

The 20 000 529
N° d'ordre :2579

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE
(Lille-1)

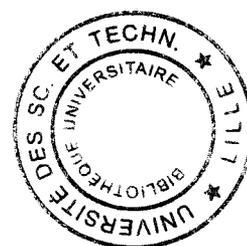
Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : **ELECTRONIQUE**

Par

Zia NADIR



**Caractérisation de
plusieurs méthodes d'essais utilisées
en compatibilité électromagnétique
à partir de mesures pratiquées
sur des objets respectant les propriétés
des lignes de transmission couplées**

Soutenu le 04 Novembre 1999,
devant la Commission d'Examen

Membres du Jury : MM. Y. CROSNIER *Président*
D. DE ZUTTER *Rapporteur*
J. CHILO *Rapporteur*
B. DEMOULIN *Directeur de thèse*
L. KONE *Co-Directeur de thèse*
M. KLINGLER *Examineur*
M. COURGENOU *Invité*

à mes parents
*en témoignage de toutes ma reconnaissance
pour leur encouragements et leur soutien moral
tout au long de mes études*

à Mehreen et Hissaan
en témoignage de toute mon affection

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Radio-Propagation et Electronique (L.R.P.E.) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille(U.S.T.L.) dirigé par Monsieur le professeur P. DEGAUQUE. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et m'avoir accordé sa confiance.

Je prie Monsieur le professeur Y. CROSNIER de bien vouloir trouver ici l'expression de ma reconnaissance et de mon plus profond respect pour m'avoir fait l'insigne honneur d'examiner ce travail et d'assurer la présidence du jury.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur le professeur B. DEMOULIN qui a assuré la lourde tâche de diriger cette thèse. Je tiens à lui adresser mes plus vifs remerciements pour être toujours resté accessible et disponible, ce qui m'a permis de partager une partie de sa culture scientifique et de bien terminer ce travail dans les meilleurs délais.

Messieurs les professeurs J. CHILO de l'Université Joseph Fourier de Grenoble et D. DE ZUTTER de l'Université de Gand m'ont fait l'honneur de juger ce travail et d'assurer la tâche de rapporteur. Qu'ils reçoivent l'expression de ma déférente gratitude.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur L.KONE, Ingénieur d'Etudes à l'U.S.T.L. pour ses conseils et pour ses encouragements permanents qui ont été déterminants pour l'aboutissement de cette thèse. Je lui adresse aussi mes remerciements pour la grande disponibilité dont il a fait preuve tout au long de ce travail.

J'exprime mes plus vifs remerciements à Monsieur M. KLINGLER, chargé de Recherche à l'INRETS, pour m'avoir accordé sa confiance, m'avoir fait partagé son expérience et avoir jugé ce travail.

Mes remerciements vont également à Monsieur A. COURGENOU, Laboratoire de Trappes, qui m'a fait l'honneur d'examiner ce travail en tant qu'invité.

Je remercie Madame M. DEMOULIN pour l'aide qu'elle m'a procurée sur le plan informatique et la confiance qu'elle m'a accordée.

Je remercie également Monsieur A. H. ASGHAR, et Monsieur A. HUSSAIN, conseillers scientifique - Ministère des Sciences et Technologies du Pakistan.

J'adresse également mes remerciements à Madame Jocelyne LOUCHARD qui a assuré le travail de reproduction de ce mémoire.

Que tous les membres du laboratoire que j'ai côtoyés durant ces années et qui ont contribué à la bonne ambiance dans laquelle ce travail s'est déroulé, trouvent ici l'expression de ma profonde sympathie.

J'exprime enfin mes remerciements à ma famille, et plus particulièrement à mes parents, sans lesquels rien n'aurait été possible. L'aboutissement de ces longues années d'études n'a pu se faire que grâce à leur soutien moral.

SOMMAIRE



SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	5
CHAPITRE I DESCRIPTION DES DISPOSITIFS D'ESSAI ET DES EPROUVETTES UTILISEES LORS DE L'ETUDE.....	11
I-1 DESCRIPTION DES DISPOSITIFS D'ESSAI UTILISES.	12
I-1.1 <i>La cellule TEM</i>	<i>12</i>
I-1.2 <i>La cellule GTEM [22] [24]</i>	<i>15</i>
I-1.3 <i>La chambre Anéchoïque</i>	<i>17</i>
I-1.4 <i>La chambre réverbérante à brassage de modes</i>	<i>19</i>
I-2 MODELE THEORIQUE DES LIGNES COUPLEES ET DESCRIPTION DES EPROUVETTES FILAIRES	21
I-2.1 <i>La théorie des lignes couplées.....</i>	<i>21</i>
<i>I-2.1a Phénomènes basses fréquences</i>	<i>22</i>
<i>I-2.1b Les phénomènes haute fréquences.....</i>	<i>25</i>
<i>I-2.1c Les phénomènes de résonance.....</i>	<i>27</i>
I-2.2 <i>Description des éprouvettes</i>	<i>28</i>
I-2.3 <i>Considérations sur la mise en oeuvre d'expériences pratiquées.</i>	<i>29</i>

CHAPITRE II DESCRIPTION DES ESSAIS PRATIQUES ET INTERPRETATION DES RESULTATS OBTENUS EN CELLULE TEM/GTEM/CHAMBRE ANÉCHOÏQUE..... 33

II-1 ESSAIS PRATIQUES SUR CELLULES TEM 34

II-1.1 *Synoptique du banc de mesure*34

II-1.2 *Confrontation théorie - expérience*.....37

II-1.3 *Confrontation théorie - expérience sur une large gamme de fréquences*.....48

II-2 ESSAIS PRATIQUES SUR CELLULE GTEM..... 51

II-2.1 *Synoptique du banc de mesure*51

II-2.2 *Confrontation théorie - expérience*.....52

II-3 ESSAIS PRATIQUES EN CHAMBRE ANÉCHOÏQUE 57

II-3.1 *Synoptique du banc de mesure*57

II-3.2 *Les Couplages Fondamentaux et leurs Duals :*.....59

II-3.2a Le couplage magnétique :59

II-3.2b Le couplage Hybride :61

II-3.2c Le couplage électrique :.....62

II-3.2d Couplages duals64

II-3.2e Comportements observés vis à vis des trois couplages fondamentaux.....65

II-3.2f Comportements observés vis à vis des couplages duals.....67

II-3.3 *Confrontation théorie - expérience sur la bande de fréquence de 30 MHz - 200 Mhz*.....69

II-3.4 *Confrontation théorie - expérience sur la bande de fréquence de 200 MHz - 1 GHz*.....76

II-3.5 *Confrontation Theorie-Experience Sur la Bande de Frequence de 1GHz-10GHz :*.....81

**CHAPITRE III ESSAIS PRATIQUES EN CHAMBRE
REVERBERANTE A BRASSAGE DES MODES..... 87**

III-1 DESCRIPTION DE LA MÉTHODE DE MESURE 88

**III-2 PRÉSENTATION ET INTERPRÉTATION DES EXPÉRIENCES FAITES EN CHAMBRE
RÉVERBÉRANTE..... 92**

III-2.1 Mesures Complémentaires :97

III-3 THÉORIE DES LIGNES POUR INTÉGRER DES INCIDENCES MULTIPLES:..... 105

III-3.1 Couplage avec une onde parvenant sous incidence quelconque...105

**III-3.2 Solutions pour une ligne de transmission adaptée aux extrémités
113**

III-3.2a Comportement basse fréquence :.....114

III-3.2b Comportements hautes fréquences :.....115

**III-3.3 Estimation des tensions induites sur l'éprouvette installée en
chambre réverbérante :.....118**

**III-4 INFLUENCE DE LA NATURE DE L'OBJET RÉCEPTEUR SUR LES
CARACTÉRISTIQUES DE TENSION INDUITE. 123**

**III-5 DISCUSSION SUR LES PHÉNOMÈNES OBSERVÉS LORS DES EXPÉRIENCES
MENÉES EN CHAMBRE RÉVERBÉRANTE:..... 126**

III-5.1 Cas du monopole électrique.....126

III-5.1a Domaine basses fréquences :126

III-5.1b Domaine hautes fréquences :.....128

**III-5.2 Cas des éprouvettes satisfaisant les hypothèses de la théorie des
lignes de transmission.130**

CHAPITRE IV	AMENAGEMENT DE LA THEORIE DES LIGNES POUR INCLURE LES MECANISMES DE RAYONNEMENT.....	137
IV-1	JUSTIFICATION PHYSIQUES DE L'APPROCHE PROPOSÉE:.....	138
IV-2	INTÉGRATION DU RAYONNEMENT INTRODUIT PAR LA LIGNE :.....	143
IV-2.1	<i>Considérations sur le rayonnement produit par un conducteur élémentaire.....</i>	<i>143</i>
IV-2.2	<i>Contribution de l'image électrique de l'élément.....</i>	<i>145</i>
IV-2.3	<i>Mise en œuvre du Processus Itératif.....</i>	<i>147</i>
IV-2.4	<i>Simulation Théorique de L'éprouvette au Moyen de la Modélisation Hybride : 153</i>	
IV-3	« NUMERICAL ELECTROMAGNETIC CODE » - UN LOGICIEL NUMERIQUE [18]	156
IV-3.1	<i>Application aux Eprouvettes Expérimentales :</i>	<i>157</i>
IV-3.2	<i>Structure du Fichier D'entree :.....</i>	<i>159</i>
IV-3.3	<i>Les Commandes de Description</i>	<i>159</i>
	<i>IV-3.3a Commande de Description générale (COMMENT CARDS):</i>	<i>159</i>
	<i>IV-3.3b Géométrie des structures (STRUCTURE GEOMETRY INPUT) : ..</i>	<i>159</i>
	<i>IV-3.3c Commandes de Control (PROGRAM CONTROL CARDS).....</i>	<i>160</i>
IV-3.4	GROUPEMENTS DES RESULTATS :.....	161
	CONCLUSION GENERALE.....	163
	BIBLIOGRAPHIE.....	167
	ANNEXES.....	171

**INTRODUCTION
GENERALE**



INTRODUCTION GENERALE

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au Laboratoire de Radio-Propagation et Electronique (L.R.P.E.) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille-1 (U.S.T.L.). Ce travail a bénéficié d'une bourse d'étude du Ministère des Sciences et Technologies du Pakistan et une partie de ce travail a fait l'objet d'un contrat passé avec l'Institut National de Recherche sur les Transports et leur Sécurité.

L'électronique est aujourd'hui devenue indispensable dans tous les domaines. Elle contrôle les transports modernes, les moyens informatiques, la sécurité et les appareils médicaux. Cependant, les dispositifs électroniques aussi sophistiqués soient ils sont sensibles aux agressions provenant de l'environnement électromagnétique (l'orage, décharge électrostatique, émetteurs de radiodiffusion, rayonnements propres produits par les équipements etc...). Les fonctions électroniques peuvent alors devenir inopérantes et menacer la qualité d'un service ou la sécurité des personnes.

La compatibilité électromagnétique (C.E.M.) traite des méthodes permettant d'évaluer le rayonnement parasite des équipements électroniques ainsi que leur immunité vis à vis de sources électromagnétiques agissant dans leur proche environnement. La C.E.M. est un sujet qui s'est développé depuis plusieurs années et notamment depuis 1996 avec la directive européenne 89/336/CEE. Conformément à cette directive les produits utilisant l'énergie électrique devront satisfaire les critères de C.E.M. prescrits par les normes de manière à ce qu'ils puissent circuler sur le marché européen.

Ainsi la C.E.M. met en œuvre des moyens d'essai dont le but est de connaître le comportement en immunité des systèmes électroniques ou de pouvoir évaluer leur rayonnement suivant les méthodes de qualification définies par des normes internationales. La gamme de fréquence couverte par ces essais est très vaste puisqu'elle va de quelques kHz à plusieurs dizaine de GHz.

Aucun dispositif d'essai ne permet à ce jour de couvrir entièrement un spectre aussi étendu. Il faut donc partager le domaine de mesure en fonction des possibilités de chaque outil de mesure.

En effet la plupart des méthodes d'essai issues de textes normatifs ont pour objectif de satisfaire des critères de reproductibilité. L'attention est alors portée sur les dispositions géométriques qu'il faut assigner aux dispositifs sous tests ainsi qu'aux antennes qui les soumettront à la contrainte électromagnétique ou qui recevront l'énergie rayonnée.

Une méthode d'essai qui répond à ce genre de critère, aussi perfectionnée soit-elle, n'est pas forcément une méthode de mesure précise et objective.

Pour s'en rendre compte il suffit de faire des expériences qui sortent du cadre d'application des essais normalisés. Par exemple essayer d'établir le lien entre une contrainte électromagnétique et l'amplitude du parasite qui parvient sur un composant électronique vulnérable. En effet les normes disent peu de choses sur la nature des couplages électromagnétiques mis en jeu lors des essais.

La même question va se poser lorsqu'il s'agit de relier les signaux traités par les composants électroniques et le rayonnement qu'ils vont produire dans l'espace.

Le but de notre étude va donc consister à reproduire des expériences sur les quatre méthodes d'essai les plus utilisées en CEM et interpréter la façon dont les champs électromagnétiques se couplent sur un dispositif sous test.

On s'intéressera uniquement à des essais d'immunité qui consistent à produire des champs électromagnétiques sur un dispositif sensible. Bien sûr les conclusions de l'étude seront en partie transposables pour des dispositifs dont on voudrait mesurer le champ rayonné.

Les moyens d'essai explorés durant cette étude seront :

La cellule TEM qui offre suivant ses dimensions la possibilité de générer des champs dont la fréquence peut aller de quelques kHz à 100MHz voir le GHz.

La cellule GTEM qui couvre la même bande de fréquences mais sans qu'il soit nécessaire de réduire sa dimension pour atteindre le GHz.

La chambre anéchoïque blindée où on recherche à reproduire les conditions de propagation d'une onde électromagnétique en espace libre. Les artifices utilisés pour absorber les ondes feront que la bande de fréquence utilisable se situera d'une centaine de MHz à quelques dizaines de GHz.

La chambre réverbérante à brassage de modes où, contrairement à la méthode précédente, on génère des ondes stationnaires brassées par un dispositif mécanique ou électronique. La gamme de fréquence va dépendre des dimensions de la chambre. Si on estime qu'elles sont voisines de 3m, la fréquence minimale de mesure sera approximativement de 500MHz alors que les fréquences les plus grandes pourront atteindre quelques dizaines de GHz.

Si on excepte la technique de mesure utilisant la chambre réverbérante à brassage de modes, les méthodes qui viennent d'être décrites supposent que le champ qui se couple aux objets sous tests correspond à une onde plane. La validation proposée dans notre thèse étant basée sur un test d'immunité, il fallait utiliser un objet particulier, sensible aux polarisations fondamentales rencontrées sur l'onde plane. Une piste déposée sur le substrat diélectrique d'un circuit imprimé adossé à un plan de masse convenait parfaitement.

Cependant, nous avons préféré utiliser ce type d'éprouvette mais dépourvue du substrat diélectrique. Ce choix a été justifié par le fait que nous allons comparer nos mesures à une simulation théorique calculant la réponse de l'éprouvette au moyen du formalisme des lignes couplées. On comprend alors aisément que l'absence d'un substrat diélectrique apporte une simplification théorique permettant l'usage de formules analytiques donnant la tension induite sur cette piste en fonction de l'orientation du champ incident, de la fréquence et des conditions de charge imposées aux extrémités de cette ligne de propagation.

Les éprouvettes vont comporter un plan métallique de forme rectangulaire et un conducteur cylindrique parallèle à ce plan. La tension induite aux extrémités du conducteur est accessible

au moyen de deux connecteurs coaxiaux disposés aux dos du plan métallique.

Deux éprouvettes, correspondant à deux altitudes différentes du conducteur au-dessus du plan, ont été confectionnées dans le but de faire apparaître l'influence de ce paramètre géométrique dont on devine l'importance.

Les dimensions du plan rectangulaire sont choisies de telle manière que l'objet puisse prendre place dans chaque dispositif de mesure sans que sa présence modifie profondément le champ ambiant.

Avant d'apporter quelques détails sur la composition des quatre chapitres de la thèse, il faut rappeler que la simulation théorique basée sur le formalisme des lignes de transmission couplées admet que le plan de référence de potentiel est de dimensions infinies. Cette condition étant matériellement impossible à satisfaire, nous verrons que les tests pratiqués aux cours de cette étude apportent quelques informations qualitatives sur l'ampleur des erreurs systématiques introduites par cette limitation physique.

Le premier chapitre concerne la description de chaque moyens d'essais. Sans entrer dans le détail de leur fonctionnement, nous apportons quelques notions sur les phénomènes physiques mis en jeu. Ensuite quelques détails seront apportés sur la théorie des lignes couplées et sur la description des éprouvettes de couplage.

Un second chapitre concernera les résultats et la description d'expériences faites sur les trois premiers moyens d'essais notamment les cellules TEM-GTEM et la Chambre anéchoïque. Une interprétation physique prenant pour base, le calcul théorique obtenu par la théorie des lignes couplées sera proposée. Des conclusions sur la précision et l'objectivité des mesures seront ensuite déduites de la confrontation des résultats de la théorie et de l'expérience.

Le troisième chapitre est consacré aux résultats obtenus et aux mesures effectuées sur la chambre réverbérante à brassage de modes. Ensuite la théorie des lignes sera aménagée pour intégrer de multiples incidences de l'onde. Nous discuterons à cette occasion des phénomènes observés lors des expériences

menées en chambre réverbérante à brassage de modes (C.R.B.M.).

Le quatrième chapitre concerne l'interprétation physique de certains résultats obtenus lors des essais en C.R.B.M. En effet cette méthode permet de produire des illuminations électromagnétiques au-dessus de 1GHz en faisant intervenir un couplage d'ondes stationnaires. A de telles fréquences nous pourrions observer des phénomènes introduits par le rayonnement propre des éprouvettes. En effet, on se trouve aux limites de l'approximation TEM, il n'est donc plus concevable de négliger l'atténuation due au rayonnement des signaux induits sur l'éprouvette. Cette sortie de l'approximation TEM aura de grandes conséquences sur l'intensité des couplages mis en jeu. Pour nous en rendre compte, nous proposons de modifier la théorie des lignes en introduisant l'atténuation due à ce rayonnement. La méthode exposée relève encore de l'approximation faisant usage des concepts d'inductance et de capacité linéiques. Toutefois, comme nous pourrions le justifier au travers une confrontation réalisée avec un calcul exact mené par la méthode des moments à l'aide du « Numerical Electromagnetic Code » (NEC-2D) l'approximation consentie reste acceptable pour expliquer certains faits observés lors des expériences.

CHAPITRE I

CHAPITRE I

DESCRIPTION DES DISPOSITIFS D'ESSAI ET DES EPROUVETTES UTILISEES LORS DE L'ETUDE.

La mise en œuvre d'essais électromagnétiques destinés à tester la susceptibilité ou le rayonnement d'équipements électroniques fait appel à des techniques très spécifiques qui dépendent de la gamme de fréquence explorée [17].

Aucun dispositif d'essai ne permet à ce jour de couvrir entièrement un spectre aussi étendu (quelques kHz à plus d'une dizaine de GHz). Il faut donc partager le domaine de mesure en fonction des possibilités de chaque dispositif d'essai. Reste bien entendu à vérifier le bon recouvrement de toutes ces méthodes. Ce n'est pas un problème facile à résoudre puisque les essais pratiqués en CEM appartiennent à une application très particulière de la méthodologie des signaux électriques.

La première partie de ce chapitre introductif est consacrée à un descriptif de chaque méthode d'essai exploré. Rappelons ces méthodes d'essai qui sont les cellules TEM-GTEM, la chambre anéchoïque et la chambre réverbérante à brassage de modes comme l'indique l'introduction générale.

La seconde partie concerne l'introduction du modèle théorique des lignes couplées et la description des éprouvettes filaires spécialement utilisées durant cette phase de l'étude. Ensuite quelques considérations sur la mise en œuvre d'expériences pratiquées sont proposées.

I-1 DESCRIPTION DES DISPOSITIFS D'ESSAI UTILISES.**I-1.1 LA CELLULE TEM**

La Figure 1 représente les coupes longitudinales (a) et transversales (b) d'une cellule TEM (Transverse Electromagnétique).

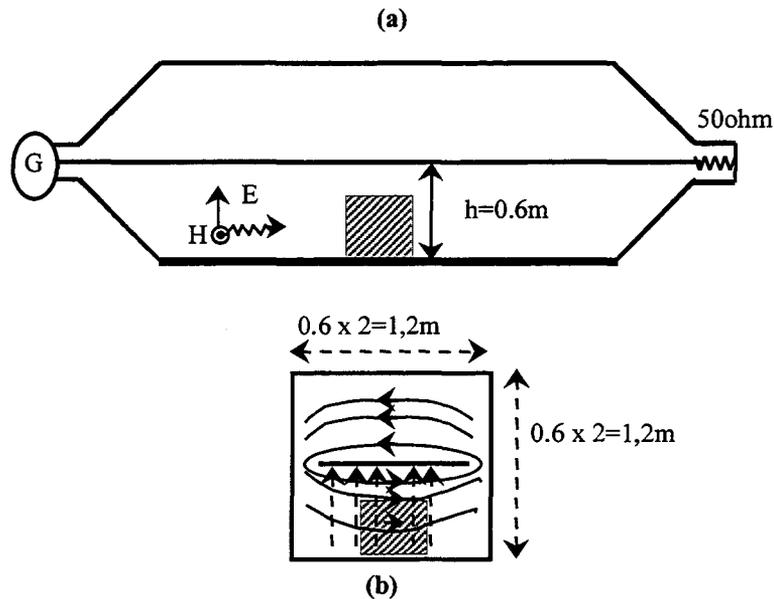


Figure 1

- Les dimensions correspondent aux côtes de la cellule TEM installée au LRPE.

Il s'agit d'une enceinte fermée dont l'enveloppe extérieure parallélépipédique est composée de parois en matériau conducteur homogène. Cette disposition procure à la cellule une bonne protection électromagnétique. Une cloison (le septum) est placée dans la partie centrale de la cellule. A une extrémité de la cloison une source radiofréquence et à l'autre extrémité une charge de dissipation et d'adaptation électrique sont connectées.

La fréquence maximale de son fonctionnement en mode TEM est définie par les dimensions transversales de la cellule. En effet, tant que les dimensions transversales sont petites par rapport à la longueur

d'onde, le champ électromagnétique produit par la source génère dans la cellule une onde TEM. La direction de propagation de l'onde est parallèle à la dimension longitudinale. En effet, le champ électrique peut être déduit de la tension électrique appliquée entre la cloison et l'enveloppe. Si on pose « V_0 » cette tension et si « h » est la distance de la cloison à l'enveloppe, le champ électrique « E » s'exprime avec une bonne approximation :

$$E = \frac{V_0}{h} \quad \text{(Equation 1)}$$

$h = 60\text{cm}^*$

* distance de la cloison à l'enveloppe de la cellule TEM installée au LRPE.

Dans ces conditions la composante de champ magnétique « H » orthogonale au champ électrique satisfait les conditions d'une onde plane, le rapport « E/H » s'exprime alors :

$$\eta = \frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377\Omega \quad \text{(Equation 2)}$$

Dans la plupart des cellules TEM on recherche des rapports de dimensions transversales pour que l'impédance caractéristique du mode TEM soit égale à 50Ω . De cette façon si on connecte une charge de valeur 50Ω à l'extrémité, on propage dans la cellule une onde progressive, le champ électromagnétique va ressembler à une onde plane se propageant sous incidence rasante. En conséquence un objet placé dans la zone centrale est soumis à une composante de champ électrique perpendiculaire au plan horizontal qui joue alors le rôle d'un plan de masse. L'objet est en même temps soumis à une composante de champ magnétique parallèle au plan de masse et perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde.

La fréquence maximale au-dessus de laquelle la propagation TEM n'est plus garantie est atteinte lorsque la demi-longueur d'onde s'apparente à la largeur de la cellule, soit pour les dimensions de la Figure 1 une fréquence de 125MHz. Au dessus de cette fréquence on ne peut plus admettre que les champs électrique et magnétique restent uniformes dans la zone centrale.

I-1.2 LA CELLULE GTEM [22] [24]

La cellule GTEM (GigaHertz Transverse Electromagnétique) se comporte comme une ligne de transmission dont la géométrie transversale n'est pas uniforme. Cette propriété fait que la propagation s'apparente au mode TEM même lorsque les longueurs d'ondes deviennent petites par rapport aux dimensions transversales de la cellule. On retrouve cette particularité dans les structures biconiques. Il est ainsi possible de générer une onde TEM dont la fréquence peut être comprise entre quelques kHz et le GHz. L'absorption de l'onde TEM à l'extrémité de la cellule est obtenue en basse fréquence par la dissipation d'énergie dans les résistances de charge et en haute fréquence par la dissipation dans les absorbants. La cellule GTEM signifie qu'on peut l'explorer en fréquence, jusqu'au GHz. Cette limitation est imposée par la géométrie transversale de la cellule. Cette propriété tient au caractère non uniforme des paramètres géométriques transverses comme le montrent les coupes longitudinale (a) et transversale (b) de la Figure 2.

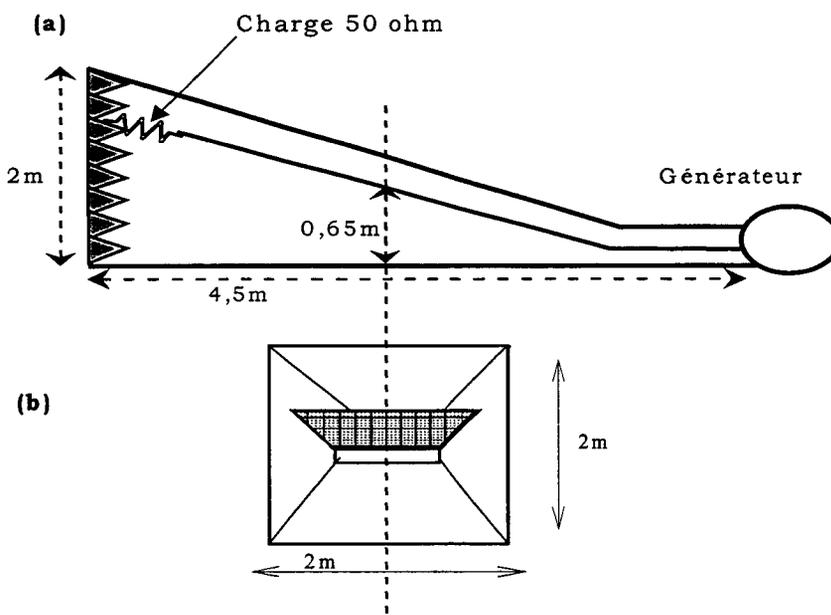


Figure 2 : Les dimensions correspondent aux côtes de la cellule GTEM installés à l'INRETS.

La source est connectée à une extrémité fixe, contrairement à la cellule TEM, la structure va s'élargir graduellement jusqu'à l'extrémité opposée à la source. La cloison n'est plus centrée mais se rapproche de l'enveloppe supérieure de manière à libérer un espace libre suffisant pour y installer les objets soumis aux essais. L'extrémité de la cellule opposée à la source est fermée par une paroi en matériau conducteur. Un réseau d'impédance de charge est connecté entre la cloison et cette paroi. Ce dispositif est complété par une autre charge composée d'absorbants électromagnétiques posés sur la face intérieure de la paroi. Les dimensions données (Figure 2) correspondent aux côtes de la cellule GTEM installée à l'**I.N.R.E.T.S.** (Institut National de Recherche et d'Étude des Transports et leur Sécurité).

I-1.3 LA CHAMBRE ANECHOÏQUE.

Pour pratiquer des essais de susceptibilité électromagnétique dans la bande de fréquence 80MHz – 1GHz, les normes suggèrent l'usage d'une chambre anéchoïque blindée.

Les chambres semi- anéchoïques sont très utilisées dans les domaines spatial, militaire et maintenant de transport routier comme moyens de qualification de l'immunité d'équipements dans la bande 30MHz à quelques GHz. Le L.R.P.E. (Laboratoire de Radio-Propagation et Electronique) dispose, depuis 1991, d'un tel outil de test [15].

Une source radiofréquence connectée à une antenne large bande installée dans une cage de Faraday dont les parois internes sont couvertes avec des matériaux absorbants peut reproduire les conditions de propagation d'une onde électromagnétique en espace libre. La figure 3 illustre une telle disposition.

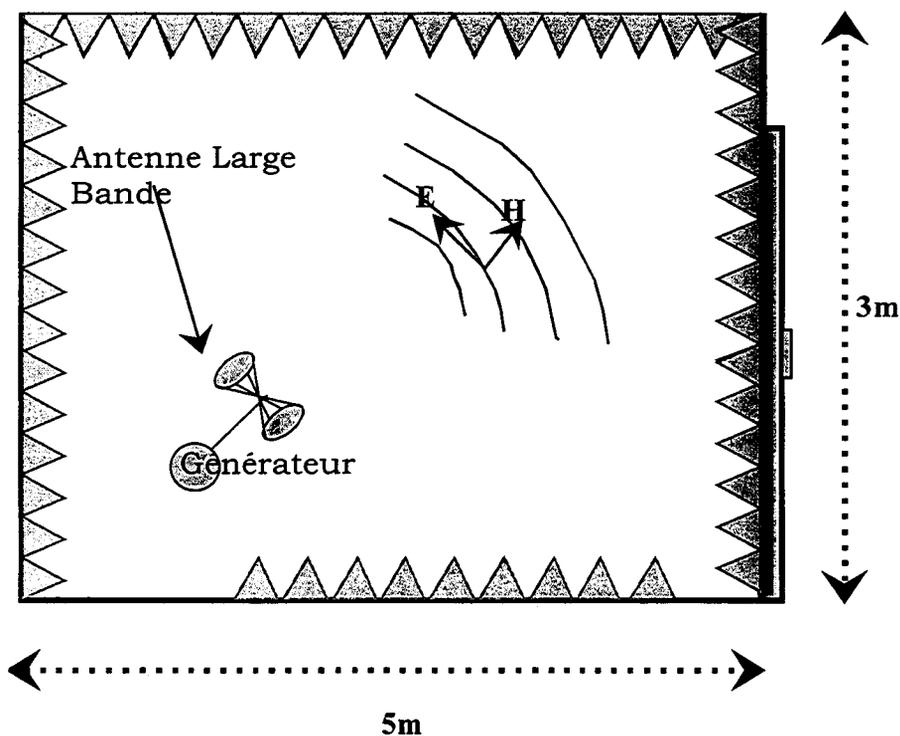


Figure 3

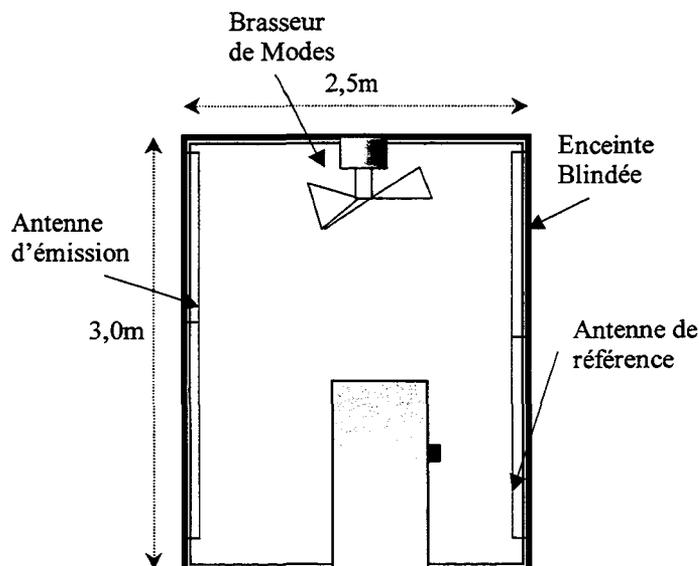
Si un objet est situé à une distance « r_0 » de l'antenne d'émission suffisamment grande devant la longueur d'onde « λ », l'objet sera soumis à une onde électromagnétique quasi plane.

Les dimensions habituelles des chambres anéchoïques font que « r_0 » excède rarement 10m, ce qui veut dire que la condition de champ lointain requise pour obtenir une onde plane n'est vérifiée qu'au-dessus de 30MHz. De plus les absorbants électromagnétiques posés sur les parois métalliques de la chambre ne sont efficaces qu'à condition que leurs dimensions satisfassent certains critères [20]. Le plan de sol peut être ou non couvert d'absorbants. Bien que les propriétés anéchoïques et l'apparition du champ lointain sur l'installation du LRPE se produisent au-dessus de 200MHz, l'expérience a démontré que des essais sont faisables à partir de 30MHz moyennant quelques restrictions dans les interprétations.

I-1.4 LA CHAMBRE REVERBERANTE A BRASSAGE DE MODES

La chambre réverbérante à brassage de modes utilise les propriétés des cavités électromagnétiques dont les dimensions sont grandes devant la longueur d'onde.

Dans de telles conditions les raisonnements de l'optique géométrique s'appliquent. Ils aboutissent à la conclusion que des objets très directifs émettant ou recevant des champs électromagnétiques se comportent dans une chambre réverbérante pareillement à des antennes isotropes. Cela vient des multiples réflexions qui se produisent sur les parois métalliques homogènes de la chambre sans absorbants. Ce fonctionnement a pour effet d'engendrer des ondes stationnaires qui font que la distribution du champ électromagnétique dans le volume intérieur à la chambre obéit à des fonctions quasi périodiques dont la période peut être confondue avec la longueur d'onde du champ excitateur.

**Figure 4**

Comme l'indique la Figure 4 la plupart des chambres réverbérantes sont équipées d'un brasseur de modes. C'est un dispositif comprenant des pales métalliques placées dans la partie supérieure de la chambre. La mise en rotation du brasseur modifie la fréquence de résonance de la chambre. Si on estime que la fréquence du champ excitateur est suffisante, la rotation des pales parvient à provoquer une interférence des modes de résonance de cette cavité électromagnétique. Le résultat est qu'en un point quelconque de la chambre il devient possible de contrôler l'amplitude du champ à l'aide de la position du brasseur. Pour toute fréquence répondant à ces critères, on peut ainsi obtenir en tout point de la chambre un champ d'amplitude maximale.

La Figure 4 donne les dimensions de la chambre installée au LRPE. On comprend que les dimensions de la chambre vont déterminer la fréquence minimale à partir de laquelle le brassage devient efficace. Pour l'installation du LRPE, celle-ci se situe à 500MHz. Ensuite si on évalue par un calcul statistique le rapport des champs électrique et magnétique qui s'établissent dans la cavité, le résultat converge vers la valeur de l'impédance de l'onde plane, soit 377Ω [25]. La limite du fonctionnement haute fréquence de la chambre dépend de son coefficient de qualité. Pour l'installation du LRPE elle se situe vers 20 GHz. Les chambres réverbérantes ont cet avantage par rapport aux autres moyens d'essai utilisés dans cette étude de pouvoir produire des champs de grande amplitude sous des apports de puissance très modestes. Les chapitres III et IV sont consacrés aux mesures pratiquées en chambre réverbérante.

I-2 MODELE THEORIQUE DES LIGNES COUPLEES ET DESCRIPTION DES EPROUVETTES FILAIRES

I-2.1 LA THEORIE DES LIGNES COUPLEES

Considérons un conducteur parallèle à un plan métallique composé d'un matériau de grande conductivité électrique. Le plan est supposé de dimension infinie. Ce conducteur est illuminé par une onde électromagnétique plane dont la direction de propagation est parallèle au conducteur. Seule une onde transportant une composante de champ électrique « E_x^i » normale à la surface du plan et une composante magnétique « H_y^i » qui est orthogonale peut se propager. La ligne est disposée à une hauteur « h » au-dessus du plan, elle a une dimension « L_0 », son diamètre est « d ».

On associe à la ligne le repère "oxyz", l'axe « oz » est parallèle au conducteur comme le montre la Figure 5.

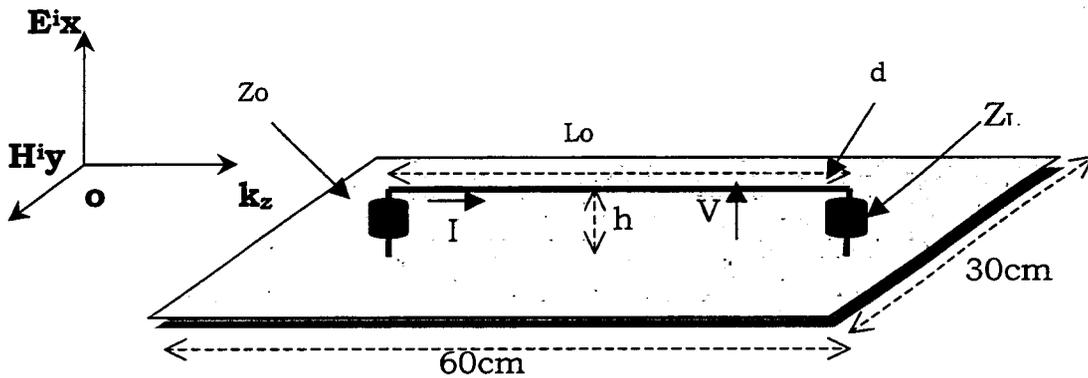


Figure 5

L'onde possède donc deux composantes de champ « E_x^i » et « H_y^i » qui vont induire sur la ligne des courants et tensions "I(z)" et "V(z)". Si on suppose que la hauteur est inférieure au longueur d'onde, λ et la longueur de la ligne, L_0 , la ligne propage une onde TEM à laquelle on

peut appliquer le formalisme des lignes de transmission qui consiste à introduire les concepts d'inductance et de capacité linéiques.

Courant, tension et champ excitateur sont reliés par deux équations différentielles :

$$\begin{cases} -\frac{dV}{dz} = jL\omega I + j\omega\mu_0 H_y^i h \\ -\frac{dI}{dz} = jC\omega V - jC\omega E_x^i h \end{cases} \quad \text{(Equation 3)}$$

où : h ; est la hauteur du conducteur(m),

C ; est la capacité linéique de la ligne(F/m),

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

La résolution du système d'équations-3 peut être faite analytiquement, et l'exploitation des solutions obtenues permet d'apprécier plus aisément l'influence des paramètres physiques en particulier le rôle imparti aux impédances de charge « Z_o » et « Z_L ».

I-2.1a Phénomènes basses fréquences

Le fonctionnement basse fréquence suppose que la longueur d'onde est plus grande que la longueur de la ligne. Soit :

$$\lambda \gg L_0 \quad \text{(Equation 4)}$$

On va admettre que les impédances « Z_o » et « Z_L » sont identiques et égales à l'impédance caractéristique de la ligne. Soit :

$$Z_o = Z_L = Z_c \quad \text{(Equation 5)}$$

« Z_c » est reliée aux paramètres linéiques de la ligne. Soit:

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \text{(Equation 6)}$$

Les solutions des équations différentielles définies par l'équation-3 permettent d'établir le schéma équivalent suivant [27]:

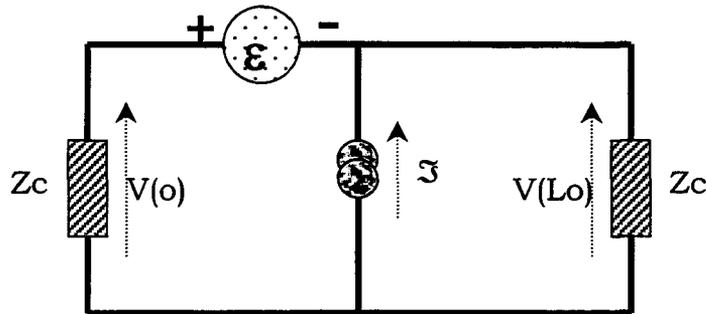


Figure 6

Les sources de f.e.m. « ε » et de courant « \mathfrak{I} » peuvent s'exprimer par:

$$\varepsilon = j\omega\mu_0 H_y^i h L_0 \quad \text{(Equation 7)}$$

$$\mathfrak{I} = jC\omega E_x^i h L_0 \quad \text{(Equation 8)}$$

Les expressions des tensions deviennent :

$$V(o) = \frac{\varepsilon}{2} + \frac{\mathfrak{I}}{2} Z_c \quad \text{(Equation 9)}$$

$$V(L_0) = -\frac{\varepsilon}{2} + \frac{\mathfrak{I}}{2} Z_c \quad \text{(Equation 10)}$$

L'impédance caractéristique va dépendre de la géométrie de la ligne puisque :

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{4h}{d}\right) \quad \text{(Equation 11)}$$

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln\left(\frac{4h}{d}\right)} \quad \text{(Equation 12)}$$

d'où :

$$Z_c = \frac{Z_w}{2\pi} \ln\left(\frac{4h}{d}\right) \quad \text{(Equation 13)}$$

à condition de poser :

$$Z_w = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad \text{(Equation 14)}$$

La relation qui lie l'impédance d'onde Z_w avec les composantes « E_x^i » et « H_y^i » :

$$E_x^i = Z_w H_y^i \quad \text{(Equation 15)}$$

On obtient alors :

$$V(o) = j\omega\mu_0 H_y^i h L_o \quad \text{(Equation 16)}$$

$$V(L_o) = 0 \quad \text{(Equation 17)}$$

Ce résultat montre qu'une ligne de transmission installée dans l'ambiance d'une onde électromagnétique plane permet de relier assez simplement le champ ambiant « H_y^i » à la tension induite « $V(o)$ ». C'est donc un moyen de valider un test électromagnétique. Si la direction de propagation devient perpendiculaire à la ligne, seule la composante « E_x^i » va contribuer à l'induction des parasites, il reste dans le schéma équivalent de la Figure 6 avec la seule source de courant « \mathfrak{I} ». « $V(o)$ » et « $V(L_o)$ » deviennent :

$$V(o) = V(L_o) = \frac{1}{2} j\omega\mu_0 H_y^i h L_o \quad \text{(Equation 18)}$$

1-2.1b Les phénomènes haute fréquences.

