à travers le traitement de quelques configurations. Le bon accord obtenu entre l'ensemble des résultats de comparaison montre la validité et l'applicabilité du formalisme proposé afin de modéliser le rayonnement EM émis par des structures filaires avec le minimum d'informations mesurées. Ce qui permet d'une part de traiter les cas pour lesquels la mesure du courant le long de la ligne est compliquée, et parfois impossible à obtenir, et d'autre part d'optimiser le temps de traitement numérique réalisé par les code de calcul.

Après avoir validé notre modèle à l'aide du logiciel de simulation Feko, la prochaine étape consiste en une validation expérimentale. Le chapitre suivant est ainsi consacré à cette validation expérimentale pour quelques configurations tests.

## *Références bibliographiques*

- [IV.1] T. K. SARKAR and O. PEREIRA - Using the Matrix Pencil Method to Estimate the Parameters of a Sum of Complex Exponentials - IEEE Antennas and Propagation Magazine - Vol.37 - N°.1 - February 1995.
- [IV.2] A.Liakouti, A. Benbassou, K. El Khamlichi Drissi et L. Koné, Evaluation des champs EM rayonnés à partir des courants aux discontinuités, CEM 2016, Rennes- France.
- [IV.3] A. Liakouti, A. Benbassou, K. El Khamlichi Drissi, K. Kerroum, An Efficient Model of the Electromagnetic Field Radiated from Different PLC Configurations, Vol. 6, N. 4 ISSN 2039 – 5086 August 2016.
- [IV.4] A.Liakouti, A. Benbassou, J. Belkaid, K. D.Khamlichi, K. Karroum, MODELISATION DU RAYONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE ÉMIS PAR UNE STRUCTURE PLC, TELECOM'2015 & 9ème JFMMA, Meknès- Maroc.
- [IV.5] Y. Hua, T.K. Sarkar, "Generalised pencil-of-function method for extracting poles of an EM system from its transient response", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 37, No. 2, pp. 229-234, February 1989.
- [IV.6] Y. HUA, and T. K. SARKAR- Matrix Pencil Method for Estimating Parameters of Exponentially Damped/Undamped Sinusoids in Noise- IEEE Transactions on Acoustics, Speech, & Signal Processing, Vol. 38, No. 5, pp. 814-824, May 1990.
- [IV.7] T. K. SARKAR, F. HU, Y. HUA, and M. WICKS- A Real Time Signal Processing Technique for Approximating a Function by a Sum of Complex Exponentials Utilizing the Matrix-Pencil Approach- Signal Processing - A Review Journal, (Invited Paper), Vol. 4, No. 2, pp. 127-140, April 1994.
- [IV.8] Mohamed CHAABAN - Contribution À L'étude Du Rayonnement Des Conducteurs Filaires - Thèse en Electronique et systèmes soutenue à Clermont-Ferrand le 31 Mai 2011.
- [IV.9] T. K. SARKAR, S. PARK, and S. M. RAO- Application of the Matrix Pencil Method for Estimating the SEM (Singularity Expansion Method) Poles of Source-Free Transient Responses from Multiple Look Directions- IEEE Transactions on Antennas & Propagation, Vol. 48, No. 4, pp. 612-618, Apr. 2000.
- [IV.10] Y. HUA and T. K. SARKAR- On the Total Least Squares Linear Prediction Method for Frequency Estimation- IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing, Vol. 38, No. 12, pp. 2186-2189, December 1990.
- [IV.11] Y. HUA and T. K. SARKAR- On SVD for Estimating Generalized Eigen values of Singular Matrix Pencil in Noise - IEEE Transactions on Signal Processing, Vol. 39 No. 4, pp. 892-900, April 1991.
- [IV.12] Y. HUA and T. K. SARKAR- Matrix pencil and system poles- Signal Processing, Vol. 21, No.2, pp. 195-198, 1990.
- [IV.13] C. K. E. LAU and T. K. SARKAR- Combined CDMA and Matrix Pencil Direction of Arrival Estimation- Proc. VTC (Vehicule technology Conference), Vol.1, pp. 496-499, 2002.
- [IV.14] Hala NAJMEDDINE - Méthode d'identification et de classification de la consommation d'énergie par usages en vue de l'intégration dans un compteur d'énergie électrique - Thèse en Electronique et systèmes soutenue à Clermont-Ferrand le 09 décembre 2009.

## Chapitre 5 : Mesure des champs EM et validation expérimentale de notre modèle simplifié

## 1. Introduction

Le chapitre précédent, après avoir présenté les fondements théoriques de notre modèle simplifié, a permis de le valider en comparant les résultats obtenus avec ceux issus d'autres méthodes de simulation. L'objectif de ce dernier chapitre est à présent de procurer une validation expérimentale de notre modèle. Ainsi, les valeurs des champs électromagnétiques rayonnées par les structures filaires et estimées par notre méthode, seront confrontées à celles issues de la mesure.

Les différentes expérimentations destinées à valider notre approche ont été effectuées au sein de l'équipe TELICE de L'IEMN à l'université de Lille 1 en France. Elles ont principalement été réalisées à l'intérieur d'un local équipé d'un banc de mesure spécifique, afin d'obtenir des mesures reproductibles.

Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre concernent la mesure du courant aux discontinuités électriques et géométriques des structures considérées, ainsi que celle des champs électromagnétiques rayonnés par ces mêmes structures.

La gamme de fréquence explorée se situe entre 1 *MHz* et quelques dizaines de *MHz* afin de se placer dans la bande occupée par la technologie CPL. Les signaux injectés sur la ligne sont purement sinusoïdaux et non modulés.

Dans cette étude, et pour les configurations étudiées, la validation de notre modèle consiste en une double confrontation. Les résultats issus de nos propres développements sous Matlab seront comparés à la fois à ceux obtenus expérimentalement et à ceux obtenus par simulation à l'aide du logiciel FEKO.

## 2. Description du banc de mesure

Le banc de mesure utilisé est décrit sur la figure V.1. Il permet de mesurer le courant aux extrémités ainsi que les champs électromagnétiques rayonnés par la structure à tester. Il est composé de :

- Une chambre anéchoïque dont les parois absorbent les ondes électromagnétiques,
- Un générateur et un récepteur HF,
- Un transformateur large bande de rapport de transmission unitaire,

- Une antenne boucle qui, après une correction relative au facteur d'antenne, donne la mesure du champ magnétique pour un point d'observation donné,
- Une antenne monopole utilisée pour la mesure du champ électrique,
- Une sonde de courant capable de mesurer la différence de potentiel en n'importe quel point de la ligne et d'en déduire le courant, après une correction relative à l'impédance de transfert.

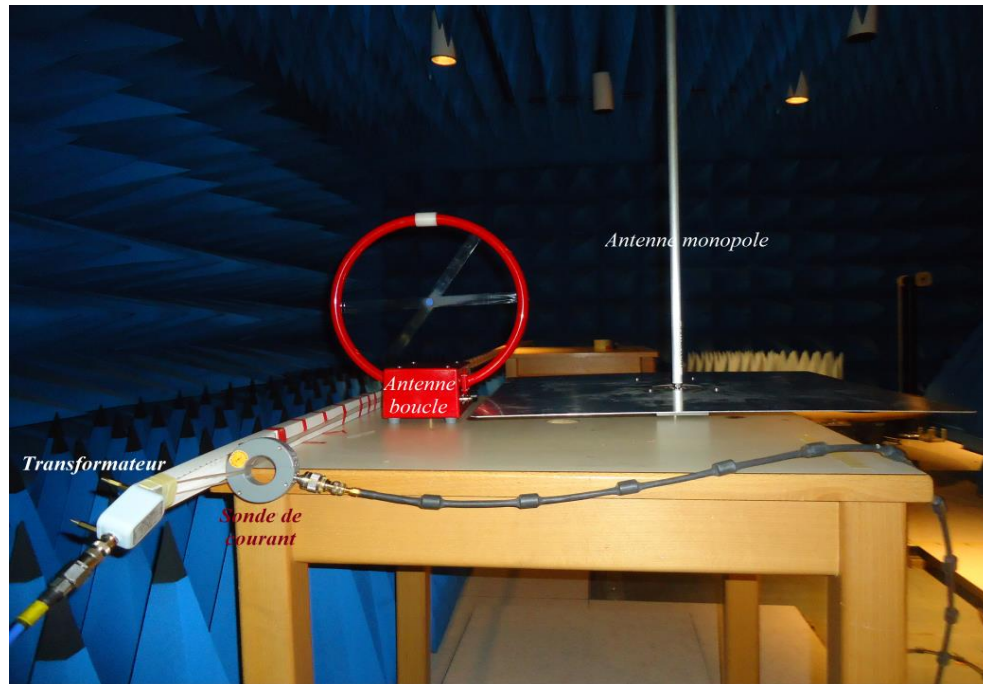


Figure V. 1 : Description du banc de mesure

Afin d'automatiser l'injection du signal dans la structure filaire et de balayer toute la bande de fréquence, nous avons remplacé le générateur et le récepteur HF par un analyseur de réseaux vectoriel. Le premier port de l'analyseur vectoriel sert à l'injection d'un signal sinusoïdal dans le réseau, tandis que le deuxième port sert à la réception du signal capté par l'antenne.

### 3. Validation expérimentale de notre approche

L'objectif de ce paragraphe est de valider notre modèle basé sur la connaissance du courant et de ses deux premières dérivées aux discontinuités électriques et géométriques. Dans ce but, nous proposons de tester deux configurations différentes. Pour chaque cas test, les valeurs du courant et des champs électromagnétiques obtenues par notre modèle seront confrontées à la fois à celles issues du logiciel Feko et à celles obtenues expérimentalement.

### 3.1. Cas d'une ligne monofilaire parallèle à un plan de masse

Une ligne composée d'un conducteur en cuivre de conductivité  $\sigma = 59.6 \cdot 10^6 (\Omega m)^{-1}$ , de longueur  $L = 2,91 (m)$  et de rayon  $r = 1 (mm)$ , entouré d'une gaine isolante. La ligne est placée en parallèle à un plan de masse fortement conducteur à une hauteur  $h = 9 (cm)$ , cette ligne est excitée par une tension sinusoïdale d'amplitude 1 Volt et d'impédance interne de  $50 \Omega$ , délivrée par un analyseur de réseau vectoriel pour une fréquence variable de 1 MHz à 60 MHz comme le montre la figure ci-dessous.

Le premier cas à tester consiste en une ligne composée d'un conducteur de cuivre de conductivité  $\sigma = 59,6 \cdot 10^6 (\Omega m)^{-1}$ , de longueur  $L = 2,91 m$  et de rayon  $r = 1 mm$ , entouré d'une gaine isolante, comme décrite dans la figure V.2. La ligne est située parallèlement à un plan de masse fortement conducteur à une hauteur  $h = 9 cm$ . Elle est excitée par une tension sinusoïdale d'amplitude 1 Volt et d'impédance interne de valeur  $50 \Omega$ , délivrée par l'analyseur de réseau vectoriel, à une fréquence variant de 1 MHz à 60 MHz.

