

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTE des Sciences de Limoges

Année : 2008

Thèse N° 31-2008

Thèse

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : « Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique »

Présentée et soutenue par

Stéphane VAUCHAMP

le 19 septembre 2008

**Contribution à la caractérisation de sources fortes puissances :
Mesure instantanée de champ électromagnétique par signature
d'un objet neutre (méthode MICHELSON)**

Thèse dirigée par Michèle LALANDE

JURY :

M. Jean PAILLOL

M. Jean LAROUB

M. Philippe BERISSET

M. Bernard JECKO

Mme Michèle LALANDE

M. Joël ANDRIEU

Président/Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur

Examinatrice

Examineur

INVITES :

M. Jean-Louis LASSERRE

M. Pierre BRUGUIERE

Remerciements

Ces travaux de doctorat ont été effectués au sein de l'institut de recherche XLIM de l'Université de Limoges, dirigé successivement par Messieurs les Professeurs P.Y. GUILLON, A. BARTHELEMY, et D. CROS. Je leur exprime toute ma gratitude pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire. Je souhaite également adresser mes remerciements à la Délégation Générale pour l'Armement (DGA) pour avoir financé cette thèse.

Je souhaite remercier Monsieur le Professeur B. JECKO, pour m'avoir permis d'intégrer l'équipe Ondes et Systèmes Associées (OSA) qu'il dirige et de participer à ce jury. J'adresse mes remerciements à Madame la Professeure M. LALANDE pour avoir supervisé mes travaux en tant que directrice de thèse. Je lui témoigne toute ma reconnaissance ainsi qu'à Monsieur J. ANDRIEU, Maître de conférences et membre de ce jury, pour leurs qualités humaines, techniques, et pour leur aide qu'ils ont pu m'apporter durant ces trois années.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur J. LAROUB, chargé de recherche CNRS, ainsi qu'à Monsieur J. PAILLOL, Professeur à l'Université de Pau, qui ont accepté de juger ce travail.

J'associe à mes remerciements Monsieur P. BERISSET, du CEA/CESTA, qui me fait l'honneur de participer à ce jury.

Je désire exprimer ma reconnaissance à M. J.L. LASSERRE, ingénieur au Centre d'Etudes de Gramat, pour avoir suivi le déroulement de cette thèse en tant que correspondant DGA, pour avoir mis à disposition les équipements du CEG nécessaires à l'avancement de mes travaux, et pour son aide technique.

Je tiens aussi à remercier le Laboratoire de Génie Electrique (LGE) de Pau pour la collaboration qui a été menée avec XLIM, avec un remerciement particulier à Messieurs L. PECASTAING et B. CADHILHON pour leur sympathie.

Je souhaite adresser un remerciement sincère et appuyé à Valérie T, Jad et Cyril pour avoir été à mes côtés pendant les moments difficiles traversés lors de la rédaction de cette thèse, merci encore pour votre aide.

Mes remerciements vont également à mes « vieux » collègues Valérie, Edson et Noel pour leur bonne humeur, pour leurs sujets de discussion très variés (foot, rugby, programme télé...), et aussi parfois pour leur aide. Je salue également mes « jeunes » collègues de bureau (Adrien, Laurent, Rabia, Hamzeh, Guillaume), les jeunes de l'équipe C2S2, ainsi que tous les anciens

thésards et assimilés avec qui j'ai passé de très bons moments. Je souhaite également bon courage au prochain chef des thésards.

Enfin, je voudrais remercier l'ensemble des acteurs de la vie à l'IUT GEII de Brive pour leur aide apportée et pour l'ambiance chaleureuse dans laquelle ce travail a été accompli, dans ce cadre j'adresse un remerciement particulier à Hélène.

Table des matières

Introduction générale.....	1
Chapitre 1 : Contexte de l'étude.....	5
1. Présentation des sources MFP	6
1.1. Contexte	6
1.2. Classification des familles d'agression électromagnétique	7
1.3. Applications principales des sources MFP	9
1.3.1. Les radars.....	9
1.3.2. Armes électromagnétiques.....	13
1.3.3. Tests de vulnérabilité.....	16
1.4. Description d'un système MFP	18
1.4.1 Présentation des éléments constitutifs	18
1.4.2. Source Bande Etroite	20
1.4.3. Source Large Bande.....	23
1.4.4. Antennes et architectures de systèmes antennaires.....	29
2. Les moyens de mesure usuels de forts champs électromagnétiques.....	32
2.1. Les antennes	32
2.2. Les bolomètres et calorimètres	34
2.3. Les sondes électro-optiques	36
2.4 La thermographie infrarouge.....	40
2.5. Bilan sur les caractéristiques de chaque capteur MFP usuel	43
3. Une nouvelle technique de mesure de champs forts	46
3.1. Les objectifs à atteindre	46
3.2. Principe général de la méthode MICHELSON	46
3.3. Démarche suivie	48
Chapitre 2 : Conception du banc de mesure	51
1. Formulation mathématique de la méthode MICHELSON	52
2. Présentation de la problématique générale	54
2.1. Choix d'une configuration expérimentale	54
2.2. Les problèmes inhérents à la mise en place de l'expérimentation sur le terrain	56
3. Etude générale de la diffusion de différents types de cible	59
3.1. Généralités sur la diffusion d'objets	59
3.2. Démarche suivie pour choisir une cible	63
3.3. Réponse analytique d'une sphère	64
3.4. Comparaisons des champs diffractés par trois types de cible	70
3.4.1. Paramétrage des simulations.....	70
3.4.2. Réponses harmoniques	73
3.4.3. Réponses transitoires	76
3.5. Influence des incertitudes de positionnement sur la mesure du champ diffusé	79
3.5.1. Influence du positionnement du système de réception et de l'angle d'incidence du champ sur la cible	80
3.5.2. Influence du positionnement propre de la cible.....	84
3.6. Bilan – Choix de la cible	87
4. Fonction de transfert de l'antenne de réception utilisée pour la méthode MICHELSON	90
4.1. Présentation	90

4.2. Détermination	91
4.3. Influence de l'erreur de positionnement de l'antenne	93
5. Méthodologie pour déterminer les composantes du champ rayonné avec la méthode MICHELSON	94
5.1. Mesure des composantes d'un champ rayonné à l'aide de deux antennes de réception et de la connaissance de quatre fonctions de transfert de la cible	94
5.1.1. Présentation de la problématique	94
5.1.2. Utilisation de deux antennes de réception	97
5.1.3. Applications expérimentales	99
5.2. Mesure des composantes d'un champ rayonné à l'aide d'une antenne de réception et de la connaissance de deux fonctions de transfert de la cible (cas d'une sphère) dans le cas de configurations particulières	101

Chapitre 3 : Validation et aide à la mise en place du banc par simulations et expérimentations bas niveaux 105

1. Objectifs et outils d'analyse	106
1.1. Objectifs	106
1.2. Outils d'analyse	107
1.2.1. Simulation électromagnétique	107
1.2.2. Choix des expérimentations bas niveaux	110
1.2.3. Détermination du champ incident	112
2. Validation du principe MICHELSON	113
2.1. Validation par simulations	113
2.1.1. Cas particulier où la polarisation du champ incident est connue	113
2.1.2. Calcul dans le cas général où la polarisation du champ incident n'est pas connue	119
2.2. Validation par expérimentations bas niveaux	128
2.2.1. Matériel utilisé	128
2.2.2. Configuration de l'expérimentation	131
2.2.3. Résultats	132
3. Difficultés majeures pouvant être rencontrées lors de la mise en application de la technique MICHELSON	142
3.1. Prise en compte de l'incertitude de positionnement de la réception en simulation	142
3.1.1. Influence de l'incertitude de positionnement dans le cas particulier où la polarisation du champ incident est connue	142
3.1.2. Influence de l'incertitude de positionnement dans le cas général où la polarisation du champ incident n'est pas connue	144
3.2. Expérimentations avec une faible sensibilité de mesure	149
3.2.1. Matériel	149
3.2.2. Configuration expérimentale	152
3.2.3. Résultats expérimentaux	153
3.3. Règles de mise en place	160

Chapitre 4 : Mesures du rayonnement de sources MFP 161

1. Mesures du rayonnement d'une source MFP bande étroite	162
1.1. Contexte et conditions de l'expérimentation	162
1.1.1. Contexte	162
1.1.2. Caractéristiques du système MFP	163
1.1.3. Déroulement de l'expérimentation	165
1.1.4. Instrumentation de mesure	166
1.1.5. Analyse des signaux transitoires	166
1.2. Application de la méthode MICHELSON	167