Si on se place dans les conditions que le longueur d'onde, λ est inférieure au longueur de la ligne, L_0 , il faut rechercher les solutions exactes. Sachant que « E_x^i » et « H_y^i » s'expriment :

$$\begin{aligned} E_x^i &= E_{x0}^i e^{-\gamma Z} \\ H_y^i &= H_{y0}^i e^{-\gamma Z} \end{aligned} \quad \text{(Equation 19)}$$

que la constante de propagation « γ » est :

$$\gamma = j \frac{\omega}{c} \quad \text{(Equation 20)}$$

où :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (\text{m/s}) \quad \text{(Equation 21)}$$

Un résonnement basé sur l'usage du schéma équivalent réduit à une portion infinitésimale de la ligne, amène à le relation [28]:

$$V(0) = j\omega\mu_0 H_{y0}^i h \left(\frac{1 - e^{-2\gamma L_0}}{2\gamma_0} \right) \quad \text{(Equation 22)}$$

$$V(L_0) = 0 \quad \text{(Equation 23)}$$

(On suppose que la vitesse de propagation des signaux induits est la même que celle de l'onde incidente).

De cette relation on peut déduire que « $V(0)$ » présente un zéro chaque fois que la fonction exponentielle s'identifie à l'unité, soit :

$$e^{-2\gamma L_0} = 1 \quad \text{(Equation 24)}$$

c'est-à-dire pour toutes les fréquences « f_n » telles que :

$$f_n = \frac{n c}{2 L_0} \quad \text{(Equation 25)}$$

« $V(0)$ » donne un maximum d'amplitude lorsque la fonction exponentielle est telle que :

$$e^{-2\gamma L_0} = -1 \quad \text{(Equation 26)}$$

soit pour les fréquences « f_p » qu'on relie à la variable entière « p » :

$$f_p = \frac{2p+1}{4} \frac{c}{L_0} \quad \text{(Equation 27)}$$

On notera que l'amplitude de chaque maximum devient indépendante de la fréquence puisque :

$$V(o)|_{f=f_p} = \mu_0 c H_{y_0}^i h \quad \text{(Equation 28)}$$

La Figure 7 illustre dans une représentation log-log l'évolution de « $|V(o)|$ » en fonction de la fréquence.

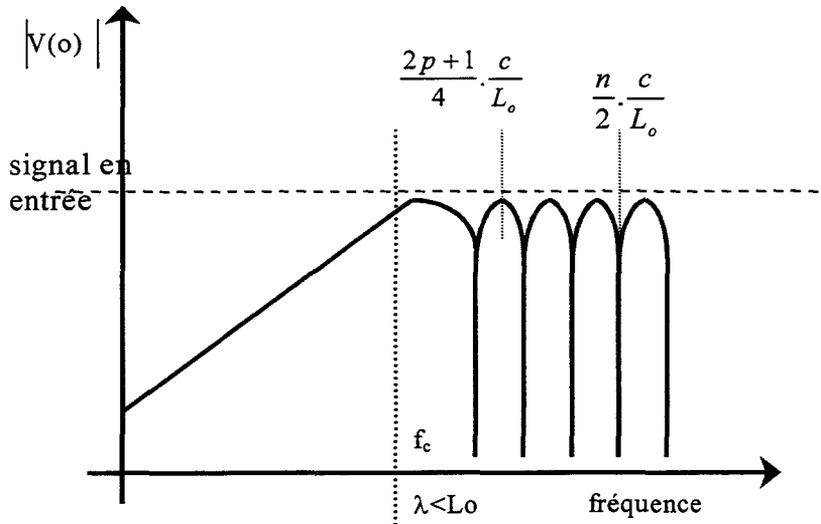


Figure 7

*Ligne adaptée aux deux extrémités.

Les phénomènes de propagation ont donc pour effet d'annuler « $|V(o)|$ » à certaines fréquences et à d'autres fréquences engendrer une amplitude maximale qui devient indépendante de la fréquence de l'onde excitatrice. On remarque que le maximum atteint par « $V(o)$ » sont, contrairement aux zéros, une fonction qui ne varie pas rapidement avec la fréquence.

I-2.1c Les phénomènes de résonance

Considérons maintenant que à $z = L_0$, la ligne est ouverte, $Z_L \rightarrow \infty$ et qu'à $z = 0$ elle est court circuitée, $Z_0 = 0$. La résolution de l'équation-3 amène à la solution suivante:

$$V(L_0) = E_X^i h \left[e^{-jkL_0} - \frac{1}{\cos(kL_0)} \right] \quad \text{(Equation 29)}$$

Cette tension s'annule pour toutes les fréquences telles que :

$$f_n = n \frac{c}{L_0} \quad \text{(Equation 30)}$$

Elle prend une amplitude "théorique" infinie pour les fréquences qui s'expriment :

$$f_p = \frac{2p+1}{4} \frac{c}{L_0} \quad \text{(Equation 31)}$$

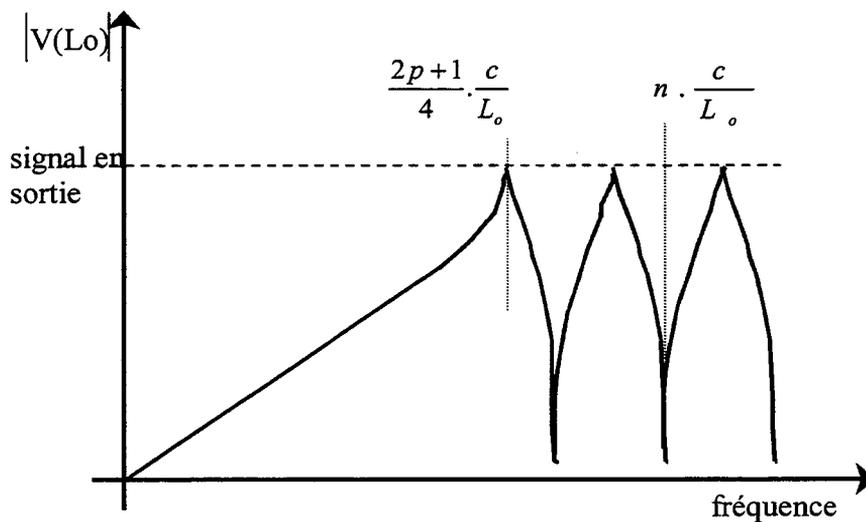


Figure 8

La courbe de la Figure 8 illustre l'évolution de « $V(L_0)$ » en fonction de la fréquence.

I-2.2 DESCRIPTION DES EPROUVETTES

Deux éprouvettes ont été réalisées pour étudier les couplages de l'onde sur une ligne de transmission.

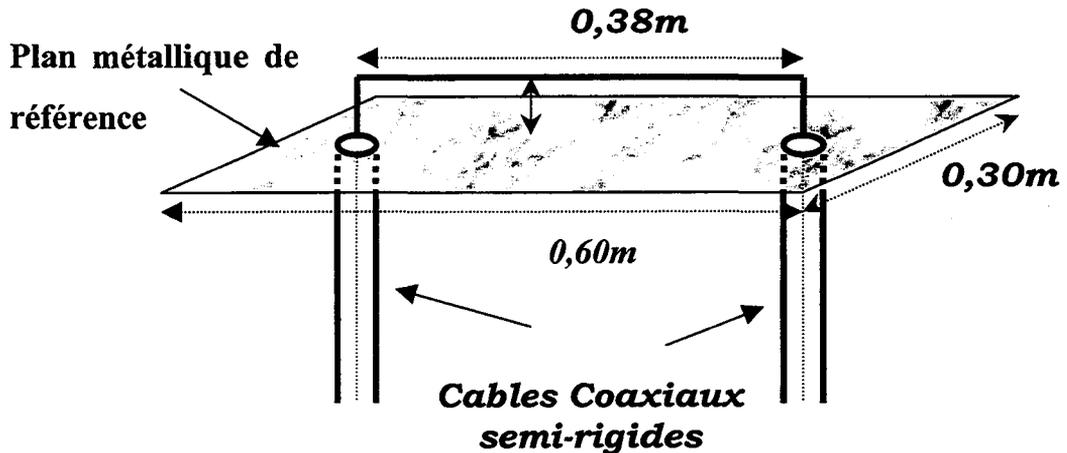


Figure 9

Il s'agit d'un conducteur rigide en laiton de diamètre $d = 2\text{ mm}$ et de dimension longitudinale $L_0 = 38\text{cm}$. Le conducteur est installé au-dessus d'un plan rectangulaire en alliage léger de dimensions $60\text{cm} \times 30\text{cm}$. Les accès aux extrémités du conducteur se font par la face inférieure du plan au moyen d'embases coaxiales au standard SMA. Les deux éprouvettes diffèrent par la hauteur du conducteur au-dessus du plan (voir planche A).

Soit $h_1 = 6,5\text{cm}$ pour l'éprouvette E_1

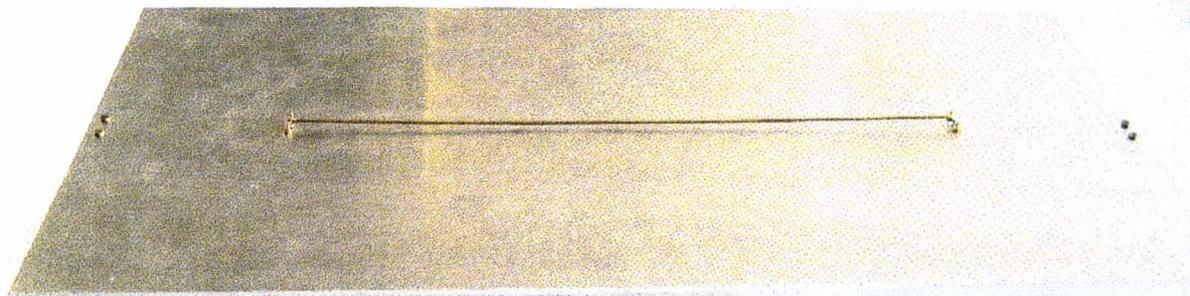
$h_2 = 5\text{mm}$ pour l'éprouvette E_2 .

Les inductances, capacités linéiques et impédance caractéristique de chaque éprouvette ont respectivement pour valeurs :

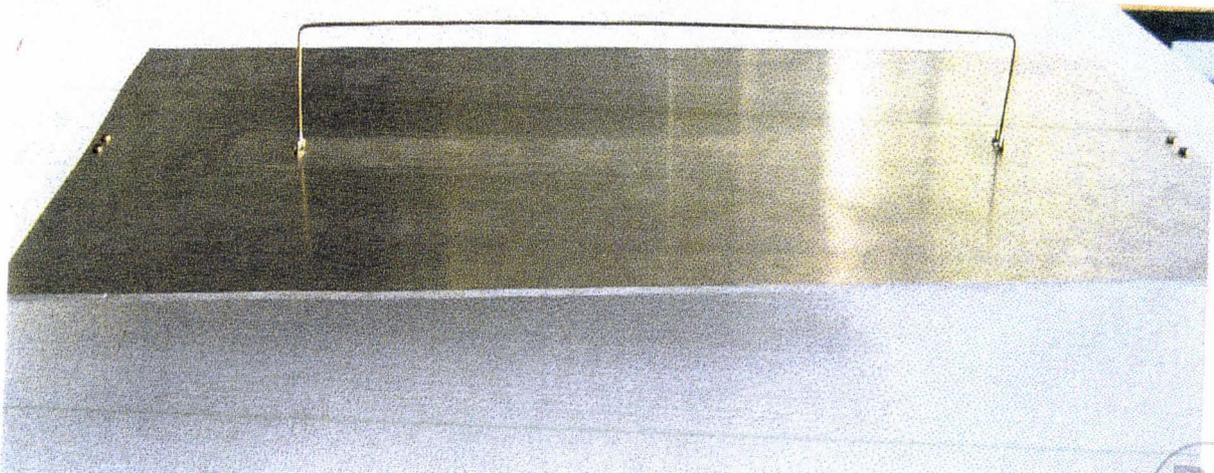
$$L_1 = 973\text{nH/m} \quad C_1 = 11\text{pF/m} \quad Z_{c1} = 292\Omega$$

$$L_2 = 460\text{nH/m} \quad C_2 = 24\text{pF/m} \quad Z_{c2} = 138\Omega$$

(L'indice 1 se rapporte à E_1 , l'indice 2 à E_2).



BU
LILLE I



BU
LILLE I

PLANCHE-A

I-2.3 CONSIDÉRATIONS SUR LA MISE EN ŒUVRE D'EXPERIENCES PRATIQUES.

Pour plusieurs raisons physiques les essais s'éloignent de la théorie idéale des lignes, proposée précédemment :

- Le plan n'est pas de dimensions infinies.
- La hauteur du conducteur au-dessus du plan de masse ne sera pas forcément petite par rapport à la longueur d'onde comme le suppose l'approximation TEM.
- Les extrémités de la ligne comportent des parties anguleuses qui sont à l'origine d'impédances localisées ignorées dans la théorie classique des lignes.
- L'onde générée par le dispositif d'essai ne répond pas forcément aux critères rigoureux de l'onde plane.

Si on examine plus en détail ces raisons, les mécanismes introduits par les dimensions du plan de référence risquent surtout d'intervenir lors des essais pratiqués en chambre anéchoïque ou en chambre réverbérante. En effet en cellule TEM aussi bien qu'en cellule GTEM, l'objet sera posé sur le plan horizontal des cellules, ce qui d'une certaine manière intègre le concept de plan infini. Par contre en chambre anéchoïque ou en chambre réverbérante l'objet doit être installé à distance d'au moins un mètre du plan de masse ou des parois de la chambre. Deux phénomènes de couplage risquent alors de se produire :

- le couplage du mode différentiel qui répond au concept défendu dans la théorie des lignes auquel s'ajoute ;
- le couplage de mode commun qui englobe le plan de référence local et le conducteur qui lui est parallèle. Ces deux éléments se comportent pareillement à une antenne monopôle électrique. C'est un mécanisme complexe qu'on va discuter en chapitre III.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre introductif, les principes et la description des dispositifs d'essai utilisés en CEM couvrant une large gamme de fréquence de quelques kHz à plusieurs GHz.

La théorie des lignes est aussi rappelée en distinguant les phénomènes basses fréquences, les phénomènes hautes fréquences et les phénomènes de résonances. Nous avons fait une description des modèles spécialement réalisés dont le but est de reproduire les conditions de couplage de l'onde sur une ligne de transmission. Les dimensions des éprouvettes ont été déterminées pour pouvoir les installer dans chaque dispositif expérimenté.

Cette étude oblige cependant à faire quelques considérations sur le réalisme physique des expériences pratiquées. Pour plusieurs raisons, les couplages électromagnétiques mis en œuvre durant les essais s'éloignent de la théorie idéale des lignes. Notamment, les dimensions du plan de référence sont limitées et la hauteur du conducteur au-dessus du plan de masse n'est pas forcément négligeable par rapport à la longueur d'onde comme le suppose l'approximation TEM ; d'autre part les extrémités des éprouvettes ne sont pas rigoureusement adaptées. Nous allons examiner tous ces aspects dans les prochains chapitres.

CHAPITRE II

CHAPITRE II

DESCRIPTION DES ESSAIS PRATIQUES ET INTERPRÉTATION DES RESULTATS OBTENUS EN CELLULE TEM/GTEM/CHAMBRE ANÉCHOÏQUE

Ce chapitre est consacré aux descriptions des essais pratiqués et à l'interprétation des résultats en cellules TEM-GTEM et chambre anéchoïque.

Nous concentrons tout d'abord notre attention sur la description des mesures propres aux cellules TEM-GTEM et à la chambre anéchoïque. Les paragraphes suivants proposent des interprétations de ces mesures.

Dans une première partie nous décrivons le synoptique du banc de mesure concernant la cellule TEM. Ensuite figurent les résultats obtenus lors d'une campagne de mesures, une comparaison avec les courbes théoriques déduites de la théorie des lignes couplées sera proposée.

La seconde partie traite de la description du banc de mesures et les résultats obtenus avec la cellule GTEM auxquels est également ajoutée une confrontation avec la théorie des lignes couplées.

La troisième partie du chapitre est consacrée aux essais effectués sous illumination en chambre anéchoïque blindée. En fonction de la position relative de l'antenne d'émission et de l'éprouvette les trois couplages fondamentaux ont été réalisés. Ainsi on pratique successivement le couplage magnétique, le couplage hybride et le couplage électrique auxquels nous avons ajouté des essais sous polarisations duales des précédentes.

Une confrontation avec des résultats théoriques exploités sur la base de schémas équivalents valables aux fréquences basses et de courbes obtenues à l'aide de formules plus complètes prenant en compte les phénomènes de propagation viendront conclure ce chapitre.

II-1 ESSAIS PRATIQUES SUR CELLULES TEM**II-1.1 SYNOPTIQUE DU BANC DE MESURE**

Le schéma de la Figure 10 montre le synoptique du banc de mesure utilisé autour de la cellule TEM du LRPE.

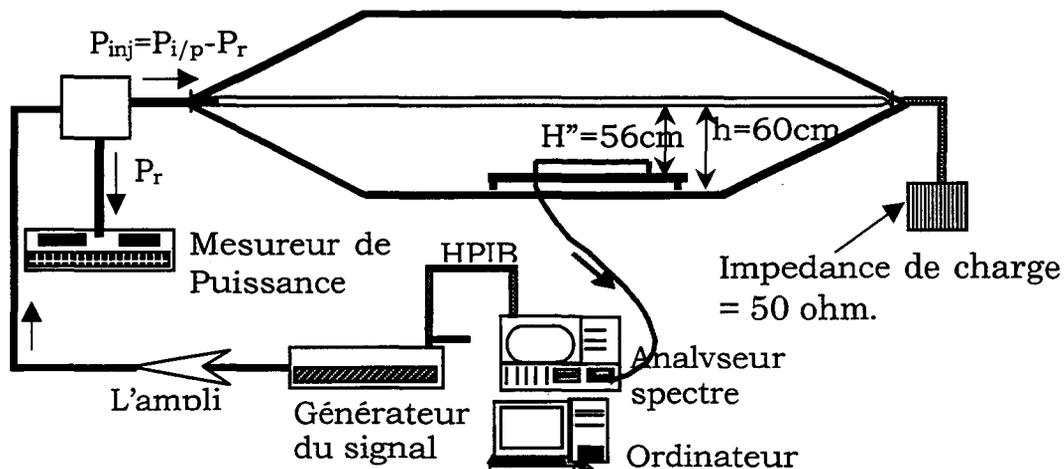


Figure 10

L'alimentation de la cellule est faite par un générateur de signal via un amplificateur de puissance et un coupleur qui donne une estimation de la puissance injectée. La mesure des tensions sur les éprouvettes est pratiquée par un analyseur de spectre. L'instrumentation est pilotée par un ordinateur. Deux méthodes ont été expérimentées, dans chaque cas l'éprouvette est posée sur le plan de référence de la cellule à une hauteur de 2cm permettant le passage des coaxiaux et des raccords SMA placés sous l'éprouvette. La faible hauteur de l'objet par rapport à l'espacement de la cloison et du plan de masse fait que le champ est localement peu perturbé. De plus, l'axe de l'éprouvette sera confondu avec l'axe de la cellule de manière à obtenir une composante de champ électrique perpendiculaire au plan de masse, et une composante magnétique parallèle au plan de masse. Les schémas (a) et (b) de la Figure 11 illustrent deux possibilités pour sortir le signal tension de la cellule TEM.

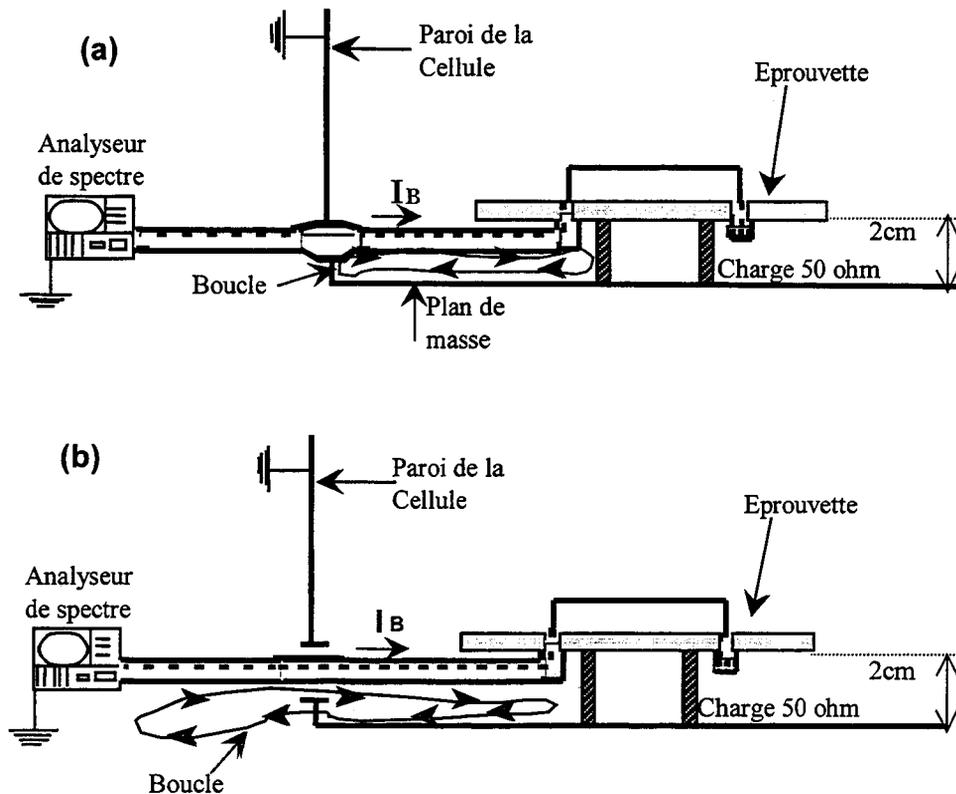


Figure 11

La disposition (a) est rationnelle puisqu'elle évite les fuites électromagnétiques via la partie extérieure du câble coaxial de liaison. Toutefois l'expérience a montré qu'un courant I_B assez conséquent est induit sur le blindage du coaxial intérieur à la cellule. Ce courant est induit par la boucle de faible inductance matérialisée par les contacts établis au niveau de la paroi et les supports d'éprouvette. Ce courant provoque une interaction électromagnétique avec l'éprouvette.

La préférence a donc été donnée pour la disposition (b) dans laquelle le câble coaxial passe librement à travers une ouverture pratiquée dans la paroi de la cellule. Cette disposition fait que le courant I_B est de plus faible amplitude à cause de l'accroissement de l'inductance de la boucle de retour. Avec cette topologie le couplage parasite évoqué précédemment est fortement réduit. Cependant ce procédé engendre sur le châssis de l'analyseur de spectre la circulation d'un courant qui

peut perturber la mesure de tensions de faible amplitude. Cet effet est ici négligeable puisque les tensions prélevées aux extrémités de l'éprouvette ont une amplitude bien supérieure au seuil de sensibilité de l'analyseur même s'il est dégradé par le courant I_B .

A titre indicatif, la Figure 12 représente l'évolution de la tension mesurée à l'extrémité de l'éprouvette $E_1(h=6,5\text{cm})$ lorsque le conducteur filiforme est successivement parallèle à la direction de propagation de l'onde (couplage hybride) puis perpendiculaire à cette direction (couplage électrique). La puissance injectée dans la cellule est estimée à 16,2W. Au-dessus de 100MHz, les caractéristiques sont affectées par l'atténuation introduite par la bande passante limitée de l'amplificateur de puissance. L'évolution de la tension induite s'approche donc bien d'une loi proportionnelle à la fréquence, la propriété est particulièrement bien vérifiée au-dessous de 10MHz. De plus la tension induite dans la configuration (a) est plus importante qu'en (b), propriété tout à fait en accord avec les développements théoriques établis au paragraphe I-2.1 .

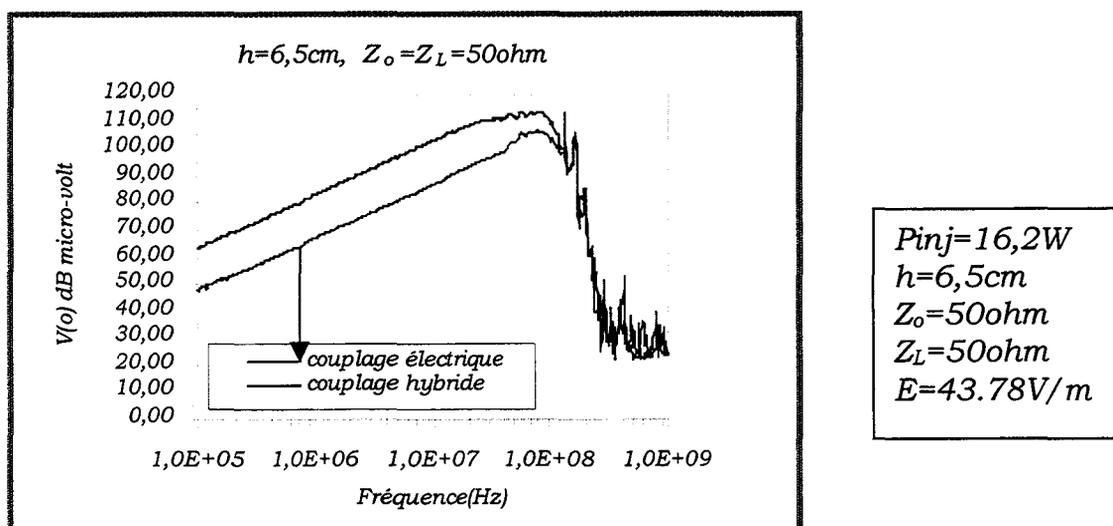
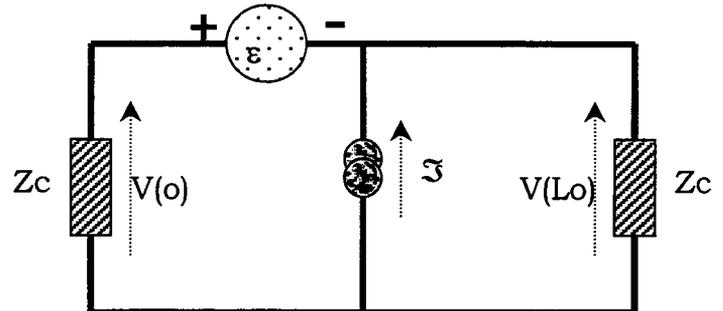


Figure 12: Tension induite sur l'éprouvette en fonction de la fréquence.

II-1.2 *CONFRONTATION THEORIE - EXPERIENCE*

Considérons les expressions des sources de f.e.m. « ε » et de courant « \mathfrak{I} » qui apparaissent sur le schéma équivalent de la Figure 6 (reproduite en face...).



(figure 6 - Reproduite...).

Elles s'expriment pour l'hypothèse basse fréquence:

$$\varepsilon = j\omega\mu_0 H_y^i h L_o \quad \text{(Equation 32)}$$

$$\mathfrak{I} = jC\omega E_x^i h L_o \quad \text{(Equation 33)}$$

Il faut déterminer l'amplitude des composantes de champ. Une mesure au moyen de capteurs de champ risque d'être imprécise. La préférence est donc donnée à une estimation indirecte établie à partir de la connaissance de la puissance injectée dans la cellule. Si on note « P_{inj} » cette puissance et qu'on suppose que la cellule forme une ligne parfaitement adaptée, la composante électrique « E_x^i » est en bonne approximation liée à la tension appliquée à l'entrée de la cellule « V_o » par l'expression :

$$\left| E_x^i \right| = \frac{V_o}{h} \quad \text{(Equation 34)}$$

où « h » est la distance qui sépare la cloison du plan de référence de la cellule. « V_o » se déduit de la puissance « P_{inj} » puisque :

$$V_o = \sqrt{P_{inj} Z_{eTEM}} \quad \text{(Equation 35)}$$

où « Z_{eTEM} » représente l'impédance d'entrée de la cellule TEM égale à 50Ω .

La composante magnétique sera déduite par la relation :

$$H_y^i = \frac{E_x^i}{Z_w} \quad \text{(Equation 36)}$$

où $Z_w = 377\Omega$.

Examinons tout d'abord les imperfections introduites par les phénomènes de propagation. Pour simplifier on admet que l'éprouvette est connectée sur sa propre impédance caractéristique. La tension $V(o)$ s'exprime conformément à l'équation suivante :

$$V(o) = j\omega\mu_0 H_{y0}^i h \left(\frac{1 - e^{-2\gamma L_0}}{2\gamma} \right) \quad \text{(Equation 37)}$$

Si on pose :

$$V_{BF}(o) = j\omega\mu_0 H_{y0}^i h L_0 \quad \text{(Equation 38)}$$

La valeur approchée basse fréquence de « $V(o)$ », l'erreur relative introduite par les phénomènes de propagation peut s'écrire :

$$\xi_p = \left| \frac{V(o) - V_{BF}(o)}{V_{BF}(o)} \right| = \left| \frac{1 - 2\gamma L_0 - e^{-2\gamma L_0}}{2\gamma L_0} \right| \quad \text{(Equation 39)}$$

Si on suppose que la fréquence n'est pas trop élevée pour que la longueur d'onde permette l'approximation :

$$|\gamma L_0| \ll 1 \quad \text{(Equation 40)}$$

« ξ_p », devient :

$$\xi_p \cong |\gamma L_0| \quad \text{(Equation 41)}$$

Calculons « ξ_p » à plusieurs fréquences avec $L_0=38\text{cm}$:

$$f = 100\text{kHz} \quad \xi_p = 7,9 \cdot 10^{-4} \rightarrow 0,08\%$$

$$f = 1\text{MHz} \quad \xi_p = 7,9 \cdot 10^{-3} \rightarrow 0,8\%$$

$$f = 10\text{MHz} \quad \xi_p = 7,9 \cdot 10^{-2} \rightarrow 8\%$$

$$f = 100\text{MHz} \quad \xi_p = 0,79 \rightarrow 80\%$$

A 10MHz l'erreur est proche de 10 % pour atteindre presque 100 % à 100MHz. Ceci suggère de limiter le domaine BF de 100kHz à 1MHz.

Les impédances connectées aux extrémités des éprouvettes ne respectent pas la condition d'adaptation. En effet, l'impédance caractéristique de la ligne est de 138Ω et 292Ω alors que l'impédance de charge imposée par les appareils de mesure est de 50Ω . Pour introduire cette source d'incertitude aux fréquences basses il faut corriger le schéma équivalent. On va supposer que les sources « ε » et « \mathfrak{S} » agissent dans la partie centrale de l'éprouvette. On fait intervenir la propagation sur les deux tronçons de ligne de dimensions $L_0/2$ qui prennent place de part et d'autre des sources Figure 13.

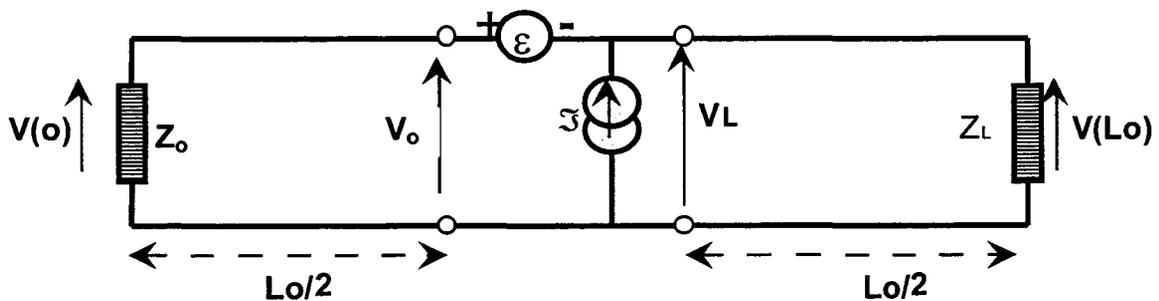


Figure 13

« V_o » et « V_L » expriment les tensions à l'entrée de chaque tronçon. La théorie des lignes permet de relier « $V(o)$ » à « V_o » au moyen de l'expression :

$$V(o) = V_0 \frac{1 + \rho_0}{1 + \rho_0 e^{-\gamma L_0}} e^{-\frac{\gamma L_0}{2}} \quad \text{(Equation 42)}$$

où le coefficient de réflexion « ρ_0 » s'exprime :

$$\rho_0 = \frac{Z_0 - Z_c}{Z_0 + Z_c} \quad \text{(Equation 43)}$$

L'approximation des fréquences basses obtenues lorsque $|\gamma L_0| \ll 1$ amène à une expression plus simple puisque :

$$V(o) \cong V_0 \frac{1 + \rho_0}{1 + \rho_0 - \rho_0 \gamma L_0} \quad \text{(Equation 44)}$$

qu'on peut aussi écrire :

$$V(o) \cong V_0 \frac{Z_0}{Z_0 \left(1 - \gamma \frac{L_0}{2}\right) + Z_c \gamma \frac{L_0}{2}} \quad \text{(Equation 45)}$$

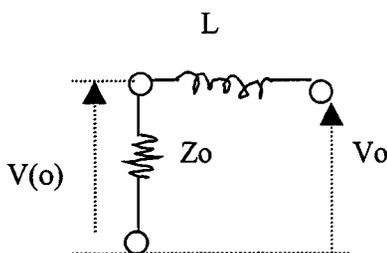
Expression qui peut encore se simplifier si on suppose que « Z_0 » est différente de « Z_c » ($Z_0 \ll Z_c$):

$$V(o) \cong V_0 \frac{Z_0}{Z_0 + Z_c \gamma \frac{L_0}{2}} \quad \text{(Equation 46)}$$

* Z_c \longrightarrow impédance caractéristique de la ligne.

* Z_c \longrightarrow charge en $z=0$.

Si on introduit dans l'équation-46 l'inductance linéique de la ligne,



cette relation devient :

$$V(o) \cong V_o \frac{Z_o}{Z_o + jL\omega \frac{L_o}{2}} \quad (\text{Equation } 47)$$

On va déterminer « V_o » en faisant usage du schéma de la Figure 14:

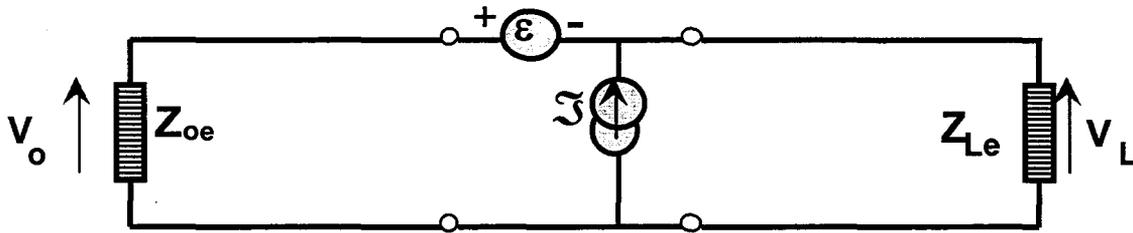


Figure 14

« Z_{oe} » et « Z_{Le} » sont les impédances d'entrée de chaque tronçon puisque $Z_{oe} = Z_{Le}$ sont identiques et elles s'expriment :

* Z_c ligne

* $Z_{oe} = Z_{Le} = Z_o = 50\Omega$ charge

$$Z_{oe} = Z_{Le} = Z_c \frac{Z_o + Z_c \operatorname{th}\left(\gamma \frac{L_o}{2}\right)}{Z_c + Z_o \operatorname{th}\left(\gamma \frac{L_o}{2}\right)} \quad (\text{Equation } 48)$$

L'approximation des grandes longueurs d'onde fait que cette relation peut s'écrire :

$$Z_{oe} \cong Z_c \frac{Z_o + Z_c \gamma \frac{L_o}{2}}{Z_c + Z_o \gamma \frac{L_o}{2}} \quad (\text{Equation } 49)$$

D'autre part si on estime que « Z_o » est très inférieure à « Z_c », l'équation-49 devient:

$$Z_{oe} \cong Z_o + Z_c \gamma \frac{L_o}{2} = Z_o + jL\omega \frac{L_o}{2} \quad \text{(Equation 50)}$$

ainsi :

$$V_o = \frac{\varepsilon}{2} + \frac{\Im}{2} \left(Z_o + jL\omega \frac{L_o}{2} \right) \quad \text{(Equation 51)}$$

$$V(o) = \frac{\frac{\varepsilon}{2} + \frac{\Im}{2} Z_o \left(1 + j \frac{L\omega L_o}{2Z_o} \right)}{1 + j \frac{L\omega L_o}{2Z_o}} \quad \text{(Equation 52)}$$

Alors qu'avec des charges adaptées « $V(o)$ » s'exprime :

$$V_{Z_c}(o) = \frac{\varepsilon}{2} + \frac{\Im}{2} Z_c \quad \text{(Equation 53)}$$

L'erreur relative introduite par « Z_o » prend pour expression :

$$\xi_{z_o} = \left| \frac{V(o) - V_{Z_c}(o)}{V_{Z_c}(o)} \right| = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{Z_o}{Z_c} - 1 \right)^2 + \left(\frac{L\omega L_o}{2Z_c} \right)^2} \quad \text{(Equation 54)}$$

Sachant que :

$$L = 973 \text{ nH/m} \quad Z_c = 292 \Omega$$

$$L_o = 38 \text{ cm} \quad Z_o = 50 \Omega$$

f = 100 kHz	$\xi_{z_o} = 41 \%$
f = 1 MHz	$\xi_{z_o} = 41 \%$
f = 10 MHz	$\xi_{z_o} = 41 \%$
f = 100 MHz	$\xi_{z_o} = 46 \%$

Ce résultat montre que c'est principalement l'erreur introduite par la source de courant qui débite dans « Z_o » qui joue le plus sur l'erreur. L'inductance linéique n'intervient qu'à partir de 100MHz. Par conséquent on peut traiter le problème basse fréquence par le schéma équivalent de la Figure 15. Les inductances permettent d'éliminer les erreurs en BF.

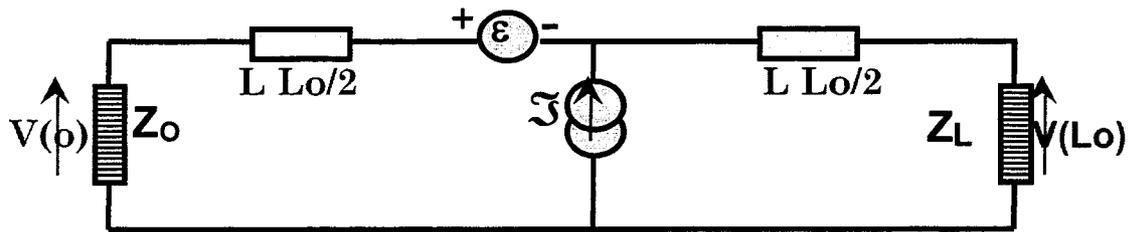


Figure 15

Le schéma permet d'attribuer à « $V(o)$ » la valeur:

$$V(o) = \frac{\varepsilon}{2} + \frac{\mathfrak{I}}{2} Z_o \quad \text{(Equation 55)}$$

et à $V(L_o)$:

$$V(L_o) = -\frac{\varepsilon}{2} + \frac{\mathfrak{I}}{2} Z_L \quad \text{(Equation 56)}$$

On va procéder à une comparaison de la tension « $V(o)$ » ou de et « $V(L_o)$ » mesurée puis calculée afin d'estimer cette fois l'ordre de grandeur des incertitudes de mesure.