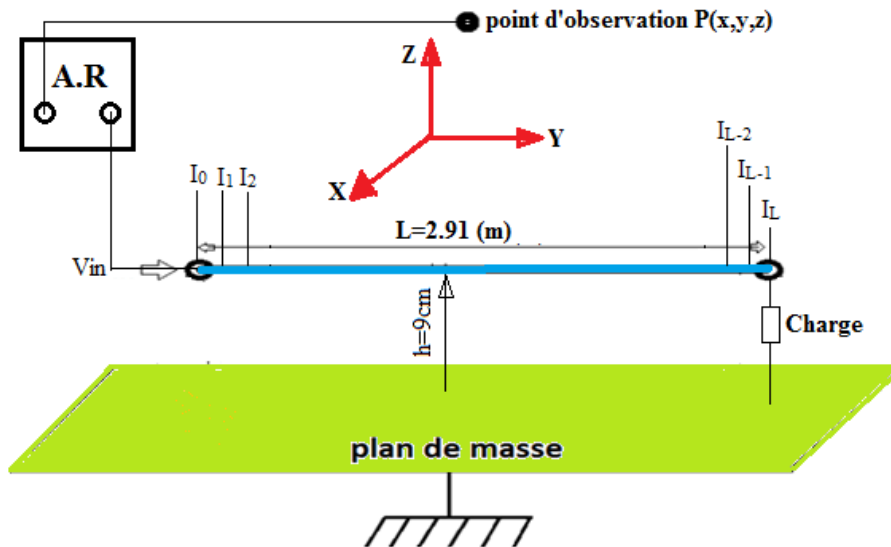


Figure V. 2 : Ligne monofilaire parallèle au plan de masse

#### 3.1.1. Mesure des courants aux discontinuités

À l'aide d'une sonde de courant nous avons mesuré le courant aux extrémités de la ligne dans la bande de fréquence  $[1 MHz, 60 MHz]$ . Ces mesures ont été effectuées pour trois points espacés de la même distance  $\Delta Y$  (voir figure V.2), afin de pouvoir extraire les deux premières dérivées spatiales du courant. En effet, en approximant les dérivées par des différences finies à gauche, il vient :

$$I'(i) = \frac{I(i) - I(i-1)}{\Delta Y} \quad \text{et} \quad I''(i) = \frac{I'(i) - I'(i-1)}{\Delta Y} \quad \text{pour } i \text{ allant de } 1 \text{ à } 3$$

Afin de respecter les conditions de convergence de nos résultats, le pas de discrétisation a été choisi tel que :  $\Delta Y \ll \lambda_{\min}$  où  $\lambda_{\min}$  correspond à longueur d'onde minimale du signal injecté sur la ligne.

Les figures suivantes V.3 et V.4 donnent la valeur du courant mesuré à l'entrée et à la sortie de la ligne en fonction de la fréquence. Pour chacune de ces figures, les résultats expérimentaux sont comparés à ceux obtenus par simulation en utilisant les deux théories, la théorie des lignes (Code propre développé sous Matlab), et celles des antennes (logiciel Feko).

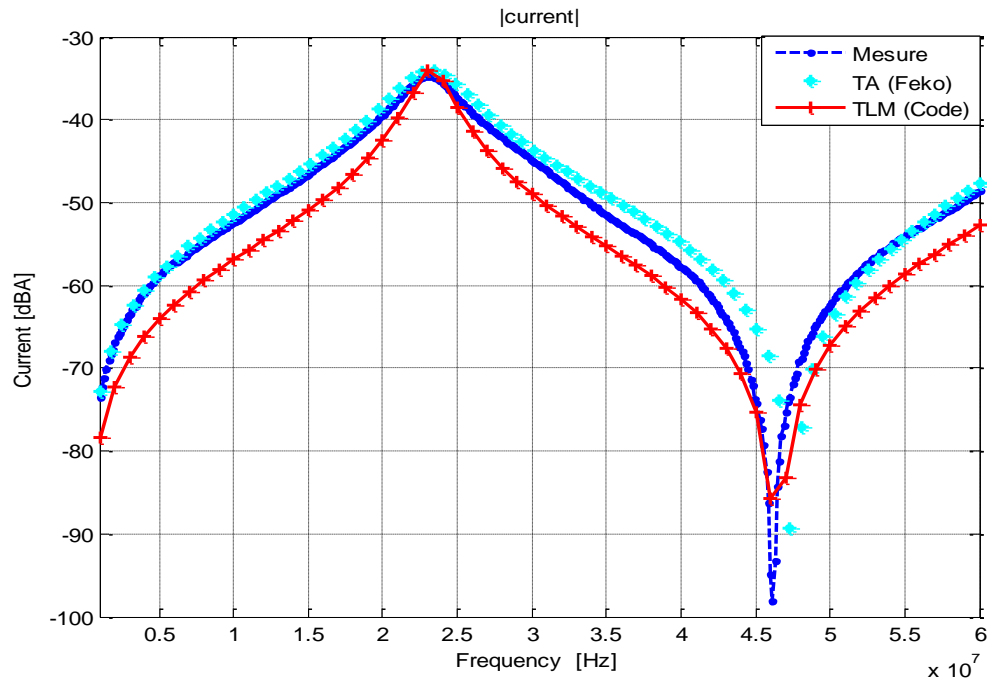


Figure V. 3 : Courant à l'entrée de la ligne

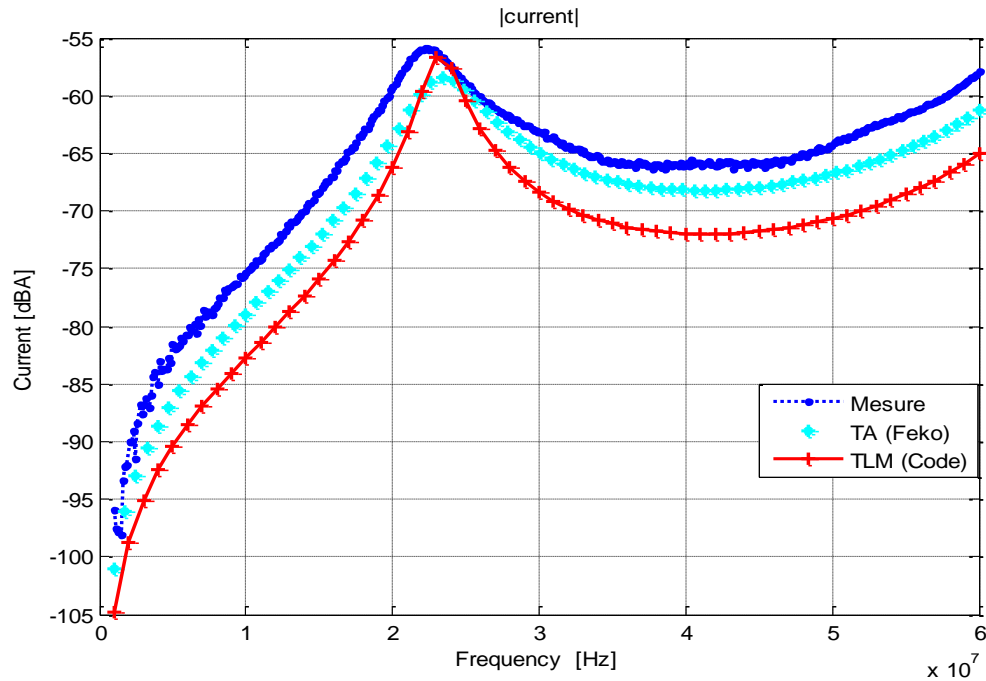


Figure V. 4 : Courant à la sortie de la ligne

D'après les résultats illustrés sur les figures V.3 et V.4, on peut constater que la théorie des antennes dans le domaine fréquentiel décrit l'évolution du courant avec plus de précision que ne le fait la théorie des lignes de transmission. La bonne convergence des résultats expérimentaux vers ceux simulés montre d'une part la validité de notre code basé sur la TLM et d'autre part la validité de l'étape expérimentale.

### 3.1.2. Mesure des champs électromagnétiques et validation

Les valeurs des champs rayonnés issues de la mesure, vont être comparées aux résultats de simulation pour une gamme de fréquences [1 MHz, 30 MHz]. Ces mesures ont été effectuées à l'aide d'une antenne boucle pour le champ magnétique et d'une antenne monopole pour le champ électrique, toutes deux associées à l'analyseur de réseau vectoriel. Ces mesures du champ électromagnétique ont été réalisées en des points situés au-dessus d'un plan de masse en cuivre fortement conducteur, à des distances très faibles de l'antenne émettrice, là où le rapport ( $E/H$ ) n'est plus égal à l'impédance caractéristique du vide de  $377 \Omega$ .

#### 3.1.2.1. Evolution du champ magnétique dans le domaine fréquentiel

Pour chaque point de mesure, spécifié par ses coordonnées spatiales, nous mesurons les trois composantes du champ magnétique ( $H_x, H_y$  et  $H_z$ ). L'amplitude du champ magnétique total est ensuite déduite en utilisant la relation suivante :

$$H_{tot} = \sqrt{|H_x|^2 + |H_y|^2 + |H_z|^2} \quad (\text{V. 1})$$

Les résultats reportés sur la figure V.5, sont relatifs à l'évolution du champ magnétique en fonction de la fréquence pour le point d'observation  $P(x, y, z)$  situé dans l'espace libre, avec :  $x = 25 \text{ cm}$ ,  $y = 30 \text{ cm}$  et  $z = 11 \text{ cm}$ .

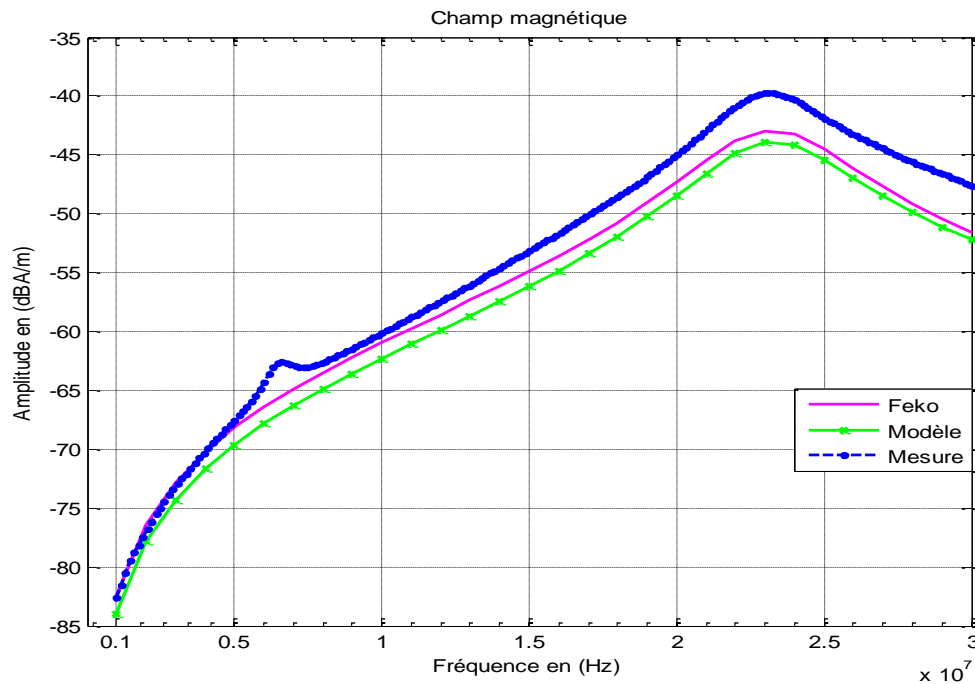


Figure V. 5 : Comparaison du champ magnétique simulé avec la mesure

D'après les résultats mentionnés sur la figure V.5, on note que l'évolution du champ magnétique obtenue par la mesure est bien reproduite par notre modèle simplifié tenant compte uniquement des informations aux extrémités.