1.2.1. Dispositif expérimental.....	167
1.2.2. Positionnement de l'antenne de réception en fonction du point de mesure et conséquences sur le calcul du champ incident	168
1.2.3. Calcul du champ rayonné par la source	173
1.2.4. Estimation du niveau du champ rayonnée par la cible	174
1.2.5. Résultats obtenus avec la méthode MICHELSON.....	176
1.3. Comparaison des résultats obtenus à partir des différents capteurs	178
1.3.1. Les différents résultats obtenus	178
1.3.2. Mesures dans l'axe	179
1.3.3. Mesures avec un déplacement horizontal	180
1.3.4. Mesures avec un déplacement vertical	182
1.3.5. Conclusion sur les mesures effectuées au CEG.....	183
2. Mesure du rayonnement d'une source MFP ULB	184
2.1. Contexte	184
2.2. Le système rayonnant	184
2.2.1. Caractéristiques du générateur impulsionnel.....	185
2.2.2. Caractéristiques de l'antenne ULB d'émission	186
2.3. Configuration de l'expérimentation	189
2.4. Détermination du champ rayonné	192
2.4.1. Détermination des différentes fonctions de transfert.....	192
2.4.2. Résultats expérimentaux.....	194
2.4.3. Conclusion sur les résultats obtenus	199
3. Bilan de la méthode MICHELSON	200
3.1. Points forts et points durs.....	200
3.2. Comparaison aux capteurs MFP	202
Conclusion générale	207
Annexes	210
Références	283
Liste des publications	287

Introduction générale

L'amélioration de la portée des systèmes de transmission ou de détection ainsi que la portée des armes électromagnétiques passe par l'augmentation de la puissance des générateurs ; grâce aux développements technologiques, des sources micro-ondes rayonnantes de fortes puissances ont pu être réalisées ces dernières années, sources pour lesquelles des puissances crêtes de l'ordre du Gigawatt peuvent être atteintes. Ce type d'ondes est principalement utilisé pour des applications militaires, mais on peut également les retrouver dans des applications civiles. Les domaines couverts par les sources micro-ondes fortes puissances (MFP) sont les suivants :

- guerre électronique,
- tests de vulnérabilité,
- détection,
- guidage et navigation,
- imagerie,
- télécommunications.

Ces dernières années ont été marquées par un intérêt croissant pour ces sources micro-ondes de forte puissance (MFP) car elles représentent un aspect stratégique primordial sur le plan de la défense et de la sécurité d'un état. Conjointement à l'utilisation de telles sources, il faut disposer des moyens métrologiques pour caractériser le rayonnement émis. Les forts niveaux de champ rayonnés par ces sources MFP nécessitent des capteurs spécifiques capables de supporter de tels rayonnements tout en garantissant une mesure précise.

C'est dans ce contexte que le laboratoire XLIM a décidé de développer et de valider une nouvelle méthode de mesure de forts champs électromagnétiques, appelée méthode MICHELSON, qui fait l'objet de ce mémoire. Ce projet a été financé par la Délégation Générale de l'Armement (DGA), et le suivi technique a été assuré avec le Centre d'étude de Gramat avec lequel des expérimentations ont pu être menées.

La méthode MICHELSON repose sur l'utilisation d'une cible passive et d'un dispositif d'acquisition. Le principe de cette méthode est le suivant : le champ incident à mesurer vient illuminer une cible et se retrouve diffusé dans toutes les directions, une antenne de réception mesure ce champ diffusé pour une direction donnée. L'objectif de la méthode consiste à remonter au champ incident illuminant la cible à partir de la tension mesurée à la sortie de l'antenne de réception. L'application visée par cette méthode est de caractériser de très forts niveaux de champ à partir

d'une simple instrumentation bas niveau puisque le champ diffusé mesuré est très faible par rapport au champ incident. L'absence de câbles de mesure dans la zone de test offre l'avantage d'éviter les interférences électromagnétiques et de limiter les perturbations à l'intérieur de celle-ci.

Le premier chapitre présente le contexte de l'étude, on retrouve notamment un descriptif des sources micro-ondes et de leurs différents domaines d'application. Un état de l'art est également réalisé sur les différents capteurs existants pour mesurer le rayonnement de sources MFP. On introduit ensuite le principe de la méthode MICHELSON et on fixe les objectifs à atteindre en se basant sur les performances des autres capteurs.

Le deuxième chapitre traite de la mise en place du banc MICHELSON, qui permettra de fixer le choix de la cible en fonction de différents paramètres expérimentaux. Une étude particulière est menée sur la détermination des fonctions de transfert de la cible et de l'antenne de réception qui sont des éléments essentiels du banc MICHELSON. Une méthodologie est également proposée pour remonter à l'amplitude et aux composantes du champ incident suivant la configuration expérimentale.

Le troisième chapitre est consacré à la validation du principe de la méthode MICHELSON à partir de simulations et d'expérimentations bas niveaux. Cette étude aboutira à des règles de mesure permettant de garantir une détermination précise des champs mesurés.

Le dernier chapitre est consacré à la caractérisation du rayonnement de deux types de sources MFP, l'une bande étroite (9GHz), l'autre ultra large bande (100MHz-2GHz). Un bilan est ensuite donné sur les performances de la méthode MICHELSON par rapport autres capteurs existants.

Ce mémoire se termine par une conclusion sur les travaux présentés et sur les perspectives de développement de la méthode MICHELSON.

CHAPITRE 1 : CONTEXTE DE L'ETUDE

1. Présentation des sources MFP

1.1. Contexte

Les sources micro-ondes fortes puissances (MFP) ont commencé à apparaître dans les années 1970, conjointement au développement des techniques dans la physique des plasmas, le stockage de l'énergie et les systèmes de commutation. Au cours des vingt années suivantes, les Etats-Unis et l'Union Soviétique se lancèrent dans le développement d'armes dissuasives, capables de perturber ou de détruire les dispositifs électroniques sans être mortelles pour l'homme. Les performances et les propriétés de ce type d'armes restent relativement confidentielles et il est donc difficile de connaître leur impact réel dans un conflit et si leurs recours ont été fréquents. Cependant, de sources non officielles [1], il est fort probable que ces armes à micro-ondes fortes puissances aient été utilisées pendant le conflit du Kosovo en 1999 par les forces de l'OTAN pour rendre invalides les systèmes de communication yougoslaves, ainsi qu'en 2003 lors des raids américains sur Bagdad avec l'utilisation de missiles de croisière équipés de dispositifs à fort rayonnement électromagnétique.

Actuellement, compte tenu du contexte géopolitique mondial, les services de sécurité craignent que des applications civiles soient prises pour cible par des MFP. Le terme d'interférences électromagnétiques intentionnelles (IEMI) est de préférence utilisé pour évoquer ces signaux parasites, dont le but est de perturber le fonctionnement des dispositifs électroniques ou de les détruire. La densité de plus en plus importante des microprocesseurs dans les systèmes électroniques rend ces derniers de plus en plus vulnérables aux IEMI. La dépendance de la société actuelle vis à vis des outils « tout électronique » fait craindre à des attaques terroristes ou criminelles capables de paralyser l'ensemble d'une zone visée.

1.2. Classification des familles d'agression électromagnétique

Il existe une grande diversité de sources MFP suivant le type d'application recherché. On peut distinguer deux grandes familles : les sources bande étroite et les sources large bande. Les premières délivrent des signaux de type sinus dont la durée temporelle est longue, alors que les secondes génèrent des impulsions brèves. Les caractéristiques spectrales des signaux générés permettent de définir les différentes familles d'agression électromagnétique.

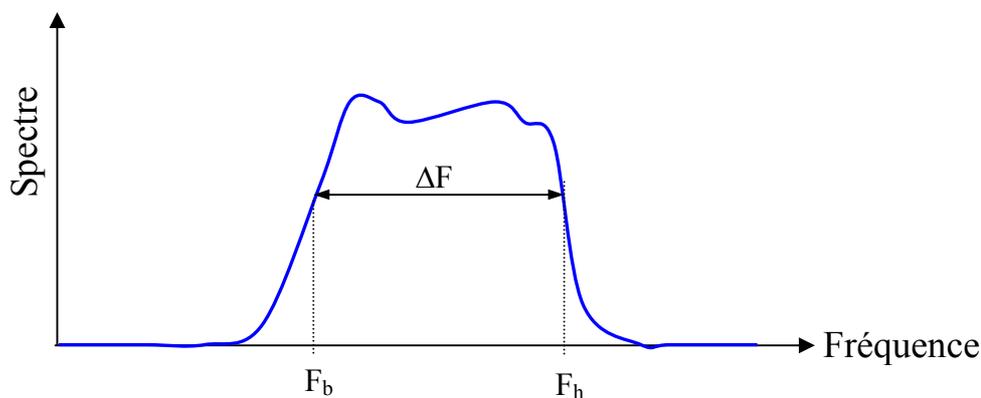


Figure I- 1: Spectre d'un signal

Le rapport de bande **RB** traduit la couverture en fréquence d'un signal :

$$RB = \frac{F_h}{F_b} \quad \text{avec :} \quad \begin{array}{l} F_h : \text{fréquence haute du spectre} \\ F_b : \text{fréquence basse du spectre} \end{array} \quad \text{Equation I- 1}$$

F_h et F_b sont déterminées de la manière suivante (Figure I-1) :

- Spectre régulier : coupures à -3dB par rapport au maximum
- Spectre irrégulier : calcul de façon à ce que 90% de l'énergie spectrale soit contenue dans l'intervalle $[F_b, F_h]$
- Spectre comportant une composante à 0Hz : F_b est arbitrairement prise égale à 1Hz, RB est alors directement égal à F_h

La largeur de bande LB est reliée au rapport de bande par la relation suivante et s'exprime en % :

$$LB(\%) = 200 \frac{RB - 1}{RB + 1} = 100 \frac{\Delta F}{F_m} \quad \text{avec : } \Delta F = F_h - F_b \quad \text{Equation I- 2}$$

$$F_m = \frac{F_b + F_h}{2}$$

Le Tableau I-1 [2][3] montre une classification des sources en fonction des paramètres RB et LB.