Les caractéristiques mesurées sont reportées sur la page suivante. L'estimation de l'incertitude est faite à la fréquence de 1MHz. Ce choix se justifie dans la mesure où à cette fréquence l'impédance vue à

l'entrée de la cellule TEM est pratiquement confondue avec son impédance de charge rigoureusement égale à $49,8\Omega$. De plus à cette fréquence les incertitudes dues aux phénomènes de propagation sont aussi très faibles comme l'ont prouvé les développements précédents.

La puissance injectée dans la cellule TEM est déterminée à partir de la tension mesurée à la sortie de l'amplificateur de puissance. Il s'agit d'une mesure pratiquée avec un oscilloscope chargé par une impédance de 50Ω . La mesure directe convient compte tenu du faible niveau de charge de la cellule. La puissance injectée à 1MHz est « $P_{inj} = 16,2\text{W}$ ». Au moyen des équations « $|E_x^i| = \frac{V_0}{h}$ » et « $V_0 = \sqrt{P_{inj} Z_{eTEM}}$ » on trouve que « $E_x^i = 47,4\text{V/m}$ » et par l'équation « $H_y^i = \frac{E_x^i}{Z_w}$ » on déduit « $H_y^i = 0,125\text{A/m}$ ». On détermine maintenant pour chaque configuration l'erreur relative par rapport à la tension théorique, soit :

$$\xi_v = \frac{V_{mesuree} - V_{theorique}}{V_{theorique}}$$

(Equation 57)

Expérience 1	V(o) mV	V(o) dBμV	ξ _v
Mesurée	14,0	83,0	-2,0%
Théorique	14,3	83,0	

Direction de propagation parallèle
au conducteur
 $Z_0=50\Omega ; Z_L=50\Omega$

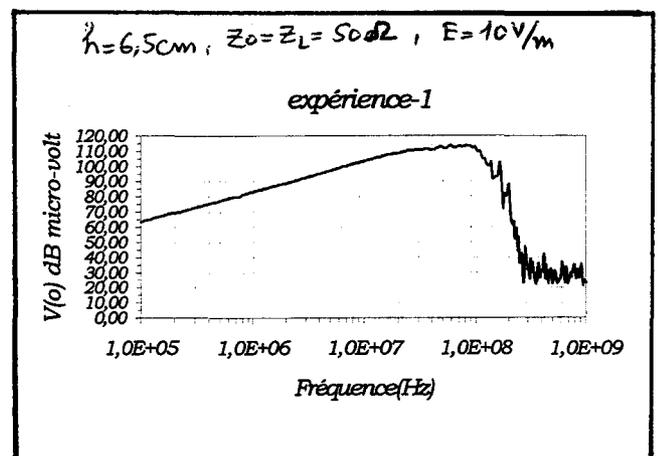


Figure 16

Expérience 2	V(Lo) mV	V(Lo) dBμV	ξ_v
Mesurée	9,0	79,0	-11,0%
Théorique	10,16	80,0	
Direction de propagation parallèle au conducteur $Z_0=50\Omega$; $Z_L=50\Omega$			

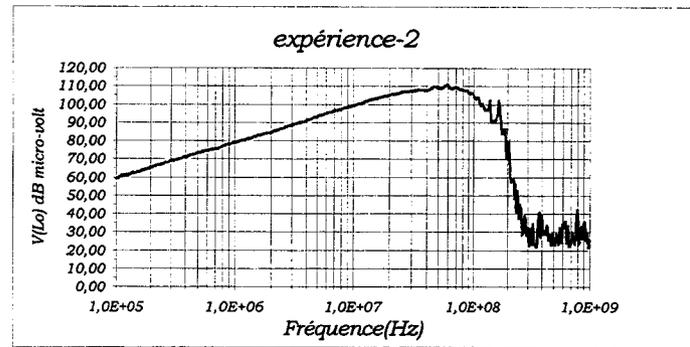


Figure 17

Expérience 3	V(o) mV	V(o) dBμV	ξ_v
Mesurée	23,0	87,0	-6,0%
Théorique	24,5	87,7	
Direction de propagation parallèle au conducteur $Z_0=50\Omega$; $Z_L=0\Omega$			

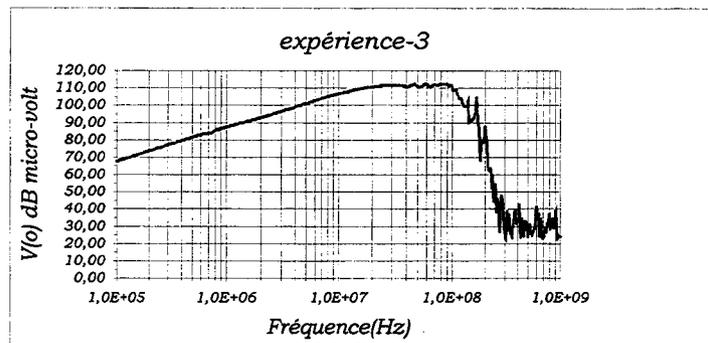


Figure 18

Expérience 4	V(Lo) mV	V(Lo) dBμV	ξ_v
Mesurée	23,0	87,0	-6,0%
Théorique	24,5	87,7	
Direction de propagation parallèle au conducteur $Z_0=0\Omega$; $Z_L=50\Omega$			

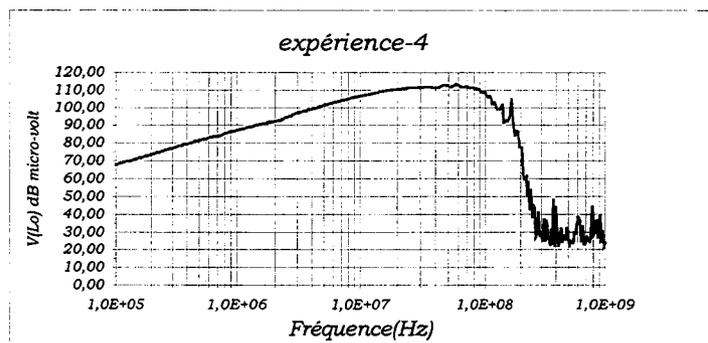


Figure 19

Expérience 5	V(o) mV	V(o) dB μ V	ξ_v
Mesurée	2,0	66,0	-4,7%
Théorique	2,1	66,4	

Direction de propagation
perpendiculaire au conducteur
 $Z_0=50\Omega$; $Z_L=50\Omega$

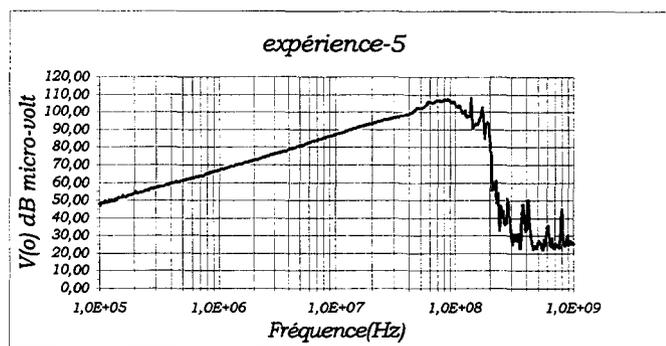


Figure 20

Expérience 6	V(Lo) mV	V(Lo) dB μ V	ξ_v
Mesurée	2,0	66,0	-4,7%
Théorique	2,1	66,4	

Direction de propagation
perpendiculaire au conducteur
 $Z_0=50\Omega$; $Z_L=50\Omega$

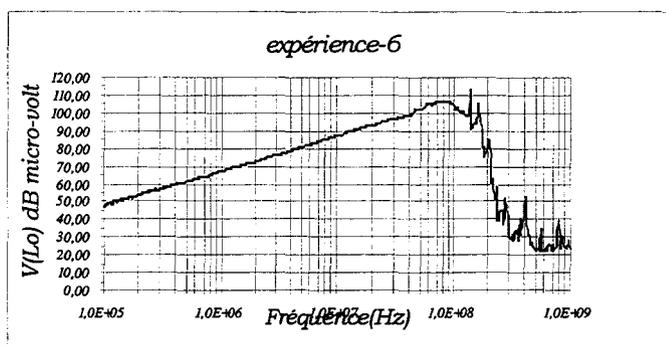


Figure 21

Expérience 7	V(o) mV	V(o) dB μ V	ξ_v
Mesurée	0,6	55,0	17%
Théorique	0,51	54,0	

Direction de propagation
perpendiculaire au conducteur
 $Z_0=50\Omega$; $Z_L=0\Omega$

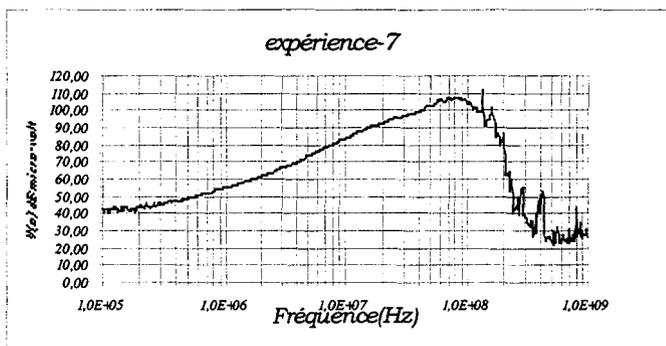


Figure 22

Pour calculer l'amplitude de $V(o)$ lorsque $Z_L = 0$ il faut, pour les conditions de l'expérience 7, ajouter la réactance du tronçon de ligne court-circuité comme l'indique la Figure 23:



Figure 23

D'où :

$$V(o) = jL\omega \Im \frac{L_o}{2} = -\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 E_x^i hL_o$$

$$V(o) \text{ mesurée} \quad 0,6\text{mV} \quad ==> \quad 55\text{dB}\mu\text{V}$$

$$V(o) \text{ théorique} \quad 0,51\text{mV} \quad ==> \quad 54\text{dB}\mu\text{V}$$

$$\xi_v = 17 \%$$

La campagne d'expérience montre que la précision des mesures est tout à fait acceptable, ce qui veut dire que la cellule TEM simule assez bien les conditions de l'onde plane rasante au-dessus d'un plan conducteur infini.

Des mesures pratiquées à l'analyseur de réseau vont permettre d'apprécier la confrontation théorie - expérience sur une gamme de fréquence plus étendue.

II-1.3 CONFRONTATION THEORIE - EXPERIENCE SUR UNE LARGE GAMME DE FREQUENCES

Les mesures sont tout d'abord pratiquées sur la cellule TEM alimentée par un analyseur de réseau. La voie générateur est connectée à l'entrée de la cellule alors que la voie réceptrice est à une extrémité de l'éprouvette. L'amplificateur de puissance est éliminé. On peut explorer des fréquences allant de 300kHz à 200MHz.

Seule la tension « $V(o)$ » sera concernée par les mesures, l'éprouvette est chargée aux deux extrémités par 50Ω soit $Z_o = 50\Omega$ et $Z_L = 50\Omega$. La confrontation portera tout d'abord sur l'éprouvette E_1 ($h_1 = 6,5\text{cm}$).

Les courbes suivantes montrent l'évolution de $V(o)$ en fonction de la fréquence pour les mesures effectuées en cellule TEM sur l'éprouvette E_1 ; elles sont comparées avec la prédiction basée sur la théorie de ligne en résolvant l'équation-3 :

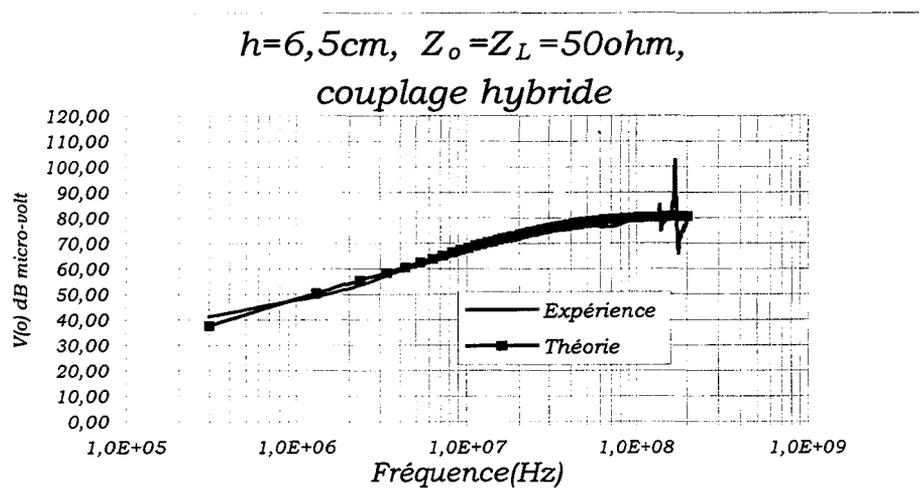


Figure 24: Tension induite sur l'éprouvette E_1 en cellule TEM (couplage hybride).

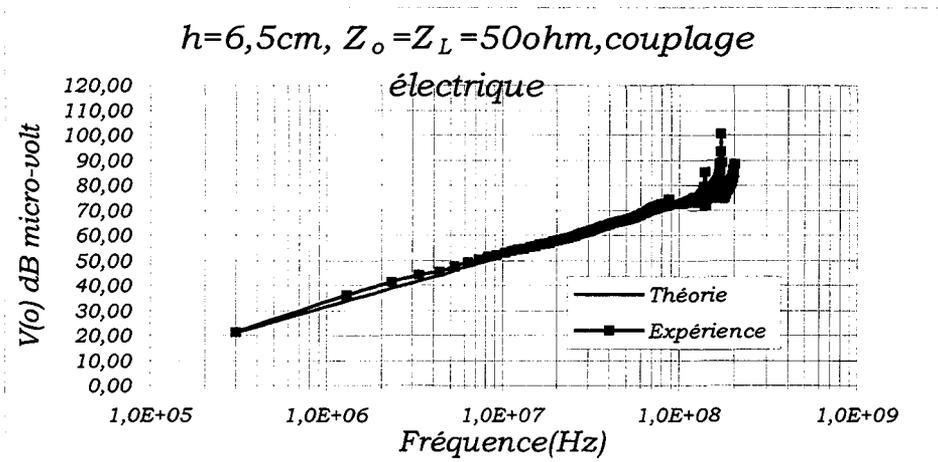


Figure 25: Tension induite sur l'éprouvette E₁ en cellule TEM (couplage électrique).

L'accord théorie-expérience semble tout à fait satisfaisant. On remarque au-dessus de 100MHz des fluctuations qui ont pour origine la mise en résonance transverse de la cellule TEM. La dimension transversale de la cellule TEM du LRPE est de 1,2m, ce qui génère le mode TE₀₁ à 125MHz, comportement qui semble bien confirmé par l'expérience. Les courbes suivantes se rapportent à la confrontation pratiquée sur l'éprouvette E₂.

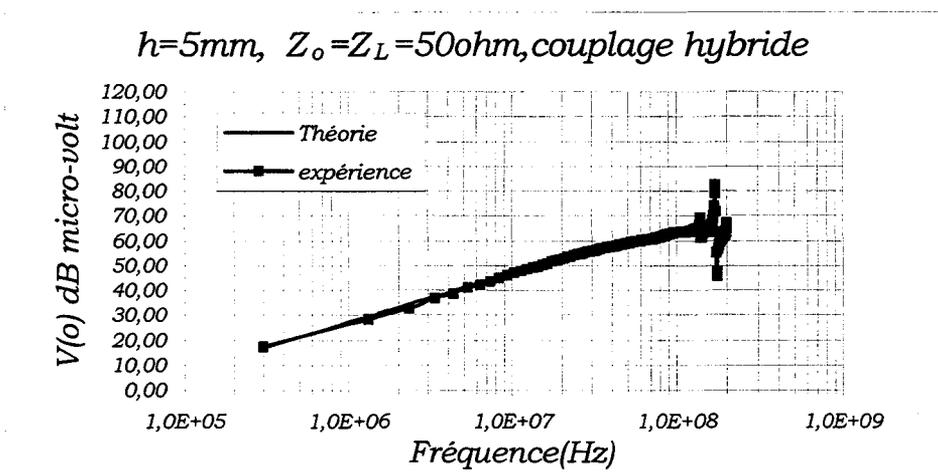


Figure 26: Tension induite sur l'éprouvette E₂ en cellule TEM (couplage Hybride).

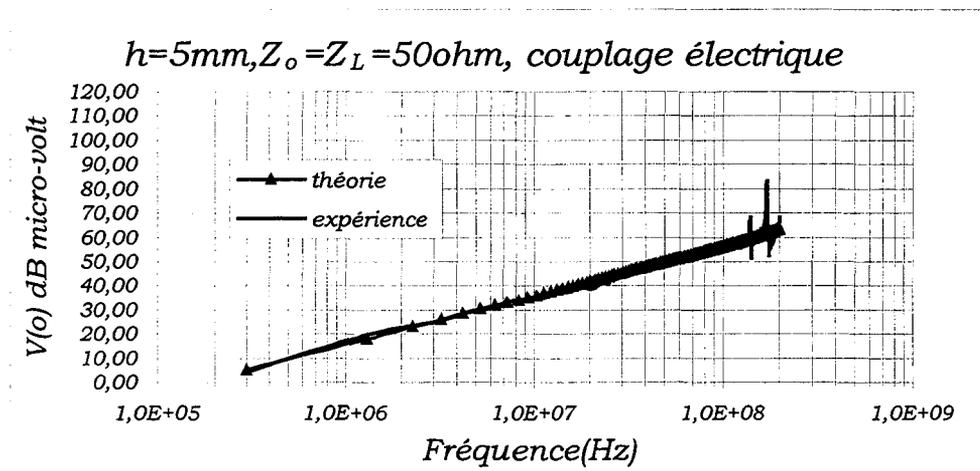


Figure 27 : Tension induite sur l'éprouvette E₂ en cellule TEM (couplage électrique).

Les conditions de polarisation de l'onde sont, en fonction de l'ordre d'apparition des courbes, les mêmes que pour l'éprouvette E₁. L'accord avec la théorie est tout aussi satisfaisant.

Ceci confirme que l'essai en cellule TEM reproduit par conséquent assez fidèlement les conditions de propagation d'une onde plane jusqu'à 100MHz. D'autre part le dispositif mis en oeuvre pour simuler le couplage semble donc pour ce champ d'expérience se comporter pareillement à une ligne de transmission parallèle à un plan de dimensions infinies. En effet la perturbation apportée par l'éprouvette sur le champ électromagnétique joue très peu puisque l'éprouvette est pratiquement confondue avec le plan de référence de la cellule.

II-2 ESSAIS PRATIQUES SUR CELLULE GTEM**II-2.1 SYNOPTIQUE DU BANC DE MESURE**

La Figure 28 montre le synoptique du banc de mesure dont l'architecture est tout à fait analogue à celle du banc qui contrôle les mesures en cellule TEM.

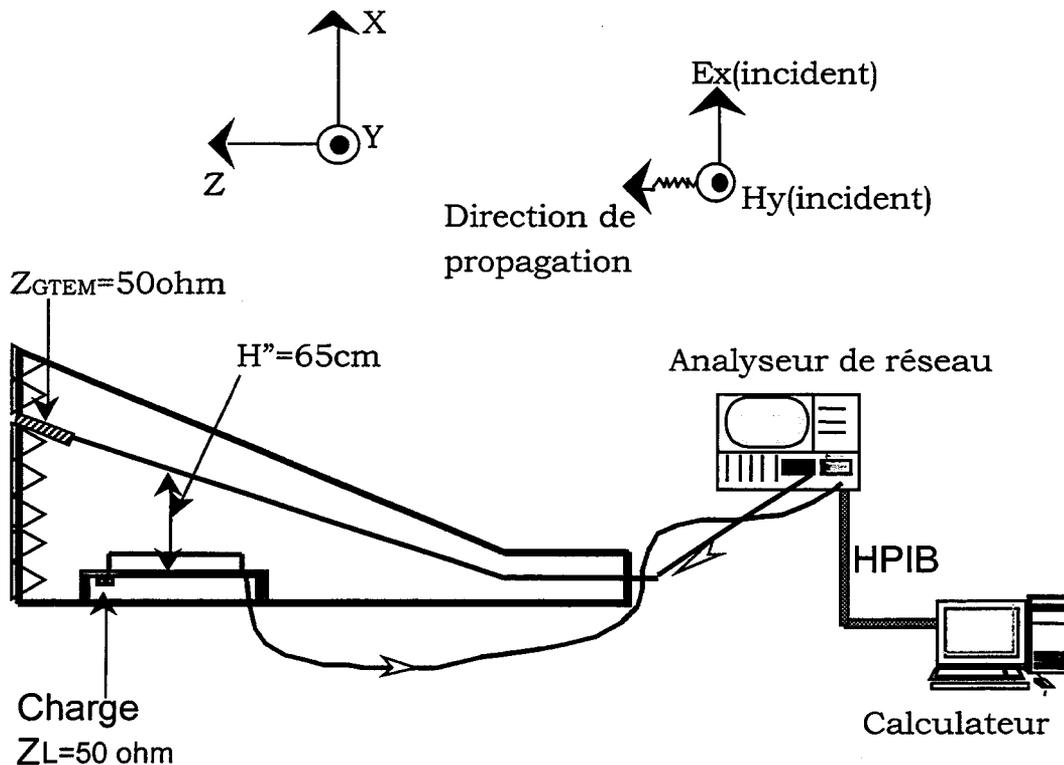


Figure 28

Contrairement aux essais pratiqués sur cellule TEM, seul le pilotage au moyen de l'analyseur de réseau sera exploité. La gamme de fréquences, couverte par les expériences va de 500kHz à 1GHz. L'extraction du signal induit sur l'éprouvette se fait par un câble coaxial reliant l'extrémité de l'éprouvette à des transitions coaxiales BNC disponibles sur le plan de masse de référence de la cellule. La partie centrale de l'éprouvette est installée en un lieu où la distance qui sépare la cloison du plan de masse de la cellule est voisine de 0,65m.

II-2.2 CONFRONTATION THEORIE - EXPERIENCE

Les caractéristiques théoriques sont déterminées par la résolution des

équations
$$\begin{cases} -\frac{dV}{dz} = jL\omega I + j\omega\mu_0 H_y^i h \\ -\frac{dI}{dz} = jC\omega V - jC\omega E_x^i h \end{cases}$$
 en supposant que le champ électrique

« E_x^i » et le champ magnétique « H_y^i » sont indépendants de la variable longitudinale « z » (direction de propagation). L'amplitude attribuée à la composante « E_x^i » est comme précédemment déduite de la puissance injectée dans la cellule elle-même évaluée à partir de la tension appliquée sur la cellule. Le champ électrique sera donné par le rapport entre cette tension et la hauteur liant la cloison à l'éprouvette comme l'indique l'équation-34; « $|E_x^i| = \frac{V_o}{h}$ ». Toutefois la distance cloison plan

étant variable, on a fait une estimation moyenne de cette distance, soit $h = 0,65m$. La composante magnétique « H_y^i » est calculée avec

l'impédance de l'onde plane par la relation, « $H_y^i = \frac{E_x^i}{Z_w}$ ».

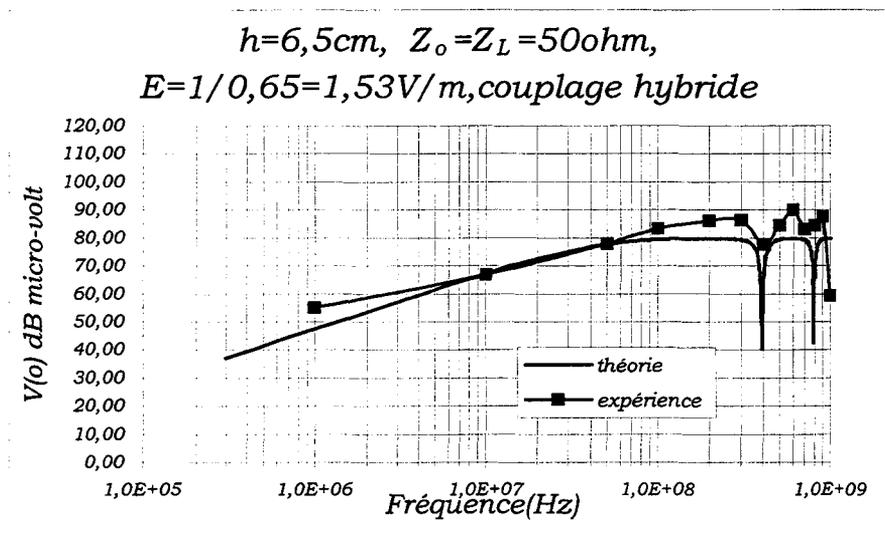
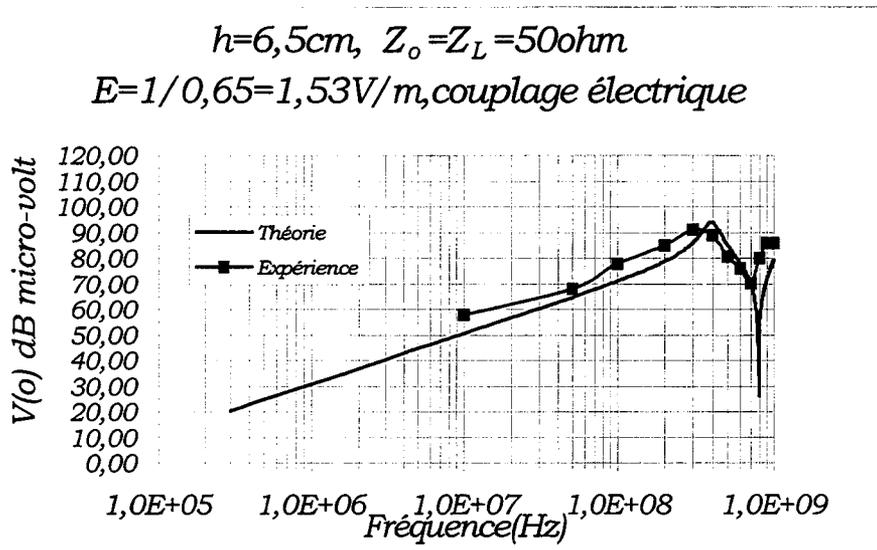


Figure 29

**Figure 30**

On notera qu'au-dessous de 10MHz la caractéristique (Figure 29 ou Figure 30) ne comporte pas de résultats expérimentaux. La raison vient du manque de sensibilité de la mesure pratiquée à l'analyseur de réseau qui ne peut correctement reproduire la tension en sortie d'éprouvette que si elle est supérieure à $100\mu\text{V}$. Les caractéristiques théoriques (calculées en utilisant la théorie classique des lignes de transmission) et expérimentales sont en bon accord avec cependant une marge d'incertitude supérieure à celle enregistrée sur cellule TEM. Aux fréquences de 10MHz et 100MHz la marge d'incertitude (des équations-3) se chiffre comme suit:

$$f = 10 \text{ MHz} \quad \varepsilon_v = -2 \%$$

$$f = 100 \text{ MHz} \quad \varepsilon_v = 24 \%$$

Les données expérimentales disponibles au-dessus de 100MHz (lorsque interviennent les phénomènes de propagation) montrent que

l'accord théorie-expérience est également satisfaisant bien que les fluctuations d'amplitude avec la fréquence ne soient pas reproduites avec exactitude. Pour expliquer cette divergence on va exprimer la tension obtenue aux extrémités de l'éprouvette.

Les conditions de charge de l'éprouvette étant symétriques, on parvient à exprimer la tension de para-diaphonie au moyen d'expressions analytiques assez simples. Ainsi la tension induite lorsque le conducteur est parallèle à la direction de propagation est déduite de la relation :

$$V_{//}(o) = \frac{E_x^i h Z_L}{Z_L + Z_c} \left(\frac{1 - e^{-2\gamma L_0}}{1 - \rho_L^2 e^{-2\gamma L_0}} \right) \quad \text{(Equation 58)}$$

Lorsque le conducteur est perpendiculaire à la direction de propagation, la tension devient :

$$V_{\perp}(o) = \frac{E_x^i h Z_L}{Z_c + Z_L} \left(\frac{1 - e^{-\gamma L_0}}{1 + \rho_L e^{-\gamma L_0}} \right) \quad \text{(Equation 59)}$$

où le coefficient de réflexion ρ_L s'exprime :

$$\rho_L = \frac{Z_c - Z_L}{Z_c + Z_L} \quad \text{(Equation 60)}$$

- **Comportement de $V_{//}(o)$:**

La tension s'annule lorsque $e^{-2\gamma L_0} = 1$

soit pour les fréquences telles que $f_n = n \frac{c}{2L_0}$.

$$n = 1 \quad f_1 = 394 \text{ MHz}$$

$$n = 2 \quad f_2 = 789 \text{ MHz}$$

Elle prend une amplitude maximale lorsque $e^{-2\gamma L_0} = -1$

soit pour les fréquences telles que $f_p = \frac{2p+1}{2} \frac{c}{2L_0}$.

$$p = 0 \quad f_0 = 197\text{MHz}$$

$$p = 1 \quad f_1 = 592\text{MHz}$$

Elle prend alors pour amplitude :

$$V_{//}(o)_{f=f_p} = E_x^i h \frac{Z_L}{Z_c} \frac{1 + \frac{Z_L}{Z_c}}{1 + \left(\frac{Z_L}{Z_c}\right)^2} \quad \text{(Equation 61)}$$

- **Comportement de $V_{\perp}(o)$:**

La tension s'annule pour $e^{-\gamma L_0} = 1$

soit :

$$f_n = n \frac{c}{L_0} \quad \text{(Equation 62)}$$

$$n = 1 \quad f_1 = 789\text{MHz}$$

Elle prend l'amplitude maximale pour $e^{-\gamma L_0} = -1$

soit $f_p = \frac{2p+1}{2} \frac{c}{L_0}$

$$p = 0 \quad f_0 = 394\text{MHz}$$

dont la valeur s'exprime :

$$V(o)_{f=f_p} = E_x^i h \quad \text{(Equation 63)}$$

Le fait que les mesures de « $V_{\perp}(o)$ » ne reproduisent pas exactement le maximum d'amplitude prévu par la théorie a certainement plusieurs causes. Il peut y avoir distorsion du champ électromagnétique

provoqué par l'objet ou la cellule. Cette distorsion peut engendrer une composante magnétique perpendiculaire au conducteur.

Une telle composante de champ peut produire une tension $V(o)$ dont l'amplitude est donnée par la relation :

$$V(o) = -\frac{Z_c Z_L I}{Z_L + Z_o} \left(\frac{1 - e^{-\gamma L_o}}{1 - \rho_L e^{-\gamma L_o}} \right) \quad \text{(Equation 64)}$$

Dans laquelle la source de courant I s'exprime :

$$I = \frac{hC}{\varepsilon_o} H_y^i \quad \text{(Equation 65)}$$

L'amplitude maximum s'exprime alors :

$$V(o)_{f=f_p} = -Z_L I \quad \text{(Equation 66)}$$

Suivant l'orientation relative de « H_y^i » et du conducteur, l'équation-66, peut avoir un effet additif ou soustractif. Dans le second cas l'induction crée par la composante magnétique s'oppose à la tension provoquée par la composante électrique, ce qui explique partiellement le comportement observé lors de l'expérience.

II-3 ESSAIS PRATIQUES EN CHAMBRE ANECHOÏQUE**II-3.1 SYNOPTIQUE DU BANC DE MESURE**

La description de la méthode de mesure est représentée dans la Figure 31 :

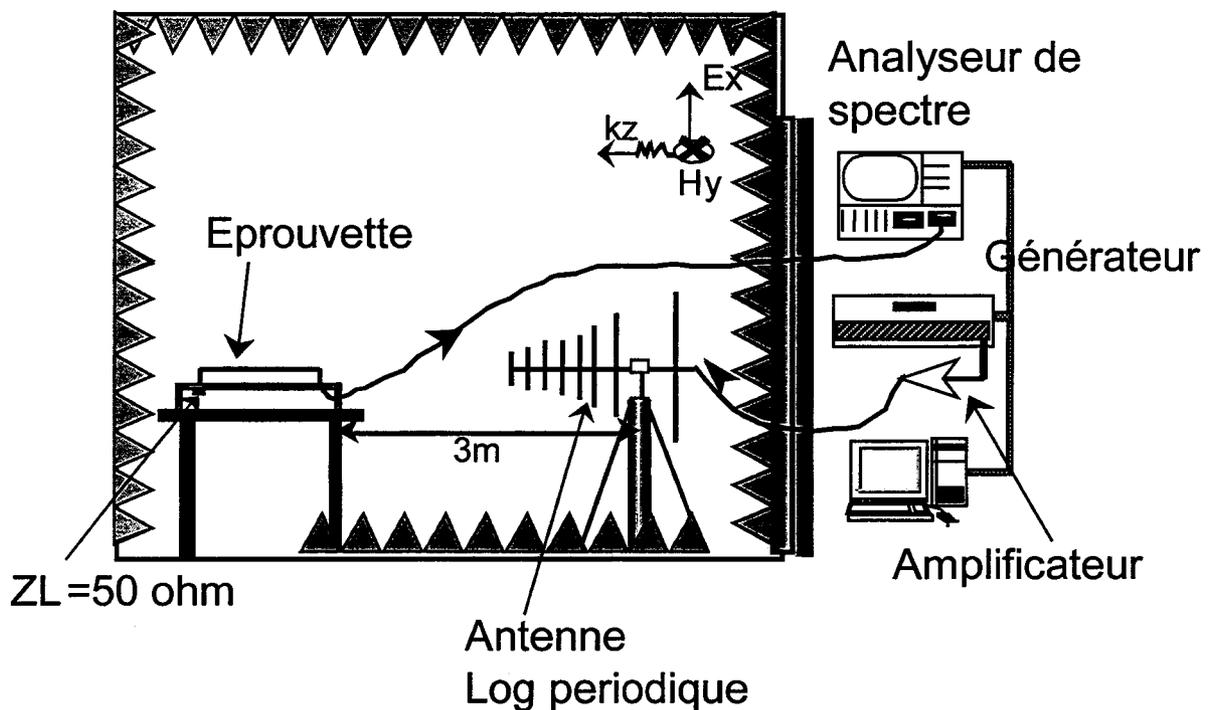


Figure 31

La source radiofréquence comprenant un générateur de signaux relié à un amplificateur large bande est connectée à une antenne d'émission installée à l'intérieur de la chambre anéchoïque. On suppose que le champ qui se couple aux objets sous tests correspond à une onde plane. Suivant la gamme de fréquence couverte par l'essai deux types d'antennes large bande seront utilisés :

- de 30MHz à 200MHz : une antenne biconique.
- de 200MHz à 1GHz : une antenne Log- périodique.

Les antennes seront placées dans un premier temps en polarisation verticale pour produire en champ lointain une composante de champ

électrique normale au plan de référence de la chambre et une composante de champ magnétique parallèle à ce plan. L'éprouvette est installée à 3 mètres de l'antenne d'émission. Elle est posée sur un support isolant à une distance du plan de référence de la chambre voisine de 1m.

Deux orientations de l'éprouvette seront explorées. La première consiste à l'installer pour que le conducteur soit parallèle à la direction de propagation de l'onde, c'est la disposition donnée sur la Figure 31 de façon à reproduire les conditions des essais en cellules TEM et GTEM qui provoquent l'action simultanée des composantes « E_x^i » et « H_y^i ».

Ensuite l'éprouvette subit une orientation de 90° pour que le conducteur soit perpendiculaire à la direction de propagation dans le but de favoriser l'action de la seule composante « E_x^i ».

Protocole d'essai

Le protocole de mesure consiste tout d'abord à rechercher pour chaque fréquence la puissance d'émission qui donne la consigne de champ électrique. Pour y parvenir l'éprouvette est sortie de la chambre, le capteur de champ prend place sur le support isolant qui recevra l'éprouvette. Il s'agit d'un capteur à mesure ponctuelle relié à son instrumentation par des fibres optiques. Ce capteur large bande va donc mesurer la composante de champ électrique polarisée verticalement (E_x). La consigne est fixée à 3V/m lorsque l'émission est produite par l'antenne biconique puis à 10V/m avec une émission provenant de l'antenne logpériodique. De cette phase de calibrage un

fichier fréquence-puissance est généré afin de l'explorer lors de la phase d'essai de l'éprouvette.

II-3.2 LES COUPLAGES FONDAMENTAUX ET LEURS DUAUX :

Le modèle de la théorie des lignes de transmission couplées était basé sur l'hypothèse d'un plan de référence de dimensions infinies . Il était intéressant d'estimer qu'elles pourraient être les conséquences électromagnétiques d'un plan de dimensions limitées.

L'éprouvette est posée sur un plateau isolant disposé à 3 mètres de l'antenne d'émission. Ces conditions permettent de générer une onde quasi plane puisque pour la gamme de fréquence considérée, le champ où prend place l'éprouvette est le champ lointain. Le champ est mesuré au moyen d'un capteur à large bande.

II-3.2a Le couplage magnétique :

Il est illustré sur la Figure 32 ; l'onde plane a une direction de propagation perpendiculaire au plan.

Conformément au repère orthonormé $oxyz$, « oz » est parallèle au conducteur et « xy » est contenu dans le plan, dans ces conditions une onde plane va produire un couplage magnétique lorsque la composante magnétique est orientée suivant « oy » et la composante électrique suivant « oz ».

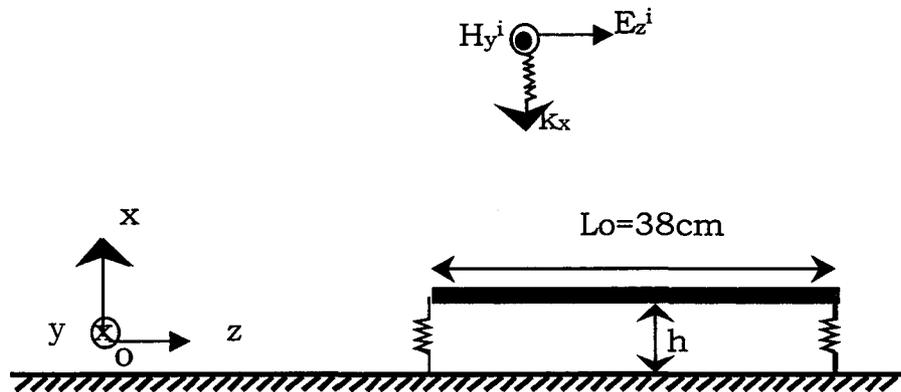


Figure 32

Le couplage magnétique est pour cette raison désigné par les composantes vectorielles « E_z^i », « H_y^i » et « k_x ».

$$\frac{E_z^i}{H_y^i} = Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad \text{(Equation 67)}$$

$$k_x = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{(Equation 68)}$$

$$c = 3.10^8 \text{ m/s.}$$

L'indice « i » indique qu'il s'agit de l'onde incidente.

Sur le conducteur on peut montrer que s'exercent deux effets :

- champ électrique résultant « E_z^r » tel que :

$$E_z^r \approx 2jE_z^i k_x h \quad \text{(Equation 69)}$$

Cette relation suppose que $h \ll \lambda$.

- champ magnétique résultant « H_y^r » tel que :

$$H_y^r \approx 2H_y^i \quad \text{(Equation 70)}$$

Dans le formalisme de la théorie des lignes couplées seul l'effet de « H_y^r » est à prendre en considération. Si on estime que la longueur

d'onde est grande vis à vis de « L_0 », que la ligne est connectée sur sa propre impédance caractéristique, on peut adjoindre à la Figure 32 le schéma de la Figure 33.

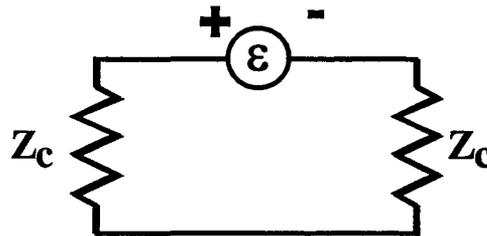


Figure 33

"ε" la f.e.m induite qu'on exprime :

$$\varepsilon = 2j\omega\mu_0 H_y^i L_0 h \quad \text{(Equation 71)}$$

II-3.2b Le couplage Hybride :

La direction de propagation de l'onde est parallèle à l'axe du conducteur, composantes électriques et magnétiques étant respectivement perpendiculaires au plan et au conducteur. La Figure 34 illustre ce couplage.