### 3.1.2.2. Champ magnétique mesuré en fonction de l'emplacement du point d'observation

La mesure effectuée consiste ici à relever l'amplitude du champ magnétique en fonction de l'éloignement de l'antenne réceptrice par rapport à la ligne sous test. L'antenne réceptrice utilisée est constituée d'une boucle magnétique dont le plan est parallèle au plan de masse.

Le profil de calcul est un segment défini par les points d'observation  $P(x, y, z)$ , tels que :

$$\begin{cases} x = 25 \text{ cm} \\ y \in [10 \text{ cm}, 3 \text{ m}] \text{ avec un pas de } 10 \text{ cm} \\ z = 11 \text{ cm} \end{cases}$$

Les mesures ont été réalisées pour une fréquence du signal sinusoïdal  $f = 30\text{MHz}$ . La figure V.6 représente l'amplitude du champ magnétique, obtenue par les trois techniques utilisées, en fonction de la position du point d'observation.

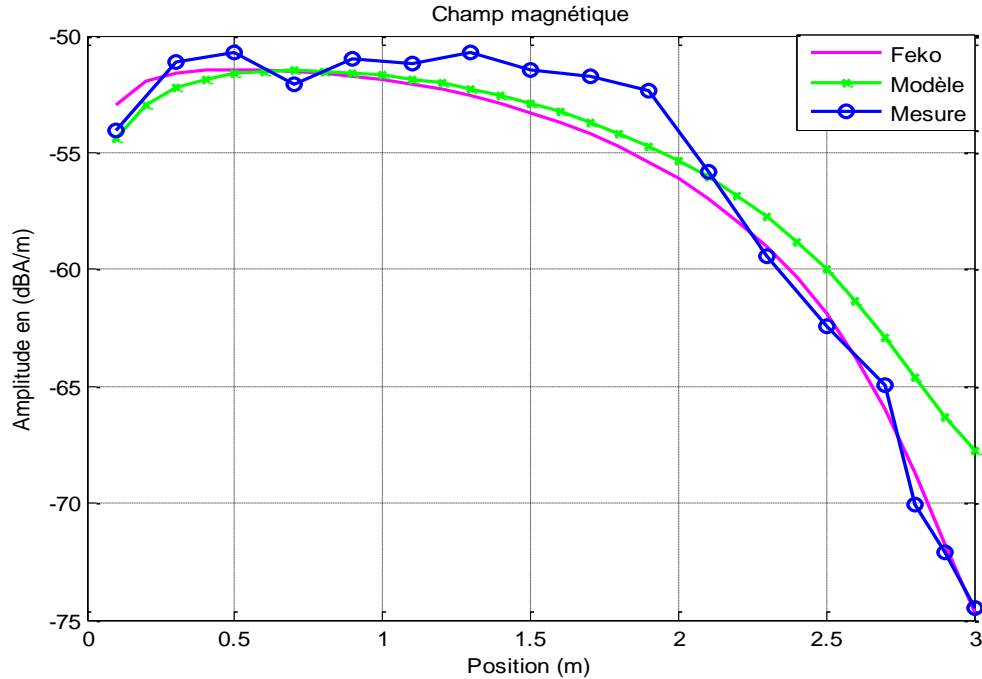


Figure V. 6 : Amplitude du champ magnétique pour  $f = 30\text{ MHz}$

Là encore, la bonne concordance des résultats illustrés sur la figure V.6, permet de valider notre méthode de modélisation afin d'estimer convenablement le champ magnétique rayonné par la structure étudiée.

Le faible écart que l'on peut constater entre les résultats de simulations et les résultats expérimentaux est dû, d'une part à l'imprécision de la mesure liée à sa difficulté, et d'autre part aux hypothèses faites lors de l'élaboration de notre modèle simplifié qui consiste à négliger la partie intégrale des champs.

### 3.1.2.3. Mesure du champ électrique dans le domaine fréquentiel

Concernant le champ électrique, la mesure porte sur les trois composantes ( $E_x, E_y$  et  $E_z$ ). L'antenne réceptrice utilisée pour la mesure est constituée d'un monopole dont le plan est parallèle au plan de masse. L'amplitude du champ électrique total est alors calculée en utilisant la relation suivante :

$$E_{tot} = \sqrt{|E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2} \quad (\text{V.2})$$

L'étude consiste à relever l'amplitude du champ électrique total rayonné pour un point d'observation donné dans une bande de fréquence allant de 1 MHz à 30 MHz.

Les résultats expérimentaux sont ensuite comparés avec ceux issus des simulations numériques obtenus soit en utilisant notre modèle simplifié soit le logiciel Feko.

La figure V.7 représente l'évolution de l'amplitude du champ électrique dans le domaine fréquentiel, pour un point d'observation  $P(x, y, z)$  spécifié par ses coordonnées telles que :

$$\begin{cases} x = 20 \text{ cm} \\ y = 1,5 \text{ m} \\ z = 11 \text{ cm} \end{cases}$$

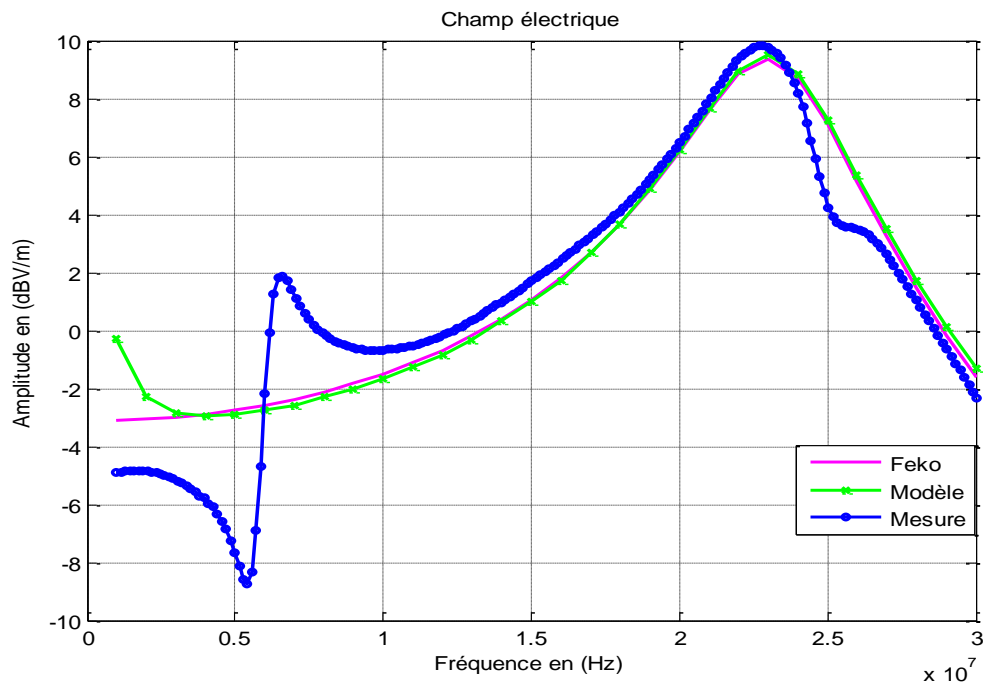


Figure V. 7 : Comparaison des champs électriques simulés avec la mesure

On peut noter un très bon accord entre les résultats obtenus par notre modèle et ceux simulés par le logiciel Feko. L'écart que l'on peut constater entre la mesure et la simulation au voisinage de la fréquence 6 MHz, est dû principalement à la difficulté de réaliser la mesure du champ électrique en basse fréquence avec l'antenne monopole, du fait que la plaque de cette antenne n'était pas parfaitement reliée au plan de masse de la chambre anéchoïque.

### 3.2. Cas d'une ligne bifilaire placée dans l'espace libre

La configuration traitée ici est celle d'une structure bifilaire de longueur  $L = 4,5 \text{ m}$ . Les deux conducteurs de la ligne, espacés d'une distance de  $8 \text{ mm}$ , sont en cuivre de conductivité  $\sigma = 5,88 \cdot 10^7 (\Omega m)^{-1}$  et sont entourés d'une gaine isolante de permittivité relative  $\epsilon_r = 1,8$ .

L'entrée de la ligne est excitée par une source haute fréquence asymétrique délivrée par un analyseur de réseau vectoriel. La source d'excitation est connectée au primaire d'un transformateur large bande de rapport de transmission unitaire dont le secondaire est raccordé au deux conducteurs de la ligne. Cette source d'impédance interne de  $50 \Omega$ , excite la ligne sous une tension d'amplitude  $1 \text{ Volt}$  à une fréquence variant de  $1 \text{ MHz}$  à  $60 \text{ MHz}$ . A sa deuxième extrémité, la ligne est terminée par un circuit ouvert. Ce cas est illustré sur la figure V.8.

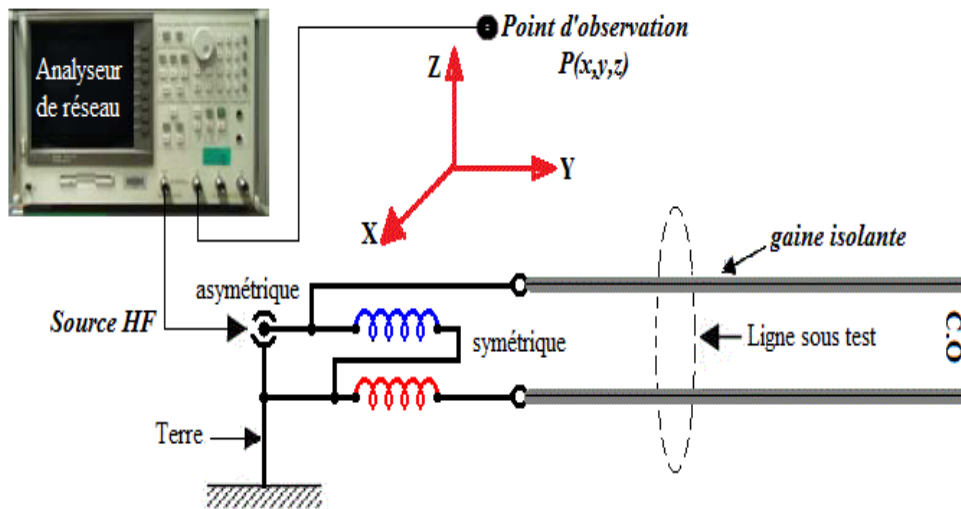


Figure V. 8 : Schéma illustrant la configuration étudiée

#### 3.2.1. Mesure des courants aux discontinuités

Les figures V.9 et V.10 représentent les valeurs mesurées du courant à l'entrée de la ligne, respectivement à la sortie, en fonction de la fréquence. Pour chaque figure, les résultats expérimentaux sont comparés à ceux simulés, en utilisant les deux théories, la théorie des lignes de transmission et celle des antennes.