Type de bande	RB	LB	Durée des impulsions	Classification internationale
BUE Bande Ultra-Etroite	$1 \leq RB \ll 1,01$	$< 1\%$	1 μ s à qqs ms	
BE Bande Etroite	$1 \leq RB \ll \ll 1,01$	$< 1\%$	30ns à 1 μ s	Hypobande
BL Bande Large	$1,01 < RB \leq 3$	$1\% < LB \leq 100\%$	10 à 30ns	Sub-hyperbande
	$3 < RB \leq 10$	$100\% < LB \leq 163.4\%$	10 à 30ns	Mésobande
ULB Ultra Large Bande	> 10	$163.4\% < LB \leq 200\%$	< 10 ns Temps de montée ≈ 200 ps	Hyperbande

Tableau I- 1: Classification des MFP en fonction de leur bande passante

Une autre possibilité de classification est souvent utilisée, elle consiste à comparer la puissance crête délivrée par la source à l'énergie contenue dans le signal (cf Figure I-2 [4]). Les niveaux crêtes des puissances générées par les sources MFP « Bande Etroite » et « Large Bande » sont comparables et peuvent atteindre 10GW, mais les énergies mises en jeu sont beaucoup plus faibles dans le cadre de système Large Bande car les impulsions sont de courte durée.

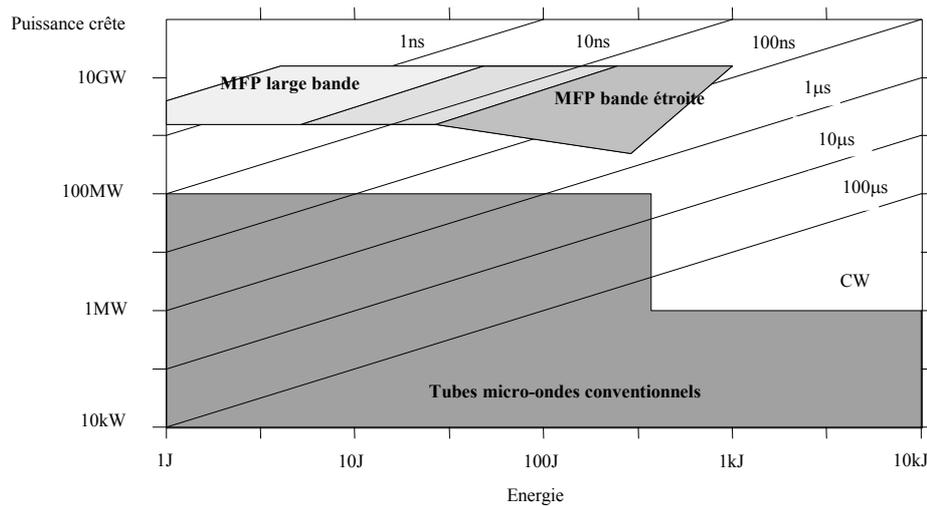


Figure I- 2: Rapport puissance crête/énergie en fonction du type de sources micro-ondes (les diagonales représentent les largeurs d'impulsions) [4].

Le choix de travailler avec une source bande étroite ou avec une source large bande dépend de l'application visée, les premières ont un niveau de puissance moyenne important et peuvent monter à des très hautes fréquences de l'ordre de 100GHz, alors que les secondes ont un large spectre (typiquement une décade) et délivrent une puissance crête élevée.

1.3. Applications principales des sources MFP

Les sources MFP sont particulièrement adaptées pour favoriser la portée des systèmes de transmission, de détection, ou de guidage ainsi que l'efficacité des dispositifs générant des IEMI.

1.3.1. Les radars

Le radar est un moyen de détection qui permet de repérer, voire identifier une cible à distance. Un radar émet une onde électromagnétique et reçoit les échos réfléchis par la cible. A partir des échos réfléchis reçus, et d'un traitement de signal adapté, plusieurs types d'information peuvent être recueillies par le radar :

- la présence de la cible : celle-ci est indiquée par un changement d'une caractéristique du radar, comme le niveau de tension reçue ;

- la distance radar-cible : cette distance est obtenue en calculant le temps aller retour de l'onde dont la vitesse est généralement celle de la lumière entre le radar et la cible ;
- la localisation de la cible : soit à l'aide d'un radar panoramique à faisceau étroit rayonné par une antenne directive (cf Figure I-3), soit en croisant les données de plusieurs radars ;
- la direction et la vitesse de la cible : une cible mobile induit une variation de la fréquence du signal (effet Doppler). La mesure de cette variation permet de déterminer la vitesse de l'objet à détecter ;
- l'identification de la cible : celle-ci est obtenue par comparaison et/ou corrélation de la réponse reçue avec celles de cibles connues ;
- l'imagerie radar : dans le cas de cibles dont la réponse est inconnue ou mélangée à celles d'autres objets de l'environnement, la solution est de réaliser une image radar. Plusieurs solutions sont possibles, soit on utilise plusieurs radars (radar multistatique), soit est effectué un balayage de la zone à étudier avec un radar à faisceau étroit (radar panoramique), soit on déplace le radar le long de la zone à analyser (système SAR, synthèse d'ouverture radar).

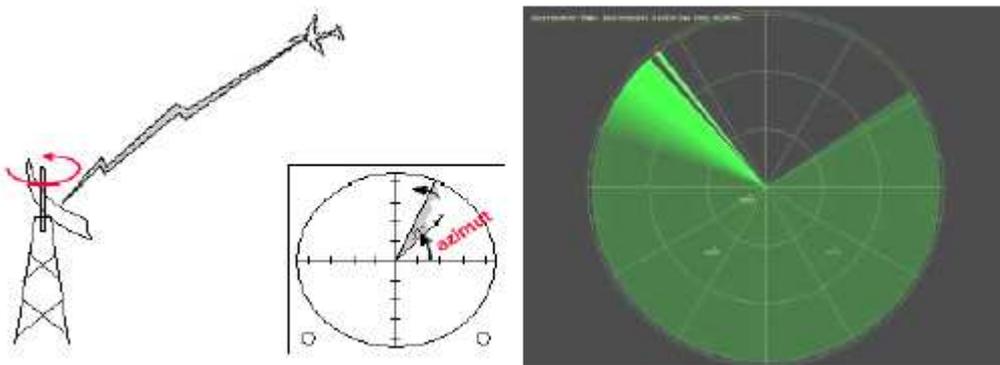


Figure I- 3: Radar Panoramique

Une des caractéristiques d'un radar est sa portée, par exemple la portée d'un radar bistatique (antenne d'émission et antenne de réception placées à deux endroits distincts, Figure I-4) est estimée à l'aide de l'équation suivante :

$$P_r = \underbrace{\frac{P_e G_e}{L_e}}_{\text{Système d'émission}} \underbrace{\frac{1}{4 \pi r_e^2 L_{me}^2}}_{\text{Milieu de propagation}} \underbrace{\sigma}_{\text{Cible}} \underbrace{\frac{1}{4 \pi r_r^2 L_{mr}^2}}_{\text{Milieu de propagation}} \underbrace{\frac{G_r \lambda_0^2}{4 \pi L_r} \frac{1}{L_p}}_{\text{Effet dépolarisation}} \quad \text{Equation I- 3}$$