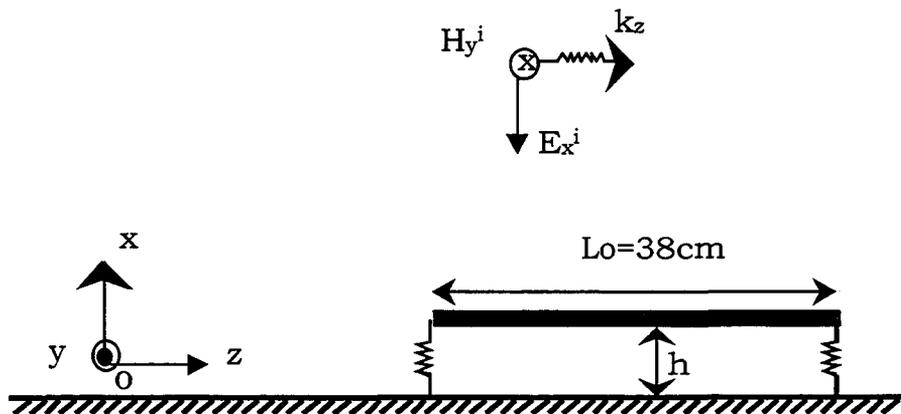


Figure 34

Ce couplage est caractérisé par les composantes E_x^i, H_y^i, k_z :

$$k_z = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{(Equation 72)}$$

Le schéma équivalent aux grandes longueurs d'ondes va donc correspondre à l'action combinée des sources " ε " et " \mathfrak{I} " telles que :

$$\varepsilon = j\omega\mu_0 H_y^i L_0 h \quad \text{(Equation 73)}$$

$$\mathfrak{I} = jC\omega E_x^i L_0 h \quad \text{(Equation 74)}$$

C = capacité linéique de la ligne.

La Figure 35 représente l'implantation des sources.

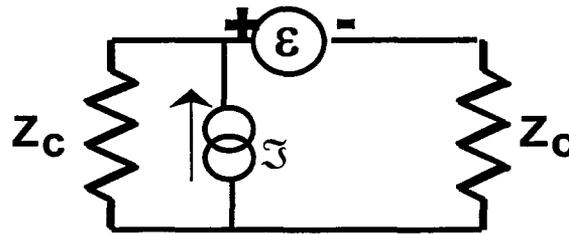


Figure 35

II-3.2c Le couplage électrique :

C'est la situation reproduite en Figure 36. La direction de propagation de l'onde est parallèle au plan et perpendiculaire au conducteur alors que la composante électrique est normale au plan.

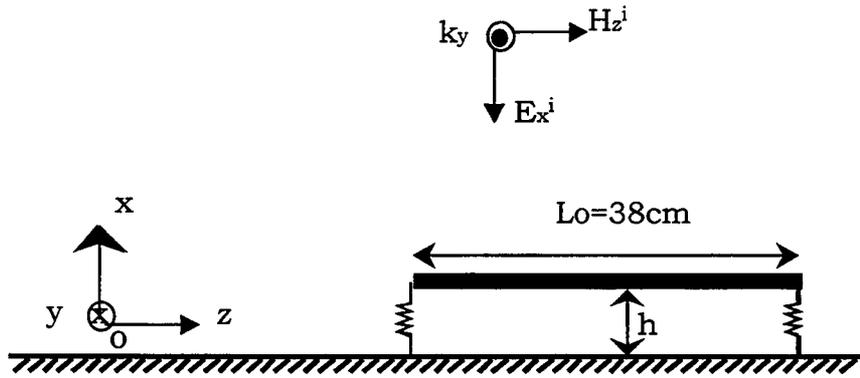


Figure 36

Le couplage électrique est alors caractérisé par les composantes « E_x^i », « H_z^i » et « k_y ». H_z^i est sans effet.

$$k_y = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{(Equation 75)}$$

On peut y associer le schéma équivalent de la Figure 37 lorsque $\lambda \gg L_0$:

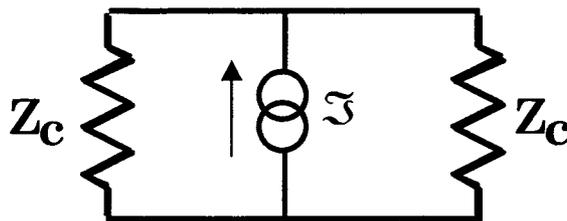


Figure 37

Où la source de courant " \Im " a pour amplitude :

$$\Im = jC\omega E_x^i L_0 h \quad \text{(Equation 76)}$$

« C » est la capacité linéique du conducteur.

II-3.2d Les Couplages Duaux

A chaque mode de couplage répertorié on peut adjoindre son couplage dual pour lequel on transpose les composantes électriques et magnétiques de l'onde incidente.

Dual du couplage magnétique :

Il s'agit des composantes H_z^i, E_y^i, k_x ; E_y^i est sans effet ainsi que H_z^i , aucune tension ne peut donc être induite, cela conformément aux hypothèses de la théorie des lignes.

Dual du couplage électrique :

Il s'agit des composantes H_x^i, E_z^i, k_y . Une telle onde ne peut exister à la surface d'un plan de dimensions et de conductivité infinies puisque que la condition sur le plan implique que la composante tangentielle du champ électrique soit nulle et qu'il en est de même pour la composante normale du champ magnétique.

Dual du couplage hybride :

Il s'agit des composantes H_x^i, E_y^i, k_z , pour la même raison que précédemment cette onde ne peut exister au dessus du plan infini.

En conséquence, le dual des couplages électriques ou hybrides ne peut induire de tension sur le conducteur.

Les vérifications expérimentales qui vont suivre ont donc consisté à reproduire ces couplages sur les éprouvettes ayant un plan de masse de dimensions limitées.

II-3.2e Comportements observés vis à vis des trois couplages fondamentaux.

Les résultats expérimentaux obtenus sur l'éprouvette « E₁ » (h=6,5cm) sont présentés . Les résultats relatifs à l'éprouvette « E₂ » (hauteur du conducteur 5mm) figurent en annexe. La caractéristique prévue par la théorie des lignes (en résolution des équations-3) sera superposée aux courbes expérimentales. Sur chaque figure l'amplitude maximale prévue par la théorie est matérialisée par une ligne horizontale. Les éprouvettes sont chargées sur 50 Ω aux deux extrémités, on mesure la tension comme indiqué sur les figures au-dessous. Devant chaque figure la disposition relative de l'éprouvette et de l'antenne d'émission est rappelée (Vue de dessus). Le champ électrique mesuré avant installation de l'éprouvette est normalisé à 10V/m (pour l'interprétations voir la section II-3-4). Les courbes de l'éprouvette E₂(h=5mm) sont rapportées en annexe-A1.

Couplage magnétique :

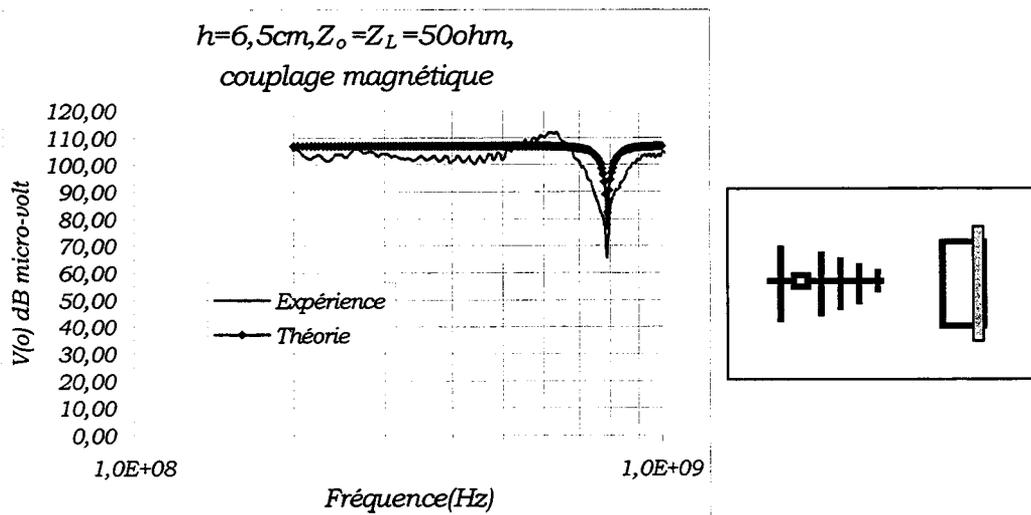


Figure 38

Couplage hybride :

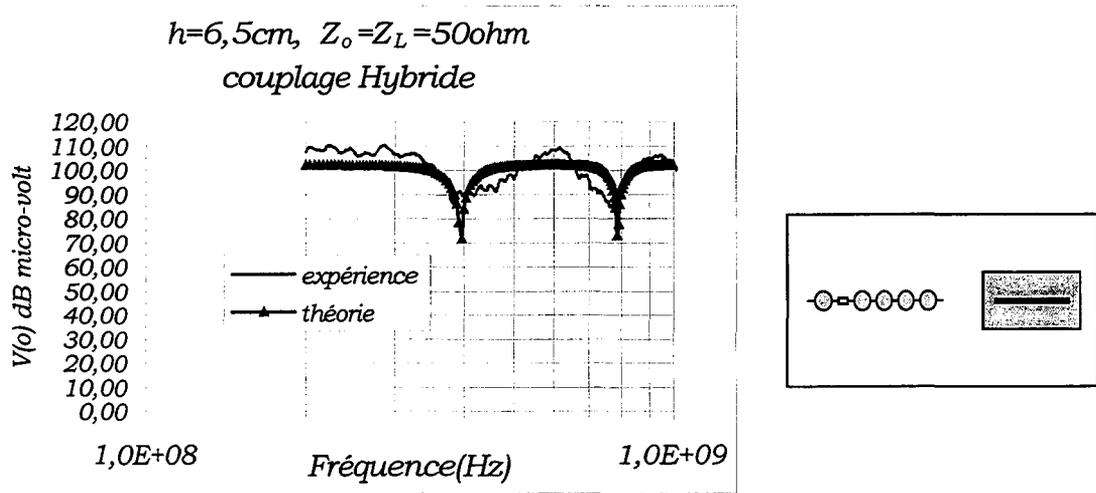


Figure 39

Couplage électrique :

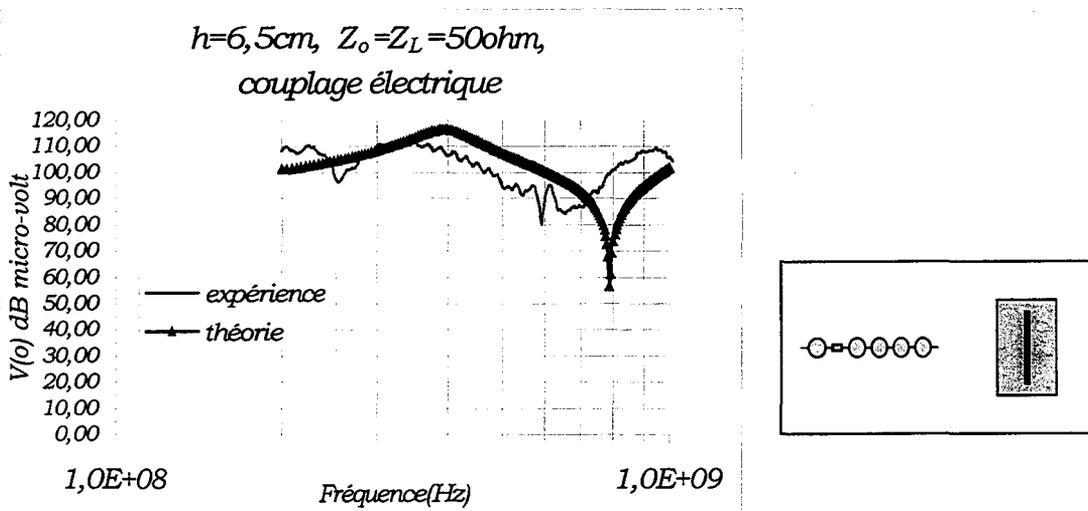


Figure 40

II-3.2f Comportements observés vis à vis des couplages duaux

Seuls figurent les résultats d'expérience obtenus sur l'éprouvette E₁, les courbes de l'éprouvette E₂ sont rapportées en annexe-A2.

Dual du couplage magnétique :

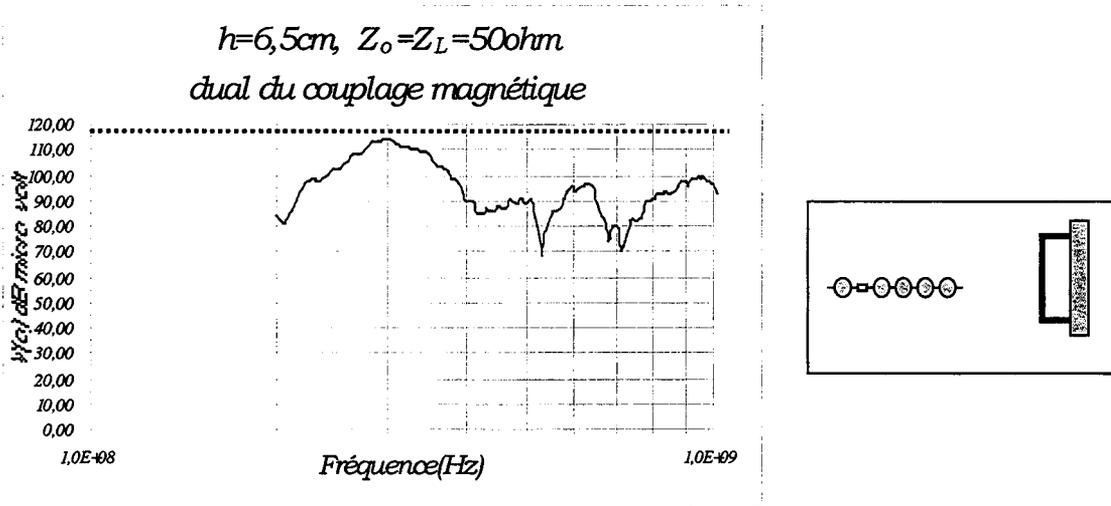


Figure 41

Dual du couplage hybride :

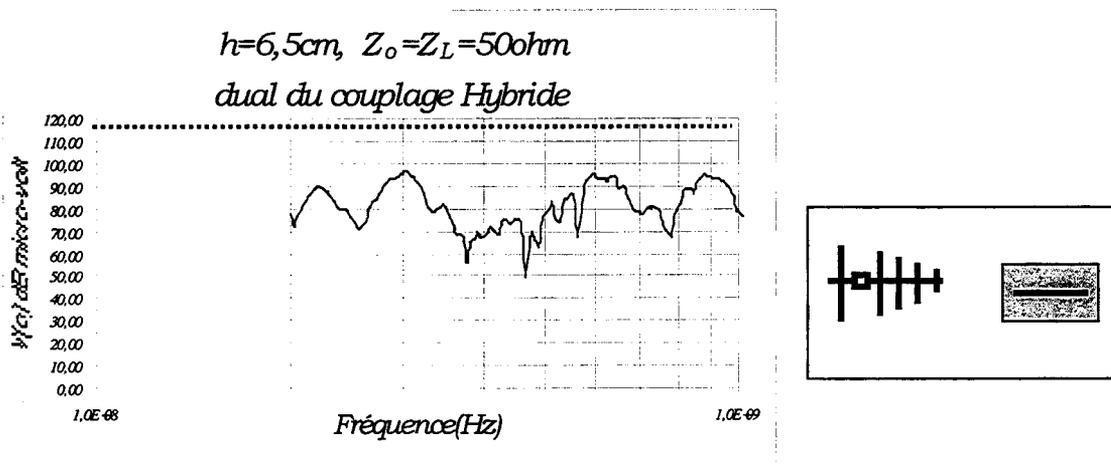
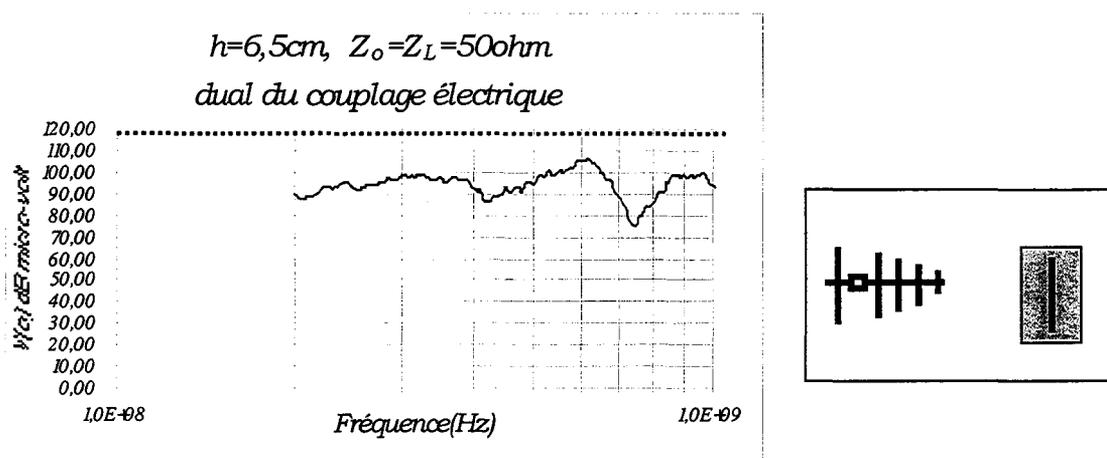


Figure 42

Dual du couplage électrique.**Figure 43**

Les tensions recueillies au cours de ces expériences se situent généralement 15 à 20dB au dessus de l'amplitude maximale déterminée par la ligne en pointillés située à 118dB μ V.

Cependant on peut remarquer qu'au voisinage de 200MHz l'expérience pratiquée avec le dual du couplage magnétique ne satisfait pas cette condition. Le maximum d'amplitude enregistré en cette occasion n'est situé que 6dB au dessous de 118dB μ V.

Ce phénomène peut s'expliquer par une distorsion du champ électromagnétique amplifiée par une mise en résonance du plan de masse. Pour la dimension la plus grande (égale à 60cm) cette condition se produit pour une longueur d'onde voisine de 1,2m soit une fréquence égale à 250MHz. Ces paramètres deviennent $\lambda=0,56\text{m}$ et $f=535\text{MHz}$ pour l'autre dimension égale à 28cm. Si on excepte ce comportement particulier l'excitation sous incidence duale ne produit que des tensions de faible amplitude, sur la bande explorée le modèle des lignes de transmission couplées peut donc s'appliquer aux éprouvettes de dimensions limitées.

II-3.3 CONFRONTATION THEORIE - EXPERIENCE SUR LA BANDE DE FREQUENCE DE 30 MHz - 200 MHz.

L'essai ne concerne que l'éprouvette E_2 ($h_2 = 5\text{mm}$).

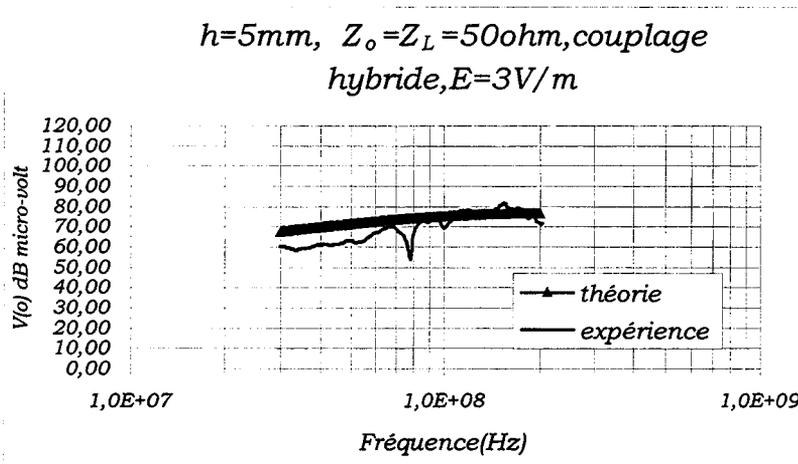


Figure 44

La Figure 44 correspond au cas où la direction de propagation de l'onde est co-linéaire au conducteur. Au-dessus de 100MHz l'accord théorie - expérience semble assez satisfaisant puisque l'écart n'excède pas 6dB. Par contre au-dessous de 100MHz la mesure se situe approximativement 10dB au-dessous de la courbe théorique. En plus vers la fréquence de 80MHz l'expérience révèle un minimum d'amplitude qui échappe aux prédictions théoriques.

Les raisons qui peuvent expliquer ces différences sont certainement nombreuses. On pense à priori à deux causes principales :

- Le fait qu'à la fréquence de 30MHz le champ électromagnétique qui parvient sur l'éprouvette ne répond plus rigoureusement aux conditions du champ lointain. La longueur d'onde est à cette

fréquence égale à 10 mètres alors que la distance source-épreuve est de 3 mètres !

- La seconde raison provient des réflexions engendrées par les parois de la chambre anéchoïque. En effet les absorbants qui couvrent les parois ne sont efficaces qu'au-dessus de 200MHz. Ce qui veut dire qu'au-dessous de cette fréquence le pouvoir réflecteur des parois s'accroît jusqu'à devenir suffisant pour produire des ondes stationnaires. Ce mécanisme risque de jouer entre 30MHz et 100MHz.

- Influence de l'approximation du champ lointain

Si on estime que l'antenne d'émission est assimilable à un dipôle électrique à polarisation verticale ayant pour moment « $I\Delta l$ », les composantes de champ électrique « E_x » et de champ magnétique « H_y » produites par le dipôle au lieu où prend place l'épreuve vont s'exprimer [21]:

$$E_x = \frac{I\Delta l}{j\omega 4\pi\epsilon_0} (1 + \gamma r + \gamma^2 r^2) \frac{e^{-\gamma r}}{r^3} \quad \text{(Equation 77)}$$

$$H_y = \frac{I\Delta l}{4\pi} (1 + \gamma r) \frac{e^{-\gamma r}}{r^2} \quad \text{(Equation 78)}$$

où :

$$\gamma = j\frac{\omega}{c} = j\frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{(Equation 79)}$$

« r » représente la distance dipôle-épreuve.

A la fréquence de 30MHz lorsque $r = 3m$, on obtient :

$$|\gamma r| = 1,88 \quad \text{(Equation 80)}$$

L'impédance d'onde s'exprime alors :

$$Z_w = \left| \frac{E_x}{H_y} \right| = \left| \frac{1}{j\omega\epsilon_0 r} \left(\frac{1 + \gamma r + \gamma^2 r^2}{1 + \gamma r} \right) \right| \quad \text{(Equation 81)}$$

soit $Z_w = 445 \Omega$ (et non 377Ω).

Une onde plane transportant un champ électrique d'amplitude $E_x = 3V/m$ va donc produire une composante magnétique d'amplitude $H_y = 8mA/m$ ($Z_w=377\Omega$). Par contre lorsque l'approximation du champ lointain n'est plus vérifiée, comme c'est le cas dans l'équation-81 où $Z_w=445\Omega$, l'amplitude de la composante magnétique se réduit à $H_y = 6,7 mA/m$.

Si on utilise le schéma équivalent de la Figure 45, on déduit aisément « $V(o)$ » :

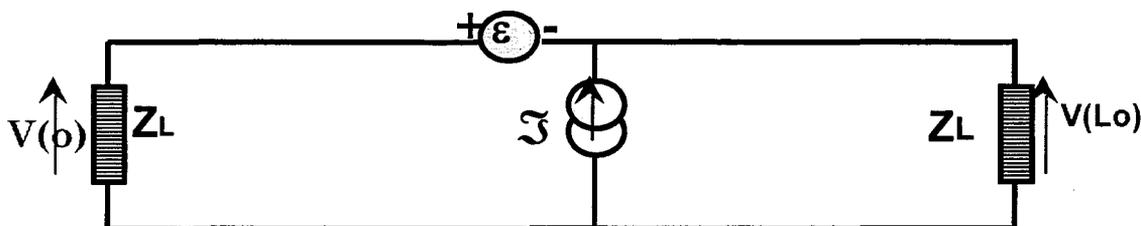


Figure 45

Puisque :

$$\begin{aligned} \varepsilon &= j\omega\mu_0 H_y h L_0 \\ \mathfrak{I} &= jC\omega E_x h L_0 \end{aligned} \quad \text{(Equation 82)}$$

Dans les conditions de l'approximation de l'onde plane, « $V(o)$ » prend pour valeur :

$$V(o) = 2,4mV \text{ soit } 67dB\mu V$$

Avec les conditions de l'onde hétérogène :

$$V(o) = 2mV \text{ soit } 66dB\mu V$$

Ce calcul simpliste montre que l'approximation de l'onde plane n'engendre qu'un écart de 1dB !

--Effet des réflexions sur les parois

On suppose que la paroi qui se trouve à l'arrière de l'éprouvette (direction opposée à l'antenne d'émission) se comporte comme un plan réflecteur parfait. Si on estime qu'une onde plane qui parvient de la source s'y réfléchit, le champ au voisinage de l'éprouvette peut s'exprimer :

$$E_x = 2E_x^i \cos\left(2\pi\frac{z}{\lambda}\right) \quad \text{(Equation 83)}$$

$$H_y = 2H_y^i \sin\left(2\pi\frac{z}{\lambda}\right) \quad \text{(Equation 84)}$$

où « E_x^i » et « H_y^i » sont les composantes de l'onde incidente, « z » la coordonnée longitudinale attachée au conducteur. Ces relations supposent que lors de la calibration on se trouve à proximité d'un maximum de champ électrique. Les sources « ε » et « \mathfrak{J} » qui interviennent dans le schéma de la Figure 45 vont alors s'écrire:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= j\omega\mu_0\bar{H}_y hL_0 \\ \mathfrak{J} &= jC\omega\bar{E}_x hL_0 \end{aligned} \quad \text{(Equation 85)}$$

où \bar{E}_x et \bar{H}_y sont des composantes d'amplitude moyenne qui prennent pour valeurs :

$$\bar{E}_x = \frac{1}{L_0} \int_0^{L_0} E_x(z) dz = E_x^i \frac{\lambda}{\pi L_0} \sin\left(2\pi\frac{L_0}{\lambda}\right) \quad \text{(Equation 86)}$$

$$\bar{H}_y = \frac{1}{L_0} \int_0^{L_0} H_y(z) dz = H_y^i \frac{\lambda}{\pi L_0} \left[1 - \cos\left(2\pi\frac{L_0}{\lambda}\right)\right] \quad \text{(Equation 87)}$$

à la fréquence de 30MHz le rapport « L_0/λ » est très inférieur à l'unité puisque :

$$\frac{L_0}{\lambda} = 0,038 \quad \text{(Equation 88)}$$

On peut par conséquent attribuer à \bar{E}_x et \bar{H}_y les amplitudes approchées :

$$\bar{E}_x \cong 2E_x^i \quad \text{(Equation 89)}$$

$$\bar{H}_y \cong 2\pi \frac{L_0}{\lambda} H_y^i \quad \text{(Equation 90)}$$

Lors de la calibration du champ $\bar{E}_x = 3V/m$ d'où $\bar{H}_y = 0,94mA/m$ (si on suppose $Z_w = 377 \Omega$) « V(o) » prend pour amplitude de 1mV soit 60dB μ V.

L'écart est cette fois de 7 dB, ce qui correspond assez bien à la marge trouvée sur les courbes.

Cette démonstration très approximative prouve que la destruction de la composante magnétique par des mécanismes de résonance peut expliquer le comportement observé lors de l'expérience. Toutefois le creux de tension induite qui se manifeste au voisinage de 80MHz ne peut s'expliquer par la mise en résonance de la chambre anéchoïque. En effet lors de la procédure de calibration du champ on parvient à la fréquence où se manifeste le minimum à établir la consigne de champ électrique de 3V/m. Ce qui exclut un noeud prononcé de champ électrique. L'atténuation enregistrée lors de l'essai a peut être pour conséquence une autre cause en particulier examinons un phénomène d'induction sur le câble de liaison reliant l'éprouvette à l'instrumentation extérieure à la chambre.

En effet si on regarde la disposition de l'éprouvette lors de l'essai le câble de liaison prend une position verticale pour rejoindre le plan de sol. Son parcours jusqu'à la traversée de la paroi de la chambre se fait

contre le plan de référence. Il est protégé par des absorbants posés sur la surface du plan, comme l'indique la Figure 46.

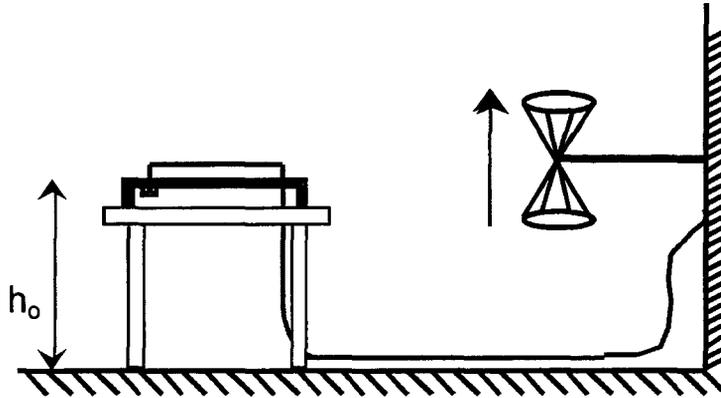


Figure 46

La distance « h_0 » qui sépare l'éprouvette du plan de sol est alors voisine de 1m (distance référencée au plan de masse). L'antenne d'émission en polarisation verticale va induire un courant sur la partie verticale du câble de liaison qui se comporte comme un monopole électrique récepteur. D'après les expressions du champ électrique rayonné par un dipôle électrique élémentaire, on peut dire que le courant induit dans le câble provoque à l'extrémité du câble connecté à l'éprouvette une composante de champ électrique radiale normale au plan de l'éprouvette. La théorie du dipôle électrique attribue à la composante radiale l'expression [21]:

$$E_r = \frac{|\Delta I|}{j\omega 4\pi\epsilon_0} \frac{2\cos\theta}{r^3} (1 + \gamma r) e^{-\gamma r} \quad \text{(Equation 91)}$$

L'angle polaire « θ » est ici voisin de zéro alors que la distance radiale est indéterminée puisque le câble ne peut être assimilé à un dipôle localisé. En conséquence cette formule indique seulement qu'un champ conséquent peut se produire au voisinage de l'éprouvette. Ce champ s'oppose à la cause qui lui donne naissance, ce qui veut dire qu'il peut partiellement ou totalement compenser le champ venant de l'antenne d'émission.

Ce phénomène va surtout jouer lorsque le courant induit sur le câble de liaison est intense, ce qui se produit en condition de résonance. La résonance se manifeste à la fréquence la plus basse lorsque la condition suivante est satisfaite :

$$h_0 = \frac{\lambda}{4} \qquad \text{(Equation 92)}$$

Sachant que $h_0 = 1\text{m}$, la condition de résonance peut se produire pour $\lambda = 4$ mètres soit pour une fréquence de 75MHz, ce qui semble en accord avec les faits observés.

II-3.4 CONFRONTATION THEORIE - EXPERIENCE SUR LA BANDE DE FREQUENCE DE 200 MHz - 1 GHz.

Les tensions recueillies au cours de ces expériences se situent généralement 15 à 20dB au dessous de l'amplitude maximale déterminée par la ligne située à 118dB μ V. Cependant on peut remarquer qu'au voisinage de 200MHz l'expérience pratiquée avec le dual du couplage magnétique ne satisfait pas cette condition. Le maximum d'amplitude enregistré en cette occasion n'est situé que 6dB au dessous de 118dB μ V.

Ce phénomène peut s'expliquer par une distortion du champ électromagnétique amplifiée par une mise en résonance du plan de masse. Pour la dimension la plus grande (égale à 60cm), cette condition se produit pour une longueur d'onde voisine de $\lambda=1,2m$ soit une fréquence égale à 250MHz. Ces paramètres deviennent $\lambda=0,60m$ et $f=500MHz$ pour l'autre dimension égale à 30cm.

Les mesures et la simulation théorique concernant les éprouvettes E_1 ($h_1 = 6,5cm$) et E_2 ($h_2 = 5mm$) sont rappelées. Les conditions de charge sont telles que $Z_o = Z_L = 50\Omega$. On mesure $V(o)$. Les schémas à droite de chaque figure représentent la disposition correspondant d'antenne et d'éprouvette (vue de dessus).

Le Figure 47 et Figure 48 se rapportent à l'éprouvette E₁ .

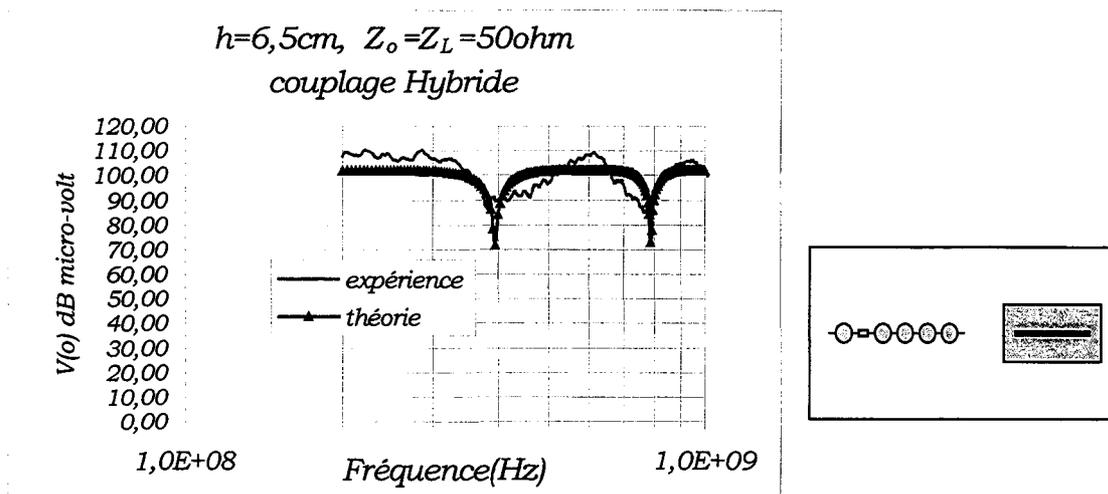


Figure 47 : Mesure de V(o) sur l'éprouvette(E₁) couplage hybride.

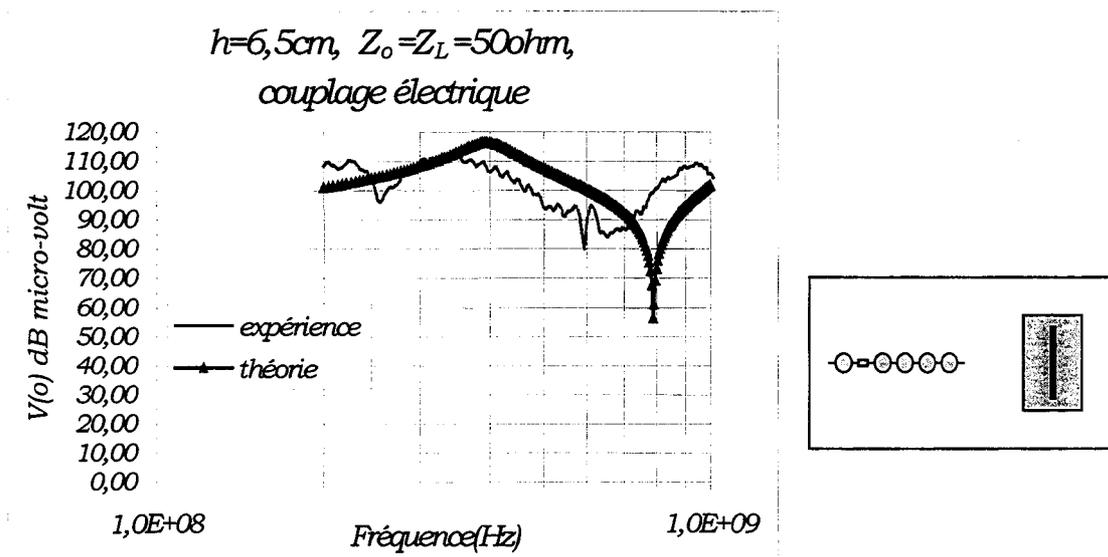


Figure 48 : Mesure de V(o) sur l'éprouvette(E₁) couplage électrique .

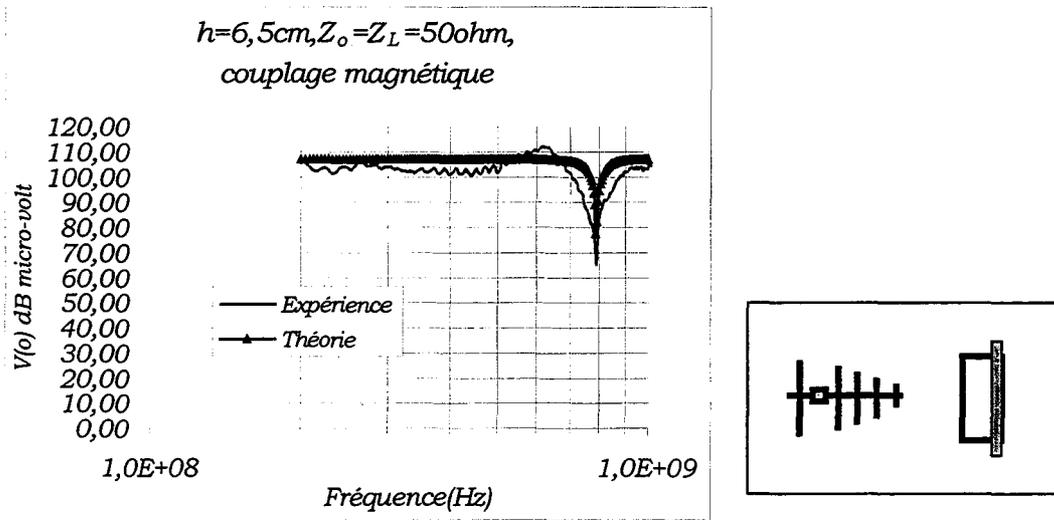


Figure 49 : Mesure de V(o) sur l'éprouvette(E₁), couplage Magnétique.

Les figures suivants correspondent à l'éprouvette E₂.

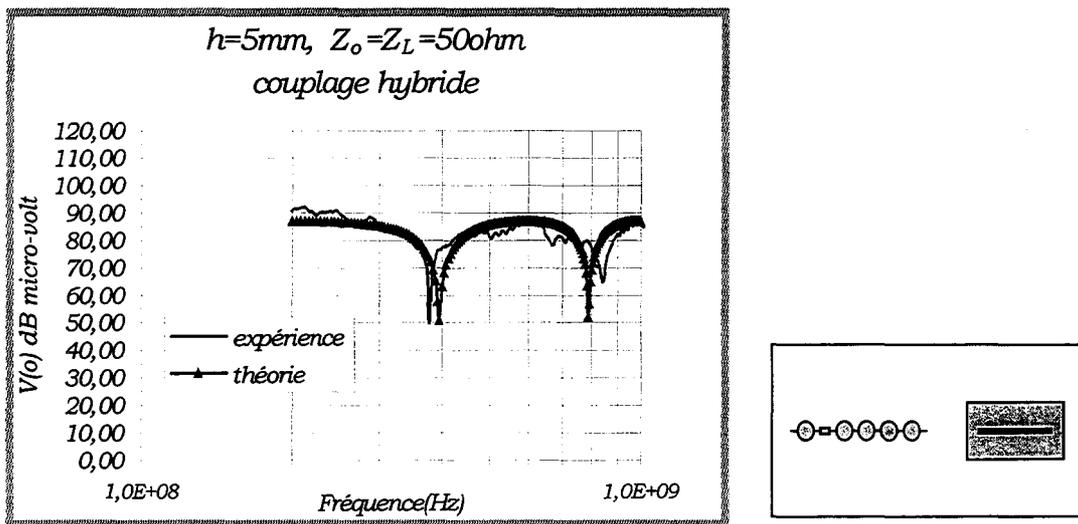


Figure 50 : Mesure de V(o) sur l'éprouvette(E₂), couplage hybride.

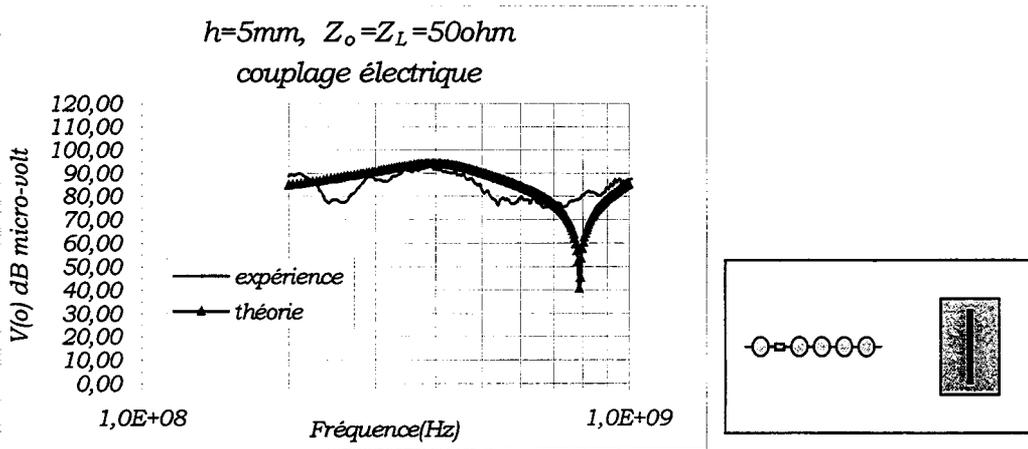


Figure 51 : Mesure de $V(o)$ sur l'éprouvette(E_2), couplage électrique.