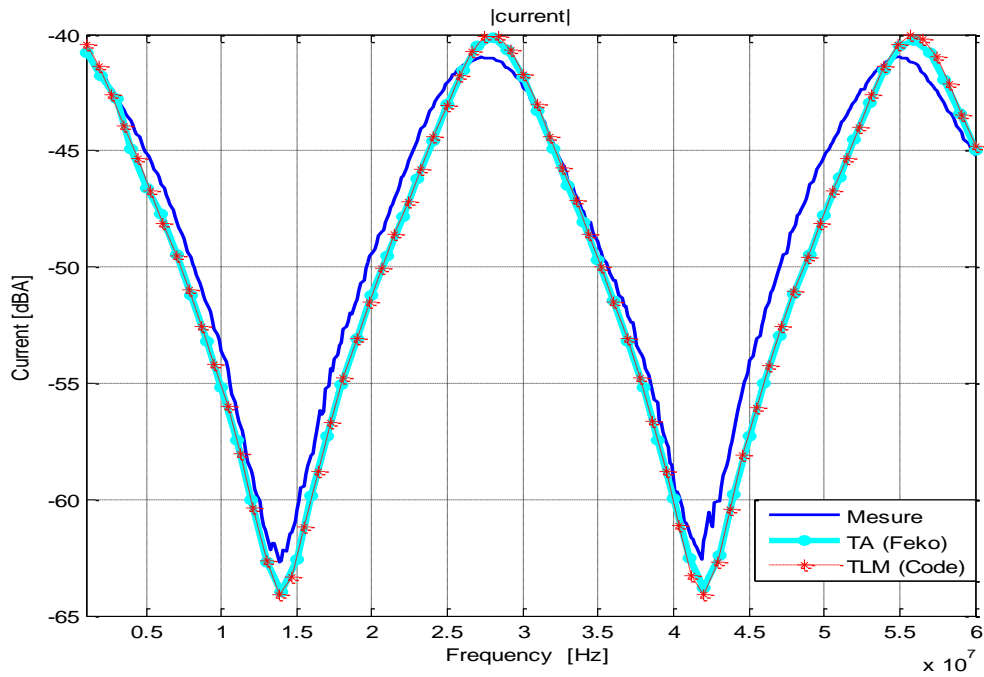


Figure V. 9 : Courant à l'entrée de la ligne

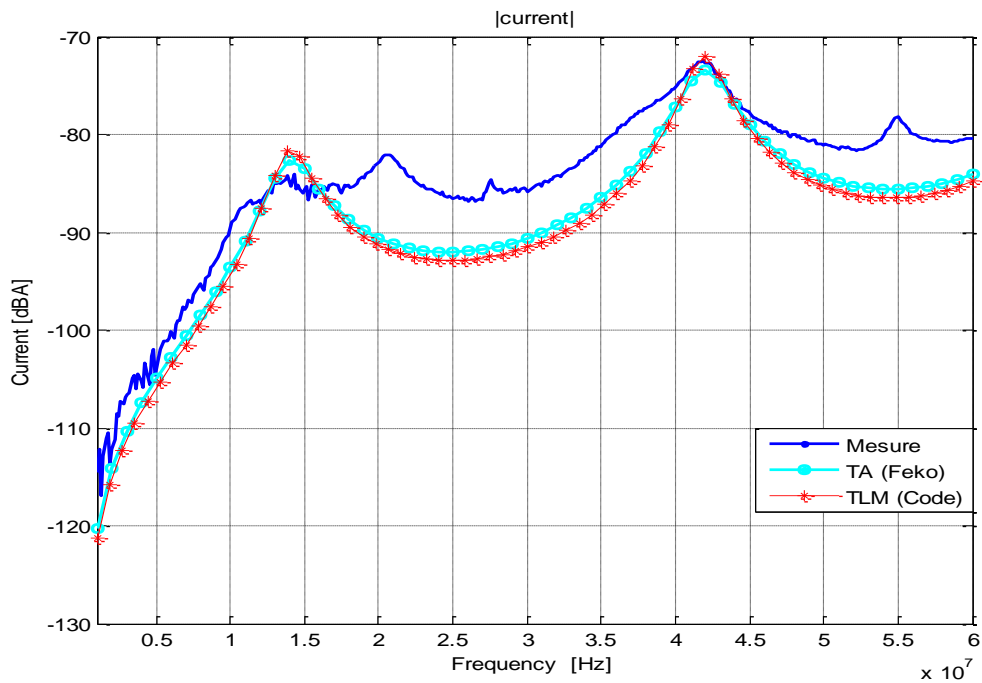


Figure V. 10 : Courant à la sortie de la ligne

### 3.2.2. Mesure des champs électromagnétiques

#### 3.2.2.1. Evolution du champ magnétique dans le domaine fréquentiel

Le champ magnétique est mesuré en un point d'observation  $P(x, y, z)$  situé dans l'espace libre et tel que :

$$\begin{cases} x = 55 \text{ cm} \\ y = 2,5 \text{ m} \\ z = 5 \text{ cm} \end{cases}$$

La figure V.11 représente l'évolution de l'amplitude du champ magnétique mesuré en fonction de la fréquence pour la gamme [1MHz, 30MHz]. Sur la même figure, les résultats expérimentaux sont comparés avec ceux fournis par les simulations numériques en utilisant notre modèle ainsi que le logiciel Feko.

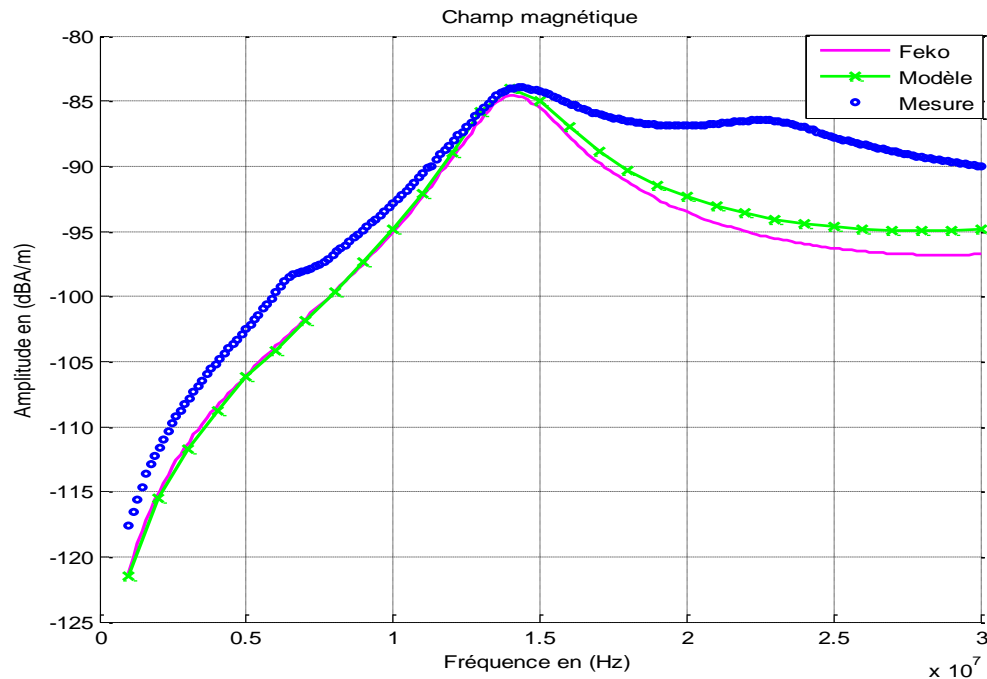


Figure V. 11 : Evolution de l'amplitude du champ magnétique dans le domaine fréquentiel

On note une bonne concordance entre la courbe fournie par notre modèle et celle simulée par le logiciel Feko. L'écart avec les résultats de la mesure est un peu plus marqué, l'allure de la courbe étant néanmoins tout à fait cohérente.

### 3.2.2.2. Champ magnétique mesuré en fonction de l'éloignement de l'observateur par rapport à la ligne.

Le champ magnétique a été mesuré en des points d'observation situés sur une droite perpendiculaire à la ligne sous test. Ces points  $P(x, y, z)$  sont définis par leurs coordonnées telles que :

$$\begin{cases} x \in [15 \text{ cm}, 2,55 \text{ m}] \text{ avec un pas de } 10 \text{ cm} \\ y = 2,25 \text{ m} \\ z = 5 \text{ cm} \end{cases}$$

La figure V.12 ci-dessous décrit la variation de l'amplitude du champ magnétique en fonction de la position du point de mesure, pour une fréquence  $f = 30\text{MHz}$ . Les courbes issues des trois techniques y sont représentées.

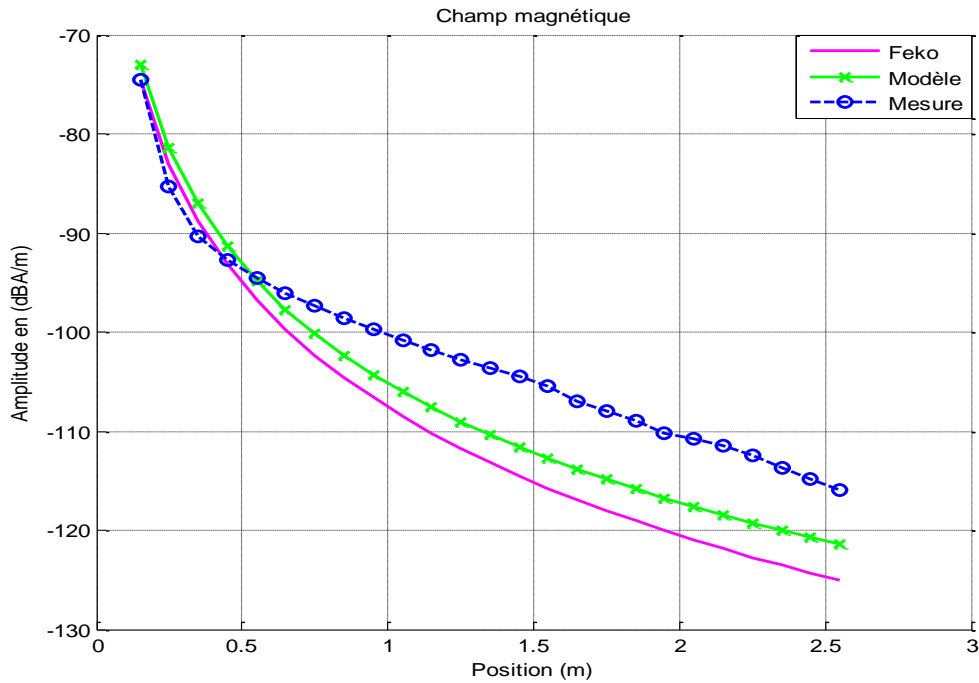


Figure V. 12 : Amplitude du champ magnétique pour  $f = 30\text{ MHz}$

Le bon accord constaté entre l'ensemble des résultats illustrés sur la figure V.12, permet de valider notre modèle pour évaluer le champ magnétique rayonné par une structure filaire et pour les points d'observation considérés.

### 3.2.2.3. Mesure du champ électrique dans le domaine fréquentiel

En ce qui concerne le champ électrique, nous avons relevé expérimentalement l'amplitude du champ rayonné pour le point d'observation  $P (0,5\text{ m} ; 2,25\text{ m} ; -0,73\text{ m})$ .

Les résultats expérimentaux sont comparés sur la même figure avec les résultats de simulation obtenus en utilisant notre modèle ainsi que le logiciel Feko. La figure V.13 décrit l'évolution de l'amplitude du champ électrique en fonction de la fréquence pour la gamme allant de  $1\text{ MHz}$  à  $30\text{ MHz}$ .