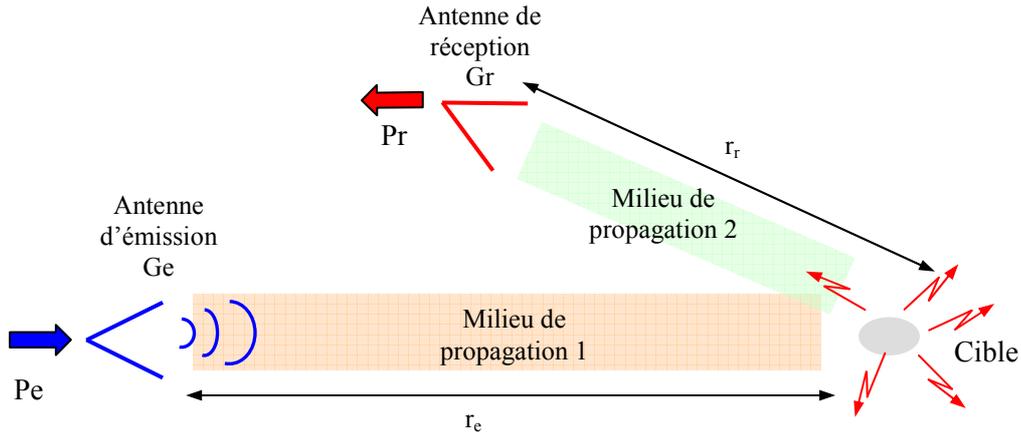


Figure I- 4 : Radar bistatique

- P_e : puissance fournie (en Watts) par l'émetteur,
- G_e : gain de l'antenne d'émission dans la direction de l'objet,
- L_e : constante prenant en compte les pertes dans le système d'émission,
- L_r : constante prenant en compte les pertes dans le système de réception,
- r_e : distance entre l'antenne d'émission et l'objet,
- σ : surface équivalente radar de l'objet,
- L_{me}, L_{mr} : constantes prenant en compte les pertes dues au milieu de propagation,
- r_r : distance entre l'objet et le système de réception,
- G_r : gain de l'antenne de réception dans la direction de l'objet,
- L_p : constante prenant en compte les pertes de polarisation,
- λ_0 : longueur d'onde du signal.

Si les antennes sont considérées proches l'une de l'autre (cas quasi monostatique), la portée peut alors s'exprimer par la relation suivante :

$$R_{\max}^4 = \frac{P_e G_e G_r \lambda_0^2}{(4 \pi)^3 Att S_{\min}} \cdot \sigma \tag{Equation I- 4}$$

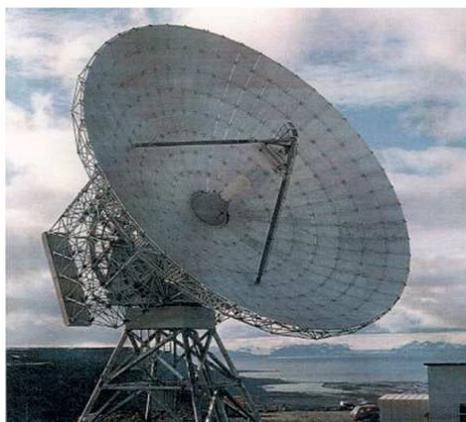
Att représente le coefficient de pertes globales et S_{\min} le plus petit signal détectable par le récepteur.

On peut voir à partir de l'équation I-4 que la portée est directement proportionnelle à la puissance d'émission.

Les radars classiques sont les radars « bande étroite ». La gamme de fréquence couverte peut varier de quelques MHz pour l'observation de transhorizon et la veille à grande distance jusqu'à une centaine de GHz pour le guidage de missile. Les fréquences intermédiaires de quelques GHz à la dizaine de GHz sont utilisées pour la détection à moyenne et courte distance, le contrôle du trafic, la météo ou la conduite de tir.

Les radars large bande ont une puissance moyenne d'émission bien plus faible que les radars à bande étroite mais leur large spectre leur offre des avantages :

- **une forte résolution d'image.** La résolution en distance (capacité à distinguer deux points) est inversement proportionnelle à la largeur de bande [5].
- **des capacités de pénétration** dans les matériaux, sols, murs, végétations... grâce au contenu basses fréquences mais également à la grande variété des longueurs d'onde facilitant le passage dans les ouvertures de toutes tailles.
- **l'identification des cibles.** La surface équivalente radar (SER) qui permet de quantifier sa capacité à réfléchir l'énergie vers le radar varie en fonction de la fréquence d'illumination. Ainsi la connaissance de l'évolution de la SER d'une cible sur toute la bande de fréquence permet de l'identifier parfaitement.
- **un fort pouvoir anti-discrétion.** Cette propriété découle de la précédente. La furtivité des cibles est réalisée généralement selon deux méthodes :
 - Soit à partir des matériaux absorbant les ondes électromagnétiques. Ceux-ci ne sont fonctionnels que sur des largeurs de bande faibles et sont totalement inefficaces à basse fréquence.
 - Soit leur forme (facettes sur les avions furtifs) et/ou leur revêtement de surface (peintures spéciales) sont imaginés pour détourner l'onde incidente hors de la direction du radar. Ces méthodes ne sont pas efficaces sur une grande bande de fréquence, tout particulièrement aux basses fréquences.
- **une certaine robustesse face aux perturbations** qu'elles soient d'origines électromagnétiques (FM, GSM, bruit,...) ou passives (nuages, pluie) grâce à sa large bande de fréquence qui n'est perturbée que ponctuellement. Ceci offre également des aptitudes pour la lutte contre la furtivité active (brouillage électromagnétique).



Radars EISCAT (bande étroite) pour l'observation de l'atmosphère et de l'ionosphère



Radars PULSAR (Ultra Large Bande) pour la détection de mines enfouies dans le sol (XLIM-CELAR) [6]

Figure I- 5: Exemples de radars

1.3.2. Armes électromagnétiques

Sur le plan militaire, la possession d'armes électromagnétiques revêt aujourd'hui un caractère stratégique d'importance. En effet le système de rayonnement MFP se révèle suivant les applications soit une arme défensive, soit une arme offensive.

▪ Armes à caractère défensif

Dans ce cadre, l'utilisation d'armes électromagnétiques intervient essentiellement dans des applications de brouillage et de leurrage :

- Le but du brouillage est de rendre inexploitable les signaux de réception de l'adversaire en émettant un signal parasite. L'application la plus basique est la perturbation des communications du camp adverse. Le brouillage peut être également appliqué sur des radars ennemis : l'agression par onde électromagnétique de forte puissance d'un radar permet d'écraser les informations utiles à la détection d'une cible ou au guidage d'un missile ; on parle alors d'« aveuglement » du radar.

Actuellement, le brouillage constitue un moyen efficace pour lutter contre les engins explosifs improvisés (ou Improvised Explosive Device IED). Dans les zones de conflit, ces dispositifs de fabrication souvent simples et commandés à distance font de nombreuses

victimes civiles et militaires. C'est pourquoi les véhicules terrestres sont la plupart du temps équipés de brouilleurs large bande capables d'annihiler ou de détruire ces armes (cf Figure I-6).

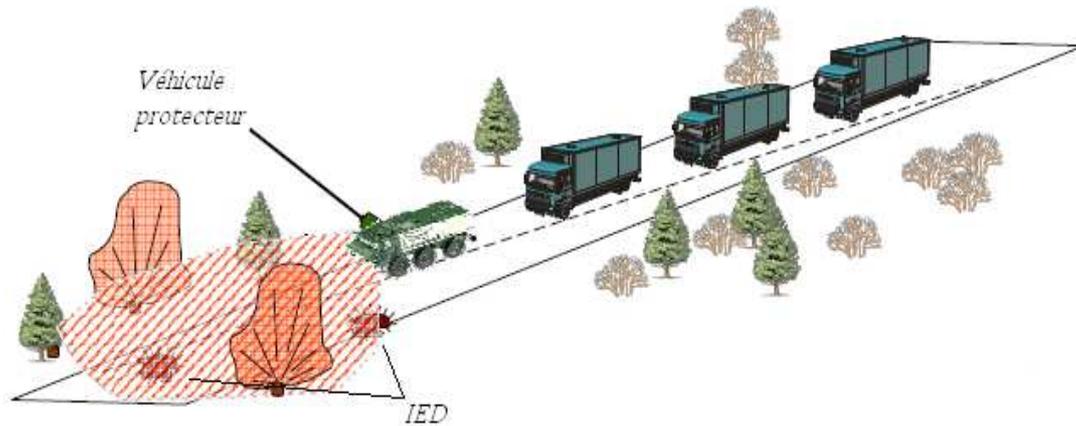


Figure I- 6: Constitution d'un convoi anti-IED.

- Les leurres sont sensés tromper le radar en créant de fausses cibles ou en masquant par leurs échos celui de la cible à protéger. Le but principal d'un leurre passif est d'imiter la signature radar d'un bâtiment pour générer de faux échos crédibles, vus du radar adverse. Il est donc primordial que la signature radar des leurres soit en parfaite adéquation avec la signature du bâtiment. Le leurre devra également avoir une durée de vie utile suffisante, pour garantir l'efficacité pendant toute la durée de l'engagement.