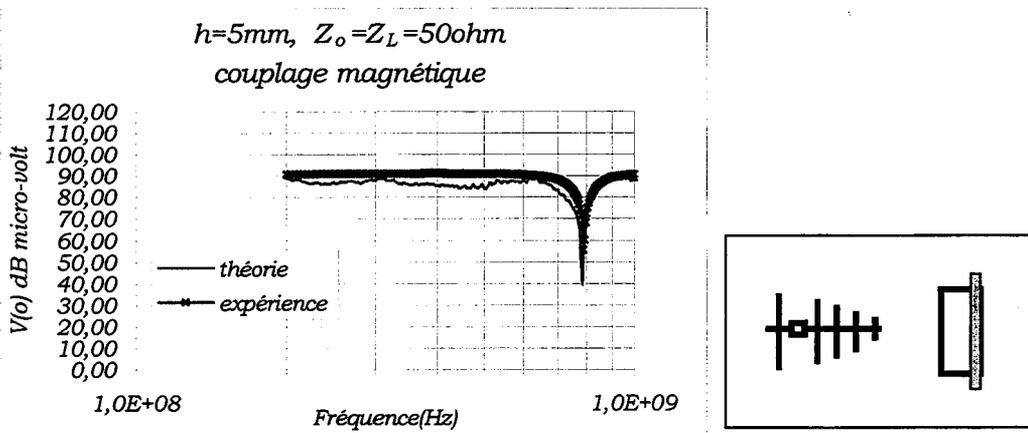


Figure 52 : Mesure de $V(o)$ sur l'éprouvette(E_2), couplage Magnétique.

L'accord théorie - expérience semble tout à fait bien vérifié si on regarde l'essai pratiqué sur l'éprouvette E_2 . Les minima se produisent aux fréquences annoncées par la théorie. De plus cet essai reproduit bien le maximum d'amplitude révèle lors de l'illumination donnant une direction de propagation perpendiculaire au conducteur. En effet il faut rappeler que sous ces conditions l'expérience pratiquée en cellule GTEM montrait des écarts sensibles avec la prévision théorique.

L'essai pratiqué en chambre anéchoïque semble générer une polarisation du champ électromagnétique tout à fait conforme aux hypothèses de l'onde électromagnétique plane. En effet à 200MHz la longueur d'onde est de 1,5m, on peut donc estimer qu'à une distance de 3m de l'antenne d'émission les conditions de champ électromagnétique lointain sont à peu près requises. Cette expérience révèle aussi que le modèle théorique des lignes de transmission est correctement vérifié.

La distance du conducteur au plan réduite à 5mm fait qu'il se crée bien un mode quasi TEM sur toute la bande explorée. Les dimensions limitées du plan laissaient penser qu'elles seraient à l'origine de l'induction d'un mode commun dont l'amplitude aurait dépassé celle du mode différentiel. L'expérience faite sur l'éprouvette « E_2 » démontre le contraire, c'est bien le mode différentiel qui est dominant.

Si on regarde la confrontation théorie - expérience obtenue sur l'éprouvette « E_1 », l'accord est moins bon . Le lieu où se produisent les minima se situent à des fréquences un peu plus faibles qu'en théorie. En effet, pour une direction de propagation parallèle au conducteur, la théorie prévoit que le premier minimum se situe à $f_1 = 394\text{MHz}$ alors que l'expérience le situe à 374MHz. L'accroissement de la hauteur du conducteur est certainement à l'origine du décalage. S'agissant de l'accord avec l'amplitude, la confrontation théorie - expérience montre également quelques discordances qui ne dépassent pas un écart de 10 dB.

II-3.5 CONFRONTATION THEORIE-EXPERIENCE SUR LA BANDE DE FREQUENCE DE 1GHZ-10GHZ :

Les mesures et la simulation théorique concernent uniquement l'éprouvette E₁ (h=6,5cm). Ce modèle a été choisi pour bien comprendre son comportement en chambre anéchoïque dans cette gamme de fréquence afin de nous permettre d'étudier et de comparer avec les résultats en chambre réverbérante à brassage de modes. Les conditions de charge sont telles que $Z_0=Z_L=50\Omega$. On mesure « V(o) ».

Principe de mesure

La méthode de la mesure est la même que celle décrite sur la Figure 31 ; page-57. Un cornet remplace l'antenne log-périodique utilisée précédemment. Il est placé durant toutes les mesures en polarisation verticale comme le montre les schémas à droite de chaque courbe (vue de dessus). Cette antenne couvre une large gamme de fréquence allant de 700MHz à 18GHz. On calibre la composante du champ électrique, « E » à 3m où prendra place l'éprouvette. Après le calibrage du champ on remplace la sonde isotropique par l'éprouvette E₁. Elle est posée sur un support isolant à une distance de 1m par rapport au plan de référence de la chambre anéchoïque.

Trois orientations de l'éprouvette ont été explorées. La première (le couplage hybride) consiste à avoir le conducteur parallèle à la direction de propagation de l'onde. C'est la disposition donnée sur la Figure 53. Ensuite l'éprouvette subit une rotation de 90° pour que le conducteur soit perpendiculaire à la direction de propagation dans le but de favoriser l'action de la seule composante « E » (le couplage électrique). C'est la disposition donnée sur la Figure 54. Finalement l'éprouvette est placée verticalement (Figure 55) afin d'avoir une seule composante

magnétique, « H » perpendiculaire et la composante électrique « E » parallèle au conducteur (le couplage magnétique).

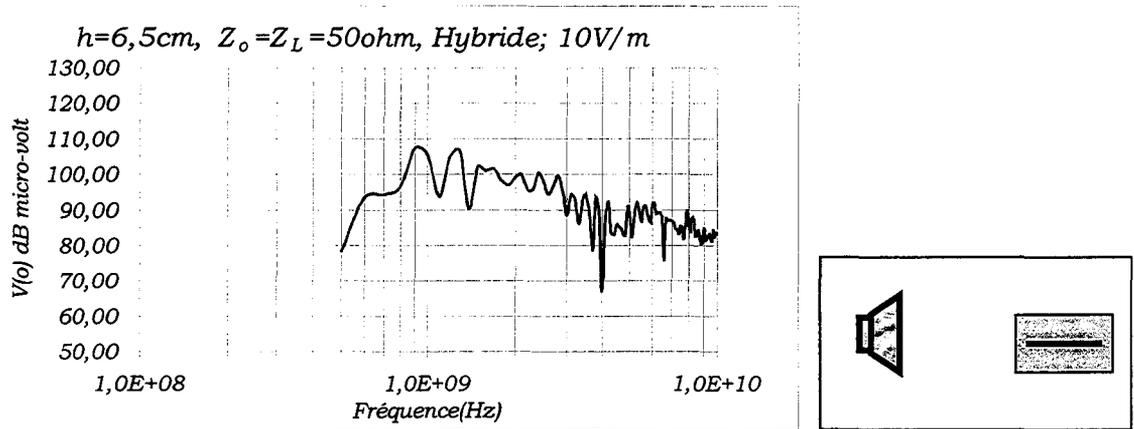


Figure 53 (couplage E et H)

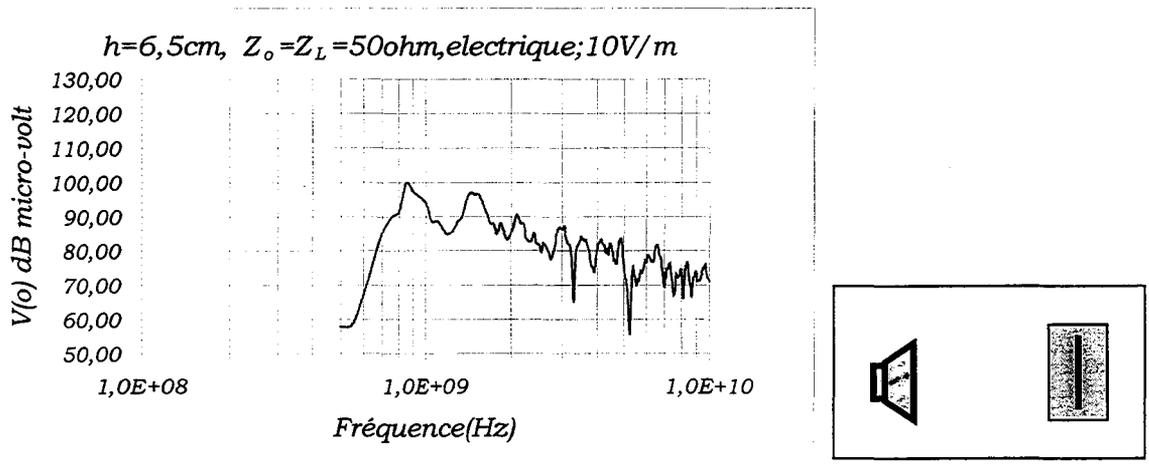
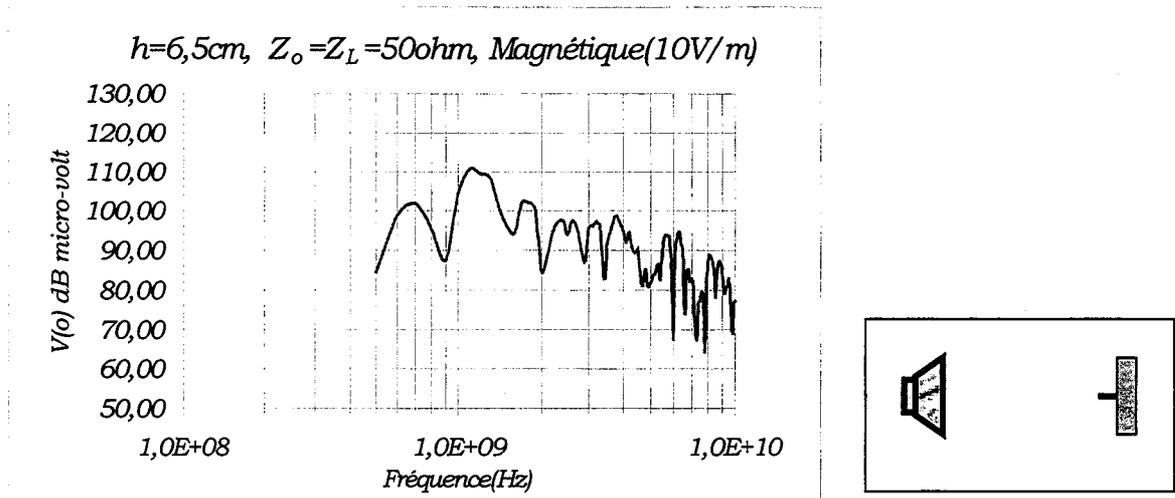


Figure 54 (couplage E)

**Figure 55 (couplage H)**

Rappelons que la théorie classique des lignes de transmission n'est pas valable dans cette gamme de fréquence (du moins pour l'éprouvette E₁ du fait que $h > \lambda$). L'examen des courbes des figures 53 à 55 montrent qu'au-dessus de 1GHz l'enveloppe des amplitudes maximales évolue d'une manière décroissante avec la fréquence.

Comme nous le verrons au chapitre III et IV, ce comportement peut s'expliquer par le rayonnement propre de l'éprouvette.

CONCLUSION

Les moyens d'essai explorés dans ce chapitre étaient :

** La cellule TEM, qui offre suivant ses dimensions la possibilité de générer des champs dont la fréquence peut aller de quelques kHz à 100MHz.*

L'accord théorie-expérience semble tout à fait satisfaisant. On remarque, au-dessus de 100MHz, que les fluctuations d'amplitude ont pour origine la mise en résonance transverse de la cellule TEM. En effet le mode TE_{01} est excité à 125MHz puisque la dimension transversale de la cellule est 1,2m. Ce comportement est bien visible lors des expériences. Aux fréquences inférieures à ce phénomène, on peut dire que l'essai en cellule TEM reproduit assez correctement les conditions de couplage d'une onde plane.

** La cellule GTEM qui couvre la bande de fréquence de quelques kHz à GHz.*

Cet essai a étendu le mode de couplage réalisé en cellule TEM à la gamme de fréquence 10MHz-1GHz. On observe qu'au dessous de 10MHz, les caractéristiques expérimentales s'éloignent sensiblement des résultats théoriques. La raison vient du manque de sensibilité des mesures pratiquées avec l'analyseur de réseaux qui ne peut reproduire correctement la tension en sortie d'éprouvette inférieure à $100\mu V$. Au-dessus de 100MHz, les phénomènes de propagation interviennent. L'accord théorie-expérience est alors satisfaisant bien que la position des fluctuations d'amplitude avec la fréquence ne soit pas localisée avec exactitude. Cette divergence apparaît surtout dans les cas suivants lorsque le conducteur est parallèle à la direction de propagation de l'onde et lorsque le conducteur est perpendiculaire à la direction de propagation.

Pour un couplage hybride, les maxima et les minima des amplitudes sont comparables par rapport aux valeurs données par la théorie des lignes.

Concernant le couplage électrique, le fait que les mesures de tensions induites ne reproduisent pas exactement le maximum d'amplitude donné par la théorie a plusieurs causes. Il peut y avoir distorsion du champ électromagnétique provoqué par

l'éprouvette, la cellule peut également engendrer une composante de champ magnétique perpendiculaire au conducteur. Cette composante peut avoir un effet positif ou négatif selon son orientation relative avec le conducteur et se combiner en addition ou soustraction avec l'effet induit normalement par la composante électrique. Ce phénomène peut expliquer certains comportements observés lors de l'expérience.

** La chambre anéchoïque blindée où on recherche à reproduire les conditions de propagation d'une onde électromagnétique en espace libre.*

Les couplages fondamentaux (couplage Hybride, couplage Electrique et le couplage Magnétique) et leurs duals ont été mis en œuvre.

Nous observons un écart de 10dB entre théorie-expérience au-dessous de 100MHz et un minimum d'amplitude vers 80MHz. La raison peut être due au fait qu'aux fréquences inférieures à 100MHz, et pour une distance source-éprouvette de 3m, le champ électromagnétique venant de l'antenne d'émission ne répond plus rigoureusement aux conditions du champ lointain.

La deuxième raison est liée aux réflexions engendrées par les parois de la chambre anéchoïque puisque les absorbants installés ne sont réellement efficaces qu'au-dessus de 200MHz.

Pour les fréquences comprises entre 200MHz et 1GHz, nous remarquons un accord assez bon entre théorie-expérience pour l'éprouvette E_2 alors que l'écart théorie-expérience est plus important pour l'éprouvette E_1 . L'accroissement de la hauteur du conducteur de cette éprouvette est certainement à l'origine de ce phénomène.

Au-dessus de 1GHz, l'interprétation sera facilitée par les expériences pratiquées en chambre réverbérante à brassage de modes.

CHAPITRE III



CHAPITRE III

ESSAIS PRATIQUES EN CHAMBRE REVERBERANTE A BRASSAGE DES MODES

L'exploitation de nouvelles méthodes de tests électromagnétiques plus performantes semble souhaitable pour certifier des équipements aux fréquences voisines ou supérieures au GHz. Ainsi, la méthode de mesure utilisant la chambre réverbérante à brassage de modes apparaît un outil adapté à ce type de besoin. Ce chapitre consiste à expliquer les mesures effectuées et la discussion sur les phénomènes observés lors des expériences menées en chambre réverbérante.

Dans la première partie, nous décrivons la méthode de mesure. Tout d'abord nous présentons et interprétons très succinctement des expériences faites en chambre réverbérante. Ensuite sont proposées des mesures complémentaires destinées à comprendre les phénomènes physiques mis en jeu.

La seconde partie présente les formalismes de la théorie des lignes pour des multiples incidences afin de comprendre l'effet de l'incidence sur le comportement des tensions induites. Des interprétations seront données aux fréquences basses ainsi qu'aux fréquences où apparaissent des résonances. En seconde partie nous tentons de relier ce formalisme aux essais menés en chambre réverbérante.

Dans la troisième partie, nous nous inspirons des travaux effectués par D.A.HILL [3] pour apporter quelques explications sur le comportement d'objets récepteurs installés en chambre réverbérante.

Enfin, dans une dernière partie de ce chapitre, nous décrivons les phénomènes observés lors des expériences menées sur les éprouvettes E_1 et E_2 .

III-1 DESCRIPTION DE LA METHODE DE MESURE .

Le synoptique du banc de mesure est présenté sur la Figure 56.

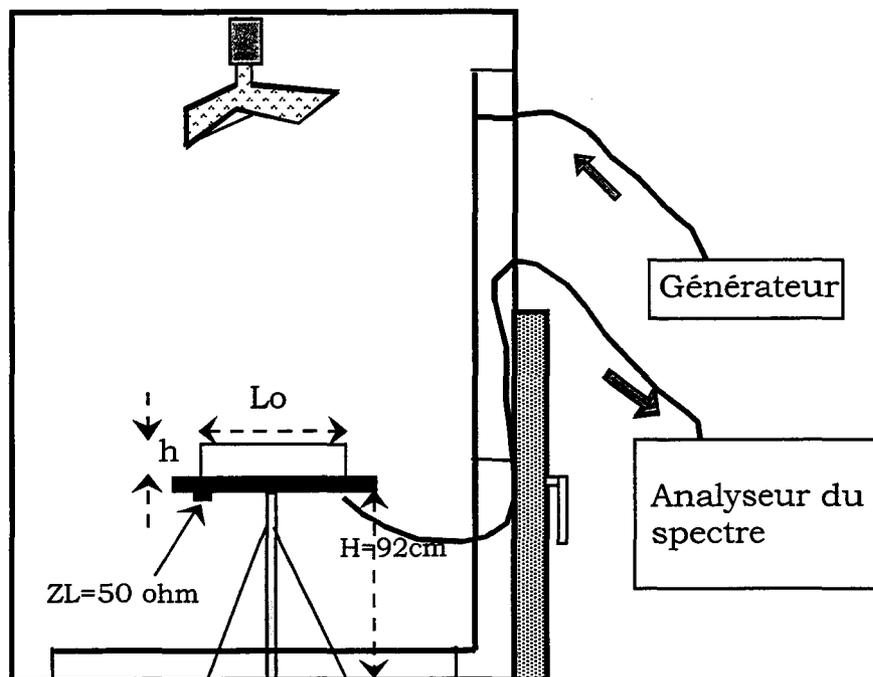


Figure 56

Les mesures seront pratiquées de 500MHz à 10GHz. La source radiofréquence est connectée à une antenne d'émission qui se compose d'un conducteur parallèle aux trois faces de la paroi de la chambre. Le conducteur est distant d'une dizaine de centimètres de cette paroi, il forme une ligne de transmission rayonnante.

Recherche de la consigne de champ électrique

L'estimation du champ électrique se fait au moyen d'une mesure de la puissance reçue sur une antenne de référence.

L'antenne de référence est de structure tout à fait équivalente à l'antenne d'émission. Elle est installée sur les parois opposées à celles qui correspondent à l'antenne d'émission. Cette disposition est choisie pour réduire le plus possible le couplage direct entre les antennes dans le but d'obtenir un brassage de modes efficace.

L'antenne de référence se comporte comme une antenne filaire de grandes dimensions.

La puissance reçue sur une antenne isotrope adaptée peut s'écrire :

$$P_r = \frac{\lambda^2 E_i^2}{4\pi Z_w} \quad \text{(Equation 93)}$$

où E_i est le champ électrique environnant, Z_w l'impédance d'onde de 377Ω , « λ » la longueur d'onde d'émission.

Le lien avec le fonctionnement de la chambre réverbérante consiste à supposer que les propriétés électromagnétiques font que l'antenne de référence se comporte comme une antenne isotrope. Le champ « E_i » qui intervient dans la relation-93 est défini pour une polarisation quelconque.

L'antenne de référence n'est pas forcément adaptée, cependant on estime que cette condition est globalement satisfaite. En effet lors de l'évaluation de la puissance « P_r » reçue sur cette antenne on mémorise l'amplitude maximale donnée lors d'une révolution complète du brasseur. Autrement dit, étant donné le grand nombre de fréquences

explorées durant l'essai, la probabilité que cette puissance corresponde à celle qui serait obtenue à l'extrémité d'une antenne adaptée est assez conséquente. Le champ électrique va donc s'exprimer :

$$E_i = \frac{2\sqrt{\pi Z_w P_T}}{\lambda} \quad \text{(Equation 94)}$$

Des expériences pratiquées en comparant le champ déduit de cette méthode au champ mesuré sur un capteur ponctuel raccordé à des fibres optiques ont montré qu'il y avait correspondance satisfaisante avec cette estimation.

La mesure indirecte a été préférée à la mesure directe puisqu'elle demande un temps de dialogue plus faible avec l'instrumentation.

Présentation des caractéristiques fréquentielles

La gamme de fréquences explorées va de 500MHz à 10GHz. La puissance injectée sur l'antenne d'émission est telle que $P_{inj} = 10\text{dBm}$.

L'essai consiste dans un premier temps à explorer « N » échantillons de fréquences soit $N = 201$ pour les expériences. Pour chaque échantillon d'ordre « j » on mesure la puissance reçue sur l'antenne de référence. Il s'agit de la puissance maximale obtenue lors d'une révolution complète du brasseur de modes. Cette puissance est notée « P_{rj} ». Elle est mémorisée ainsi que l'amplitude du champ « E_1^j » qui lui correspond. « E_1^j » est alors donnée par la relation-94.

Dans un second temps l'éprouvette est raccordée à l'analyseur de spectre. Chaque échantillon de fréquence est exploré, la puissance injectée dans l'antenne d'émission est maintenue à $P_{inj} = 10\text{dBm}$.

On mémorise la puissance reçue à l'extrémité de l'éprouvette qu'on note « P_{ej} ». Il s'agit alors de l'amplitude maximale relevée sur l'éprouvette sur une rotation complète du brasseur de modes.

On déduit la tension « $V_j(o)$ » de la relation-95:

$$\begin{aligned}
 P_{dBm} &= 10 \text{Log}_{10} \left(\frac{P_w}{1 * 10^{-3}} \right) \\
 P_{dBm} &= 10 \text{Log}_{10} \left(\frac{V^2}{50 * 10^{-3}} \right) \\
 P_{dBm} &= 20 \text{Log}_{10} V - 10 \text{Log}_{10} (50 * 10^{-3}) \\
 \frac{P_{dBm}}{20} &= \frac{20 \text{Log}_{10} V - 10 \text{Log}_{10} (50 * 10^{-3})}{20} \\
 \frac{P_{dBm}}{20} &= \text{Log}_{10} V - \text{Log}_{10} (50 * 10^{-3})^{0.5} \\
 \text{Log}_{10} \frac{V}{0.223} &= \frac{P_{dBm}}{20} \\
 \Rightarrow V_j(o) &= 0.223 * 10^{\left[\frac{P_{ej}(dBm)}{20} \right]}
 \end{aligned}
 \tag{Equation 95}$$

Dans le but de pouvoir comparer les résultats avec les caractéristiques mesurées en chambre anéchoïque, la tension « $V_j(o)$ » sera normalisée à un champ électrique d'amplitude 10V/m, soit :

$$v_j(o) = \frac{V_j(o)}{E_i^j} * 10
 \tag{Equation 96}$$

III-2 PRESENTATION ET INTERPRETATION DES EXPERIENCES FAITES EN CHAMBRE REVERBERANTE

Les éprouvettes E_1 ($h=6.5\text{cm}$) et E_2 ($h=5\text{mm}$) ont successivement été soumises au champ électromagnétique de la chambre réverbérante. Les courbes suivantes illustrent les résultats.

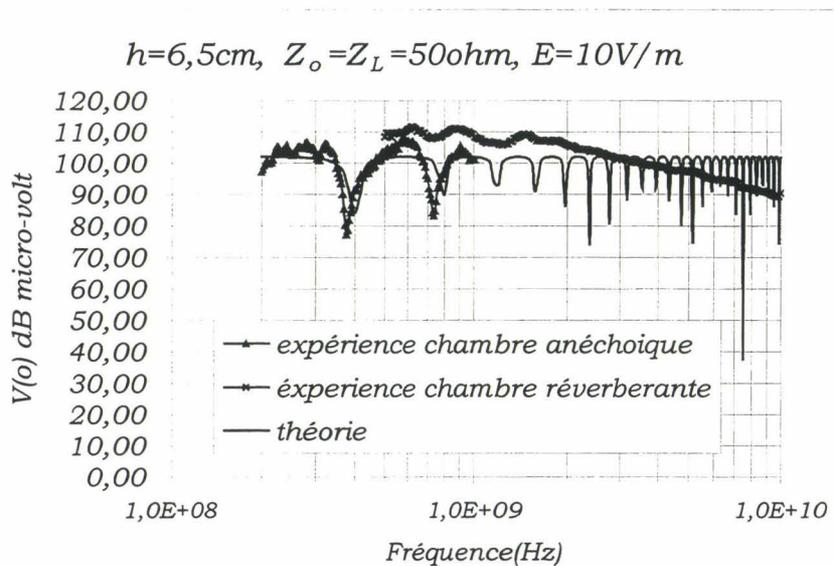


Figure 57 (Epreuve E₁)

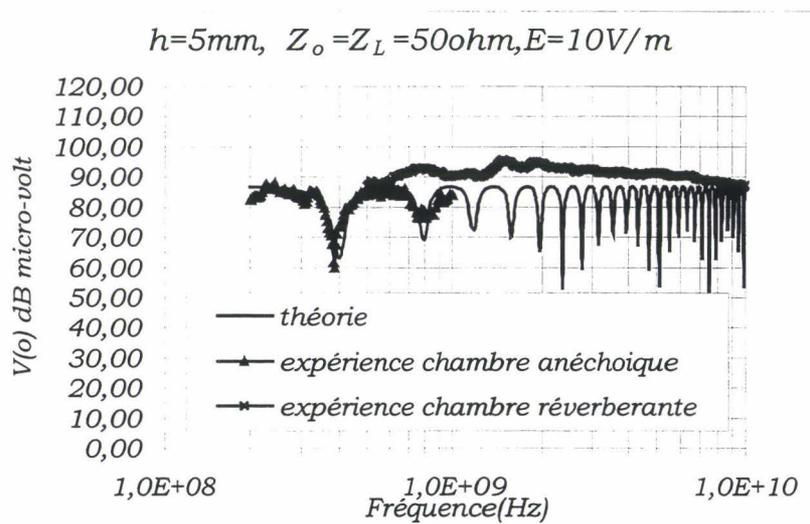


Figure 58 (Epreuve E₂)

Les commentaires vont surtout concerner les mesures pratiquées sur l'éprouvette E_2 ; en effet la distance conducteur plan est de 5 mm ce qui veut dire que cette éprouvette respectera le modèle de la théorie des lignes aux fréquences les plus élevées.

Au-dessous de 1GHz, l'amplitude des tensions induites sur E_2 est supérieure à celle trouvée en théorie et lors de l'essai en chambre anéchoïque.

Au-dessus de 2GHz la tension induite évolue de façon décroissante lorsque la fréquence augmente. Ce phénomène est surtout perceptible sur l'éprouvette E_1 (Figure 57) où l'évolution est une loi quasi inversement proportionnelle à la fréquence.

Deux phénomènes physiques peuvent expliquer le couplage électromagnétique en chambre réverbérante. Le couplage par mode différentiel reconnu par la théorie des lignes couplées auquel s'ajoute un couplage de mode commun.

Les expériences produites en chambre réverbérante semblent montrer que le mode différentiel s'y manifeste d'une manière tout à fait différente de celle prévue par la théorie classique de lignes, il s'éloigne du résultat obtenu en chambre anéchoïque.

Cela tient probablement au principe physique de l'essai en chambre réverbérante qui explore toutes les polarisations et incidences d'ondes. Seule une modélisation théorique intégrant ces phénomènes permettrait de comprendre tous ces aspects.

Ensuite intervient le mode commun. En effet les expériences pratiquées en chambre anéchoïque ont montré que ce phénomène n'apparaissait pas. Les essais en chambre anéchoïque ne concernaient que deux polarisations du champ qui ne correspondent pas forcément à des situations qui favorisent l'induction d'un mode commun d'amplitude conséquente. En effet la direction de propagation de l'onde était chaque fois parallèle au plan de référence de l'éprouvette.

Ici toutes les polarisations sont envisagées notamment celles où le champ électrique arrive parallèlement au plan et qui représente d'une certaine façon une situation favorable à la génération d'un mode commun. Cette hypothèse est vraisemblable. Si on regarde le comportement de l'éprouvette E_1 au-dessus du GHz, elle est tout à fait comparable à la tension induite que D. Warin [15] et N. Lamblain [14] ont trouvé sur des antennes filiformes excitées en chambre réverbérante.

Il peut aussi y avoir du couplage provoqué par les courants induits à la surface du plan, ce phénomène n'a probablement qu'un effet secondaire.

F. Pezin [16] a mis en évidence de tels effets sur des circuits imprimés dont les caractéristiques géométriques s'éloignent du domaine couvert par les éprouvettes. Une exploration plus approfondie de la théorie des lignes peut apporter des réponses à ces questions.

Commentaires sur les Résultats de Chambre Réverbérante:

La Figure 57 (page-92) et la Figure 58 (page-92) présentent l'évolution de la tension induite sur les éprouvettes (E_1 ou E_2) en fonction de la fréquence en chambre réverbérante. Sont aussi présentées les caractéristiques obtenues en chambre anéchoïque sous le couplage hybride, puis la caractérisation simulée sous couplage hybride, la gamme de fréquence concernée est dans ce cas 200MHz-1GHz. Les mesures sont normalisées à un champ électrique de 10V/m. La Figure 57 se rapporte aux mesures obtenues sur l'éprouvette E_1 (h=6.5cm) et la Figure 58 à l'éprouvette E_2 (h=5mm).

Un regard sur ces figures montre que les ordres de grandeur des amplitudes sont comparables. En effet, sur la plage de fréquences où il y a recouvrement (500MHz-1GHz) l'éprouvette E_1 donne un maximum d'amplitude de 105dB μ V en chambre anéchoïque pour 112dB μ V en chambre réverbérante. Ces chiffres deviennent pour l'éprouvette E_2 86dB μ V et 93dB μ V soit dans chaque cas un écart de 7dB. Ce résultat n'est pas surprenant puisque l'illumination en chambre réverbérante est équivalente à une induction produite par une infinité d'ondes planes dont l'incidence et la polarisation sont distribuées aléatoirement. Si on considère les mesures pratiquées en chambre anéchoïque, l'amplitude maximale de 110dB μ V était obtenue sous le couplage électrique, dans ces conditions l'expérience pratiquée sur l'éprouvette E_2 donne 90dB μ V.

L'essai en chambre réverbérante se distingue de l'essai classique par le fait que les fluctuations d'amplitude sont éliminées. Ce comportement peut trouver une explication à l'aide d'une modélisation théorique.

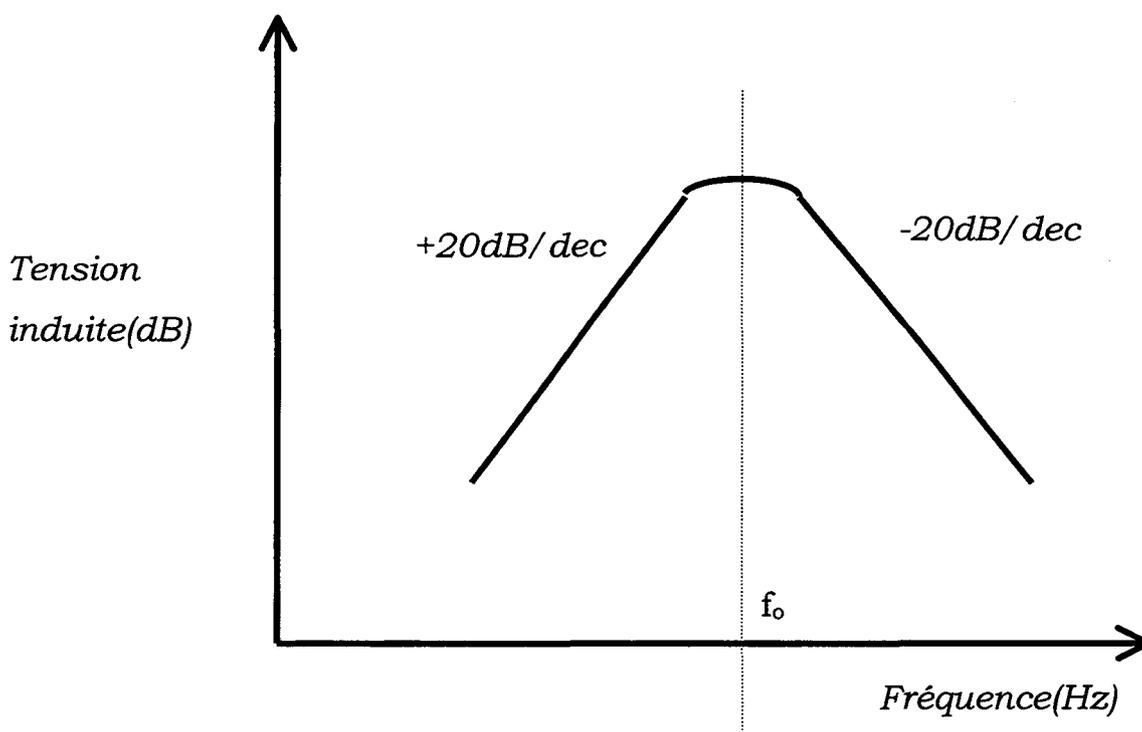
Toutefois une approche intuitive basée sur l'hypothèse de l'illumination par des ondes planes aléatoirement distribuées amène à la constatation suivante :

La tension induite sur l'éprouvette par une onde parvenant sous une incidence quelconque est équivalente à l'effet d'un couplage hybride apporté par une onde dont la vitesse de phase est fonction de l'incidence. C'est la vitesse de phase qui détermine la position des minima d'amplitude sur le spectre. Par ce raisonnement simpliste on peut dire qu'une mesure en chambre réverbérante est tout à fait incapable de reproduire ces minima; en effet quel que soit la fréquence envisagée il correspond une incidence d'onde qui provoque un maxima.

Les courbes montrent qu'au dessus de 1GHz, il n'y a pas continuité des comportements. L'essai pratiqué sur l'éprouvette « E₁ » fait apparaître au dessus de 1,5GHz une variation de la tension induite inversement proportionnelle à la fréquence. Sur l'éprouvette « E₂ » ce phénomène est moins perceptible. Le comportement observé en chambre réverbérante est fonction de la hauteur du conducteur par rapport au plan de référence.

III-2.1 *MESURES COMPLEMENTAIRES :*

L'essai pratiqué sur l'éprouvette « E₁ » rappelle un comportement déjà observé sur des monopoles électriques soumis à l'ambiance électromagnétique d'une chambre réverbérante. Ces travaux rapportés par N. LAMBLAIN [14] montrent quelques singularités. En effet, si on regarde l'évolution de la tension induite à l'extrémité d'un monopole en fonction de la fréquence du champ d'ondes stationnaires d'une chambre réverbérante, champ dont on suppose l'amplitude invariante durant l'expérience, les caractéristiques présentent toute l'allure de la courbe (Figure 59). La tension induite à l'extrémité du monopole est en dB.

**Figure 59**

La réponse fréquentielle du monopole comporte un maximum localisé à la fréquence « f_0 ». Le comportement observé de part et d'autre de ce

maximum est le résultat de deux modes de couplage électromagnétique qu'on peut expliquer par des schémas équivalents. La Figure 60 représente le monopole disposé au dessus d'un plan de référence.

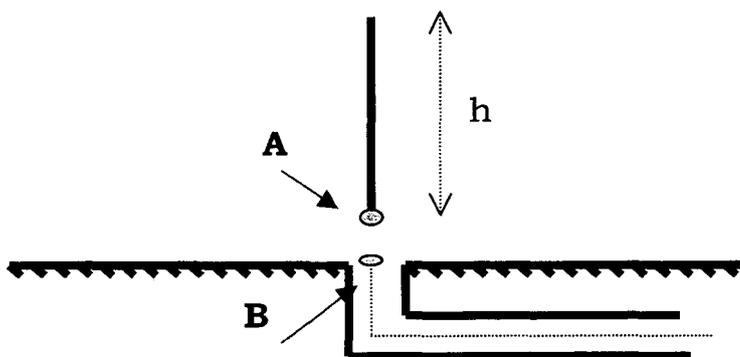


Figure 60

Ainsi le schéma équivalent à la base entre les points A et B prend la structure de Thévenin de la Figure 61.

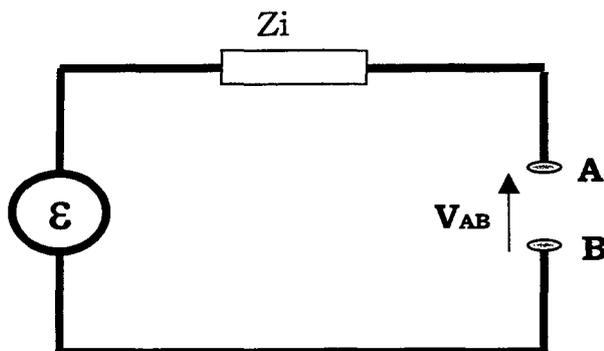


Figure 61

« ε » est la f.e.m. induite par le champ ambiant, « Z_i » l'impédance interne du monopole, lors du maximum d'amplitude la condition requise est celle du mode résonnant donnée par la relation bien connue:

$$h = \frac{\lambda}{4} \quad \text{(Equation 97)}$$

L'impédance « Z_i » est alors proche de 37Ω et la f.e.m. s'exprime :

$$\varepsilon = E_0 \frac{\lambda}{2\pi} \quad (\text{pour } f=f_0) \quad \text{(Equation 98)}$$

« E_0 » est la composante électrique parallèle du monopole.

Au dessous du maxima l'impédance interne est déterminée par la capacité interne du monopole « C_a ». Elle prend pour expression :

$$Z_i = \frac{-j}{C_a \omega} \quad \text{(Equation 99)}$$

$$C_a = \frac{4\pi h}{v_0 \eta_0 (\Omega - 2 - \ln 4)} \quad [\text{réf. 26}] \quad \text{(Equation 100)}$$

avec :

h = demi - hauteur physique d'antenne, (m);

v_0 = vitesse de la lumière, (m/s);

η_0 = impédance d'onde, (Ω);

$\Omega = 2\ln(2h/a)$;

a = rayon d'antenne, (m).



La f.e.m. s'exprime alors :

$$\varepsilon = E_0 \frac{h}{2} \quad (\text{pour } f < f_0) \quad \text{(Equation 101)}$$

C'est la nature de l'impédance interne qui impose l'évolution de la tension « V_{AB} » en fonction de la fréquence. En effet, l'impédance de charge « Z_L » du récepteur étant voisine de 50Ω (analyseur de spectre). « V_{AB} » s'exprime avec une bonne approximation ($Z_L \ll Z_i$) :

$$V_{AB} = j\omega Z_L C_a \varepsilon \quad \text{(Equation 102)}$$

Cette relation explique donc l'accroissement de + 20dB/décade observé au dessous de « f_0 ». Aux fréquences supérieures à « f_0 » la f.e.m suit des variations extrêmement fluctuantes avec la fréquence. On peut observer des maximum qu'on peut évaluer.

$$\varepsilon_{\max i} = E_0 h_{eq} \quad \text{(Equation 103)}$$

Cette relation signifie que le maximum est défini par un dipôle résonnant dont la hauteur équivalente serait

$$h_{eq} = \frac{\lambda}{2\pi} \quad \text{(Equation 104)}$$

La tension « V_{AB} » s'exprime alors :

$$V_{AB} = \frac{Z_L}{Z_i + Z_L} \varepsilon_{\max i} \quad \text{(Equation 105)}$$

$$V_{AB} = \frac{Z_L}{Z_i + Z_L} \cdot \frac{E_0 \lambda}{2\pi} \quad \text{(Equation 106)}$$

Si on estime que dans ce mode de résonance l'impédance interne « Z_i » varie peu, le rapport donné par l'équation-105 fait qu'il devient indépendant de la fréquence. En conséquence la tension « V_{AB} » est proportionnelle à la longueur d'onde du champ incident. Sachant que :

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad \text{(Equation 107)}$$

« V_{AB} » va suivre une loi inversement proportionnelle à la fréquence ce que confirme la pente de -20dB/décade observée au-dessus de « f_0 ».