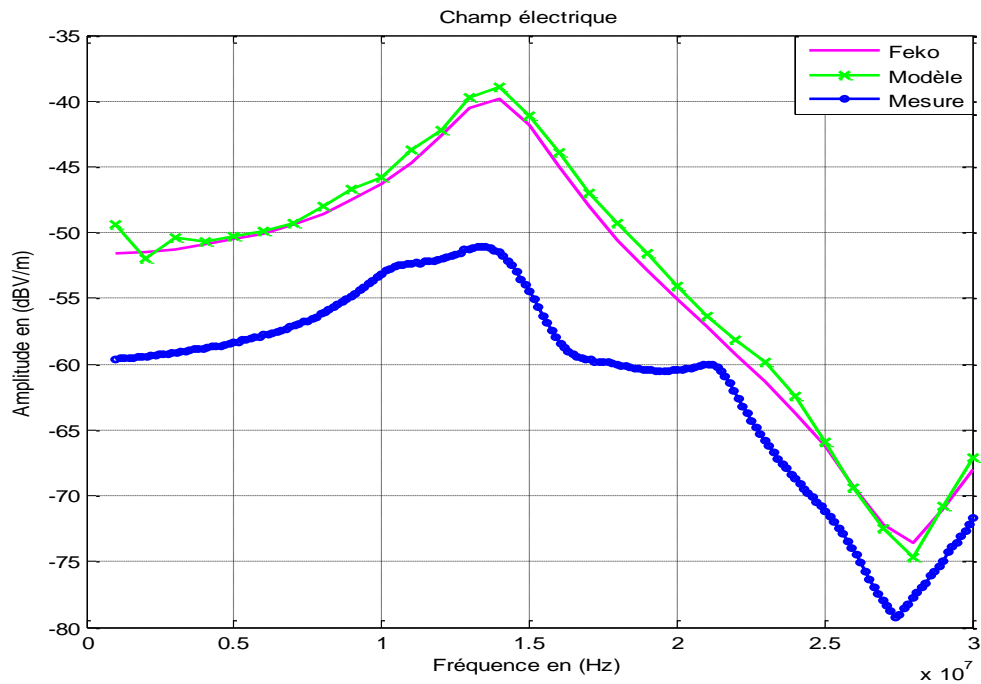


Figure V. 13 : Comparaison des champs électriques simulés avec la mesure

On constate un très bon accord entre les deux résultats obtenus par simulation. Par contre, pour certaines fréquences, on constate un écart assez important avec les résultats de la mesure. Ce décalage est là encore, dû au problème général de la mesure du champ électrique avec ce type d'antenne (antenne monopole) lorsqu'on est en basses fréquences.

## 4. CONCLUSION

Ce dernier chapitre avait pour objet de valider expérimentalement notre modèle dédié à l'estimation des champs électromagnétiques rayonnés par des structures filaires, en connaissant les informations telles le courant et ses deux premières dérivées uniquement aux discontinuités.

Dans un premier temps, nous avons décrit le banc de mesure composé de différents équipements nécessaires pour relever expérimentalement les valeurs du courant aux extrémités et celles des champs électromagnétiques.

Les mesures concernent le champ électrique et le champ magnétique. Nous avons été amenés à confronter les résultats de simulation obtenus avec notre modèle simplifié à ceux obtenus à l'aide de mesures réalisées à l'intérieur d'une chambre anéchoïque.

Notre modèle a été testé pour deux types de structures filaires possédant une gaine isolante. La première concerne une ligne monofilaire en présence d'une interface fortement conductrice, et la seconde concerne une ligne bifilaire sans plan de masse.

La bonne concordance entre les résultats des mesures et ceux issus des simulations confirme l'applicabilité et la validité du formalisme proposé pour modéliser le rayonnement électromagnétique émis par des structures filaires.

## Conclusion et perspectives

La technologie CPL est une nouvelle technologie très prometteuse. Elle pourrait permettre grâce aux réseaux Outdoor de développer l'internet haut débit pour tous, tandis que les réseaux CPL Indoor apporteraient un plus grand intérêt dans le domaine de la domotique. Le CPL peut être utilisé autant comme solution complémentaire qu'alternative aux autres technologies telles que, les réseaux filaires, sans-fils et VDSL (Very High Rate DSL). Cependant, le développement de cette technologie est ralenti par certains problèmes, tel le rayonnement indésirable provenant des structures CPL dans le cadre de la normalisation CEM.

Les travaux présentés dans ce manuscrit portent sur la modélisation des champs EM rayonnés par les conducteurs filaires lors d'une transmission CPL. L'objectif principal de notre étude est de réaliser un modèle simplifié capable d'estimer convenablement les niveaux d'émissions rayonnés à proximité d'un réseau CPL sans faire appel aux courants distribués sur le réseau. On ne tiendra compte que du courant et de ses deux premières dérivées aux extrémités.

Dans un premier temps, nous avons exposé l'état de l'art de la technologie CPL à travers une étude bibliographique. Cette démarche a permis de comprendre cette nouvelle technologie encore peu connue par le public et ainsi d'appréhender la difficulté à traiter la problématique liée au rayonnement électromagnétique. Par la suite, nous avons évoqué les notions d'interférences électromagnétiques du point de vue CEM. Après avoir élaboré les origines des émissions associées à des structures rayonnantes, nous avons présenté les théories classiques ainsi que différentes méthodes de résolution numérique permettant l'étude de ces émissions.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la modélisation des champs EM rayonnés dans le cas où la distribution du courant sur la structure est bien connue. La formulation proposée, basée sur la théorie des dipôles fournit des résultats performants tant en zone éloignée qu'en zone proche. Dans le cas où cette distribution est mal maîtrisée, nous avons cherché à exprimer analytiquement les équations intégrales des champs électromagnétiques. Les développements analytiques approfondis de ces équations intégrales, ont permis de construire un modèle simple basé sur la connaissance du courant et de ses deux premières dérivées aux discontinuités électriques et géométriques des structures à traiter. De plus, et afin de mieux tenir compte de la distribution du courant dans les systèmes filaires, on réalise une identification par une méthode haute résolution intitulée Matrix Pencil. L'évaluation des deux premières dérivées du

courant aux extrémités est alors beaucoup plus précise et la détermination du champ EM rayonné est plus complète. Notre modèle a été testé à travers le traitement de différentes configurations, en comparant nos résultats à ceux obtenus par le logiciel Feko.

Dans la dernière partie de ce mémoire, nous avons validé expérimentalement notre modèle dédié à l'estimation des champs électromagnétiques rayonnés par des structures filaires, à partir de la connaissance des informations tels le courant et ses deux premières dérivées uniquement aux discontinuités. Les mesures effectuées dans cette partie, concernent principalement, le champ électrique et le champ magnétique. Les valeurs des champs électromagnétiques mesurés ont été confrontées aux résultats issus de nos propres développements pour divers cas tests. La bonne concordance entre les résultats des mesures et ceux issus des simulations confirme l'applicabilité du formalisme proposé afin de modéliser le rayonnement EM émis par des structures filaires avec le minimum d'informations mesurées. Le gain numérique en temps de calcul apporté par notre approche est notable.

## Perspectives

A l'issue des travaux menés dans le cadre de cette thèse, les perspectives d'études sont nombreuses. On en distingue quatre qui nous semblent être les plus importantes :

- Système de mesure du courant et de ses deux premières dérivées aux discontinuités.
- Evaluation de la partie intégrale du champ électromagnétique rayonné dans le cas où les vitesses de propagation sont éloignées.
- Résolution de l'équation intégrale dans la base de Pencil.
- Extrapoler l'étude au cas d'un réseau CPL Indoor réel, avec la prise en compte de l'impact des murs et des cloisons sur le rayonnement électromagnétique généré par le réseau.

## ANNEXES

### Annexe A : détermination des paramètres linéiques d'une ligne de transmission

#### 1. Evaluation des paramètres primaires par les formules analytiques

Le calcul théorique des paramètres linéiques d'une ligne de transmission se fait à partir des formules classiques lorsque les lignes de transmission traitées sont à géométrie simple comme c'est le cas pour une bifilaire ou un câble coaxial.

#### Exemple d'une ligne bifilaire

- **Résistance linéique**

En basses fréquences, la résistance linéique d'un conducteur de longueur unité, de résistivité  $\rho$  et de section  $S$ , est donnée par la relation suivante

$$R = \frac{\rho}{S}$$

Lorsque la fréquence du signal véhiculé par la ligne augmente, il faut prendre en compte les phénomènes tels que l'effet de peau et l'effet de proximité qui entraînent une variation de la densité de courant dans toute la section du conducteur. Dans ce cas, les champs EM se trouvent concentrés dans une couche mince en surface appelée « épaisseur de peau  $\delta$  » (figure A.1) [ANN.1]

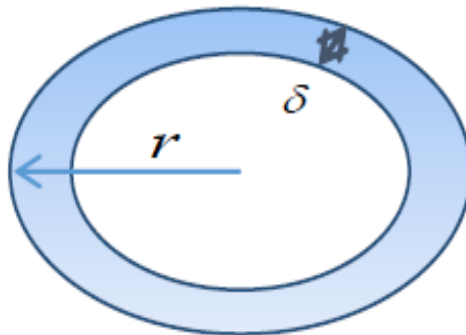


Figure A. 1 : Epaisseur de peau

L'épaisseur de peau  $\delta$  est définie par l'expression (équA. 1)

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu\sigma f}} \quad (\text{équA.1})$$

Où  $\mu$ ,  $\sigma$  sont respectivement la perméabilité du milieu et la conductivité du matériau,  $f$  est la fréquence.

En courant alternatif, l'apparition de l'effet de peau dans les conducteurs de la ligne considérée entraîne l'augmentation de la résistance linéique en fonction de la fréquence. Son expression approximative devient :

$$R = \frac{\rho}{\pi[r^2 - (r - \delta)^2]} \quad (\text{équA.2})$$

- **Inductance linéique**

En se basant sur les travaux de [ANN.2] pour déterminer l'inductance et la capacité d'une ligne bifilaire. On considère la ligne bifilaire illustrée sur la figure A.2 et parcourue par un courant constant  $I$ .

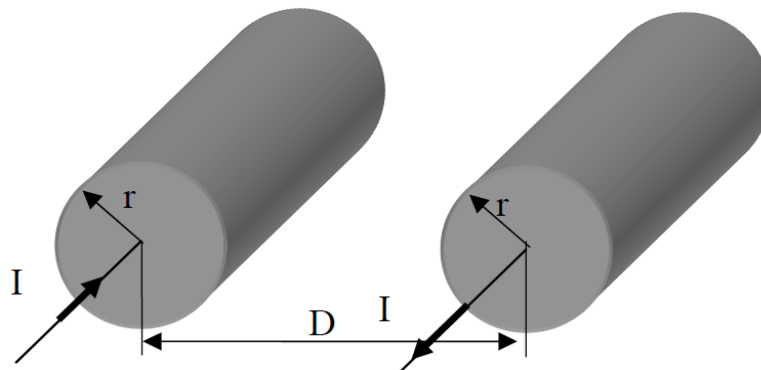


Figure A. 2 : Ligne bifilaire

L'inductance linéique totale d'un conducteur est la somme de l'inductance interne au conducteur et de l'inductance externe entre les deux fils. Elle est donnée par l'expression :

$$L = L_i + L_e \quad (\text{équA.3})$$

**Inductance interne  $L_i$** 

D'après les développements donnés dans les références [ANN.1] [ANN.2], le calcul de l'inductance interne est déduit à partir de la connaissance de l'énergie emmagasinée dans les deux conducteurs de la ligne bifilaire.