Figure I- 7 : Le Dagaie est un système lanceur de leurres, pouvant tirer des valises de mortier ou des roquettes électromagnétiques (REM)

▪ **Armes à caractère offensif**

Les sources MFP sont également utilisées comme des armes offensives avec lesquelles on cherche à diriger le maximum de rayonnement en direction d'une cible. Le rayonnement électromagnétique intense crée des surcharges au niveau des composants électroniques de la cible. Parfois l'agression se traduit par un simple dysfonctionnement de la cible, dans d'autres cas les systèmes électroniques sont détruits et les fonctions de base de la cible ne sont plus assurées. Les conséquences peuvent être fâcheuses, par exemple dans le cas d'un avion. Le pouvoir de dissuasion des MFP est très important. Une utilisation judicieuse d'une telle arme dans un conflit doit permettre d'interrompre momentanément ou définitivement des communications, des échanges de données, des systèmes de commande, des appareils de détection, de mesure et de contrôle. L'ennemi se retrouve ainsi isolé, incapable de contrôler ses moyens et de s'informer précisément sur l'état d'avancement de la bataille en cours.

Ce concept d'armes électromagnétiques destinées à l'attaque offre plusieurs avantages :

- arme non létale, l'impact des micro-ondes sur les êtres vivants est en théorie nulle ou faible
- arme propre qui ne dégrade pas l'environnement
- peu d'influence des conditions météorologiques sur l'attaque
- rapidité d'attaque et de réaction, les ondes se déplacent à la vitesse de la lumière
- multiples cibles potentielles avec un minimum d'informations nécessaires pour leur attaque
- gestion du degré de dommages causés en fonction de la puissance d'émission
- simplification de la visée et du pistage de la cible
- opérations à faible coût comparées à un armement classique (missiles, bombe...)

Les travaux de recherche sur ces armes ainsi que leur utilisation dans des conflits restent relativement confidentiels. Depuis la fin des années 1980, en Californie, le laboratoire américain Lawrence Livermore, celui de Los Alamos, ainsi qu'un laboratoire de l'US Air Force, conduisent des programmes de recherche sur ce type d'armes. D'autres pays comme la Russie et l'Australie travaillent sur ce projet. L'exemple qui frappe le plus les esprits est la bombe électromagnétique à base de source MFP, et on sait maintenant que les possibilités techniques sont réunies pour réaliser

une telle bombe. Le niveau dévastateur de ce type d'arme est limité si cette bombe est lâchée à quelques kilomètres de hauteur, car l'atténuation en $1/R$ des ondes émises réduit considérablement son pouvoir d'agression. Cependant si cette bombe est activée au voisinage de la cible visée, la zone géographique couverte est peu étendue mais le niveau de radiation peut être intense et peut créer des dégâts importants.

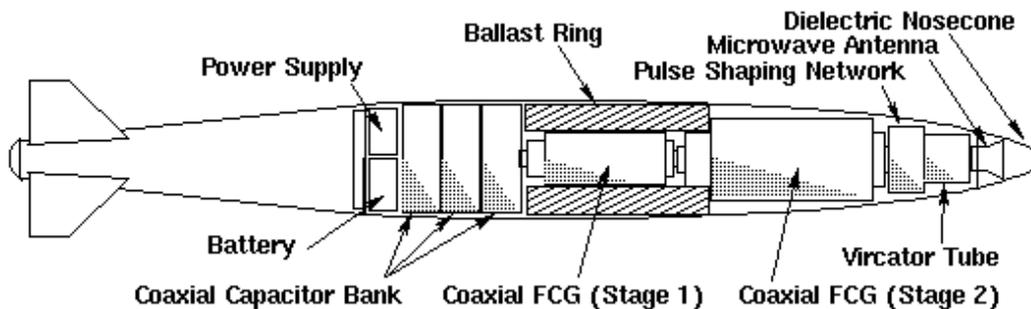


Figure I- 8 : Schema de principe d'une bombe électromagnétique avec une source MFP [7]

1.3.3. Tests de vulnérabilité

Des moyens de protection sont développés et des tests de vulnérabilité sont effectués avec des sources MFP pour tester l'immunité des dispositifs face à ce type d'agression. Dans le domaine militaire, le problème est connu depuis plusieurs années et les systèmes électroniques sont conçus au mieux pour résister à ces agressions électromagnétiques. Par contre en ce qui concerne les applications civiles, elles sont relativement dépourvues de protection vis à vis de tels risques. Le contexte géopolitique actuel fait craindre l'apparition d'actions terroristes ayant recours à ce type d'armes en direction des infrastructures civiles, et ainsi paralyser partiellement l'activité économique et sociale de la zone visée. C'est pourquoi les tests de vulnérabilité sont renforcés.

Les tests de vulnérabilité respectent le plus souvent le protocole suivant : le champ incident émis par la source MFP est calibré dans un premier temps, puis le dispositif à tester est installé, généralement dans une chambre anéchoïque, où il est soumis au rayonnement de la source (cf Figure I-9). L'amplitude du champ est augmentée progressivement jusqu'à constater les premiers dysfonctionnements ou destructions. Une sonde de champ placée à côté du système permet d'évaluer la valeur du champ.

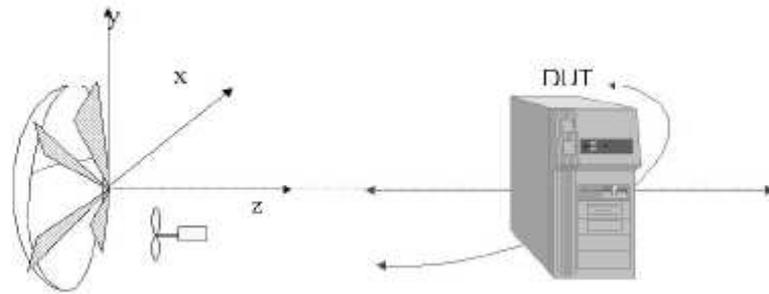


Figure I- 9 : Test de susceptibilité sur un ordinateur.

L'analyse des effets des ondes électromagnétiques sur un processeur Pentium III équipant un ordinateur est illustrée sur la Figure 10 [4]. Est représenté ci-dessous le champ électrique à l'origine des premiers effets perturbateurs observés sur le processeur en fonction de la fréquence de l'onde incidente.

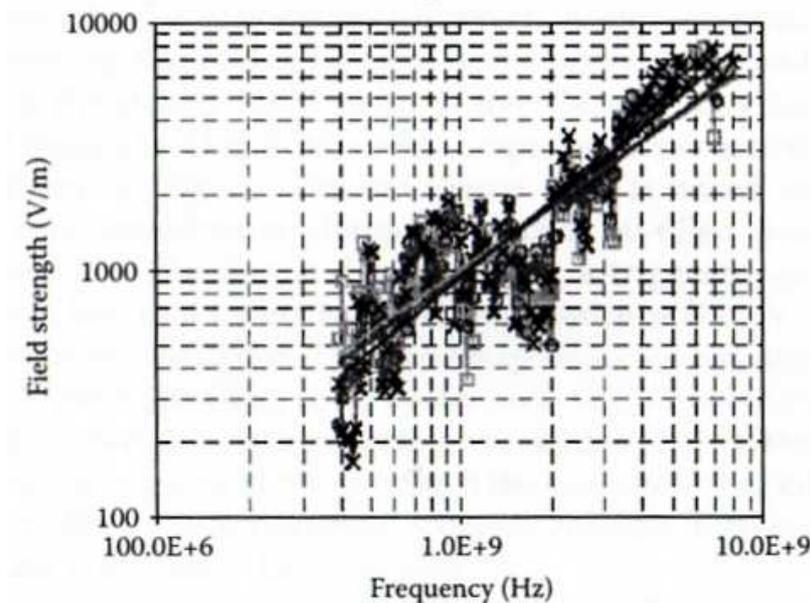


Figure I- 10 : Champ électrique induisant les premiers effets destructeurs sur trois processeurs Pentium III 667MHz.

La dispersion des mesures est la conséquence du caractère aléatoire du couplage des ondes au système, des différences entre les trois châssis d'ordinateur testés et de la nature statistique spécifique aux comportements de l'électronique.

On constate que ce processeur est plus sensible aux fréquences les plus basses, autour de sa fréquence de fonctionnement (667 MHz). Néanmoins, les ordinateurs actuels sont plus robustes que leurs prédécesseurs et, dans la plupart des cas, l'onde incidente provoque un dysfonctionnement

momentané de l'appareil, nécessitant une action de maintenance plus ou moins longue, sans pour autant mettre l'appareil hors d'usage.

1.4. Description d'un système MFP

1.4.1 Présentation des éléments constitutifs

Bien que les sources « Bande Etroite » et « Large Bande » soient définies toutes deux comme des MFP, les technologies utilisées pour générer les rayonnements électromagnétiques sont très différentes. Les sources « Bande Etroite » utilisent l'énergie cinétique d'un faisceau d'électrons combinée à l'énergie d'un signal hyperfréquence pour créer une onde dont la durée peut s'étendre de quelques dizaines de nanosecondes à la centaine de nanosecondes. Les sources « Large Bande », quant à elles, n'utilisent pas de faisceaux d'électrons, le but est alors de générer une tension de fort niveau avec un temps de montée le plus court possible.