D'après ce raisonnement, on peut dire qu'au dessus de quelques GHz deux phénomènes extrêmes se manifestent, l'éprouvette peut maintenir son comportement de ligne de transmission. Dans ces conditions la loi de variation de la tension induite s'éloigne de celle d'un monopole. Dans le cas contraire, l'éprouvette évolue comme un objet rayonnant et son comportement externe devient pareil au monopole. Dans le but de mieux comprendre d'autres mesures complémentaires ont été pratiquées.

Trois phénomènes seront observés :

- La tension induite sur l'antenne filaire de référence dont on rappelle que la dimension est voisine de 3m, cette tension sera appelée « V_{ref} ».
- La tension induite sur chacune des éprouvettes qui est notée « V_{E1} » ou « V_{E2} » suivant qu'il s'agit de l'éprouvette « E_1 » ou de l'éprouvette « E_2 ».
- La tension induite sur un monopole de dimensions $h=3,5\text{cm}$, elle sera notée « V_{mon} ».

Sur la Figure 62 figurent les atténuations « $\alpha_{1,ref}$ » et « $\alpha_{1,mon}$ » déterminées par les rapports donnés sur les équations 108 et 109.

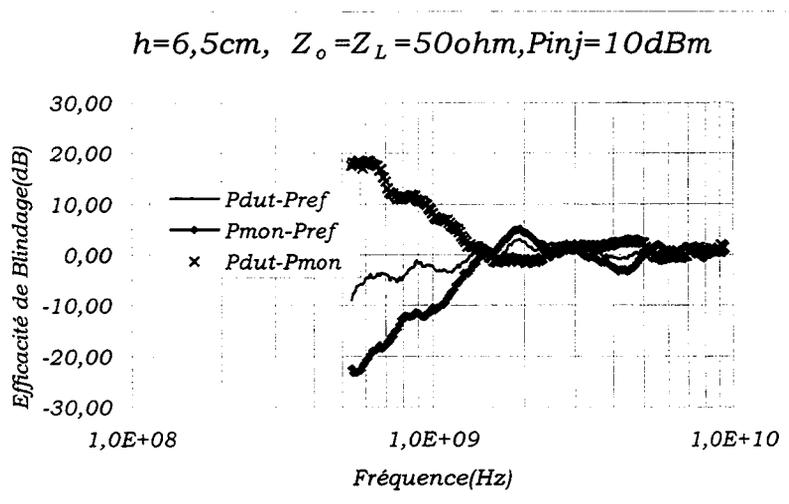


Figure 62

où

$P_{dut-Pref}$; mesure de puissance (de l'éprouvette E_1 par rapport à l'antenne de référence).

$P_{dut-Pmon}$; mesure de puissance (de l'éprouvette E_1 par rapport au monopole).

$P_{mon-Pref}$; mesure de puissance (du monopole($h=3,5cm$) par rapport à l'antenne de référence).

$$\alpha_{1,ref} = 20\text{Log}_{10}\left(\frac{V_{E_1}}{V_{ref}}\right) \quad \text{(Equation 108)}$$

$$\alpha_{1,mon} = 20\text{Log}_{10}\left(\frac{V_{E_1}}{V_{mon}}\right) \quad \text{(Equation 109)}$$

Sur la Figure 63 apparaissent « $\alpha_{2,ref}$ » et « $\alpha_{2,mon}$ » définis par les relations 110 et 111.

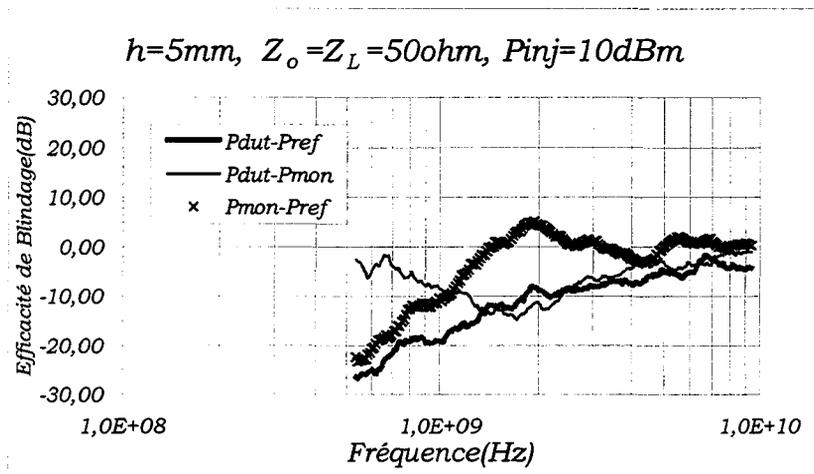


Figure 63

avec :

$P_{dut-Pref}$; mesure de puissance (de l'éprouvette E_2 par rapport à l'antenne de référence).

$P_{dut-Pmon}$; mesure de puissance (de l'éprouvette E_2 par rapport au monopole).

$P_{mon-Pref}$; mesure de puissance (du monopole($h=3,5cm$) par rapport à l'antenne de référence).

$$\alpha_{2,ref} = 20\text{Log}_{10}\left(\frac{V_{E_2}}{V_{ref}}\right) \quad \text{(Equation 110)}$$

$$\alpha_{2,mon} = 20 \text{Log}_{10} \left(\frac{V_{E_2}}{V_{mon}} \right) \quad \text{(Equation 111)}$$

Les courbes de la Figure 62 et de la Figure 63 révèlent deux comportements bien distincts. Au dessous de 1,5GHz, « $\alpha_{2,ref}$ » et « $\alpha_{2,mon}$ » évoluent en fonction de la fréquence avec des lois opposées, alors qu'au dessous de 1,5GHz les atténuations convergent vers 0dB. Cette expérience démontre que les trois objets se comportent au dessus de 1,5GHz comme des éléments rayonnants.

On peut en déduire qu'au dessous de 1,5GHz, la tension induite sur l'éprouvette « E_1 », suit le modèle théorique des lignes de transmission couplées alors qu'au dessus de cette limite il faut réviser ce modèle pour faire jouer le rayonnement.

Les caractéristiques de la Figure 63 rapportées à l'éprouvette « E_2 », rappellent ces comportements. L'évolution d'atténuation observée au dessus de 1,5GHz est encore plus prononcée. En effet, on peut attribuer à $\alpha_{2,ref}$ une pente voisine de +20dB/décade et -20dB/décade pour $\alpha_{2,mon}$. Au dessus de 1,5GHz, les courbes obéissent à la même loi de variation avec la fréquence, toutefois l'atténuation de 0dB ne sera obtenue qu'à proximité de 10GHz. On peut en déduire que les mécanismes de rayonnement, propres à l'éprouvette « E_2 », ne sont réellement exprimés qu'à 10GHz.

On peut rattacher cette conclusion aux paramètres géométriques des éprouvettes. En effet « E_1 », et « E_2 », diffèrent par la distance qui sépare le conducteur du plan de masse. On sait que l'application de la théorie

des lignes couplées n'est possible qu'à condition de satisfaire l'approximation de la propagation quasi TEM. Elle impose que les paramètres géométriques transverses de la ligne soient au moins inférieurs au cinquième de la longueur d'onde. La distance conducteur plan de l'éprouvette « E₁ », étant de 6,5cm, on obtient une fréquence limite de 900MHz, alors qu'avec l'éprouvette « E₂ », pour laquelle cette distance est réduite à 5mm la fréquence limite est repoussée à 12GHz.

Ces chiffres confirment les phénomènes observés. En effet, au dessus de 1,5GHz le comportement de l'éprouvette « E₁ » est profondément modifié, c'est un objet rayonnant. L'éprouvette « E₂ » offre par contre une transition entre le couplage envisagé dans la théorie des lignes et la situation extrême où l'éprouvette adopte la loi de l'induction trouvée sur le monopole électrique. Cette région de transition semble sur le plan pratique extrêmement intéressante à explorer. En effet, de nombreuses dispositions géométriques trouvées sur les équipements électroniques, s'approchent de l'éprouvette « E₂ » en particulier le passage de câble près des plans de masse ainsi que les pistes des circuits imprimés posées près d'un plan de référence. L'intérêt de comprendre le fonctionnement des éprouvettes dans cette transition électromagnétique incite à perfectionner les modèles théoriques pour répondre aux conditions rencontrées dans l'environnement d'une chambre réverbérante. Le paragraphe suivant sera consacré au perfectionnement de la théorie classique des lignes.

III-3 THEORIE DES LIGNES POUR INTEGRER DES INCIDENCES**MULTIPLES:****III-3.1 COUPLAGE AVEC UNE ONDE PARVENANT SOUS INCIDENCE
QUELCONQUE**

Les formulations proposées dans le chapitre précédent concernaient un champ électromagnétique transporté par une onde plane provenant sous trois incidences fondamentales. On sait que le champ électromagnétique engendré dans une chambre réverbérante produit des ondes stationnaires. En tenant compte du fait que cette méthode de mesure n'est utilisable qu'à condition que la longueur d'onde soit bien plus petite que les dimensions de la chambre, la transposition du raisonnement en optique géométrique est acceptable. En effet, une source électromagnétique produit à l'intérieur de la chambre une émission qu'on peut assimiler à l'émergence de paquets d'ondes planes qui se réfléchissent sur les parois métalliques de l'enceinte. Sur l'éprouvette vont donc parvenir des ondes planes dont l'incidence et la polarisation sont distribuées aléatoirement. C'est la composition de ces phénomènes qui produit aux extrémités de l'éprouvette les tensions induites mesurées lors des expériences. L'analogie avec l'optique géométrique demande par conséquent de calculer la tension induite pour une onde parvenant sous polarisation et incidence quelconque. Nous maintenons les hypothèses initiales à savoir qu'il s'agit d'un conducteur de dimension « L_0 » parallèle à un plan de conductivité et de dimensions infinies. Autrement dit, on suppose que le champ résultant au voisinage de cette ligne de transmission est uniquement dû aux lois de réflexion de l'optique géométrique sur un plan. La Figure 64 représente la ligne de transmission à laquelle est associé le repère cartésien $oxyz$.

Considérons maintenant une éprouvette soumise à un champ venant d'une onde plane dont la direction de propagation est quelconque.

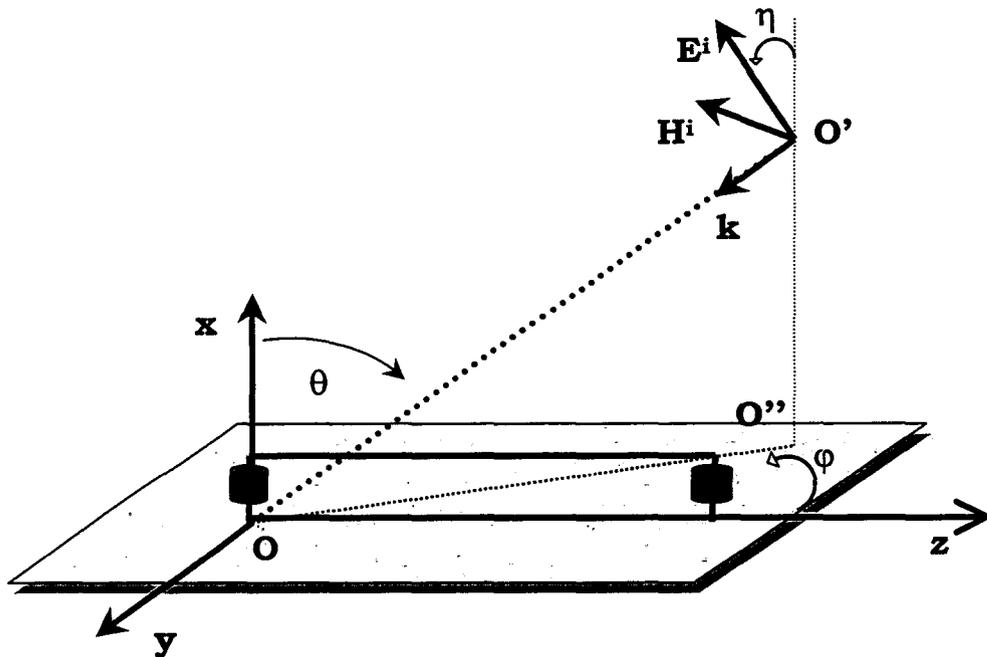


Figure 64

La direction de propagation de l'onde est portée par la droite « $\vec{OO'}$ » fait qu'on peut associer à cette droite un angle polaire « θ » prenant pour référence l'axe « \vec{Ox} » et une déviation angulaire « φ » contenue dans le plan « Oyz » telle que:

$$\varphi = \left(\vec{OO''}, \vec{Oz} \right) \quad \text{(Equation 112)}$$

« O'' », est la projection du point « O' » sur le plan « Oyz ». « $\vec{OO''}$ » est donc un vecteur qui joint l'origine à ce point. Il faut introduire un angle « η » qui représente l'angle fait entre le vecteur champ électrique $\left| \vec{E}^i \right|$ porté par l'onde incidente et le plan contenant « $OO'O''$ ». Associons

à l'onde un vecteur propagation « \vec{k} » colinéaire à la direction de propagation, ce vecteur a pour module le nombre d'onde.

$$\left| \vec{k} \right| = k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{(Equation 113)}$$

L'angle « η » caractérise la polarisation de l'onde. Lorsque $\eta=0$, « \vec{E}^i » est contenu dans le plan « OO'O'' » et « \vec{H}^i » est parallèle au plan de référence il y a réflexion de l'onde. Par conséquent, le champ résultant au voisinage du conducteur est non nul.

Lorsque $\eta = \frac{\pi}{2}$, « \vec{E}^i » est parallèle au plan conducteur alors que « \vec{H}^i »

possède une composante normale et tangentielle à ce plan ce qui provoque une réflexion différente de celle rencontrée lorsque $\eta=0$.

Nous dirons que $\eta=0$ correspond à la polarisation « TM » et $\eta = \frac{\pi}{2}$ à la polarisation « TE ». Ces polarisations sont duales l'une l'autre.

Le vecteur propagation « \vec{k} » peut s'exprimer.

$$\vec{k} = k_x \vec{u}_x + k_y \vec{u}_y + k_z \vec{u}_z \quad \text{(Equation 114)}$$

où $\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z$ sont des vecteurs unitaires portés par les axes $\vec{ox}, \vec{oy}, \vec{oz}$.

k_x, k_y, k_z s'expriment alors :

$$\begin{cases} k_x = - \left| \vec{k} \right| \cos \theta \\ k_y = + \left| \vec{k} \right| \sin \theta \sin \varphi \\ k_z = - \left| \vec{k} \right| \sin \theta \cos \varphi \end{cases} \quad \text{(Equation 115)}$$

Pour alléger les notations on pose :

$$\left| \vec{k} \right| = k_0$$

L'onde résultante somme de l'onde incidente et de l'onde réfléchiée par le plan (infini) va produire un couplage sur la ligne de transmission. Ce couplage est caractérisé par une composition hybride dans laquelle interviennent la distribution de la composante « E'_x » du champ électrique résultant et la composante « H'_y » du champ magnétique résultant.

Le nombre d'onde attaché à ce couplage est la composante « k_z » donnée par l'équation-115 On peut associer une vitesse de phase « v_φ » telle que :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{k_z} = \frac{c}{\sin \theta \cos \varphi} \quad \text{(Equation 116)}$$

On remarquera dans cette relation que lorsque $\varphi = \frac{\pi}{2}$ où $\theta = 0$, « v_φ » devient infinie. Ce résultat n'est pas du tout irrationnel avec la théorie de la relativité puisqu'il s'agit de la vitesse de déplacement d'un phénomène (la phase).

Si on regarde l'équation-115 lorsque $\theta = 0$ et $\varphi = \frac{\pi}{2}$, seule la composante « k_x » est non nulle. On réalise alors suivant cette polarisation uniquement le couplage magnétique ou son dual. Lorsque $\varphi = \frac{\pi}{2}$ on a la composition d'un couplage électrique ou magnétique.

Lorsque $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$ on a uniquement le couplage électrique ou son

dual. Ces cas particuliers sont donc introduits dans l'onde hybride composite ayant pour nombre d'onde « k_z ».

Polarisation TM ; $\eta=0$:

Le vecteur champ magnétique incident est parallèle au plan de référence on le désigne par « H_m^i ». La réflexion produit « H_m^p » telle que:

$$H_m^p \approx H_m^i \quad \text{(Equation 117)}$$

La hauteur du conducteur est supposée petite par rapport à la longueur d'onde. La composante électrique qui caractérise la polarisation TM sera notée « E_m^i » soit :

$$E_m^i = E_{mx}^i \vec{\mu}_x + E_{my}^i \vec{\mu}_y + E_{mz}^i \vec{\mu}_z \quad \text{(Equation 118)}$$

$$\left. \begin{aligned} E_{mx}^i &= E_m^i \sin\theta \\ E_{my}^i &= -E_m^i \cos\theta \sin\varphi \\ E_{mz}^i &= -E_m^i \cos\theta \cos\varphi \end{aligned} \right\} \quad \text{(Equation 119)}$$

La composante résultante orientée suivant « ox » s'exprime:

$$E_{m_x}^p = E_{m_x}^i \quad \text{(Equation 120)}$$

Les composantes qui vont produire un couplage électrique sur le conducteur illuminé par l'onde hybride composite s'écrivent :

$$E_{mx}^r = 2E_{mx}^i = 2E_m^i \sin\theta \quad \text{(Equation 121)}$$

La composante magnétique résultante qui produit le couplage magnétique s'exprime :

$$H_{my}^r = 2H_{my}^i = 2H_m^i \cos\varphi \quad \text{(Equation 122)}$$

Polarisation TE ; $\eta = \pi/2$

La composante électrique étant parallèle au plan de référence, elle ne contribue à aucun couplage au sens de la théorie des lignes. Le seul couplage sera provoqué par la composante magnétique « H_{ey}^i », l'indice « e » indique la polarisation TE. « H_{ey}^i » s'exprime :

$$H_{ey}^i = H_e^i \cos \theta \sin \varphi \quad \text{(Equation 123)}$$

La composante résultante sera :

$$H_{ey}^r = 2H_{ey}^i = 2H_e^i \cos \theta \sin \varphi \quad \text{(Equation 124)}$$

Polarisation quelconque :

Les composantes H_m^i, E_m^i, H_e^i qui interviennent dans les équations-122,123 et 124 vont donc s'exprimer :

$$E_m^i = E^i \cos \eta \quad \text{(Equation 125)}$$

$$H_m^i = H^i \cos \eta \quad \text{(Equation 126)}$$

$$H_e^i = H^i \sin \eta \quad \text{(Equation 127)}$$

Génération des tensions induites :

On va associer le courant « $I(z)$ » et la tension « $V(z)$ » à la ligne de transmission de la Figure 65. L'axe « \vec{Oz} » sera maintenu dans son orientation initiale comme l'indique la Figure 65.

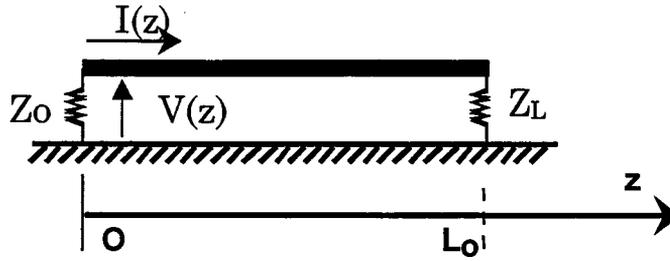


Figure 65

Le problème consiste à évaluer les termes sources de tension « $\varepsilon(z)$ » et du courant « $\mathfrak{I}(z)$ » qui interviennent dans les équations suivantes :

$$-\frac{dV}{dz} = jL\omega I + \varepsilon(z)$$

(Equation 128)

$$-\frac{dI}{dz} = jC\omega V + \mathfrak{I}(z)$$

« L » et « C » représentent l'inductance et la capacité linéiques de la ligne « $\varepsilon(z)$ » et « $\mathfrak{I}(z)$ » des termes sources qu'on exprime :

$$\varepsilon(z) = j\omega\mu_0 H_y^r \exp^{-jk_z z}$$

(Equation 129)

$$\mathfrak{I}(z) = jC\omega E_x^r \exp^{-jk_z z}$$

(Equation 130)

où le nombre d'onde « k_z » prend pour expression :

$$k_z = -k_0 \sin \theta \cos \varphi$$

(Equation 131)

et « k_0 » représente le nombre d'onde en espace libre. En tenant compte des développements précédents « H_y^r » et « E_x^r » deviennent pour une polarisation quelconque:

$$H_y^r = -2H^i (\cos \eta \cos \varphi + \cos \theta \sin \varphi \sin \eta)$$

(Equation 132)

$$E_x^r = 2E^i \cos \eta \sin \theta$$

(Equation 133)

Aux fréquences basses telles que $\lambda \gg L_0$ on peut associer à la ligne le schéma équivalent de la Figure 66:

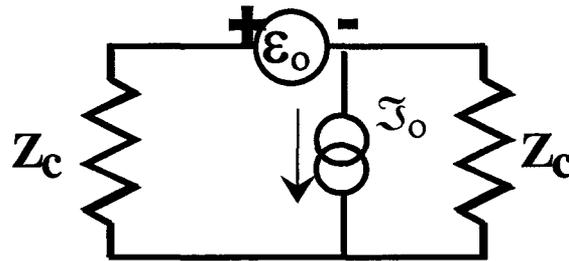


Figure 66

où « ϵ_0 » et « \mathfrak{I}_0 » prennent pour expressions :

$$\epsilon_0 = j\omega\mu_0 H_y^I L_0 h \quad \text{(Equation 134)}$$

$$\mathfrak{I}_0 = jC\omega E_x^I L_0 h \quad \text{(Equation 135)}$$

L'orientation de la source de courant est imposée par la convention de propagation de l'onde hybride composite. Dans la but d'alléger la présentation, seules seront discutées les solutions obtenues lorsque la ligne est adaptée aux extrémités.

III-3.2 SOLUTIONS POUR UNE LIGNE DE TRANSMISSION ADAPTEE AUX
EXTREMITES.

Les impédances « Z_0 » et « Z_L » connectées aux extrémités de la ligne sont telles que :

$$Z_0 = Z_L = Z_c = R_c \quad \text{(Equation 136)}$$

où « R_c » représente l'impédance caractéristique de la ligne. Les solutions s'expriment pour le courant :

$$I(z) = Ae^{-jk_0z} + Be^{jk_0z} + K_1 e^{-jk_z z} \quad \text{(Equation 137)}$$

où « A » et « B » sont deux coefficients inconnus. « K_1 » est le coefficient déterminé par la solution particulière soit :

$$K_1 = \frac{C\omega h(k_z E_x^r - \omega\mu_0 H_y^r)}{k_0^2 - k_z^2} \quad \text{(Equation 138)}$$

« h » est la hauteur du conducteur par rapport au plan. Pour la tension la solution s'exprime :

$$V(z) = R_c(Ae^{-jk_0z} - Be^{jk_0z}) + K_2 e^{-jk_z z} \quad \text{(Equation 139)}$$

où

$$K_2 = \frac{k_z K_1}{C\omega} + E_x^r h \quad \text{(Equation 140)}$$

Les coefficients inconnus sont déterminés après application des conditions aux limites.

$$\begin{cases} V(o) = -R_c I(o) \\ V(L_o) = R_c I(L_o) \end{cases} \quad \text{(Equation 141)}$$

Si on s'intéresse uniquement à la tension apparaissant en $z=0$, soit $V(o)$, on obtient une solution très compacte qu'on exprime :

$$V(o) = \frac{1}{2} j\omega(\mu_o H_y^r + R_c C E_x^r) h L_o \left[\frac{1 - e^{-j(k_o + k_z)L_o}}{j(k_o + k_z)L_o} \right] \quad \text{(Equation 142)}$$

On va étudier le comportement de cette tension en fonction de la fréquence du champ exciteur.

III-3.2a *Comportement basse fréquence :*

La longueur d'onde est grande vis à vis de la dimension « L_o » de la ligne soit :

$$|(k_o - k_z)L_o| \ll 1 \quad \text{(Equation 143)}$$

L'application des développements limités permet de simplifier l'équation-143 qu'on exprime :

$$V(o) \approx \frac{1}{2} j\omega(\mu_o H_y^r + R_c C E_x^r) h L_o \quad \text{(Equation 144)}$$

Quels que soient l'incidence et la polarisation de l'onde, « $V(o)$ » suit une loi proportionnelle à la fréquence du champ exciteur.

III-3.2b Comportements hautes fréquences :

Les phénomènes de propagation induits sur la ligne se caractérisent par la fonction:

$$F_0(\omega, L_0) = \frac{1 - e^{-j(k_0 + k_z)L_0}}{j(k_0 + k_z)L_0} \quad \text{(Equation 145)}$$

Cette fonction passe par zéro lorsque :

$$(k_0 + k_z)L_0 = 2n\pi \quad \text{(Equation 146)}$$

Inversement cette fonction aura un maximum d'amplitude lorsque :

$$(k_0 + k_z)L_0 = (2p + 1)\pi \quad \text{(Equation 147)}$$

Sachant que « k_0 » s'exprime :

$$k_0 = \frac{\omega}{c}$$

Compte tenu de la relation, $k_z = -k_0 \sin \theta \cos \varphi$, donnant « k_z », la fonction « F_0 » s'annule pour toutes les fréquences « f_n » telles que :

$$f_n = \frac{nc}{L_0} \frac{1}{1 - \sin \theta \cos \varphi} \quad \text{(Equation 148)}$$

« F_0 » prend une amplitude maximale lorsque la fréquence s'accorde sur « f_p » telle que :

$$f_p = \frac{2p+1}{2} \frac{c}{L_0} \frac{1}{1 - \sin \theta \cos \varphi} \quad \text{(Equation 149)}$$

L'intervalle de variation de « θ » allant de 0 à $\frac{\pi}{2}$ et celui de « φ » couvrant 0 à 2π , « f_p » varie de façon continue, sa borne inférieure est déterminée par $p=0$, $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\varphi = \pi$ soit :

$$f_0 = \frac{c}{4L_0} \quad \text{(Equation 150)}$$

L'amplitude maximale de la tension induite, lorsque la condition (l'équation-149) est satisfaite, est telle :

$$V(o) \Big|_{\omega=\omega_p} = \frac{(\mu_0 H_y^i + R_c C E_x^i) c}{1 - \sin \theta \cos \varphi} h \quad \text{(Equation 151)}$$

Sachant que les paramètres « R_c » et « C » sont liés par les relations.

$$R_c C = \sqrt{LC} = \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \quad \text{(Equation 152)}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \quad \frac{E_i}{H_i} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \quad \text{(Equation 153)}$$

On parvient, à partir des relations $H_y^i = -2H^i(\cos \eta \cos \varphi + \sin \eta \sin \varphi \cos \theta)$ et $E_x^i = 2E^i \cos \eta \sin \theta$ donnant le champ résultant, à exprimer l'équation-151 sous la forme :

$$V(o) \Big|_{\omega = \omega_p} = 2 \frac{\cos \eta (\sin \theta - \cos \varphi) - \sin \eta \sin \varphi \cos \theta}{1 - \sin \theta \cos \varphi} E^i h \quad \text{(Equation 154)}$$

L'amplitude maximale est donc fonction de la polarisation et de l'incidence de l'onde. On peut calculer cette tension induite pour les trois couplages fondamentaux.

Couplage magnétique :

$$\eta = 0, \theta = 0, \varphi = 0$$

$$|V(o)|_{\omega=\omega_p} = -2E^i h$$

Couplage électrique :

$$\eta = 0, \theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{\pi}{2}$$

$$|V(o)|_{\omega=\omega_p} = 2E^i h$$

Couplage hybride :

$$\eta = 0, \theta = \frac{\pi}{2}$$

$$\varphi = 0, \dots, |V(o)|_{\omega=\omega_p} = 0$$

$$\varphi = \pi/2, \dots, |V(o)|_{\omega=\omega_p} = 2E^i h$$

L'amplitude maximale obtenue lors d'un maximum est donc la même pour chaque couplage fondamental. Si on assimile le champ d'ondes stationnaires produit en chambre réverbérante à une composition d'ondes planes d'incidence aléatoire, toute fréquence d'excitation supérieure à « f_p » provoque en sortie de l'éprouvette une amplitude maximale déterminée par l'équation-154 . Le rôle du brassage de mode va consister à reproduire une collection d'ondes stationnaires dont on va mesurer l'effet moyen représenté par la tension moyenne mesurée au cours d'une révolution du brasseur. Cette procédure est donc équivalente à une estimation du couplage engendré par des ondes planes d'égale amplitude couvrant un spectre d'incidence d'angle solide 4π . Moyennant quelques hypothèses cette estimation est accessible par calcul numérique comme vont le montrer les développements qui suivent.

III-3.3 ESTIMATION DES TENSIONS INDUITES SUR L'EPROUVETTE INSTALLEE EN CHAMBRE REVERBERANTE :

Une partie des développements proposés dans ce paragraphe est inspirée des travaux de D. HILL et al [3].

Représentation du champ :

Considérons un repère, « oxyz » attaché à la chambre réverbérante Figure 67.

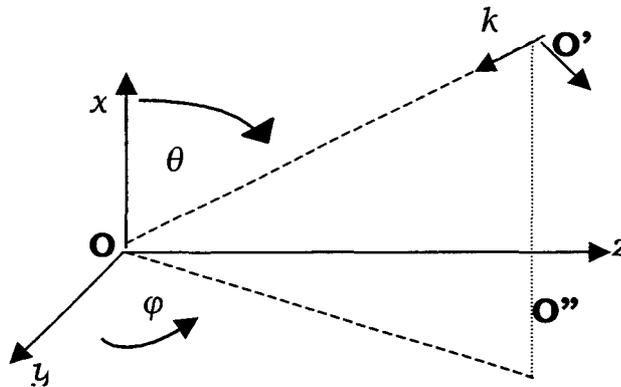


Figure 67

Un observateur situé à l'origine du repère (point O) reçoit des ondes planes venant de la surface d'une sphère centrée sur « o » sphère dont le rayon peut être représenté par le vecteur " \vec{r} " tel que :

$$\vec{r} = u_x \vec{x} + u_y \vec{y} + u_z \vec{z} \quad \text{(Equation 155)}$$

L'onde plane qui provient du point « O' » situé sur cette sphère possède un vecteur nombre d'onde \vec{k} qu'on peut représenter au moyen des coordonnées angulaires « θ » et « φ » de la Figure 67 soit :

$$\vec{k} = -k_0(u_x \vec{e}_x \cos \theta + u_y \vec{e}_y \sin \theta \cos \varphi + u_z \vec{e}_z \sin \theta \sin \varphi) \quad \text{(Equation 156)}$$

L'onde associée au point « o » génère un champ électrique élémentaire qu'on note « $\varepsilon(o)$ », le point « o' » pouvant évoluer sur la surface de la sphère. « ε » est fonction des variables « θ » et « φ » donc :

$$\varepsilon(o) = \varepsilon(\theta, \varphi) \quad \text{(Equation 157)}$$

Cette notation peut encore se simplifier en associant à " θ " et " φ " l'angle solide « Ω » donc :

$$\varepsilon(o) = \varepsilon(\Omega) \quad \text{(Equation 158)}$$

Le champ perçu par l'observateur est donc la contribution de l'ensemble des ondes traversant la surface de la sphère centrée sur l'observateur, ce champ qui est fonction uniquement de la variable « \vec{r} » sera noté « $\vec{E}(\vec{r})$ ». Il est donné par l'intégrale calculée sur l'angle solide 4π .

$$\vec{E}(\vec{r}) = \int_{4\pi} \vec{\varepsilon}(\Omega) e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}} d\Omega \quad \text{(Equation 159)}$$

Le vecteur champ électrique élémentaire « $\vec{\varepsilon}$ » étant perpendiculaire à la direction de propagation « $\vec{\varepsilon}(\Omega)$ » peut s'écrire:

$$\vec{\varepsilon}(\Omega) = u_\theta \vec{e}_\theta \varepsilon_\theta(\Omega) + u_\varphi \vec{e}_\varphi \varepsilon_\varphi(\Omega) \quad \text{(Equation 160)}$$

alors que

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi \quad \text{(Equation 161)}$$

« θ » est contenu dans l'intervalle $0 - \pi$, et φ dans l'intervalle $0 - 2\pi$.

Par hypothèse, la puissance transportée par les ondes planes est indépendante du rayon de la sphère ce qui revient à poser :

$$\left| \vec{E}(r) \right|^2 = E_o^2 \quad \text{(Equation 162)}$$

où « E_o » est une constante, c'est à dire l'amplitude du champ au point

« o ». $\left| \vec{E}(r) \right|^2$ peut aussi s'écrire à partir de l'équation-159 puisque :

$$\left| \vec{E}(r) \right|^2 = \vec{E} \vec{E}^* = \iint_{4\pi} \vec{\varepsilon}(\Omega_1) \vec{\varepsilon}^*(\Omega_2) e^{j(k_1 - k_2) \cdot \vec{r}} d\Omega_1 d\Omega_2 \quad \text{(Equation 163)}$$

* ; Valeur conjuguée.

Dans cette relation intervient le produit « $\vec{\varepsilon}(\Omega_1) \vec{\varepsilon}^*(\Omega_2)$ » qu'on exprime d'après l'équation-162.

$$\vec{\varepsilon}(\Omega_1) \vec{\varepsilon}^*(\Omega_2) = \varepsilon_\theta(\Omega_1) \varepsilon_\theta^*(\Omega_2) + \varepsilon_\varphi(\Omega_1) \varepsilon_\varphi^*(\Omega_2) \quad \text{(Equation 164)}$$

Cette quantité est réelle, de plus comme les champs « ε_θ » et « ε_φ » sont distribués aléatoirement avec des lois identiques, nous en tirons deux conséquences.

- L'intégrale de l'équation-163 a une valeur non nulle lorsque $k_1 = k_2$ soit $\Omega_1 = \Omega_2$.
- La valeur moyenne des deux termes qui composent la relation-164 est identique donc:

$$\overline{\varepsilon_\theta(\Omega_1) \varepsilon_\theta^*(\Omega_2)} = \overline{\varepsilon_\varphi(\Omega_1) \varepsilon_\varphi^*(\Omega_2)} = \overline{|\varepsilon|^2} \quad \text{(Equation 165)}$$

« $|\varepsilon|^2$ » peut donc s'exprimer :

$$2|\bar{\varepsilon}|^2 = \frac{1}{4\pi} \iint_{4\pi} \vec{\varepsilon}(\Omega_1) \vec{\varepsilon}^*(\Omega_2) e^{j(\bar{k}_1 - \bar{k}_2) \cdot \vec{r}} \delta(\Omega_1 - \Omega_2) d\Omega_1 d\Omega_2 \quad \text{(Equation 166)}$$

Soit

$$|\varepsilon|^2 = \frac{1}{8\pi} E_0^2 \quad \text{(Equation 167)}$$

Réponse d'un objet soumis à un champ d'ondes planes à distribution aléatoire :

La réponse de l'objet caractérisé par la tension induite peut s'exprimer dans le cas général par le produit scalaire.

$$v_o = \vec{H}(\Omega) \cdot \vec{\varepsilon}(\Omega) \quad \text{(Equation 168)}$$

« v_o » est donc la tension induite lorsque l'objet est soumis à l'onde plane élémentaire générée sous l'angle solide « Ω ». " $\vec{H}(\Omega)$ " est homogène à une fonction de transfert qu'on réduit à deux composantes vectorielles.

$$\vec{H}(\Omega) = \bar{u}_\theta H_\theta(\Omega) + \bar{u}_\varphi H_\varphi(\Omega) \quad \text{(Equation 169)}$$

La tension « V_o » due à la contribution de l'ensemble des ondes planes peut donc s'exprimer par l'intégrale :

$$V_o = \int_{4\pi} \vec{H}(\Omega) \cdot \vec{\varepsilon}(\Omega) d\Omega \quad \text{(Equation 170)}$$

La puissance « P_o » dissipée dans la charge (résistance) de valeur « R_o » connectée à l'objet peut donc s'écrire :

$$P_0 = \frac{|V_0|^2}{R_0} = \frac{1}{R_0} \iint_{4\pi} \vec{H}(\Omega_1) \cdot \vec{\varepsilon}(\Omega_1) \vec{H}^*(\Omega_2) \cdot \vec{\varepsilon}^*(\Omega_2) d\Omega_1 d\Omega_2 \quad \text{(Equation 171)}$$

La valeur moyenne de « P_0 » devient :

$$\bar{P}_0 = E_0^2 \frac{1}{4\pi R_0} \int_{4\pi} \left[|H_\theta(\Omega_1)|^2 + |H_\varphi(\Omega_1)|^2 \right] d\Omega_1 \quad \text{(Equation 172)}$$

Cette fonction peut être pondérée par un facteur $\frac{1}{2}$ tenant compte de l'état de polarisation des ondes. La réponse se résume ainsi à une intégration de fonctions de transfert. Le résultat va toutefois dépendre de la nature de l'objet.

III-4 INFLUENCE DE LA NATURE DE L'OBJET RECEPTEUR SUR LES CARACTERISTIQUES DE TENSION INDUITE.

Cas d'une antenne adaptée :

Considérons une antenne réceptrice d'impédance interne « Z_a » connectée sur une impédance « Z_L ». On admet que la liaison entre « Z_a » et « Z_L » n'entretient pas de phénomènes de propagation. Pour caractériser la puissance reçue sur « Z_L » on utilise le concept de surface effective de l'antenne réceptrice « $S_r(\theta, \varphi)$ » qui est fonction de l'orientation de l'onde plane qui parvient sur l'antenne. La puissance « P_0 » reçue sur l'impédance de charge peut alors s'écrire comme le produit de « $S_r(\theta, \varphi)$ » par la densité de puissance transportée par l'onde plane soit :

$$P_0 = S_r(\theta, \varphi) \frac{|E^i|^2}{Z_w} \quad \text{(Equation 173)}$$

$|E^i|$ est l'amplitude du champ incident exprimée en valeur efficace et Z_w l'impédance de 377Ω . Lorsque l'antenne est adaptée soit « $Z_L = Z_a$ » la surface effective prend pour expression :

$$S_r(\theta, \varphi) = \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi) \quad \text{(Equation 174)}$$

« $G(\theta, \varphi)$ » représente le gain en puissance qui a pour définition :

$$G(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{\text{Densité de puissance par unité d'angle solide}(\theta, \varphi)}{\text{Puissance transmise à l'antenne}} \quad \text{(Equation 175)}$$

On peut relier ce développement à l'expression de la puissance moyenne donnée par l'équation-171. D'après l'équation-173 si on pose « $E^i = E_0$ » on déduit immédiatement que :

$$|H(\Omega)|^2 = |H_\theta(\Omega)|^2 + |H_\phi(\Omega)|^2 = \frac{P_0 R_0}{E_0^2} \quad \text{(Equation 176)}$$

puisque « $Z_L = R_0 = Z_a$ » en tenant compte l'équation-173 et l'équation-174 $|H(\Omega)|^2$ devient :

$$|H(\Omega)|^2 = \frac{\lambda^2 Z_a}{4\pi Z_w} G(\theta, \varphi) \quad \text{(Equation 177)}$$

La puissance moyenne « \bar{P}_0 » intégrée par l'ensemble des ondes planes s'exprime alors :

$$\bar{P}_0 = \frac{\lambda^2 E_0^2}{4\pi Z_w} \frac{1}{4\pi} \int G(\theta, \varphi) d\Omega \quad \text{(Equation 178)}$$

L'expression du gain fait que :

$$\int_{4\pi} G(\theta, \varphi) d\Omega = 4\pi \quad \text{(Equation 179)}$$

d'où

$$\bar{P}_0 = \frac{\lambda^2 E_0^2}{4\pi Z_w} \quad \text{(Equation 180)}$$

La puissance reçue est donc indépendante des caractéristiques de l'antenne.