En l'absence de l'effet de peau et de couplage entre les conducteurs, l'inductance interne est exprimée par :

$$L_i = \frac{\mu_0 \mu_r}{8\pi} \quad (\text{équA. 4})$$

En hautes fréquences, la prise en compte de l'effet de peau et de proximité est donnée par la relation empirique ci-dessous :

$$L_i = \frac{\mu_0}{8\pi} \frac{10^{-3}}{r'} \sqrt{\frac{\mu_r}{\sigma \cdot f}} \quad (\text{équA. 5})$$

$$\text{avec : } r' = r \sqrt{1 - \left(\frac{2r}{D}\right)^2}$$

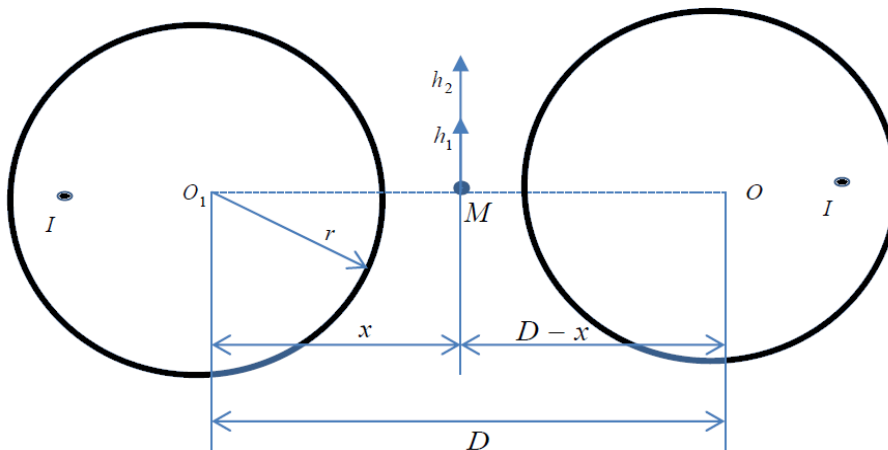
**Inductance externe  $L_e$** 

Figure A. 3 : Notations pour calculer l'inductance externe d'une ligne bifilaire

En utilisant le théorème d'ampère, les champs magnétiques  $h_1$  et  $h_2$  créés par les deux conducteurs de la ligne sont donnés par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} h_1 = \frac{I}{2\pi x} & (\text{équA. 6}) \\ h_2 = \frac{I}{2\pi(x-D)} & (\text{équA. 7}) \end{cases}$$

A partir des inductions magnétiques  $b_1$  et  $b_2$ , on exprime le flux correspondant pour une section élémentaire de longueur unitaire et de largeur  $dx$ .

$$\begin{cases} d\varphi_1 = b_1 dx \\ d\varphi_2 = b_2 dx \end{cases} \quad (\text{équA. 8})$$

Le flux total est donné par l'expression suivante :

$$\varphi = \int_r^{D-r} d\varphi_1 + \int_r^{D-r} d\varphi_2 \quad (\text{équA. 9})$$

$$\varphi = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left\{ \int_r^{D-r} \frac{dx}{x} + \int_r^{D-r} \frac{dx}{D-x} \right\} \quad (\text{équA. 10})$$

$$\varphi = \frac{\mu_0 I}{\pi} \ln \left( \frac{D-r}{r} \right) \quad (\text{équA. 11})$$

D'où l'expression de l'inductance externe vaut :

$$L_e = \frac{\mu_0}{\pi} \ln \left( \frac{D-r}{r} \right) \quad (\text{équA. 12})$$

- **Capacité linéique**

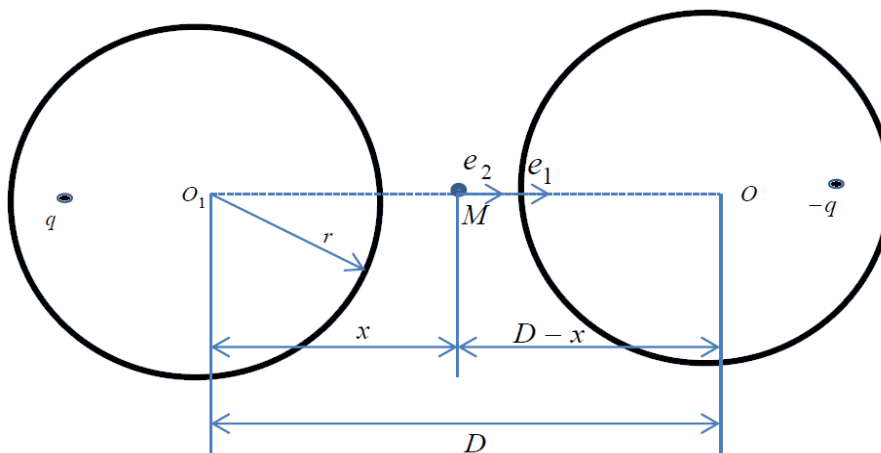


Figure A. 4 : Notations pour le calcul de la capacité linéique

Supposons que les charges soient uniformément réparties sur les conducteurs de la ligne bifilaire. Selon le théorème de Gauss appliqué aux deux surfaces cylindriques de longueur unitaire, de rayons respectifs  $x$  et  $D - x$ , les champs électriques  $e_1$  et  $e_2$  créés par les deux conducteurs en M sont donnés par :

$$\left\{ \begin{array}{l} e_1 = \frac{q}{\varepsilon 2\pi x} \\ e_2 = \frac{q}{\varepsilon 2\pi(D - x)} \end{array} \right. \quad (\text{équA. 13})$$

$$(\text{équA. 14})$$

Le champ électrique total n'est autre que la somme des deux composantes, alors :

$$e = \frac{q}{\varepsilon 2\pi} \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{D - x} \right) \quad (\text{équA. 15})$$

La différence de potentiel  $V$  entre les deux conducteurs de la ligne est donnée par l'expression suivante :

$$V = \int_r^{D-r} e dx = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r} \left\{ \int_r^{D-r} \frac{1}{x} dx + \int_r^{D-r} \frac{1}{D-x} dx \right\} \quad (\text{équA. 16})$$

Sachant que la capacité s'exprime par la relation  $C = q/V$ , on trouve :

$$C = \frac{\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}{\ln\left(\frac{D-r}{r}\right)} \quad (\text{équA. 17})$$

- **Conductance linéique**

La conductance inter-conducteurs caractérise les pertes dans le diélectrique. Elle s'exprime en fonction de la fréquence (ou de la pulsation  $\omega = 2\pi f$ ), de la capacité linéique et de l'angle de perte  $\delta$  qui dépend de la permittivité relative complexe. Cette grandeur est donnée par l'expression suivante :

$$G = C \omega \tan(\delta) \quad (\text{équA. 18})$$

## 2. détermination des paramètres primaires par les méthodes expérimentales

Il existe deux techniques permettant d'extraire les paramètres linéiques d'une ligne de transmission à partir de la mesure.

- Soit par la mesure des paramètres  $S$  entre deux conducteurs en circuit ouvert et en court-circuit [ANN.3].
- Soit par la mesure du couplage entre deux conducteurs en circuit ouvert et en court-circuit [ANN.4].

Dans cette annexe, on propose de présenter la première technique. Elle sert à déterminer les paramètres primaires d'une ligne de transmission tels, les matrices inductances et capacités, ces grandeurs sont déduites à partir de la connaissance des matrices  $S_{cc}$  et  $S_{co}$  mesurées à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel.

### • Evaluation de la matrice inductance [L]

La configuration adoptée ici est celle décrite par les figures A.5 et A.6, elle consiste à court-circuiter les extrémités positionnées au point d'abscisse  $L$  pour tous les conducteurs constituant la ligne, et de relever la valeur du paramètre  $S$  pour chaque conducteur (coefficient de réflexion) puis pour chaque doublet de conducteurs (coefficient de transmission) [ANN.5].

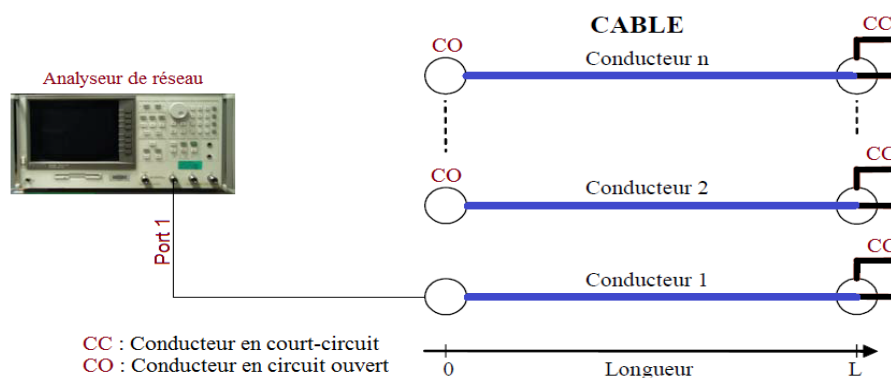
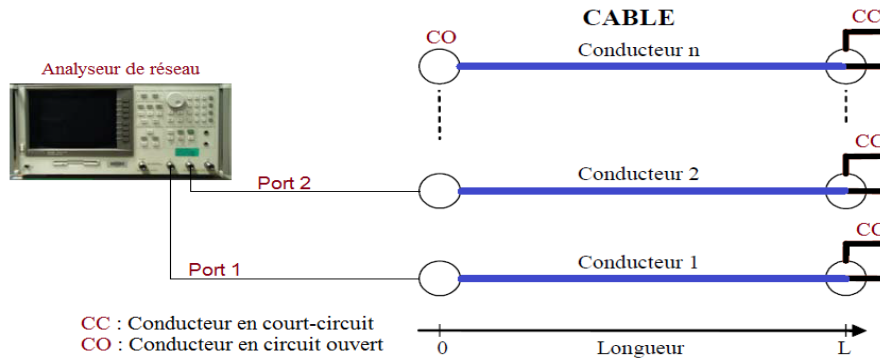


Figure A. 5 : Configuration pour la mesure de  $S_{11}$  en court-circuit

Figure A. 6 : Configuration pour la mesure de  $S_{12}$  en court-circuit

On considère respectivement les vecteurs d'ondes entrantes  $w_e$  et ondes sortantes  $w_s$ , on obtient les expressions suivantes :

$$\begin{cases} w_s = S_{CC} w_e \\ w_e = V_0 + 50I_0 \\ w_s = V_0 - 50I_0 \end{cases} \implies V_0 = 50I_0(1 - S_{CC})^{-1}(1 + S_{CC}) \quad (\text{équA. 19})$$