Les synopsis de fonctionnement de chacune de ces sources sont présentés sur les Figures I-11 et I-12. L'élément central d'une source bande étroite est sa source électromagnétique qui permet de convertir l'énergie électrique en énergie EM. Une liaison de longueur adaptée entre la source EM et l'antenne est parfois nécessaire pour transmettre l'énergie micro-onde. Pour ce type de source, le rôle du générateur de haute puissance pulsée est de commander la source électromagnétique en délivrant une ou plusieurs salves d'impulsions. L'architecture est plus simple pour une source large bande, l'antenne est directement reliée au générateur de haute puissance pulsée (HPP). Dans ce cas, le rôle du générateur HPP, associé parfois à un étage de mise en forme, est d'alimenter l'antenne avec une impulsion de niveau et de forme souhaités.

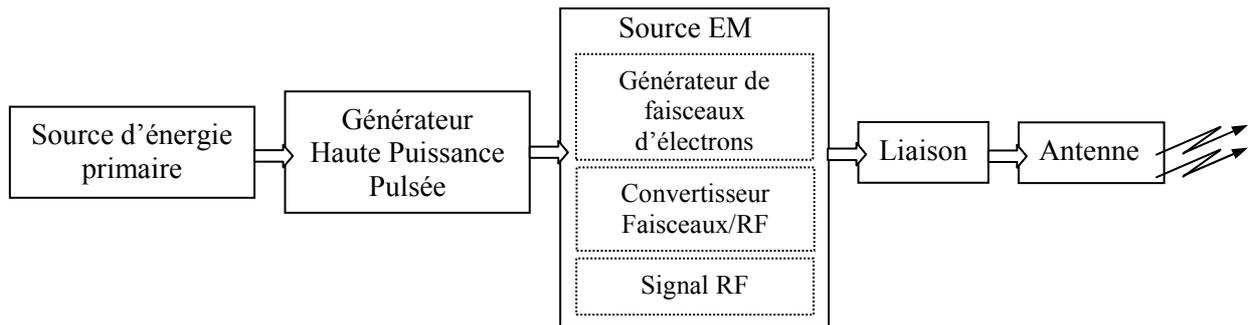


Figure I- 11 : Synopsis d'une source MFP bande étroite

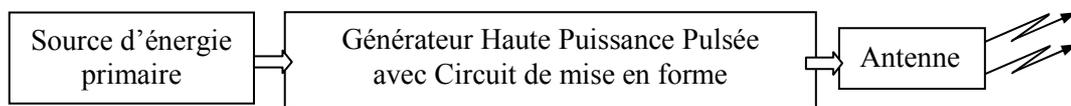


Figure I- 12 : Synopsis d'une source MFP impulsionnelle large bande

La source d'énergie primaire doit être dimensionnée pour délivrer une puissance et une énergie en accord avec la charge représentée par le dispositif de stockage d'énergie primaire. Elle peut se présenter sous diverses formes : secteur, groupe électrogène, batterie... L'encombrement est souvent le paramètre limitatif le plus contraignant pour la réalisation des sources primaires.

L'antenne est le dernier élément d'une source MFP (bande étroite ou large bande), elle permet de rayonner dans l'espace les ondes électromagnétiques produites par la source. Les caractéristiques du champ émis dépendent de cette antenne. Le choix ou la conception de l'antenne dépendent du type de signal délivré par la source ainsi que du cahier des charges fixé pour l'application donnée (directivité, bande passante...). Par exemple dans le cas de l'ULB, les dimensions de l'antenne sont en général fixées par les basses fréquences du signal.

1.4.2. Source Bande Etroite

1.4.2.1. Présentation des différents types de sources

Dans le cas de sources bande étroite, la haute tension issue du générateur HPP est appliquée à un canon d'électrons. Une fois le faisceau d'électrons généré, celui-ci se propage à travers une zone d'interaction RF, qui convertit l'énergie cinétique du faisceau en MFP. C'est la nature particulière de cette interaction qui permet de distinguer les différents types de sources. Il existe trois interactions de base entre le faisceau d'électrons et la structure RF qui produit le rayonnement électromagnétique : le rayonnement Cherenkov, le rayonnement de transition et le rayonnement Bremsstrahlung (cf Annexe 1).

Il existe de nombreuses familles de sources bande étroite, voici les principales [4][8][9]:

- les tubes à faisceaux linéaires (BWOs, TWTs, Klystron)
- les tubes à champs croisés (magnetrons, MILOs)
- les oscillateurs à cathode virtuelle (Vircator)
- les Cyclotron Resonance Mazer (CRM)
- les Gyrotrons

Un descriptif de ces sources est donné dans l'Annexe 1.

Ces dernières années, on a pu assister à une forte augmentation de puissance des sources micro-ondes. Ces avancées sont principalement dues aux progrès technologiques sur la génération et la gestion des faisceaux d'électrons.

La Figure I-13 [4] montre le domaine couvert par les sources bandes étroites MFP au cours de ces 15 dernières années, en terme de fréquence et de niveau de puissance crête. Une comparaison est effectuée avec les tubes utilisés de manière classique. Ce domaine couvert par les sources MFP est à mettre en relation avec le Tableau 2 dans lequel les performances des sources américaines les plus représentatives sont données.

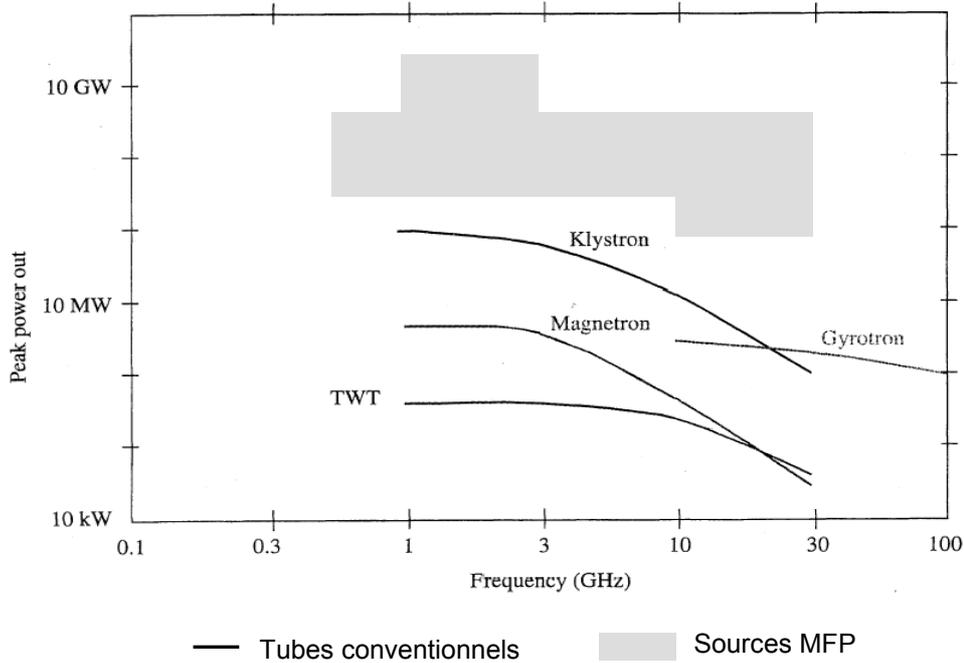


Figure I- 13 : Puissance crête de sortie en fonction de la fréquence et suivant la variété de sources MFP.

Fréquence	Puissance crête	Durée de l'impulsion	Energie	Taux de répétition	Type de source /Compagnie-Laboratoire
400-800MHz	1GW	75-125ns	100J	monocoup	Vircator Maxwell/Physics International
1.1GHz	3GW	80ns	240J	monocoup	Magnetron Maxwell/Physics International
1.3GHz	1.5GW	120ns	180J	monocoup	Relativistic Klystron oscillator AFRL ¹
1.3GHz	2 GW	200ns	400J	monocoup	MILO AFRL ¹
1.3GHz	15 GW	90ns	1.35J	monocoup	Relativistic Klystron Amplifier NRL ²
2.8GHz	800MW	40ns	30J	100Hz	Magnetron Maxwell/Physics International

¹AFRL: Laboratoire de recherche de l'armée de l'air américaine, ² NRL : Laboratoire de recherche de la Navy

Tableau I- 2 (1/2): Résumé des performances des sources américaines MFP bande étroite [4]

Fréquence	Puissance crête	Durée de l'impulsion	Energie	Taux de répétition	Type de source /Compagnie-Laboratoire
3.0GHz	150MW	3000ns	450J	50Hz	Klystron <i>Stanford Linear Accelerator Center</i>
3.5GHz	1GW	180ns	180J	monocoup	Relativistic Klystron Amplifier <i>NRL²</i>
2-4GHz	150MW	75-125ns	100J	monocoup	Vircator <i>Maxwell/Physics International</i>
4-8GHz	1GW	25-75ns	75J	monocoup	Vircator <i>Maxwell/Physics International</i>
5.5GHz	320MW	80ns	25J	monocoup	BWO <i>Army Research Laboratory</i>
8.2GHz	260MW	5-15ns	4J	monocoup	Gyrotron <i>Los Alamos National Laboratory</i>
8.5GHz	300MW	10ns	3J	monocoup	Magnetron <i>Maxwell/Physics International</i>
10GHz	500MW	100ns	50J	monocoup	BWO <i>University of Maryland</i>
11GHz	50MW	2500ns	125J	60Hz	Klystron <i>Stanford Linear Accelerator Center</i>

² NRL : Laboratoire de recherche de la Navy

Tableau I-2 (2/2): Résumé des performances des sources MFP bande étroite [4]

Au vu de la Figure I-13 et du Tableau I-2, on peut constater que les sources MFP les plus représentatives se retrouvent sur un domaine fréquentiel allant de 500MHz à 20GHz. Les puissances crêtes les plus importantes sont obtenues sur la plage 1GHz-4GHz avec des niveaux compris entre 1GW et 15GW.