Cas d'une antenne non-adaptée :

Lorsque $Z_L \neq Z_a$, la section efficace de l'antenne prend pour expression:

$$S_r(\theta, \varphi) = (1 - |\Gamma|^2) \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi) \quad \text{(Equation 181)}$$

$$\Gamma = \frac{Z_a - Z_L}{Z_a + Z_L} \quad \text{(Equation 182)}$$

Si on estime que l'impédance de charge est réelle « $Z_L = R_o$ » et que $Z_a = R_a + jX_a$, on a :

$$1 - |\Gamma|^2 = \frac{4R_a R_o}{(R_a + R_o)^2 + X_a^2} \quad \text{(Equation 183)}$$

En suivant le raisonnement précédent « \overline{P}_o » devient :

$$\overline{P}_o = \frac{4R_a R_o}{(R_a + R_o)^2 + X_a^2} \frac{\lambda^2 E_o^2}{4\pi Z_w} \quad \text{(Equation 184)}$$

Comme il est dit plus haut, il faut généralement faire intervenir un facteur $\frac{1}{2}$ qui tient compte de l'état de polarisation de l'onde.

III-5 DISCUSSION SUR LES PHENOMENES OBSERVES LORS DES EXPERIENCES MENEES EN CHAMBRE REVERBERANTE:

III-5.1 CAS DU MONOPOLE ELECTRIQUE

On distingue les domaines basse fréquence et haute fréquence délimités par la première fréquence de résonance « f_0 » du monopole comme le précisent les explications du paragraphe III-2.1 ; (Mesures Complémentaires).

III-5.1a Domaine basses fréquences :

L'impédance interne du monopole est telle que:

$$R_a = R_r \quad X_a = -\frac{j}{C_a \omega} \quad \text{(Equation 185)}$$

« C_a » est la capacité du monopole et « R_r » sa résistance de rayonnement. La résistance « R_0 » connectée à l'antenne est 50Ω . On peut dire que $R_r \ll R_0$, et $X_a \gg R_0$. La puissance moyenne à la base du monopole devient :

$$\overline{P}_0 \cong \frac{4R_a R_0}{X_a^2} \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{E_0^2}{Z_w} \quad \text{(Equation 186)}$$

Relation qu'on peut aussi écrire :

$$\overline{P}_0 = 4\pi \frac{R_r R_0}{Z_w} C_a^2 E_0^2 c^2 \quad \text{(Equation 187)}$$

où $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$.

La résistance de rayonnement d'un élément de courant de dimension « Δl » s'exprime:

$$R_{\Delta\ell} = 80\pi^2 \left(\frac{\Delta\ell}{\lambda} \right)^2 \quad \text{(Equation 188)}$$

De cette relation on peut déduire la résistance de rayonnement du monopole au dessus du plan soit :

$$R_T = 40\pi^2 \left(\frac{h_{\text{eff}}}{\lambda} \right)^2 \quad \text{(Equation 189)}$$

où la hauteur effective « h_{eff} » s'exprime:

$$h_{\text{eff}} = \frac{h}{2} \quad \text{(Equation 190)}$$

où « h » représente la hauteur du monopole.

$$Z_w = 120\pi \quad \text{(Equation 191)}$$

« \bar{P}_o » prend pour expression.

$$\bar{P}_o = \frac{R_o C_a^2}{12} \omega^2 h^2 E_o^2 \quad \text{(Equation 192)}$$

Ce résultat peut être obtenu par une autre voie. D'après les relations établies à la page-99, la tension « V_o » produite par une onde d'incidence « θ » par rapport à l'axe « \vec{ox} » confondu avec le monopole s'exprime :

$$V_o = \frac{1}{2} j E_x h R_o C_a \omega \quad \text{(Equation 193)}$$

où « E_x » est la composante du champ électrique parallèle au monopole soit :

$$E_x = E_o \sin \theta \quad \text{(Equation 194)}$$

La fonction de transfert donnée par l'équation-169 (page-121), a donc une seule composante orientée suivant « θ » elle peut s'écrire :

$$H(\Omega) = \frac{1}{2} jhR_o C_a \omega \sin \theta \quad \text{(Equation 195)}$$

La puissance doit s'écrire :

$$\bar{P}_o = \frac{1}{16\pi} E_o^2 R_o h^2 C_a^2 \omega^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^3 \theta d\varphi d\theta \quad \text{(Equation 196)}$$

$$\bar{P}_o = \frac{R_o C_a^2}{12} \omega^2 h^2 E_o^2 \quad \text{(Equation 197)}$$

Le résultat est tout à fait identique à celui obtenu précédemment.

III-5.1b *Domaine hautes fréquences :*

L'évolution de l'impédance d'entrée obéit à une loi assez complexe. Toutefois si on fait le raisonnement aux fréquences pour lesquelles il y a résonance c'est à dire lors de l'annulation de la composante imaginaire et passage par un maximum de la composante réelle, on peut estimer la puissance reçue avec une objectivité acceptable. Si on pousse encore la simplification jusqu'à admettre que l'impédance d'entrée lors des premières résonances reste très voisine de celle obtenue pour la résonance fondamentale quart d'onde soit $R_a = 37\Omega$ et $X_a = 0$; on déduit de l'équation-186 la puissance reçue sur $R_o = 50\Omega$ soit :

$$\bar{P}_o = 1,3 \times 10^{-6} (c/f)^2 E_o^2 \quad \text{(Equation 198)}$$

Rôle attribué à la polarisation :

Si on estime que les ondes sont émises avec une équiprobabilité de polarisation ce qui signifie d'après la Figure 64 (page-106), que « n » ondes sont émises sous « η », « n » autres sous « $\eta + \frac{\pi}{2}$ ». Dans le cas du monopole, l'antenne n'est sensible qu'à une seule polarisation il convient donc d'appliquer un facteur $\frac{1}{2}$ aux équations-192,197 et 198.

III-5.2 CAS DES EPROUVETTES SATISFAISANT LES HYPOTHESES DE LA
THEORIE DES LIGNES DE TRANSMISSION.

Les développements du paragraphe précédent vont s'appliquer au paragraphe III-3.2 (Solutions pour une ligne de transmission adaptée aux extrémités ; page- 113). L'équation-142 (page-114), donnant la tension induite à l'extrémité de l'éprouvette peut s'écrire comme suit:

$$V(o) = G_o(\omega, L_o) F_o(\omega, L_o) E_o \quad \text{(Equation 199)}$$

« $V(o)$ » est donc reliée au produit de deux fonctions « $G_o(\omega, L_o)$ » et « $F_o(\omega, L_o)$ » qui caractérisent respectivement la réponse de l'éprouvette aux basses fréquences et la contribution des phénomènes de propagation provoqués aux fréquences élevées. Elles prennent pour expressions :

$$G_o(\omega, L_o) = -j\omega c [(\cos \varphi - \sin \theta) \cos \eta + \sin \varphi \cos \theta \sin \eta] h L_o \quad \text{(Equation 200)}$$

$$F_o(\omega, L_o) = \frac{1 - e^{-jk_o(1 - \sin \theta \cos \varphi)L_o}}{jk_o(1 - \sin \theta \cos \varphi)L_o} \quad \text{(Equation 201)}$$

Le produit de ces deux fonctions n'est autre que « $\left| \vec{H}(\Omega) \right|$ » .

$$\left| \vec{H}(\Omega) \right| = G_o(\omega, L_o) F_o(\omega, L_o) \quad \text{(Equation 202)}$$

De cette façon la puissance moyenne peut s'exprimer par l'équation $\bar{P}_o = E_o^2 \frac{1}{4\pi R_o} \int_{4\pi} \left[\left| H_\theta(\Omega_1) \right|^2 + \left| H_\varphi(\Omega_1) \right|^2 \right] d\Omega_1$ (page-122), cependant il faut tenir compte de la polarisation des ondes puisque « η » intervient dans

l'équation-200. On fait l'hypothèse que l'onde est statistiquement polarisée sous deux états. « \bar{P}_o » s'exprime alors :

$$\bar{P}_o = E_o^2 \frac{1}{2\pi R_o} \left[\frac{1}{2} \int_{2\pi} |H(\Omega)|_{\eta=0}^2 d\Omega + \frac{1}{2} \int_{2\pi} |H(\Omega)|_{\eta=\frac{\pi}{2}}^2 d\Omega \right] \quad \text{(Equation 203)}$$

Le facteur qui figure devant chaque intégrale tient également compte de l'équi-répartition de l'énergie sur les deux états de polarisations.

$$|H(\Omega)|_{\eta=0}^2 = [\omega c (\cos \varphi - \sin \theta) h L_o]^2 \quad \text{(Equation 204)}$$

$$|H(\Omega)|_{\eta=\frac{\pi}{2}}^2 = [\omega c \sin \varphi \cos \theta h L_o]^2 \quad \text{(Equation 205)}$$

Le facteur « 2π » indique que la moyenne est estimée au dessus du plan supposé de dimensions infinies.

Puissance moyenne reçue aux fréquences basses :

Sachant que :

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi \quad \text{(Equation 206)}$$

$$\frac{1}{2} \int_{2\pi} |H(\Omega)|_{\eta=0}^2 d\Omega = \frac{1}{2} (\omega c h L_o)^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} (\cos \varphi - \sin \theta)^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad \text{(Equation 207)}$$

d'où

$$\frac{1}{2} \int_{2\pi} |H(\Omega)|_{\eta=\frac{\pi}{2}}^2 d\Omega = \frac{1}{2} (\omega c h L_o)^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} (\sin \varphi \cos \theta)^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad \text{(Equation 208)}$$

$$\frac{1}{2} \int_{2\pi} |H(\Omega)|_{\eta=0}^2 d\Omega = \frac{7\pi}{6} (\omega c h L_o)^2 \quad \text{(Equation 209)}$$

$$\frac{1}{2} \int_{2\pi} |H(\Omega)|^2_{\eta=\frac{\pi}{2}} d\Omega = \frac{\pi}{3} (\omega chL_o)^2 \quad \text{(Equation 210)}$$

d'où

$$\overline{P}_o = \frac{3}{4} (\omega chL_o)^2 \frac{E_o^2}{R_o} \quad \text{(Equation 211)}$$

Puissance moyenne aux fréquences hautes :

Il faut cette fois introduire l'expression exacte de $|F_o(\omega, L_o)|$ dans l'équation-207 et 208. Cette fonction va prendre la forme :

$$|F_o(\omega, L_o)|^2 = 2 \frac{1 - \cos[(1 - \sin \theta \cos \varphi) k_o L_o]}{k_o^2 (1 - \sin \theta \cos \varphi)^2 L_o^2} \quad \text{(Equation 212)}$$

Dans de telles conditions les intégrales ne peuvent être résolues que numériquement. En effet, au dénominateur de l'équation-212 apparaît " k_o^2 ".

En conséquence la fréquence ne joue uniquement qu'à l'intérieur des intégrales où figurent le terme $\cos[(1 - \sin \theta \cos \varphi) k_o L_o]$, « $k_o L_o$ » est une quantité bien supérieure à 2π puisque $\lambda \ll L_o$, « θ variant de 0 à $\pi/2$ » et « φ de 0 à 2π », $(1 - \sin \theta \cos \varphi)$ évolue entre les bornes [0, 2]. La fonction « cos » va suivre un comportement oscillant qui fait que le résultat de l'intégration sur les variables « θ et φ » risque d'être peu dépendant de « k_o » donc de la fréquence. A champ d'onde stationnaire invariant, la puissance moyenne reçue va devenir indépendante de la fréquence.

Ce résultat intuitif est à comparer au comportement des atténuations mesurées lors des expériences menées en chambre réverbérante. Pour cela considérons le coefficient « $\alpha_{2,ref}$ » mesuré sur l'éprouvette « E₂

(h=5mm) ». En effet nous avons vu que le comportement de cette éprouvette s'approche le plus possible du modèle à ligne de transmission. Ce coefficient s'exprime :

$$\alpha_{2,ref} = 20 \text{Log}_{10} \left(\frac{V_{E2}}{V_{ref}} \right) \quad \text{(Equation 213)}$$

« V_{E2} » est la tension induite en extrémité d'éprouvette, « V_{ref} » la tension induite à l'extrémité de l'antenne de référence. On fait correspondre à chacune de ces tensions la puissance moyenne mesurée au cours d'une révolution de brasseur de modes. On obtient le rapport :

$$\alpha_{2,ref} = 10 \text{Log}_{10} \left(\frac{\bar{P}_{E2}}{\bar{P}_{ref}} \right) \quad \text{(Equation 214)}$$

De par ses propriétés physiques, l'antenne de référence se comporte comme un élément rayonnant quasi adapté. La puissance moyenne reçue à son extrémité est donnée par une loi semblable à l'équation $\bar{P}_o = 1,3 \times 10^{-6} (c/f)^2 E_o^2$ (page-128) ; établie pour le monopole électrique.

Cette puissance est inversement proportionnelle à « f^2 ». Les mesures en chambre réverbérante ayant pour fréquence minimale 500MHz (soit $\lambda=60\text{cm}$), on peut estimer qu'avec une éprouvette de dimension $L_o=60\text{cm}$ la condition $k_o L_o \gg 1$ est satisfaite; « \bar{P}_{E2} » doit donc suivre une loi de variation indépendante de la fréquence, à condition bien entendu que l'éprouvette soit en propagation quasi TEM. Cette hypothèse appliquée à l'équation-214 implique que « $\alpha_{2,ref}$ » doit suivre une pente de 20dB par décade. Un regard sur la Figure 63 (page-102) montre que la droite « Pmon-Pref » de pente +20dB/décade coïncide assez bien avec la courbe expérimentale. Ce comportement est également rejoint par « $\alpha_{2,mon}$ » au dessus de 1,5GHz, fréquence

suffisamment élevée pour laquelle le monopole électrique s'apparente à un élément rayonnant quasi adapté. La droite superposée aux résultats de la Figure 62 (page-101) montre que l'éprouvette « E₁ », n'adhère à ce comportement qu'au dessous de 900MHz.

Il y a donc bien transition entre fonctionnement de type ligne et de type antenne. Les développements proposés au prochain chapitre ont pour but d'aménager la théorie des lignes afin de prendre en compte cette transition.

CONCLUSION

Des résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre, nous pouvons dire que la hauteur du conducteur par rapport au plan de masse est à l'origine des écarts observés entre théorie des lignes et mesures pratiquées au dessus de 1GHz. Pour interpréter plus facilement ces phénomènes nous avons caractérisé un petit monopole installé en chambre réverbérante. D'après ces mesures nous remarquons que le comportement des éprouvettes à quelques GHz est bien corrélé aux inductions produites sur l'extrémité des éprouvettes matérialisée par le conducteur qui relie la ligne au plan de masse.

Le chapitre IV propose un aménagement de la théorie classique des lignes afin de formuler ces phénomènes observés lors de la transition entre couplage de type lignes couplées et l'induction sur le modèle du monopole telle qu'elle apparaît aux fréquences très élevées.

CHAPITRE IV



CHAPITRE IV AMENAGEMENT DE LA THEORIE DES LIGNES POUR INCLURE LES MECANISMES DE RAYONNEMENT

Ce chapitre propose un aménagement de la théorie de lignes afin de prendre en compte certains mécanismes de rayonnement observés lors des mesures pratiquées en chambre réverbérante à brassage de modes.

Dans une première partie, la méthode proposée sera décrite puis justifiée sur le plan physique.

La seconde partie concerne une présentation détaillée de cette méthode dont le principe consiste à confondre la ligne avec une association de quadripôles dissipatifs.

Dans la troisième partie nous adoptons ce formalisme au cas d'une onde parvenant sous polarisation hybride.

Pour conclure ce chapitre cette méthode sera comparée avec les résultats obtenus en simulation numérique au moyen du logiciel, NEC(Numerical Electromagnetic Code, version NEC-2D).

IV-1 JUSTIFICATION PHYSIQUES DE L'APPROCHE PROPOSEE:

Plusieurs auteurs [12], [13], [16], [17] ont montré que la détermination des tensions induites aux extrémités d'une ligne pouvait se faire de deux façons.

Dans le formalisme usuel tel qu'il est présenté au paragraphe « III-3.1 (page-105) les phénomènes qui sont à la source des mécanismes d'induction sont la composante magnétique parallèle au plan de masse et la composante électrique normale à ce plan.

Un autre formalisme tout à fait équivalent consiste à traiter la ligne comme une antenne filaire dont la distribution de courant est à priori connue, la source devient dans ce cas la composante de champ électrique parallèle aux conducteurs c'est à dire à l'élément filaire parallèle au plan et aux deux autres éléments qui le raccordent aux charges d'extrémité.

Un exemple emprunté pour la simplicité au couplage fondamental de type électrique va mettre en évidence ces deux approches. La coupe longitudinale de la ligne est représentée Figure 68.

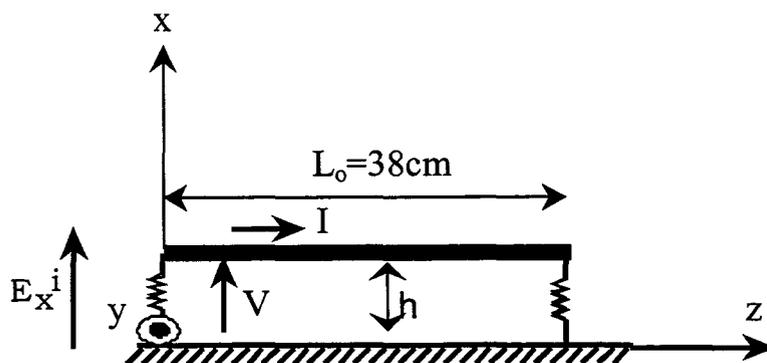


Figure 68

Les équations de la théorie classique font apparaître la seule source de courant soit :

$$-\frac{dV}{dz} = jL\omega I \quad \text{(Equation 215)}$$

$$-\frac{dI}{dz} = jC\omega V + \mathfrak{I}(z)$$

où

$$\mathfrak{I}(z) = -jC\omega E_x^i h L_0 \quad \text{(Equation 216)}$$

Si on suppose les impédances d'extrémités adaptées, la tension « $V(0)$ » induite à l'extrémité $z=0$ s'exprime alors :

$$V(0) = -\frac{E_x^i h}{2} (1 - e^{-jk_0 L_0}) \quad \text{(Equation 217)}$$

L'approche basée sur la théorie des antennes consiste à reconnaître que les conducteurs reliés aux extrémités de la ligne se comportent comme deux monopoles électriques auxquels on peut associer le circuit de la Figure 69.

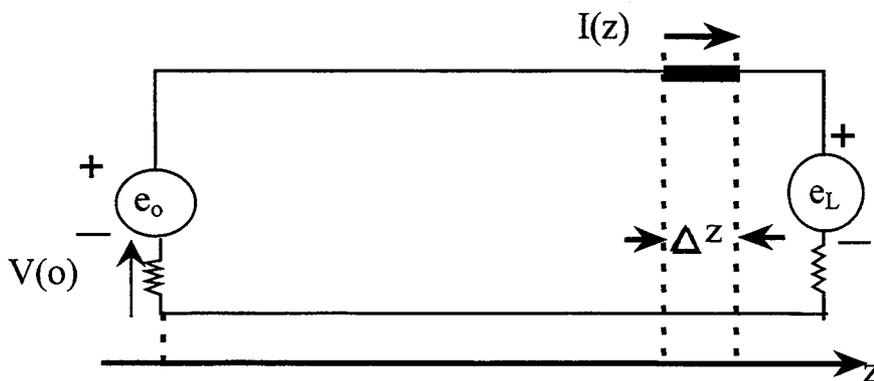


Figure 69

où « e_0 » et « e_L » sont les f.e.m. induites par le champ exciteur parvenant sur chaque monopole. La hauteur du conducteur étant

supposée petite devant la longueur d'onde et le courant dans les monopoles est uniforme. « e_o » et « e_L » peuvent alors s'écrire:

$$e_o = e_L = E_x^i h \quad \text{(Equation 218)}$$

L'impédance interne du monopole peut être négligée puisqu'il s'agit de la résistance du rayonnement dont la valeur est bien plus faible que les impédances d'extrémités. La f.e.m. « e_L » produit un courant qui se propage sur la ligne. En conséquence au schéma de la Figure 69 on peut associer celui de la Figure 70 qui intègre cette propagation.

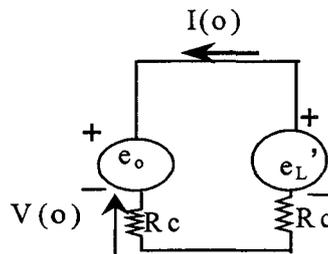


Figure 70

où

$$e_L' = e_L e^{-jk_o L_o} \quad \text{(Equation 219)}$$

D'après ce schéma et en tenant compte de l'équation-218 « $V(o)$ » s'exprime :

$$V(o) = -\frac{E_x^i h}{2} (1 - e^{-jk_o L_o}) \quad \text{(Equation 220)}$$

Relation tout à fait équivalente à celle démontrée par le formalisme classique. Cette formulation a pour avantage d'expliquer plus aisément le rôle imparti au rayonnement propre de la ligne.

Si on considère un élément « Δz » de la ligne, cet élément parcouru par le courant « $I(z)$ » réagit comme un dipôle électrique. La puissance rayonnée engendre toutefois une atténuation en ligne. L'équation-220 devient :

$$V(o) = -\frac{E_x^i h}{2}(1 - e^{-\gamma L_o}) \quad \text{(Equation 221)}$$

Relation dans laquelle on a introduit l'exposant linéique de propagation « γ » que le raisonnement précédent permet d'exprimer sous la forme :

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad \text{(Equation 222)}$$

Si on estime que le rayonnement perturbe peu la vitesse de phase des ondes induites sur la ligne :

$$\beta \approx k_o \quad \text{(Equation 223)}$$

« α » va donc dépendre du rayonnement, phénomène qui va s'accroître avec la fréquence. Lorsque la fréquence est très grande « α » prend une valeur suffisante pour obtenir :

$$\left| e^{-\gamma L_o} \right| \ll 1 \quad \text{(Equation 224)}$$

« $V(o)$ » devient d'après l'équation-221 :

$$V(o) = -\frac{E_x^i h}{2} \quad \text{(Equation 225)}$$

Cette relation est cependant erronée puisqu'elle suppose le courant uniforme sur le monopole hypothèse qui est contraire au raisonnement qui aboutit à l'équation-224.

En conséquence au fur et à mesure que l'atténuation de rayonnement s'accroît, la distribution du courant sur le monopole évolue vers une loi qui s'approche de la résonance en « $\lambda/4$ ». Dans le but de simuler la transition entre ces deux comportements extrêmes, la théorie classique des lignes de transmission va être aménagée.

IV-2 INTEGRATION DU RAYONNEMENT INTRODUIT PAR LA LIGNE :

IV-2.1 CONSIDERATIONS SUR LE RAYONNEMENT PRODUIT PAR UN CONDUCTEUR ELEMENTAIRE.

Un élément de conducteur « Δz » tel qu'il est représenté sur la Figure 71 est équivalent à un dipôle électrique qu'on peut représenter dans le repère sphérique.

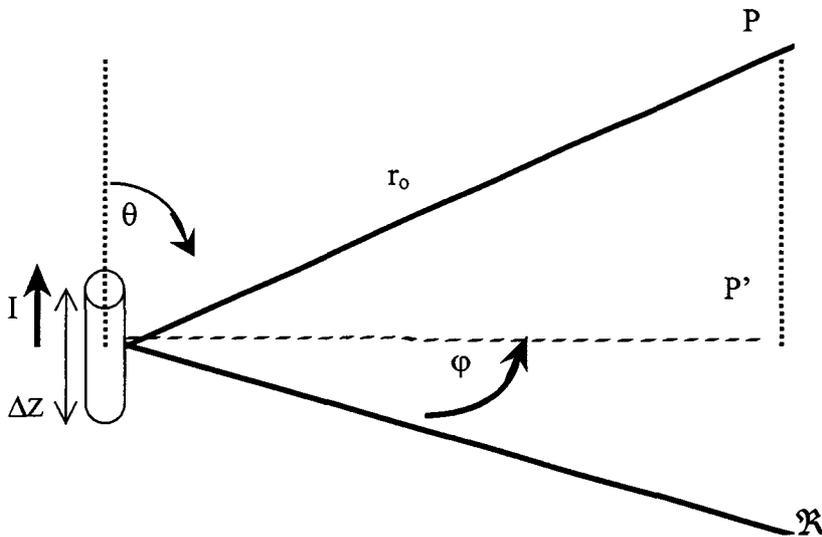


Figure 71

Le champ lointain perçu par un observateur situé au point « P » peut s'exprimer au moyen des formules usuelles dont la composante polaire « ΔE_θ » du champ électrique s'exprime :

$$\Delta E_\theta = jk_0 Z_w I \Delta z \frac{e^{-jk_0 r_0}}{r_0} \sin \theta \quad \text{(Equation 226)}$$

La puissance rayonnée estimée à partir du flux du vecteur de Poynting s'exprime alors :

$$\Delta W_r = \int_{4\pi} r_0^2 \left| \frac{\Delta E_\theta}{Z_w} \right|^2 d\Omega \quad \text{(Equation 227)}$$

« ΔW_r » est reliée à la résistance de rayonnement « ΔR_r ».

$$\Delta W_r = \Delta R_r I^2 \quad \text{(Equation 228)}$$

On déduit l'expression de « ΔR_r » en faisant apparaître la longueur d'onde soit :

$$\Delta R_r = 80\pi^2 \left(\frac{\Delta z}{\lambda} \right)^2 \quad \text{(Equation 229)}$$

« ΔR_r » est donc fonction de « Δz^2 », elle ne possède pas le caractère d'un paramètre linéique, la résolution classique de la théorie des lignes n'est donc plus possible si on souhaite prendre en compte cette résistance. D'autre part ce raisonnement ne tient pas compte de la contribution de l'image électrique, qui modifie profondément l'amplitude du champ rayonné.

IV-2.2 CONTRIBUTION DE L'IMAGE ELECTRIQUE DE L'ELEMENT.

Le champ électromagnétique réellement perçu par l'observateur est la contribution du rayonnement de deux dipôles distants de "2h" parcourus par des courants opposés.

La Figure 72 donne la représentation géométrique correspondante.

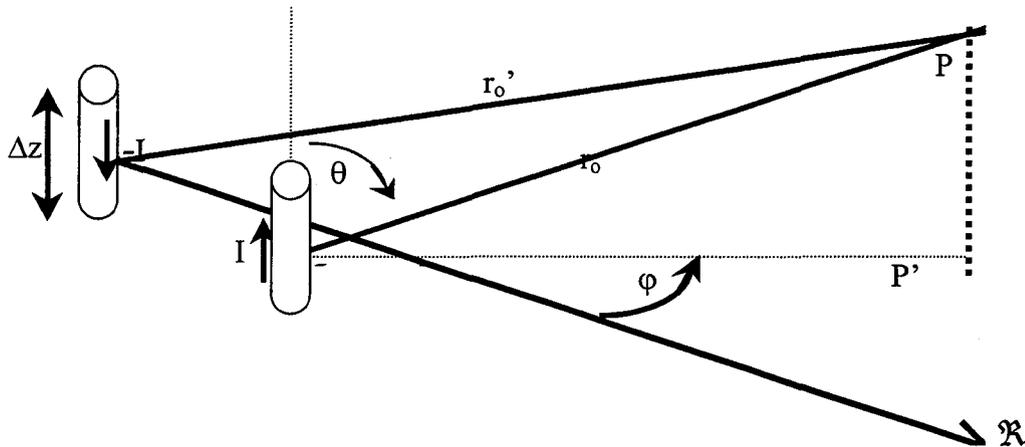


Figure 72

Soit " ΔE_θ " la composante due à un élément lorsque la distance " r_o " est bien plus grande que leur espacement le champ résultant s'exprime avec une bonne approximation :

$$\Delta E_{\theta r} = \Delta E(1 - e^{-2j h k_0 \sin \theta \cos \varphi}) \quad \text{(Equation 230)}$$

Dans ce cas la résistance de rayonnement prend pour expression :

$$\Delta R_r = 2Z_w k_0^2 \Delta z^2 \int_{2\pi} [1 - \cos(2k_0 h \sin \theta \cos \varphi)] \sin^2 \theta d\Omega \quad \text{(Equation 231)}$$

Intégrale qui ne peut être résolue que numériquement, cependant si on estime que l'espacement des dipôles est petit par rapport à la longueur d'onde soit :

$$k_0 h \ll 1 \quad \text{(Equation 232)}$$

ΔR_r devient

$$\Delta R_r = 4Z_w k_0^4 h^2 \Delta z^2 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\pi} \cos^2 \varphi \sin^5 \theta d\varphi d\theta \quad \text{(Equation 233)}$$

soit :

$$\Delta R_r = \frac{28}{160} \pi Z_w k_0^4 h^2 \Delta z^2 \quad \text{(Equation 234)}$$

Si on fait apparaître la longueur d'onde cette expression devient :

$$\Delta R_r = 2,8\pi^5 Z_w \frac{h^2 \Delta z^2}{\lambda^4} \quad \text{(Equation 235)}$$

Un élément de 1cm ($\Delta z = 1cm$) de l'éprouvette E₂ pour laquelle h=5mm présente ainsi à 1GHz une résistance de rayonnement de 100mΩ, à 5GHz elle passe à 62Ω !. Cette seconde valeur est cependant erronée puisque extérieure aux conditions d'applications de l'équation-232.

IV-2.3 *MISE EN ŒUVRE DU PROCESSUS ITERATIF*

La ligne de transmission peut être assimilée à une chaîne de quadripôles symétriques dont la représentation élémentaire est celle de la Figure 73.

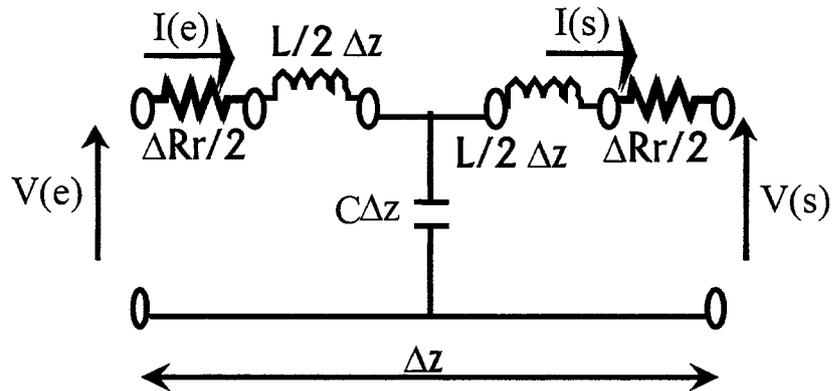


Figure 73

où « L » et « C » correspondent aux inductances et capacité linéiques de la ligne. Les courants et tensions en entrée et sortie de la ligne sont reliés par une matrice chaîne (ΔT).

$$\begin{pmatrix} V_e \\ I_e \end{pmatrix} = (\Delta T) \begin{pmatrix} V_s \\ I_s \end{pmatrix} \qquad \text{(Equation 236)}$$

(ΔT) a pour coefficients :

$$(\Delta T) = \begin{pmatrix} 1 + \frac{\Delta Z \Delta Y}{2} & \Delta Z + \frac{\Delta Z^2 \Delta Y}{4} \\ \Delta Y & 1 + \frac{\Delta Z \Delta Y}{2} \end{pmatrix} \quad \text{(Equation 237)}$$

« ΔZ » et « ΔY » s'expriment alors :

$$\begin{cases} \Delta Z = \Delta R_r + jL\omega\Delta z \\ \Delta Y = jC\omega\Delta z \end{cases} \quad \text{(Equation 238)}$$

* attention : ΔZ (impédance) \neq Δz (longueur).

Cette présentation n'étant valable qu'à condition que « Δz » soit très inférieur à la longueur d'onde, on divise la ligne en «N» segments. La matrice chaîne équivalente à la ligne s'exprime alors:

$$(T) = (\Delta T)^N \quad \text{(Equation 239)}$$

Le problème consiste ensuite à résoudre le réseau de la Figure 74 où apparaissent aux extrémités du quadripôle les circuits équivalents rencontrés aux extrémités de l'éprouvette.

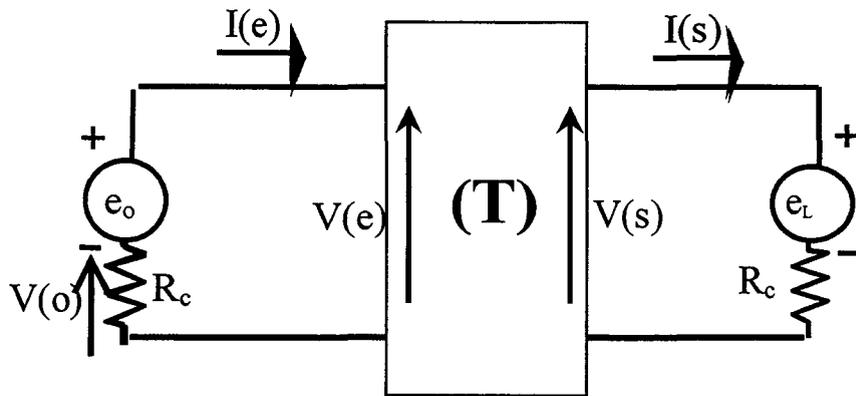


Figure 74

Si on attribue à la matrice (T) la présentation usuelle :

$$(T) = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} \quad \text{(Equation 240)}$$

La tension « V(o) » apparaissant sur « R_c » va s'exprimer :

$$V(o) = -R_c I_e \quad \text{(Equation 241)}$$

Soit (annexe-A3):

$$V(o) = -R_c t_{21} e_L - \frac{R_c (R_c t_{21} + t_{22}) [e_o - (R_c t_{21} + t_{11}) e_L]}{t_{11} R_c + t_{12} + R_c (t_{21} R_c + t_{22})} \quad \text{(Equation 242)}$$

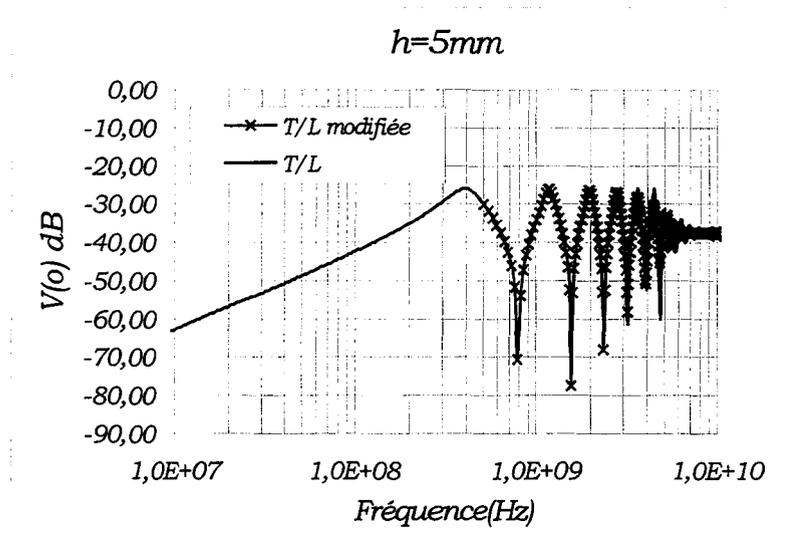


Figure 75

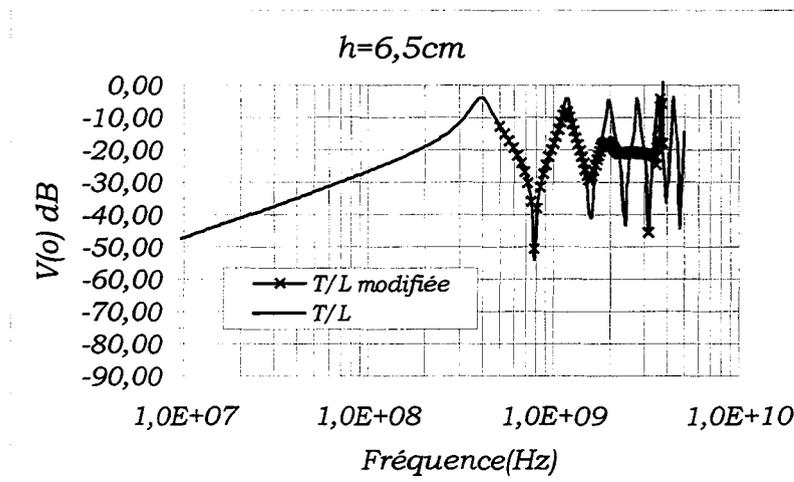


Figure 76

Les figures 75 et 76 donnent l'évolution de la tension induite aux extrémités de l'éprouvette où sont comparées l'amplitude fournie par l'équation-245 tenant compte du rayonnement et les tensions déterminées par la théorie classique des lignes.

La Figure 75 correspond aux simulations pratiquées sur la ligne E_1 distante de 5mm du plan alors que la Figure 76 est obtenue sur la ligne E_2 située à 6,5cm du plan de masse.

Les courbes en lignes continu sont celles calculées avec le modèle classique de lignes couplées qui néglige tout phénomène de rayonnement. Les courbes en lignes continu-croix sont obtenues avec la théorie modifiée exposée dans notre travail.

On remarque que le fait de tenir compte du rayonnement agit sur l'amortissement des résonances. Ce phénomène n'est perceptible sur l'éprouvette E_1 qu'au dessus de 5GHz. Par contre pour l'éprouvette E_2 l'amortissement est visible dès 1GHz. Si on regarde l'évolution de l'enveloppe des amplitudes maximales, celle ci reste indépendante de la fréquence jusqu'à 5GHz lorsque l'éprouvette E_1 est concernée. Par contre pour E_2 cette enveloppe décroît dès 1GHz.

Ces résultats sont donc en accord avec les faits expérimentaux observés sur l'essai mené en chambre réverbérante à brassage de modes. Cependant lorsque les résonances sont totalement amorties au dessus de 5GHz pour E_1 et au dessus de 2GHz pour E_2 la tension prévue par la théorie des lignes modifiée est indépendante de la fréquence alors que les expériences montrent la poursuite de l'évolution décroissante de l'amplitude. Les fréquences 5GHz et 2GHz correspondent donc pour chacun de ces éprouvettes aux limites extrêmes d'application du concept de ligne dans la mesure où la longueur d'onde n'est plus grande devant la distance qui sépare la ligne du plan. En effet d'après la théorie exposée plus haut, les sources équivalentes e_0 et e_L introduites aux extrémités des lignes

supposent une répartition uniforme du courant induit sur les parties verticales des lignes. Bien entendu, cette condition cesse d'être valable dès que la longueur d'onde est trop petite. e_o et e_L deviennent les sources induites à la base du monopole électrique à répartition de courant non uniforme. Ce comportement asymptotique suggéré plus haut fait que le maximum d'amplitude prélevé à la base de ces monopoles suit les résonances d'un monopole élémentaire de hauteur égale à la distance conducteur-plan de référence. L'enveloppe des évolutions de e_o ou e_L suit alors une loi inversement proportionnelle à la fréquence comme le vérifient les expériences menées en chambre réverbérante.

IV-2.4 SIMULATION THEORIQUE DE L'EPROUVETTE AU MOYEN DE LA MODELISATION HYBRIDE :

Cas de l'onde plane parvenant sous incidences et polarisations quelconques.

On fait référence à la Figure 72 (page-145). Dans la présentation conforme à l'aménagement de la théorie des lignes, les composantes génératrices des inductions sont parallèles aux éléments filaires.

Le champ résultant va concerner :

la composante " E_x^r " évaluée en $z=0$,

la composante " E_x^r " évaluée en $z=L_0$,

la composante " E_z^r " évaluée en $x=h$.