D'où la matrice d'impédance qui vaut :

$$Z = \frac{50}{L}(1 - S_{CC})^{-1}(1 + S_{CC}) \quad (\text{équA. 20})$$

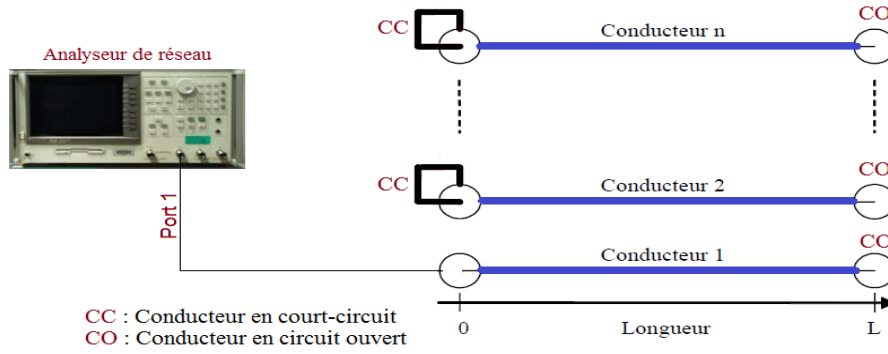
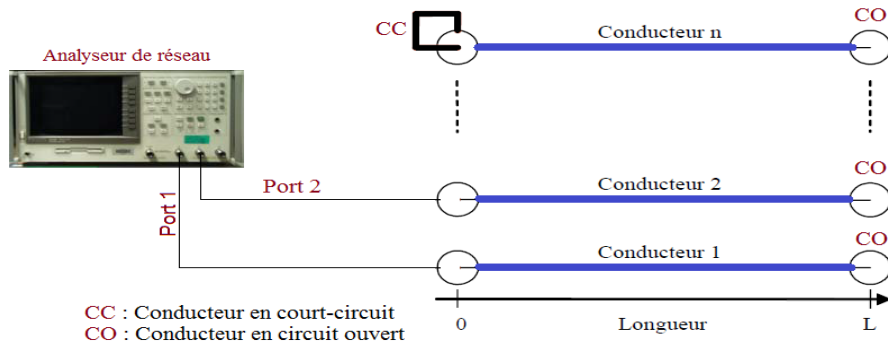
Et d'après l'expression :

$$Z = \begin{bmatrix} r_1 + r_g + i\omega L_{11} & r_g + i\omega L_{12} & \cdots & r_g + i\omega L_{1n} \\ r_g + i\omega L_{21} & r_2 + r_g + i\omega L_{22} & \cdots & r_g + i\omega L_{2n} \\ \vdots & \ddots & \ddots & \cdots \\ r_g + i\omega L_{n1} & \cdots & \cdots & r_n + r_g + i\omega L_{nn} \end{bmatrix} \quad (\text{équA. 21})$$

La matrice des inductances linéiques est déduite facilement en relevant la partie imaginaire divisée par la pulsation  $\omega$  de la matrice  $Z$ .

- **Evaluation de la matrice capacitance [C]**

La configuration adoptée pour extraire la matrice capacitance est celle décrite par les figures A.7 et A.8, elle consiste à placer les extrémités positionnées au point d'abscisse  $L$  en circuit ouvert pour tous les conducteurs constituant la ligne, et de relever la valeur du paramètre  $S$  pour chaque conducteur (coefficient de réflexion) puis pour chaque doublet de conducteurs (coefficient de transmission) [ANN.5].

Figure A. 7 : Configuration pour la mesure de  $S_{11}$  en circuit ouvertFigure A. 8 : Configuration pour la mesure de  $S_{12}$  en circuit ouvert

De la même manière que précédemment, en notant respectivement les vecteurs d'ondes entrantes  $w_e$  et ondes sortantes  $w_s$ , on trouve :

$$\begin{cases} w_s = S_{CO} w_e \\ w_e = V_0 + 50I_0 \\ w_s = V_0 - 50I_0 \end{cases} \implies I_0 = \frac{V_0}{50} (1 + S_{CO})^{-1} (1 - S_{CO}) \quad (\text{équA. 22})$$

D'où la matrice d'admittance qui vaut :

$$Y = \frac{1}{50L} (1 + S_{CO})^{-1} (1 - S_{CO}) \quad (\text{équA. 23})$$

D'après l'expression :

$$Y = i \cdot \omega \begin{bmatrix} C_{11} & -C_{12} & \cdots & -C_{1n} \\ -C_{21} & C_{22} & \cdots & -C_{2n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \cdots \\ -C_{n1} & -C_{12} & \cdots & C_{nn} \end{bmatrix} \quad (\text{équA. 24})$$

La matrice des capacités linéiques est déduite à partir de l'expression (équA. 24), en relevant la partie imaginaire divisée par la pulsation  $\omega$  de la matrice  $Y$ .

## Annexe B : Présentation du logiciel FEKO

FEKO est un logiciel commercial développé par la société EMSS (Electromagnetic Software & Systems). Ce logiciel est conçu pour traiter des structures dans le domaine d'électromagnétisme, son but est de proposer une résolution numérique plus ou moins exacte des équations de Maxwell [ANN.6].

Les champs d'application de ce logiciel sont :

- Analyse de rayonnement,
- Analyse de compatibilité électromagnétique,
- Analyse des effets biologiques des ondes électromagnétiques.
- Conception d'antennes,
- Placement d'antennes sur des systèmes,
- Conception de composants radiofréquences et micro-ondes,

Le logiciel permet de calculer :

- les courants circulant sur les structures métalliques,
- les champs électriques et magnétiques rayonnés, en champ proche comme en champ lointain,
- les directivités et les gains d'antennes,
- les paramètres d'entrée d'une antenne (impédance, admittance, taux d'onde stationnaire, puissance),
- les couplages entre différentes structures (analyse de paramètres S),
- l'absorption des champs électromagnétiques par un corps humain et le calcul de SAR.

Le logiciel Feko se base sur des méthodes d'analyses numériques qui sont liées au champ d'application et à la taille électrique du système. Les méthodes FEM (Finite Element Method) ou MOM (Method Of Moment) sont valables seulement pour des petits systèmes par rapport à la longueur d'onde. Sinon, en augmentant la taille du système, la machine de simulation se bloque à cause de l'insuffisance de la mémoire. C'est pourquoi nous choisissons de travailler avec les méthodes approchées pour gagner du temps tout en gardant une bonne précision.

## Annexe C : Calculs analytiques des équations intégrales des champs EM

### Composante azimutale du champ magnétique

En développant l'expression intégrale de la composante azimutale du champ magnétique donnée par l'expression III.41.

$$H_\varphi = \frac{-1}{4\pi} \int_0^L \sin(\theta) I(z, \omega) \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \cdot dZ \quad (\text{équC. 1})$$

$$\text{On pose : } G_{-1} = \int d \cdot G(\gamma_s, d) dd \quad (\text{équC. 2})$$

$$D' où: \begin{cases} G'_{-1} = \frac{\partial G_{-1}}{\partial d} = dG(\gamma_s, d) \\ G''_{-1} = \frac{\partial^2 G_{-1}}{\partial d^2} = d \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} + G(\gamma_s, d) \end{cases} \quad (\text{équC. 3})$$

À partir de l'expression (équC. 3), on obtient :

$$\frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} = \frac{1}{d} \left( G''_{-1} - \frac{1}{d} G'_{-1} \right) \quad (\text{équC. 4})$$

Introduisons l'expression de l'équation (équC. 4) dans l'expression (équC. 1), on trouve :

$$H_\varphi = \frac{-1}{4\pi r} \int_0^L (\sin\theta)^2 I(z, \omega) \left( G''_{-1} - \frac{1}{d} G'_{-1} \right) \cdot dZ \quad (\text{équC. 5})$$

$$H_\varphi = \frac{-1}{4\pi r} \int_0^L I(z, \omega) \left( G''_{-1} - \frac{\partial^2 G_{-1}}{\partial Z^2} \right) \cdot dZ$$

$$H_\varphi = \frac{-1}{4\pi r} \left\{ \int_0^L (I(z, \omega) G''_{-1}) \cdot dZ - \int_0^L \left( I(z, \omega) \frac{\partial^2 G_{-1}}{\partial Z^2} \right) \cdot dZ \right\}$$

Après une intégration par parties, on trouve :

$$H_\varphi = \frac{-1}{4\pi r} \left\{ \int_0^L (I(z, \omega) G''_{-1}) \cdot dZ - \left[ I(z, \omega) \frac{\partial G_{-1}}{\partial Z} \right]_0^L + \int_0^L \left( \frac{\partial I}{\partial Z} \frac{\partial G_{-1}}{\partial Z} \right) \cdot dZ \right\}$$

Une deuxième intégration par parties, nous ramène à l'expression suivante :

$$H_\varphi = \frac{-1}{4\pi r} \left\{ \int_0^L (I(z, \omega) G''_{-1}) \cdot dZ - [I(z, \omega) \cos\theta G'_{-1}]_0^L + \left[ \frac{\partial I}{\partial Z} G_{-1} \right]_0^L - \int_0^L \left( \frac{\partial^2 I}{\partial Z^2} G_{-1} \right) \cdot dZ \right\}$$

On pose :

$$I(z, \omega) = I \quad ; \quad I' = \frac{\partial I}{\partial Z} \quad ; \quad I'' = \frac{\partial^2 I}{\partial Z^2}$$

On aboutit finalement à l'expression suivante :

$$H_\varphi = \frac{-1}{4\pi r} \left\{ \int_0^L (IG''_{-1} - I''G_{-1}) \cdot dZ + [I \cos\theta G'_{-1} + I'G_{-1}]_0^L \right\} \quad (\text{équC. 6})$$

### Composante longitudinale du champ électrique

D'après l'expression de la composante  $E_r$  donnée par l'équation III.42, nous avons :

$$E_r = \frac{1}{8\pi j \omega \varepsilon} \int_0^L \sin(2\theta) I(z, \omega) \left( \frac{\partial^2 G(\gamma_s, d)}{\partial d^2} - \frac{1}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \right) \cdot dZ \quad (\text{équC. 7})$$

On rappelle que la constante de propagation dans le milieu environnant l'antenne  $\gamma_s = j\omega\sqrt{\varepsilon\mu}$

Ainsi, l'impédance caractéristique du vide vaut :

$$\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}.$$

$$\text{D'où : } \frac{1}{8\pi j \omega \varepsilon} = \frac{\eta}{8\pi \gamma_s}$$

L'équation (équC. 7) se réécrit :

$$E_r = \frac{\eta r}{4\pi \gamma_s} \int_0^L I(z, \omega) \left( \frac{\partial^2 G(\gamma_s, d)}{\partial d^2} - \frac{1}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \right) \left( \frac{z_p - Z}{d^2} \right) \cdot dZ \quad (\text{équC. 8})$$

On a de plus :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial Z} \left( \frac{1}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \right) &= \frac{\partial}{\partial d} \left( \frac{1}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \right) \frac{\partial d}{\partial Z} \\ &= \left( \frac{Z - z_p}{d} \right) \left\{ \frac{\partial^2 G(\gamma_s, d)}{\partial d^2} - \frac{1}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \right\} \end{aligned}$$

Alors :

$$E_r = \frac{\eta r}{4\pi\gamma_s} \int_0^L -I(z, \omega) \frac{\partial}{\partial Z} \left( \frac{1}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \right) \cdot dZ$$

Après une intégration par parties, on obtient :

$$E_r = \frac{\eta r}{4\pi\gamma_s} \left\{ \int_0^L \frac{I'}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \cdot dZ - \left[ \frac{I}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \right]_0^L \right\} \quad (\text{équC. 9})$$

D'après l'égalité suivante :

$$d \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} = \left( G''_{-1} - \frac{1}{d} G'_{-1} \right)$$