Une grande diversité de sources permet d'atteindre ces forts niveaux mais chacune a ses propres caractéristiques. Pour analyser les performances d'une source en fonction d'un type d'application donné, il faut prendre en compte la puissance crête délivrée, mais aussi la durée et l'énergie du signal et la fréquence de répétition des impulsions. Le rendement énergétique de la source peut être également un critère.

1.4.3. Source Large Bande

Dans le cas des sources large bande, la couverture d'un large spectre repose sur la création d'impulsions brèves dans le temps, directement rayonnées par une antenne d'émission. La génération de ces impulsions est obtenue à partir d'un générateur haute tension pulsée associé le plus souvent à un circuit de mise en forme.

1.4.3.1. Génération d'impulsions brèves

La génération de signaux brefs de haute puissance repose sur l'utilisation de commutateurs rapides en ouverture et/ou en fermeture. Le circuit électrique associé au commutateur détermine en partie la forme du signal, et les fronts montants et/ou descendants sont déterminés par la vitesse de commutation. Pour la génération d'une impulsion brève, le but est d'amplifier la puissance disponible à l'entrée du système en comprimant le temps de restitution à l'aide de commutateurs.

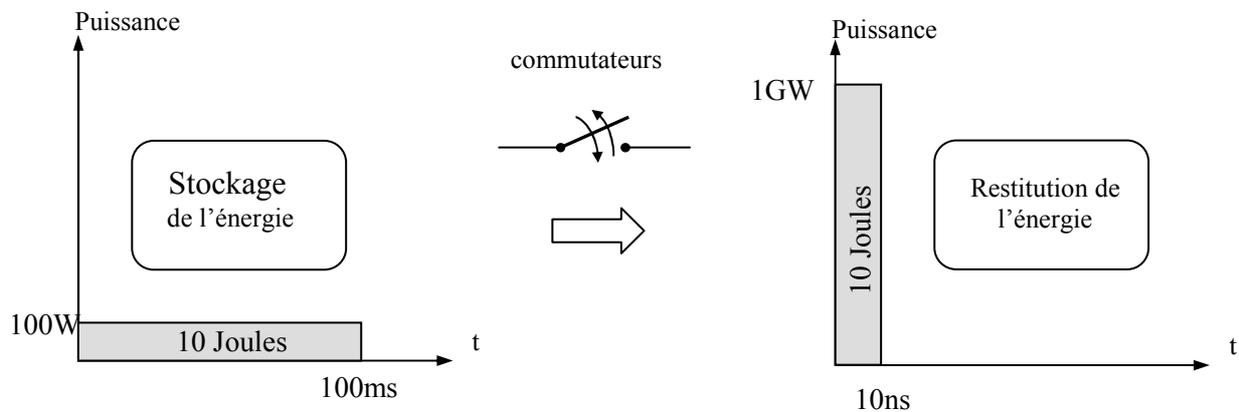


Figure I- 14 : Principe de génération d'une impulsion brève de fort niveau

Deux types de circuits sont associés aux commutateurs rapides : les circuits à base de condensateurs ou d'inductances (Figure I-15), et les circuits à base de lignes de propagation (Figure I-16).

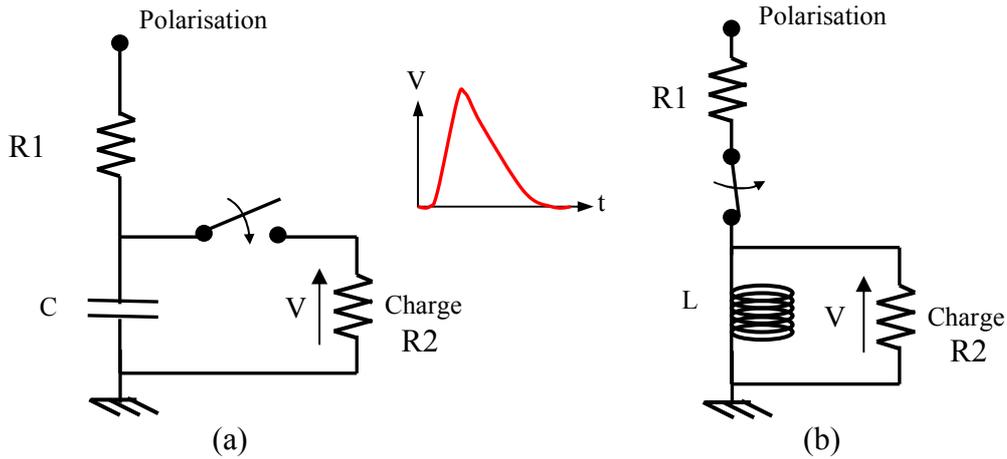


Figure I- 15 : (a) Commutateur à fermeture rapide dans un circuit capacitif, (b) Commutateur à ouverture rapide dans un circuit inductif

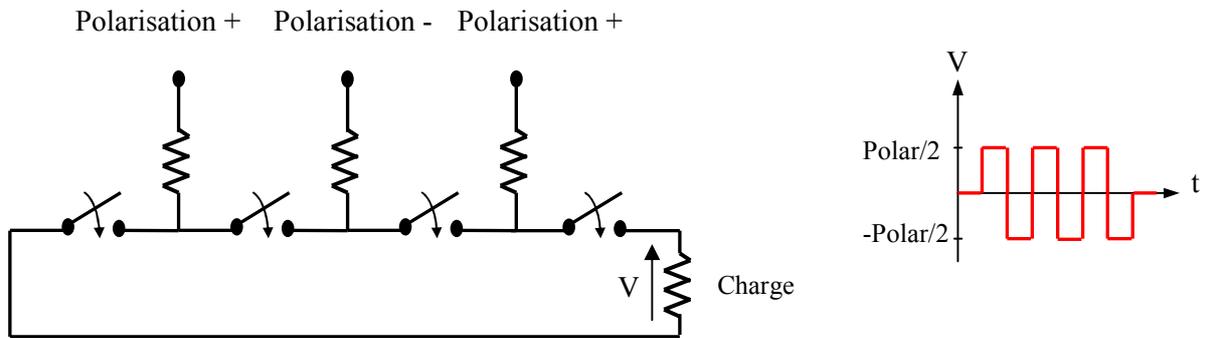


Figure I- 16 : Générateurs à ondes stationnaires (exemple de trois lignes de propagation polarisées qui libèrent trois cycles de charges)

La durée des impulsions avec les circuits à base de capacité ou de self dépend de la quantité de charges électriques stockées, de l'impédance de la charge, de la vitesse de commutation du composant actif et du temps de recombinaison des porteurs dans le composant actif. La forme des impulsions est généralement une biexponentielle. Les circuits à base de lignes de propagation sont appelés générateurs à ondes stationnaires pour décrire le fait qu'avant commutation du ou des commutateurs, il existe une onde stationnaire dans la ligne de propagation constituée par une onde progressive et une onde régressive. La durée du signal est déterminée par la vitesse de propagation dans la ligne chargée. L'amplitude du signal est la moitié de la tension de la polarisation à cause de la présence des deux ondes de propagation. La génération de signaux de plus grande amplitude peut être réalisée à l'aide de lignes chargées de type Blumlein [10].

1.4.3.2. Commutateurs rapides et performances

La génération d'une impulsion ULB repose sur l'utilisation de commutateurs rapides. Les critères majeurs qui fixent le choix du commutateur sont le temps de montée (ou le temps de descente) et le niveau de tension généré, mais il convient également de s'intéresser à la fréquence de répétition, à la durée de vie, et à la gigue temporelle de cet élément. La gigue temporelle désigne les variations de délai entre le déclenchement prévu du tir et le moment réel où l'impulsion est générée.