Elles sont fonctions de la variable « z ». Pour une incidence et polarisation quelconques chaque composante s'exprime :

$$E_x^r(0) = 2E^i \cos \eta \sin \theta \quad \text{(Equation 243)}$$

$$E_x^r(L_0) = 2E^i \cos \eta \sin \theta e^{-jk_z L_0} \quad \text{(Equation 244)}$$

relations dans lesquelles :

$$k_z = -k_0 \sin \theta \cos \varphi \quad \text{(Equation 245)}$$

$$E_z^r(z) \Big|_{x=h} = -E^i (\cos \theta \cos \varphi + \sin \eta \sin \varphi) (1 - e^{-2jk_x h}) e^{-jk_z z} \quad \text{(Equation 246)}$$

$$k_x = -k_0 \cos \theta \quad \text{(Equation 247)}$$

Le schéma équivalent à la ligne peut se résumer au diagramme de la Figure 77:

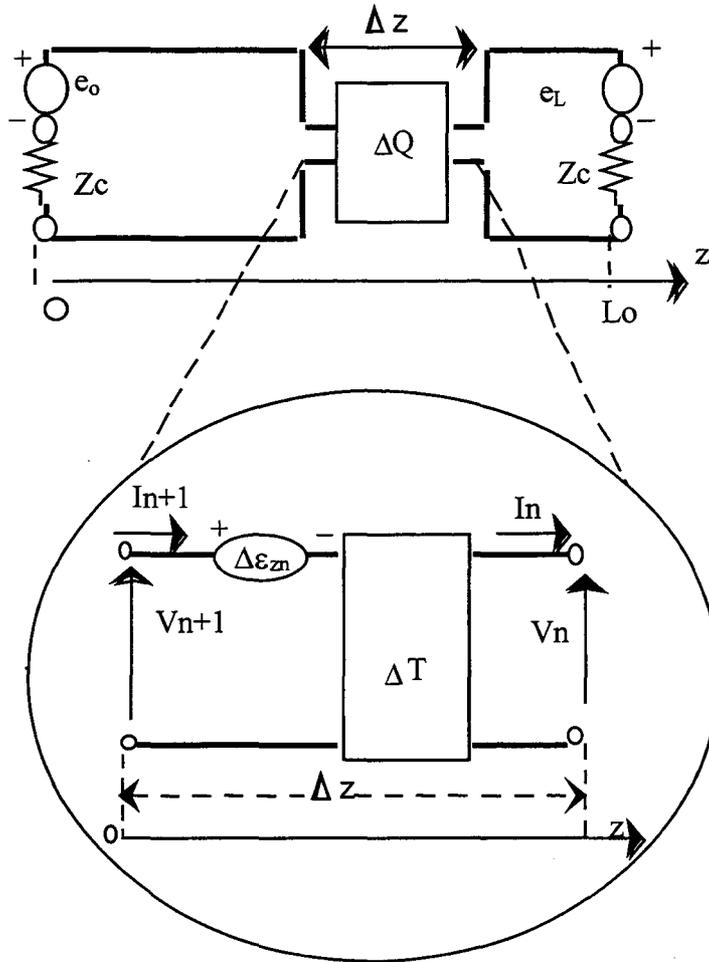


Figure 77

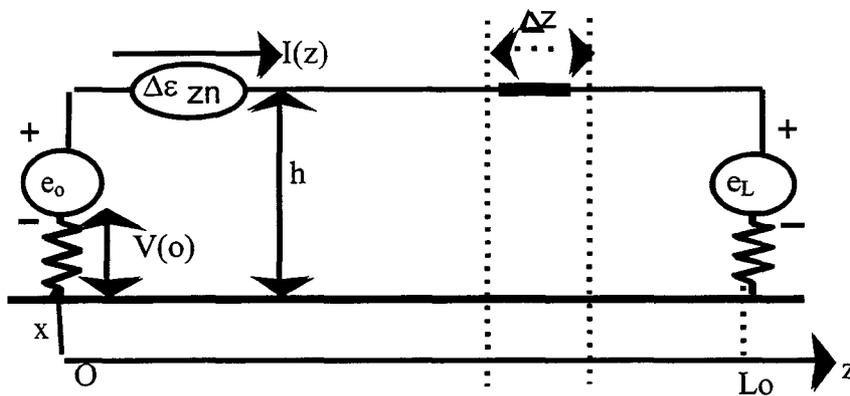


Figure 78

Pour lequel :

$$e_0 = E_X^r(0)h \quad \text{(Equation 248)}$$

$$e_L = E_X^r(L_0)h \quad \text{(Equation 249)}$$

D'autre part dans le quadripôle « ΔQ » équivalent à l'élément de ligne il faut introduire l'effet de la composante « E_Z^r » traduit par une f.e.m. élémentaire « $\Delta \varepsilon_Z$ » qu'on exprime :

$$\Delta \varepsilon_Z = E_Z^r(z) \Delta z \quad \text{(Equation 250)}$$

Pour un nombre « N » de quadripôles uniformément répartis sur la ligne de la Figure 78 (page-154) et la résolution du réseau de la Figure 74 (page 149), on obtient finalement:

$$V(0) = -R_c(t_{21}e_L + \mathfrak{J}_{eq}) - \frac{R_c(R_c t_{21} + t_{22})[e_0 - (R_c t_{21} + t_{11})e_L - \varepsilon_{eq} - R_c \mathfrak{J}_{eq}]}{t_{11}R_c + t_{12} + R_c(t_{21}R_c + t_{22})} \quad \text{(Equation 251)}$$

Cette relation peut être exploitée pour simuler le comportement des éprouvettes en chambre réverbérante.

IV-3 « NUMERICAL ELECTROMAGNETIC CODE » - UN LOGICIEL NUMERIQUE [18]

NEC(Numerical Electromagnetic Code) est un logiciel de calculs numériques permettant d'obtenir la réponse d'une structure filaire quelconque soumise à un champ électromagnétique. Cette structure peut comporter des conducteurs et surfaces métalliques (parfaits ou non). NEC est basé sur la méthode des moments. Le programme effectue la résolution numérique des équations intégrales permettant de déduire le courant induit sur ces structures ou inversement déduire le champ électromagnétique rayonné par ces structures. Cette approche n'est fondée que sur l'approximation des éléments filiformes.

L'excitation peut être des sources de tension ou de courant localisées en des points quelconques de la structure. On peut aussi illuminer cette structure métallique par une onde plane avec une incidence quelconque pour calculer le courant induit en un point quelconque de cette structure.

IV-3.1 APPLICATION AUX EPROUVETTES EXPERIMENTALES :

La figure suivante montre le modèle de la ligne de transmission excitée par une onde plane.

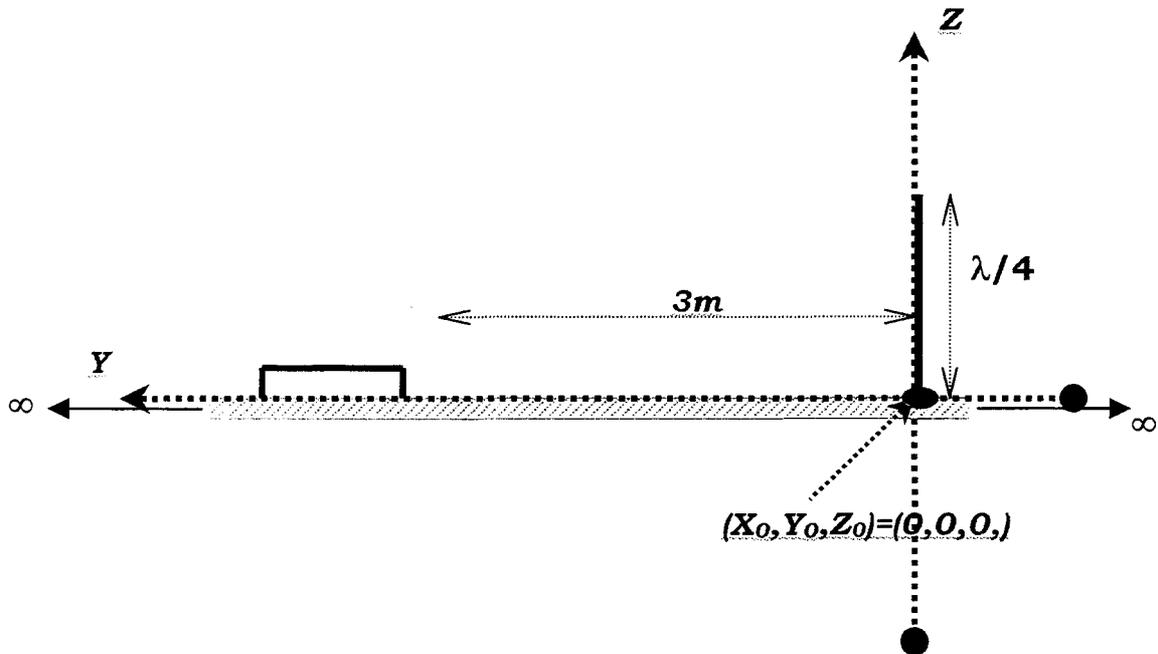


Figure 79

C'est le modèle que nous avons utilisé pour mettre en œuvre nos expériences. Une tâche préalable va consister à créer un fichier d'entrée. Ce fichier contient les informations sous la forme des données concernant la géométrie de structure normalement appelée « comment card », description des paramètres tels que fréquence, excitation, composante du champ électromagnétique, etc. L'usage du modèle numérique demande le respect de certaines règles notamment la loi du découpage de la structure en segments élémentaires [18]. La dimension de chaque segment ΔL doit être inférieure à $0,1\lambda$, de plus le découpage doit permettre la résolution des portions courbées de la structure.

IV-3.2 *STRUCTURE DU FICHIER D'ENTREE :*

Ce fichier va donc contenir les informations relatives à la géométrie, aux paramètres physiques d'antennes et indique le type et le format du paramètre souhaité en sortie. Nous nous limiterons à porter les commandes de référence. Les détails figurent dans le document technique de NTIS [18].

IV-3.3 *LES COMMANDES DE DESCRIPTION***IV-3.3a** *Commande de Description générale (COMMENT CARDS):*

CM	Ecriture de commentaires sur le déroulement du calcul et présentation des données.
CE	Clôture des commentaires et annonce la prochaine commande active.

IV-3.3b *Géométrie des structures (STRUCTURE GEOMETRY INPUT) :*

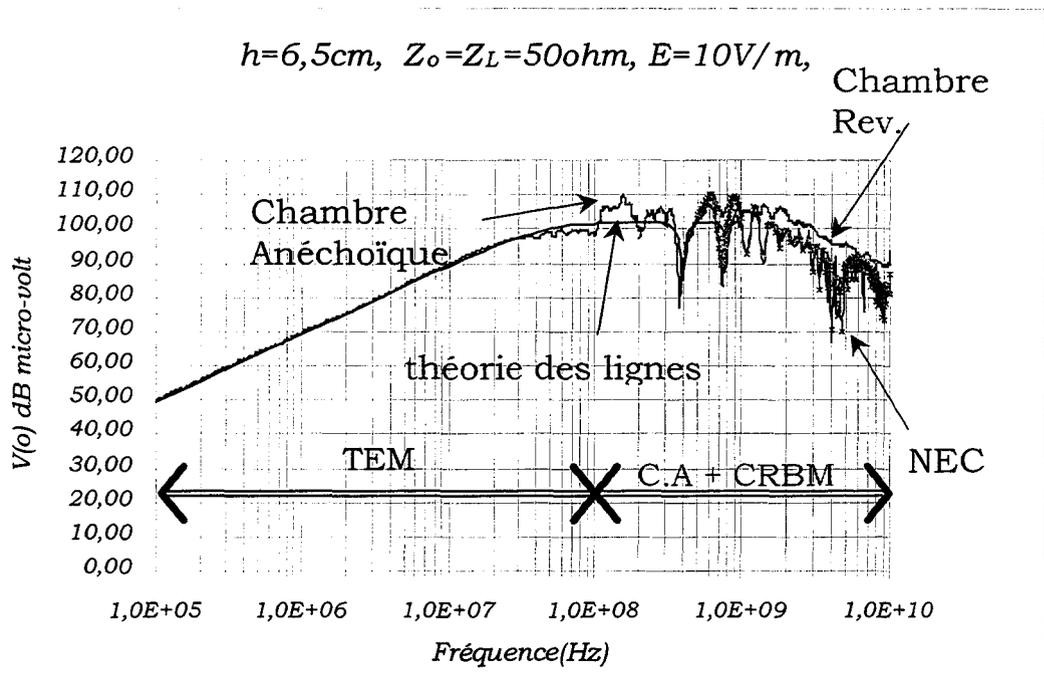
GW	Données géométriques des conducteurs . Découpage en segments.
GE	Clôture d'entrée des données géométriques. Introduction concept d'images électriques si le plan de masse existe.

IV-3.3c Commandes de Control (PROGRAM CONTROL CARDS)

GN	Données physiques du plan de masse. Conductivité électrique.
LD	Détermine les réseaux d'impédances connectés aux conducteurs.
FR	Gamme de fréquence couverte par le calcul. Bornes - Pas.
EX	Paramètres d'excitations : -caractéristiques physique et géométrique des sources localisées. -paramètres de l'onde plane incidente.
RP	Calcul du diagramme de rayonnement.
NE/NH	Accès aux composants électrique ou magnétique du champ de proximité.
XQ	Ordre d'exécution du calcul.
EN	Fin d'exécution du calcul.

IV-3.4 GROUPEMENTS DES RESULTATS :

La Figure 80 regroupe les résultats des mesures effectuées en cellule TEM, la chambre Anéchoïque, la Chambre Réverbérante, le simulation par la théorie des lignes couplées et la simulation par NEC.

**Figure 80**

La Figure 81 montre une comparaison entre les formules de théorie des lignes modifiées et la simulation par NEC.

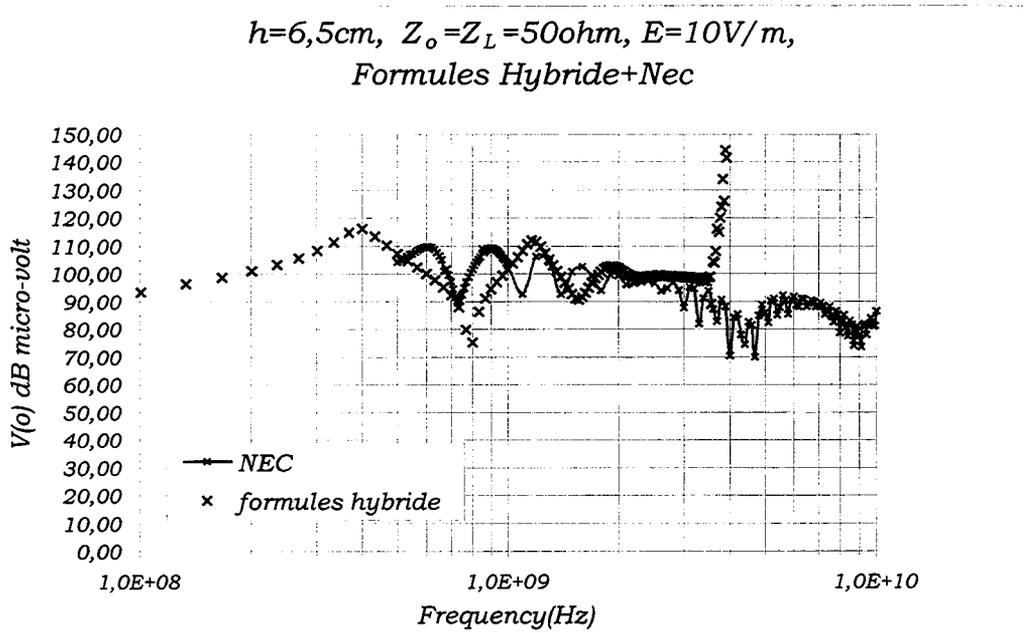


Figure 81

On remarque que les amplitudes max données par les formules hybrides sont en relatif bon accord avec la simulation par NEC jusqu'à environ 3GHz. Par contre les fréquences de résonances sont décalées. Ceci peut être dû d'une part à l'estimation des vitesses de propagation sur la ligne, et d'autre part au fait que la formulation hybride ne prend pas en compte les parties verticales dans la longueur totale de la ligne.

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté les phénomènes de rayonnement des éprouvettes. Nous avons proposé les formules hybrides pour aménager la théorie des lignes en introduisant la résistance de rayonnement de la ligne. Cette approche simplifiée montre un accord assez satisfaisant avec les résultats expérimentaux.

L'aménagement proposé a surtout pour objectif de simuler la transition qui relie les comportements électromagnétiques extrêmes des éprouvettes tels qu'ils sont observés entre 1GHz et 10GHz.

Des plus cette méthode a été validée par comparaison avec la simulation numérique exacte de la théorie de la diffraction sur conducteur filiforme exploitée par le logiciel NEC (Numerical Electromagnetic Code). Nous observons sur la gamme de fréquence objet de la transition un accord satisfaisant entre les résultats de NEC et les formalismes approchés.

En conclusion, la prise en compte du rayonnement de la ligne au moyen du calcul analytique proposé dans notre travail permet de pousser la limite d'utilisation de la théorie des lignes couplées aux fréquences allant de 3 à 4GHz.

**CONCLUSION
GENERALE**



CONCLUSION GENERALE

Le travail exposé dans ce mémoire constitue la caractérisation de plusieurs méthodes d'essai utilisées en Compatibilité Electromagnétique. Leur comparaison a été entreprise à l'aide d'éprouvettes planes spécialement conçues et respectant les propriétés des lignes de transmission couplées.

Ces dispositifs dont la structure géométrique se situe entre une piste de circuit imprimé parallèle au plan de masse et le modèle d'une ligne de transmission au-dessus d'un plan conducteur s'est révélée intéressante pour procéder au calibrage des outils de tests électromagnétiques. Le principe retenu pour procéder au calibrage a consisté à confronter les résultats issus de simulations théoriques basées sur des modèles analytiques. Ainsi une large gamme de fréquence allant de quelques kHz à une dizaine de GHz a été couverte.

La confrontation des simulations faite avec des mesures en cellule TEM entre 300kHz et 200MHz ont révélé un accord satisfaisant avec l'expérience. En particulier les variations d'amplitude des tensions induites qui précèdent l'apparition des phénomènes de propagation liant l'onde excitatrice à l'éprouvette ont été retrouvées avec une marge d'incertitude tout à fait honorable.

Les expériences pratiquées en cellule GTEM entre 10kHz et 1GHz ont aussi donné lieu à un accord satisfaisant entre théorie et mesures. Les points de divergence les plus sensibles sont apparus lors des mises en résonance (ou antirésonance). La position de ces phénomènes sur l'axe des fréquences est correcte, par contre l'amplitude est un peu éloignée

de celle prévue par la théorie, l'écart le plus important se manifeste lorsque la direction de propagation de l'onde est parallèle à l'axe de la ligne de transmission simulée par l'éprouvette.

Des mesures faites dans une chambre anéchoïque blindée avec des antennes d'émission disposées à trois mètres des éprouvettes apportent d'autres arguments à la confrontation théorie expérience.

S'agissant tout d'abord de l'émission effectuée avec une antenne couvrant la bande de fréquence 30MHz - 200MHz, l'accord n'est pas très bon tant que la fréquence est au-dessous de 100MHz. La tension induite prévue par la théorie est environ 10dB au-dessus de la donnée mesurée. Une explication physique étayée par des hypothèses extrêmement simplistes a révélé que ces défauts d'accord pouvaient avoir leur origine dans des mécanismes de résonance propres à la chambre et au câble de liaison qui connecte l'éprouvette à son instrumentation.

Par contre des confrontations entreprises avec une émission venant d'une antenne log périodique entre 300MHz et 1GHz a donné un accord tout à fait satisfaisant. Les phénomènes de propagation matérialisés par des passages à zéro de la tension induite ont été tout à fait bien reproduits par l'expérience. L'accord est d'ailleurs excellent lorsqu'on traite les mesures obtenues sur l'éprouvette dont le conducteur est situé à cinq millimètres du plan conducteur. Ceci confirme que ces conditions géométriques offrent la disposition la plus favorable pour induire un mode TEM.

Les essais menés en chambre réverbérante à brassage de modes concernaient le domaine des ondes décimétriques et centimétriques c'est à dire la gamme 500MHz-10GHz. Au cours de ces expériences deux phénomènes physiques sont apparus. Les résonances dues à la propagation longitudinale ne sont plus perceptibles, seule subsiste l'enveloppe des amplitudes maximales. Comme le montre la formulation analytique proposée dans ce mémoire, un tel comportement provient de la contribution du champ d'ondes stationnaires qu'on peut assimiler à un nombre quasi infini d'ondes planes parvenant sur l'éprouvette sous des incidences et polarisations obéissant à une loi de distribution statistique uniforme. Le second phénomène mis en évidence concerne la contribution du rayonnement propre des éprouvettes. La formulation analytique proposée permet de chiffrer ces phénomènes et surtout de simuler la transition qui relie ces deux comportements électromagnétiques extrêmes situés au-dessus de 3GHz.

En conclusion, on dira que le type d'éprouvette développée au cours de l'étude peut aider au calibrage de la plupart des dispositifs d'essai rencontrés en C.E.M. Il reste maintenant à confronter cette technique aux solutions proposées par certaines normes internationales. Nous pensons que l'usage du principe défendu dans l'étude peut accélérer les procédures de calibrage en conservant un intervalle de confiance tout à fait honorable. Cette méthode apporterait probablement une aide précieuse au calibrage du champ à l'intérieur des chambres réverbérantes à brassage de modes.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] C. Girard, B. Thomas, A. Reineix and B. Jecko,
« Introduction of discontinuities (without impedance breakdown) effects in a transmission line method Emission problem. »,
International symposium on EMC, EMC'96 Roma, Italy, 17-20 Sept.1996, pp 54 -58.
- [2] F. Pezin, L. Koné, B. Démoulin, C. Girard, B. Thomas, A. Reineix,
«Experimental characterisation of the attenuation and radiation to bended transmission lines »
International symp. on EMC, EMC'98 Roma, Italy, 14-18 Sept. 1998, pp 626-631.
- [3] D. A. Hill, D. G. Camell, K. H. Cavcey, G.H. Koepke,
« Radiated Emissions and Immunity of Microstrip Transmission Lines : Theory and Reverberation Chamber Measurements »,
IEEE transactions on EMC, vol. 38, N°:2, May, 1996 pp 165-172.
- [4] Z. Nadir, L. Koné, B. Démoulin,
«Comparison Between Different Testing Methods Used in Electromagnetic Compatibility for Immunity Testing and Radiation Measurements»,
International Symposium on Electromagnetic Compatibility, EMC-98 ROMA, Sept. 14-18,1998, Rome Italy, pp. 802-807.
- [5] Z. Nadir, F. Pezin, L. Koné, B. Démoulin,
«Experimental Description of Electromagnetic Coupling Occurring on Transmission Lines at High Frequencies (300MHz-10GHz)»,
International Symposium on Electromagnetic compatibility, EMC-Zurich, Feb. 16-18,1999, Zurich, Switzerland, pp. 469-474.

- [6] Z. Nadir, F. Pezin, L. Koné, B. Démoulin,
“Behavior of Printed Circuit Boards Illuminated by Microwave Electromagnetic Fields”,
 XXVIth General Assembly of the International Union of Radio Science, URSI GA'99, 13-21 August, ON, Canada.
- [7] A. Reinex, B. Jecko,
“Introduction of radiation losses in the time domain transmission line method”,
 Annales des télécommunications Tome 49, N° : 11-12, Novembre-December 1994, pp. 684-689.
- [8] D.O. Wendt, J.L. ter Haseborg,
“Representation of the effects caused by inhomogeneties of transmission lines in the TLT.”,
 International symposium on EMC, EMC' 96 Roma, Italy, 17-20 Sept. 1996, pp. 48-53.
- [9] F. Pezin, L. Koné, B. Démoulin,
“L'application de la chambre réverbérante à brassage de modes pour la mesure des parasites induits sur les pistes de circuits imprimés”,
 8^{ième} colloque International sur la Compatibilité Electromagnétique, 3-5 Septembre 1996, Lille, pp. 184-188.
- [10] P. Corona, G. Latmiral, E. Paolini, L. Piccioli,
“Use of a Reverberating Enclosure for measurements of radiated power in microwave range.”,
 IEEE Trans. On EMC Vol 18, N° : 2, May 1976, pp. 184-188.
- [11] B. Démoulin, L. Koné, P. Degauque,
“Susceptibility tests of a digital electronic device by means of a stirred reverberating chamber.”
 Mode Stirred Chamber, Anechoic Chamber and OATS Users meeting and measurement Uncertainty Tutorial. April 28-May 2, 1997 VAL-Colorado USA, Symp. record edited by NIST-Boulder, USA.

- [12] Lamine KONE,
« **Conception d'outils numériques et de bancs de mesures permettant d'évaluer l'efficacité de blindage de câbles et connecteurs** »,
Thèse en électronique USTL-1, Octobre 1989.
- [13] Ahmed ZEDDAM,
« **Couplage d'une onde électromagnétique rayonnée par une décharge orageuse a un câble de télécommunication** »,
Thèse USTL-1, Juillet 1988.
- [14] Nicolas LAMBLAIN,
« **Etude de brassage électronique de modes en chambre réverbérante applique aux mesures d'immunité électromagnétique** »,
Thèse en électronique USTL-1, Novembre 1996.
- [15] Damien WARIN,
« **Exploitation de l'environnement électromagnétique génère dans une chambre réverbérante a brasseur de modes pour l'évaluation du seuil de dysfonctionnement de circuits intégrés** »,
Thèse en électronique USTL-1, Janvier 1996.
- [16] Frédéric PEZIN,
« **Contribution a l'étude de couplages électromagnétiques dans le domaine micro-ondes aux moyens de la chambre réverbérante a brassage de modes** »,
Thèse en électronique USTL-1, Juin 1998.
- [17] Damien Warin,
« **Contribution à l'étude du comportement de l'impédance d'entrée de dipôles électriques immergés dans une cavité réverbérante** »,
Rapport de D.E.A. USTL-1, Juillet 1991.

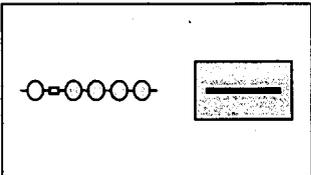
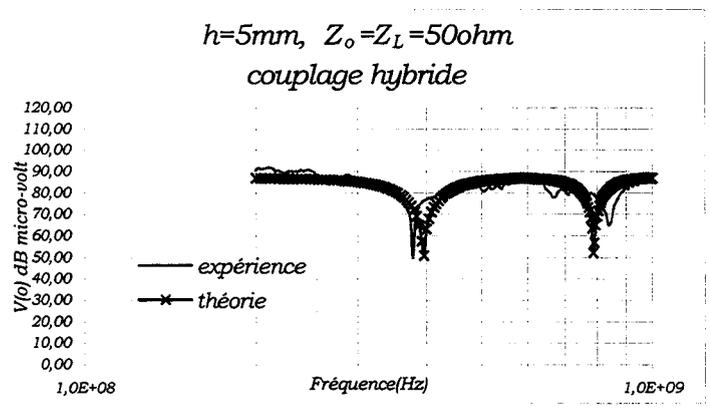
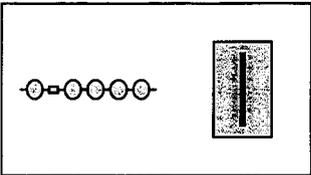
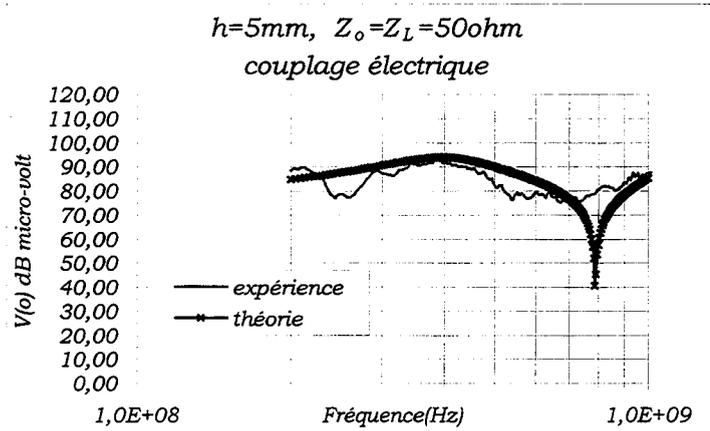
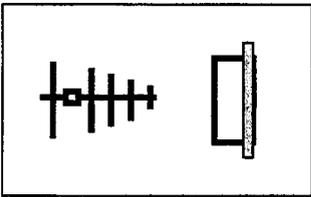
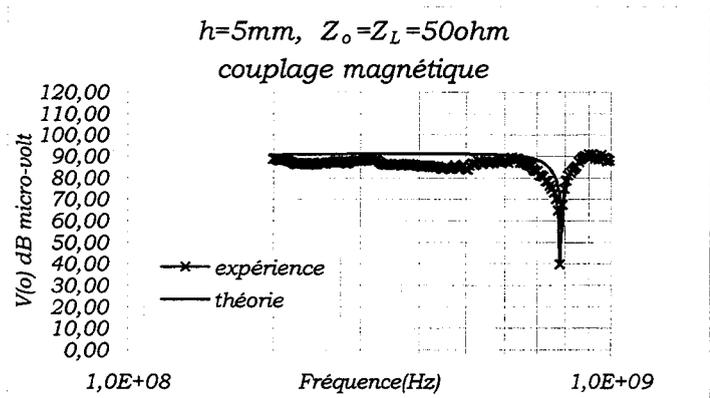
- [18] G.J. Burke, A.J. Poggio,
« **Numerical Electromagnetic Code(NEC) – Method of Moments** »,
Naval Ocean Systems Center (NOSC), San Diego, CA, Jan. 1981.
- [19] Frederic M. Tesche, Michel V. Ianoz, Torbjörn Karlsson,
« **EMC analysis Methods and Computational Models** »,
John Wiley & Sons, INC. 1997.
- [20] Pierre DEGAUQUE, Joël HAMELIN,
« **Electromagnetic Compatibility** »,
Oxford Science Publication, 1993.
- [21] Wait J.R. ,
« **Electromagnetic Wave Theory** » ,
John Wiley & Sons, 1987.
- [22] Reinaldo Perez,
« **Handbook of Electromagnetic Compatibility** »,
Academic Press, San Diego, CA 1995.
- [23] EDWARD F. VANCE,
« **Coupling to Shielding Cables** »,
John Wiley & Sons, 1978.
- [24] P.A. Chatterton , M.A. Houlden ,
« **EMC Electromagnetic Theory to practical Design.** »
John Wiley & Sons, 1992.
- [25] M.L. CRAWFORD, G.H. KOEPKE,
« **Design, evaluation and use of a reverberating chamber for performing electromagnetic susceptibility/Vulnerability measurements.** »
NBS Technical Note 1092, April 1986.

- [26] M. Kanda ,
« Standard Antennas for Electromagnetic Interference Measurements and Methods to Calibrate them »
IEEE Transactions on EMC, volume 36,N° 4, pp. 261-273 Nov. 1994.
- [27] B. DEMOULIN,
« Théorie des Lignes Couplées » ; Cours d'EUDIL ».
- [28] B. DEMOULIN, D. DEGARDIN, P. DEGAUQUE.
« Intégration des Paramètres de l'environnement électromagnétique dans le but de modéliser le comportement d'installations électroniques soumises a des parasites »,
Rapport de la convention CEA-ISPN-4040-6B022920/SH,23 dec. 96

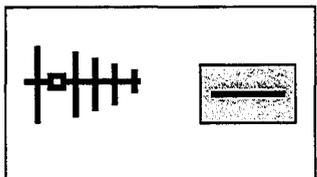
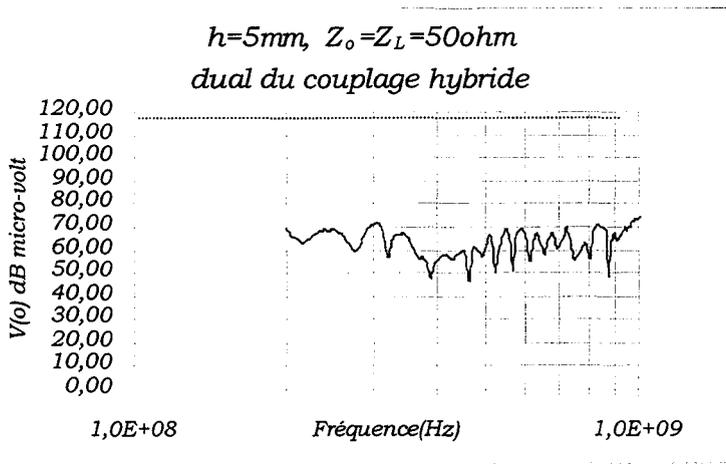
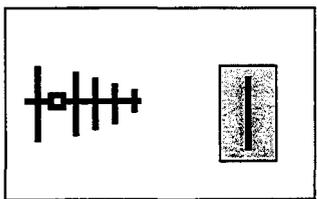
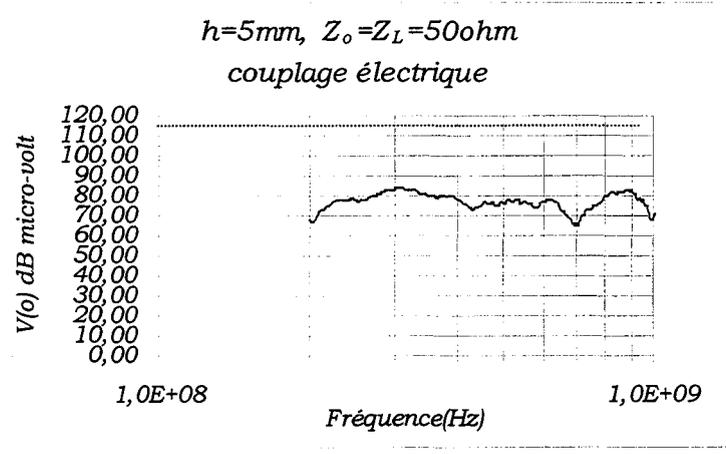
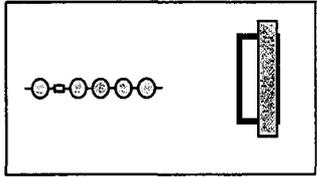
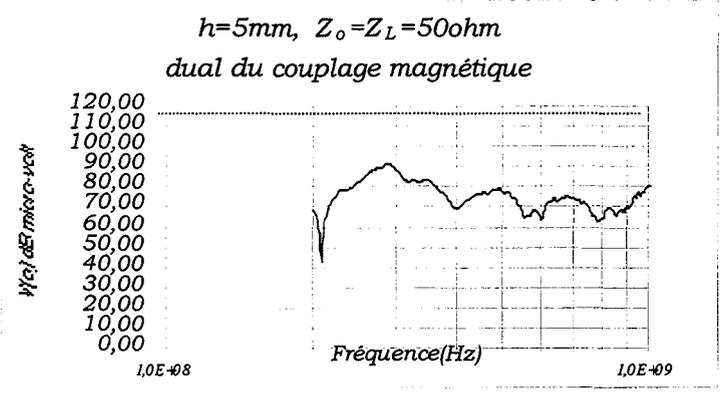
ANNEXES

ANNEXE(A1)

Les mesures effectués en chambre anéchoïque pour l'éprouvette $E_2(h=5mm)$.



ANNEXE(A2)

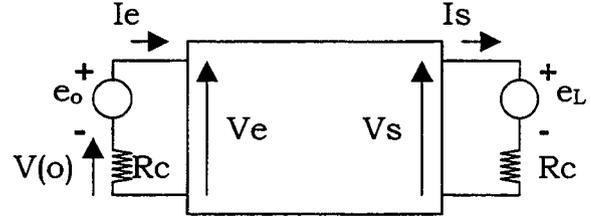


ANNEXE(A3)

$$\begin{pmatrix} V_e \\ I_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_s \\ I_s \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} V_e &= t_{11}V_s + t_{12}I_s \\ I_e &= t_{21}V_s + t_{22}I_s \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V_e &= e_o - R_c I_e \\ V_s &= e_L + R_c I_s \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} e_o - R_c I_e &= t_{11}V_s + t_{12}I_s \\ I_e &= t_{21}e_L + t_{21}R_c I_s + t_{22}I_s \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} e_o - R_c I_e &= t_{11}e_L + t_{11}R_c I_s + t_{12}I_s \\ e_o - R_c I_e - t_{11}e_L &= (t_{11}R_c + t_{12})I_s \end{aligned}$$

$$I_s = \frac{e_o - t_{11}e_L}{(t_{11}R_c + t_{12})} - \frac{R_c}{(t_{11}R_c + t_{12})} I_e$$

$$I_e = t_{21}e_L + \frac{(t_{21}R_c + t_{22})}{(t_{11}R_c + t_{12})} (e_o - t_{11}e_L) - \frac{(t_{21}R_c + t_{22})}{(t_{11}R_c + t_{12})} R_c I_e$$

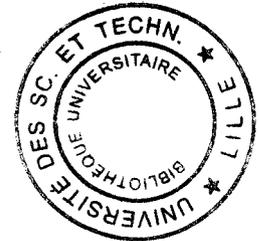
$$I_e = \frac{t_{21}e_L + \frac{t_{21}R_c + t_{22}}{(t_{11}R_c + t_{12})} (e_o - t_{11}e_L)}{1 + \frac{t_{21}R_c + t_{22}}{(t_{11}R_c + t_{12})} R_c}$$

$$I_e = \frac{(t_{11}R_c + t_{12})t_{21}e_L + (t_{21}R_c + t_{22})(e_o - t_{11}e_L)}{t_{11}R_c + t_{12} + (t_{21}R_c + t_{22})R_c}$$

$$V(o) = -R_c I_e$$

$$V(o) = -R_c \frac{(t_{21}e_L t_{12} + R_c t_{21}e_o + t_{22}e_o - t_{22}e_L t_{11})}{(t_{11}R_c + t_{12} + (R_c t_{21} + t_{22})R_c)}$$

$$V(o) = -R_c t_{21}e_L - \frac{R_c (R_c t_{21} + t_{22})(e_o - (R_c t_{21} + t_{11})e_L)}{(t_{11}R_c + t_{12} + (R_c t_{21} + t_{22})R_c)}$$



RESUME : La thèse traite de l'intercomparaison de différentes méthodes d'essai utilisées en Compatibilité Electromagnétique. Les méthodes concernées sont respectivement les cellules TEM et GTEM, l'illumination directe sous champ généré en chambre anéchoïque et en chambre réverbérante à brassage de modes. Ces méthodes ne couvrant pas toutes la même gamme de fréquence nous proposons de qualifier leur réalisme physique en comparant les résultats de mesure à des données issues de simulation théorique. Pour cela nous avons développé des éprouvettes de tests basées sur les propriétés des couplages électromagnétiques prévus par la théorie des lignes. Ces éprouvettes intégrables dans chaque moyen d'essai permettront de couvrir le large spectre de fréquences envisagé dans notre étude soit de quelques kHz à plusieurs GHz.

La première partie concerne la description des différentes méthodes d'essais. Nous apportons quelques notions sur les phénomènes physiques mis en jeu. Ensuite quelques détails sont apportés sur la théorie des lignes couplées et sur la description des dispositifs soumis au champ électromagnétique qui sont élaborés spécialement pour les besoins de l'étude.

Dans la deuxième partie, les résultats obtenus lors d'expériences pratiquées dans les trois premiers moyens d'essais (la cellule TEM, la cellule GTEM, la chambre anéchoïque) sont largement confrontés aux prévisions théoriques à partir de la théorie des lignes de transmission.

La troisième partie est consacrée aux expériences entreprises dans la chambre réverbérante à brassage de modes (C.R.B.M.). Compte tenu de la structure complexe de l'onde générée dans une CRBM, la théorie des lignes est aménagée pour intégrer de multiples incidences de l'onde.

La dernière partie de la thèse regarde plus précisément les résultats obtenus en C.R.B.M. au-dessus de 1GHz.

TITLE : Characterization of different testing methods used in electromagnetic compatibility by performing measurements on models which respect the properties of coupled transmission lines theory.

SUMMARY: The thesis deals with the inter-comparison of different testing methods used in Electromagnetic Compatibility. The concerned methods are TEM cell, GTEM cell, Anechoic chamber and mode stirred reverberating chamber (MSRC). Each one of these methods cover a specific frequency range only. A special model is therefore developed for this purpose which respects the properties of coupled transmission line theory. The model is suitable to place in either testing method and permits to cover a large frequency range of interest i.e. from some kHz to several GHz. To evaluate physical authenticity of each testing method we propose the comparison of measured results with the results given by theoretical simulation.

First chapter describes the methods and principles of the functioning of these cells. Some details are given about the transmission line theory and about the model constructed for the purpose of study.

Second chapter discusses the results obtained from the first three of four cells (TEM, GTEM and anechoic chamber) and compares these results with the theoretical simulation by using transmission line theory.

Third chapter deals with the experiments performed in mode stirred reverberating chamber (MSRC). Keeping in view the complex structure of the generated electromagnetic field in MSRC, transmission line theory is modified to integrate multiple incidence of electromagnetic fields.

Fourth and last chapter explores deeply the results obtained in MSRC. We are interested to explore the phenomena observed above 1GHz where the wave length is comparable with the transverse dimensions of the line.

The obtained results propose to introduce radiation resistance in existing transmission line theory. This approach is compared with the exact solutions given by Numerical Electromagnetic Code (NEC).

DISCIPLINE : ELECTRONIQUE

MOTS CLES : Compatibilité Electromagnétique, Cellule TEM, Cellule GTEM, Chambre réverbérante, Chambre anéchoïque, Théorie des lignes, antenne monopole.

Laboratoire de Radio Propagation et Electronique (L.R.P.E.) UPRESA-8023, Université des Sciences et Technologies de Lille-1, Bat: P3, 59655 Villeneuve d'Ascq, FRANCE.