L'expression (équC. 9) se réécrit sous la forme suivante :

$$E_r = \frac{\eta}{4\pi r \gamma_s} \left\{ \int_0^L I' (\sin\theta)^2 \left( G''_{-1} - \frac{1}{d} G'_{-1} \right) \cdot dZ - \left[ \frac{I}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \right]_0^L \right\} \quad (\text{équC. 10})$$

$$E_r = \frac{\eta}{4\pi r \gamma_s} \left\{ \int_0^L I' \left( G''_{-1} - \frac{\partial^2 G_{-1}}{\partial Z^2} \right) \cdot dZ - \left[ \frac{I}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \right]_0^L \right\}$$

Après une deuxième intégration par parties, on obtient :

$$E_r = \frac{\eta}{4\pi r \gamma_s} \left\{ \int_0^L I' G''_{-1} \cdot dZ - \left[ I' \frac{\partial G_{-1}}{\partial Z} \right]_0^L + \int_0^L I'' \frac{\partial G_{-1}}{\partial Z} \cdot dZ - \left[ \frac{I}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} \right]_0^L \right\} \quad (\text{équC. 11})$$

Après une troisième intégration par partie, l'expression (équC. 11) devient :

$$E_r = \frac{\eta}{4\pi r \gamma_s} \left\{ \int_0^L I' G''_{-1} \cdot dZ + [I' \cos\theta G'_{-1}]_0^L + [I'' G_{-1}]_0^L - \int_0^L I''' G_{-1} \cdot dZ - \left[ I (\sin\theta)^2 \left( G''_{-1} - \frac{1}{d} G'_{-1} \right) \right]_0^L \right\} \quad (\text{équC. 12})$$

Finalement, l'expression de la composante longitudinale du champ électrique est donnée par :

$$E_r = \frac{\eta}{4\pi r \gamma} \left\{ \int_0^L (I' G''_{-1} - I''' G_{-1}) dZ + [I' \cos\theta G'_{-1} + I'' G_{-1} - I \sin^2 \theta (G''_{-1} - G)]_0^L \right\}$$

### Composante radiale du champ électrique

D'après l'expression de la composante  $E_z$  donnée par l'équation III.43, nous avons :

$$E_z = \frac{\eta}{4\pi\gamma_s} \int_0^L I(z, \omega) \left( \cos^2(\theta) \frac{\partial^2 G(\gamma_s, d)}{\partial d^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d} - \gamma_s^2 G(\gamma_s, d) \right) . dZ$$

D'après l'égalité suivante :

$$\frac{\partial^2 G(\gamma_s, d)}{\partial Z^2} = \cos^2(\theta) \frac{\partial^2 G(\gamma_s, d)}{\partial d^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{d} \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial d}$$

On trouve:

$$E_z = \frac{\eta}{4\pi\gamma_s} \left\{ \int_0^L I(z, \omega) \frac{\partial^2 G(\gamma_s, d)}{\partial Z^2} . dZ - \int_0^L (I(z, \omega) \gamma_s^2 G(\gamma_s, d)) . dZ \right\}$$

Après une simple intégration par parties, on déduit :

$$E_z = \frac{\eta}{4\pi\gamma_s} \left\{ \int_0^L I(z, \omega) \frac{\partial^2 G(\gamma_s, d)}{\partial Z^2} . dZ - \int_0^L (I(z, \omega) \gamma_s^2 G(\gamma_s, d)) . dZ \right\}$$

$$E_z = \frac{\eta}{4\pi\gamma_s} \left\{ \left[ I \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial Z} \right]_0^L - \int_0^L I' \frac{\partial G(\gamma_s, d)}{\partial Z} . dZ - \int_0^L (\gamma_s^2 I G(\gamma_s, d)) . dZ \right\}$$

Après une deuxième intégration par parties, on trouve :

$$E_z = \frac{\eta}{4\pi\gamma_s} \left\{ [-I \cos \theta G']_0^L - [I' G]_0^L + \int_0^L I'' G . dZ - \int_0^L (\gamma_s^2 I G(\gamma_s, d)) . dZ \right\}$$

Et finalement, on obtient l'expression suivante :

$$E_z = \frac{\eta}{4\pi\gamma_s} \left\{ \int_0^L (I'' - \gamma_s^2 I) G . dZ - [I \cos \theta G' + I' G]_0^L \right\}$$

## ***Références bibliographiques (ANNEXES)***

[ANN.1] R. NIZIGIYIMANA - Diagnostic de réseaux électriques et communication par CPL - Thèse en Electronique soutenue à l'université FRANÇOIS – RABELAIS DE TOURS le 28 novembre 2014.

[ANN.2] Y. Weens, Modélisation des câbles d'énergie soumis aux contraintes générées par les convertisseurs électroniques de puissance. Thèse de l'université de Lille soutenue en décembre 2006.

[ANN.3] R. Papazyan, P. Petterson, H. Edin, R. Eriksson, U. Gafvert. "Extraction of High Frequency Power Cable Characteristics from S-parameters Measurements". IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol 1. 11, NO. 3. June 2004, pp. 461-470.

[ANN.4] O. DAGUILLON, Prise en compte de la complexité des installations du réseau de France Télécom dans le cadre de l'étude théorique et expérimentale des phénomènes de couplage électromagnétique Thèse de l'université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, juillet 1995.

[ANN.5] Fahd Hassoun. Etude de l'émission électromagnétique générée par une transmission haut débit sur un réseau de type XDSL ou PLC. Electromagnetism. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2006.

[ANN.6] Boyer, A., "Getting started with FEKO software," National Institute of Applied Sciences Toulouse, Nov. 2008, alexandre.boyer@insa-toulouse.fr.

## Abstract

The use of electric cables as a support for transmitting digital data for applications such as Internet access or home automation is certainly very attractive. However, unintentional electromagnetic radiation (EM) from such wire systems for PLC transmission may be a source of EM pollution and a problem of electromagnetic compatibility (EMC). Therefore, the evaluation of the corresponding radiations in the near-field zone is of a certain interest.

In this manuscript, a mathematical model for estimation of the electromagnetic radiation from wire conductors used by the PLC technology is presented. From the EMC standpoint, the radiation of a PLC network is observed from the aspect of the emission levels. The corresponding radiated values of the fields may be appropriately determined if the current distribution in the PLC network is known. However, in practice the approach to measuring these currents is very difficult or even impossible.

Therefore, a simplified approach based on the integral equations of the electromagnetic fields is proposed in order to adequately quantify EM radiation from PLC wire conductors in cases of least measured data. Also, this model may be applied in cases where estimation of current distribution is numerically difficult even by using existing numerical software (FEKO, NEC, etc.). The proposed model is validated either by simulations compared to FEKO software, or experimentally through a comparative test case studies.

**Keywords:**

Electric cables, Electromagnetic radiation, PLC Technology, Electromagnetic compatibility (EMC), Feko software.

## *Résumé*

L'usage des câbles électriques comme support de transmission de données numériques en vue d'applications comme l'accès à Internet ou la domotique, est certes très attractif. Cependant, les rayonnements électromagnétiques (EM) non intentionnels, engendrés par les systèmes filaires lors d'une transmission CPL, peuvent être une source de pollution EM et constituent un problème gênant de compatibilité électromagnétique (CEM). L'évaluation de ces rayonnements en champ proche revêt donc un intérêt certain.

Dans ce manuscrit, le travail de recherche effectué, consiste à modéliser le rayonnement électromagnétique engendré par les conducteurs filaires utilisés par la technologie des courants porteur en ligne (CPL). En effet, l'estimation du rayonnement d'un réseau CPL de point de vue de la CEM, s'avère très importante pour la prédiction des niveaux d'émissions rayonnées. Les valeurs des champs rayonnés par le réseau CPL sont parfaitement définies si la distribution du courant est déterminée, en pratique, l'accès à la mesure de ces courants est très difficile voire impossible.

On propose, donc dans ce mémoire une approche simplifiée des équations intégrales des champs électromagnétiques afin de quantifier convenablement le rayonnement EM émis par les systèmes filaires avec un minimum d'informations mesurées. Ce modèle est capable de traiter des cas pour lesquels l'identification du courant le long des conducteurs est compliquée et numériquement fastidieuse à obtenir avec les codes de simulation existants (FEKO, NEC,... etc.). Notre modèle a été largement validé, soit par simulation, en utilisant le logiciel Feko, ou bien expérimentalement à travers une étude comparative effectuée sur différents cas tests.

### **Mots Clés :**

Câbles électriques, Rayonnement électromagnétique, Technologie CPL, Compatibilité Electromagnétique (CEM), Logiciel Feko.

---

# Abstract

The use of electric cables as a support for transmitting digital data for applications such as Internet access or home automation is certainly very attractive. However, unintentional electromagnetic radiation (EM) from such wire systems for PLC transmission may be a source of EM pollution and a problem of electromagnetic compatibility (EMC). Therefore, the evaluation of the corresponding radiations in the near-field zone is of a certain interest.

In this manuscript, a mathematical model for estimation of the electromagnetic radiation from wire conductors used by the PLC technology is presented. From the EMC standpoint, the radiation of a PLC network is observed from the aspect of the emission levels. The corresponding radiated values of the fields may be appropriately determined if the current distribution in the PLC network is known. However, in practice the approach to measuring these currents is very difficult or even impossible.

Therefore, a simplified approach based on the integral equations of the electromagnetic fields is proposed in order to adequately quantify EM radiation from PLC wire conductors in cases of least measured data. Also, this model may be applied in cases where estimation of current distribution is numerically difficult even by using existing numerical software (FEKO, NEC, etc.). The proposed model is validated either by simulations compared to FEKO software, or experimentally through a comparative test case studies.

## **Keywords:**

Electric cables, Electromagnetic radiation, PLC Technology, Electromagnetic compatibility (EMC), Feko software.

---

## *Résumé*

L'usage des câbles électriques comme support de transmission de données numériques en vue d'applications comme l'accès à Internet ou la domotique, est certes très attractif. Cependant, les rayonnements électromagnétiques (EM) non intentionnels, engendrés par les systèmes filaires lors d'une transmission CPL, peuvent être une source de pollution EM et constituent un problème gênant de compatibilité électromagnétique (CEM). L'évaluation de ces rayonnements en champ proche revêt donc un intérêt certain.

Dans ce manuscrit, le travail de recherche effectué, consiste à modéliser le rayonnement électromagnétique engendré par les conducteurs filaires utilisés par la technologie des courants porteur en ligne (CPL). En effet, l'estimation du rayonnement d'un réseau CPL de point de vue de la CEM, s'avère très importante pour la prédiction des niveaux d'émissions rayonnées. Les valeurs des champs rayonnés par le réseau CPL sont parfaitement définies si la distribution du courant est déterminée, en pratique, l'accès à la mesure de ces courants est très difficile voire impossible.

On propose, donc dans ce mémoire une approche simplifiée des équations intégrales des champs électromagnétiques afin de quantifier convenablement le rayonnement EM émis par les systèmes filaires avec un minimum d'informations mesurées. Ce modèle est capable de traiter des cas pour lesquels l'identification du courant le long des conducteurs est compliquée et numériquement fastidieuse à obtenir avec les codes de simulation existants (FEKO, NEC,... etc.). Notre modèle a été largement validé, soit par simulation, en utilisant le logiciel Feko, ou bien expérimentalement à travers une étude comparative effectuée sur différents cas tests.

### **Mots Clés :**

Câbles électriques, Rayonnement électromagnétique, Technologie CPL, Compatibilité Electromagnétique (CEM), Logiciel Feko.