Quatre grandes familles de commutateurs existent aujourd'hui :

- **les commutateurs à base d'électronique rapide**

La majorité des générateurs impulsions utilise cette famille de commutateurs. Le commutateur le plus classique est le transistor FET fonctionnant en régime linéaire, mais il existe aussi des commutateurs fonctionnant en régime d'avalanche. Dans cette catégorie, on trouve une nouvelle technologie de commutateurs : les diodes DSRD (Drift Step Recovery Diodes) [11]. Ces diodes montrent des performances prometteuses tant en terme de niveau que de temps de montée (cf Tableau I-3).

- **les commutateurs à base d'éclateurs à gaz [12]**

Il s'agit de la plus vieille méthode de commutation pour la génération d'impulsions courtes. Le principe est d'ioniser un gaz entre deux électrodes, et ainsi de permettre le passage d'un fort courant. Ce type de commutateur est capable de délivrer des niveaux de tension élevés, mais souffre d'une gigue difficile à maîtriser et d'une faible reproductibilité.

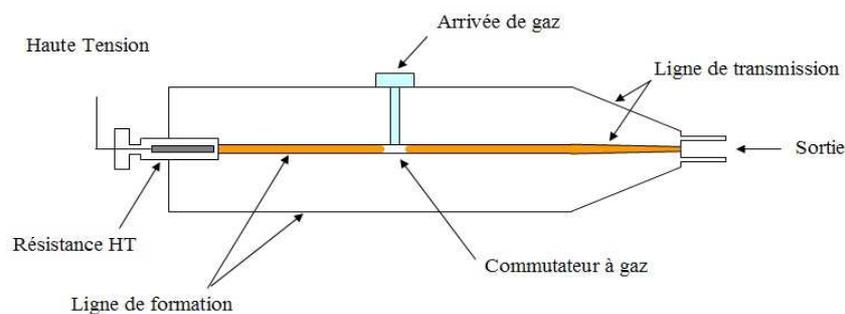


Figure I- 17 : Eclateur à gaz inséré dans une ligne

- **les commutateurs à base de semi-conducteurs photosensibles [13]**

Les techniques de commutation optiques utilisent une ligne de transmission chargée sous une forte tension. Cette ligne voit un circuit ouvert jusqu'à la mise en conduction d'une zone photoconductrice grâce à une excitation optique (typiquement un faisceau Laser), qui permet l'acheminement d'un signal de forte amplitude vers la charge. Deux types de photo-conducteurs sont utilisés, ceux fonctionnant en régime linéaire et ceux fonctionnant en régime avalanche. Les premiers permettent d'avoir une faible gigue temporelle mais un niveau de tension limité alors que les seconds génèrent un fort niveau de tension avec une gigue importante. De plus les photoconducteurs fonctionnant en régime avalanche nécessitent une puissance optique de déclenchement beaucoup plus faible que celle nécessaire au fonctionnement en régime linéaire.

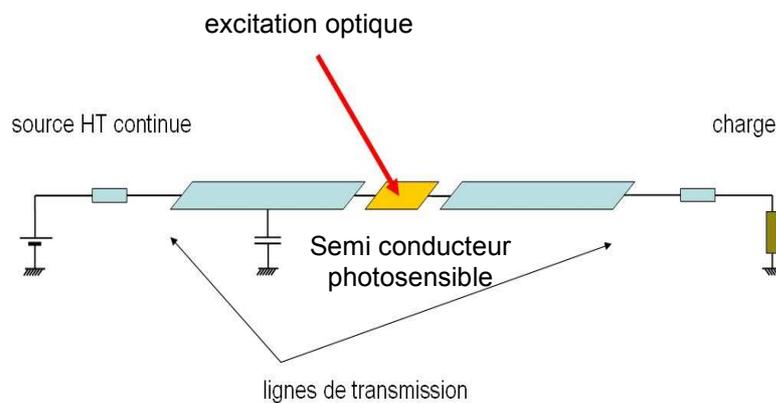


Figure I- 18 : Semi-conducteurs photosensibles

Une description plus complète de chaque commutateur présenté ci dessus est donnée dans l'Annexe1.

Le Tableau I-3 ci-après présente un récapitulatif du niveau moyen de performance des différentes technologies disponibles sur le marché actuellement.

	Transistor FET	Electronique Avalanche	Diode DSRD	Photo-conducteur		Eclateur à gaz
				linéaire	avalanche	
Amplitude	<10 kV	<50 kV	<200 kV	<10kV	<150 kV	<150 kV
Temps de montée	> 1 ns	>100 ps	>200 ps	<100 ps	<100 ps	<200 ps
Durée de conduction	> 5 ns	> 1 ns	> 4 ns	< 1 ns	< 1 ns	> 1 ns
Répétition	<50 kHz	<10 kHz	<1 kHz	<100Hz	<1kHz	<1kHz
Gigue	<100ps	>100ps	20 ps	<5 ps	> 60ps	>150ps
Reproductibilité	<1%	>10%	<10%	<2%	>10%	>10%
Durée de vie	En principe illimitée	<10 ¹⁰ tirs	En principe illimitée	En principe illimitée	<6 ¹⁰ tirs	<10 ¹⁰ tirs

Tableau I- 3: Performances moyennes des sources large bande actuelles sur le marché

Ce tableau montre que les différentes sources ont des caractéristiques bien différentes. On peut cependant noter que les sources basées sur les diodes DSRD offrent un bon compromis entre niveau de tension générée, reproductibilité et gigue temporelle, par contre le temps de montée est un peu plus élevé que pour les sources concurrentes.

Là encore, c'est le type d'application qui permet de fixer le choix de la source. On peut noter par exemple que les sources à photocommutateurs fonctionnant en régime linéaire ont une gigue extrêmement faible, ce qui est très intéressant pour des applications multisources de type réseau d'antennes [14].

Les performances des sources large bande présentées précédemment sont celles des sources conventionnelles qu'on trouve sur le marché, mais il existe également des sources large bande

délivrant des niveaux de champ beaucoup plus importants fonctionnant aux limites technologiques. La génération de ces très forts niveaux de tension sur un temps bref se fait le plus souvent au détriment de la forme et de la reproductibilité du signal. Ce type de source est étudié dans le cadre d'applications spécifiques, le plus souvent militaires. Les performances de trois générateurs sont données dans le tableau 4. Ces sources haute tension sont utilisées :

- dans un projet russe développé par l' Institute of High Current Electronics (IHCE) de Tomsk [16],
- par le laboratoire américain de recherche SANDIA dans le cadre d'un système nommé EMBL (EnantioMorphic Blumlein) [8],
- dans un projet nommé JOLT développé par l'armée de l'air américaine [17].

	Projet du IHCE de Tomsk	Système EMBL	Projet JOLT
Amplitude en pied d'antenne	230 kV	750 kV	1.0 MV
Temps de montée	<200ps	<200 ps	150 ps
Durée	2.5 ns	3.5 ns	4 ns
Répétition	100 Hz	700 Hz	1 kHz

Tableau I- 4: Performances de sources Large Bande MFP

Le générateur utilisé dans le projet du IHCE a un niveau plus faible que ceux des deux autres systèmes, mais il a la particularité d'avoir une forme bipolaire contrairement aux autres dont les allures sont monopolaires.

Le projet JOLT et le projet du IHCE sont également présentés dans le paragraphe suivant (cf *paragraphe 1.4.4.*), où leurs caractéristiques de rayonnement sont détaillées.

1.4.4. Antennes et architectures de systèmes antennaires

L'antenne est la dernière brique élémentaire d'une source ; elle permet de transformer l'énergie guidée en énergie rayonnée, en d'autres termes elle assure la transmission de l'énergie radioélectrique vers le milieu de propagation. Ses rôles principaux sont :

- de permettre une adaptation correcte entre l'équipement radioélectrique et le milieu de propagation,
- d'assurer la transmission de l'énergie dans des directions privilégiées,
- de transmettre le plus fidèlement possible une information.

L'antenne peut également avoir un fonctionnement réciproque, c'est à dire convertir de l'énergie rayonnée en énergie dirigée. Ce type de fonctionnement est détaillé dans le paragraphe 2.1.

Le secteur des antennes est en évolution constante avec l'introduction de nouveaux concepts liés à la mise en œuvre de nouveaux matériaux fonctionnels. Pour les applications MFP, l'amélioration des performances porte essentiellement sur le gain, afin d'accroître la portée (radars, télécommunications), ou la puissance rayonnée en direction d'une cible (arme électromagnétique). Des axes de développement sont menés également pour rendre ces antennes multivoies, multifonctions, adaptatives ou agiles. Il existe une grande variété d'antennes de formes très diverses, les caractéristiques géométriques et les performances de ces antennes dépendent de la bande de fréquence que l'on souhaite couvrir et de la puissance que l'on veut rayonner dans une direction donnée.

De façon générale, divers paramètres sont utilisés pour décrire les caractéristiques et les performances des antennes. Compte tenu de la grande diversité des antennes, on ne décrira que les paramètres généraux. Ces paramètres peuvent être classées en deux grandes familles. La première caractérise l'antenne considérée en tant qu'élément de circuit électrique et la deuxième s'intéresse aux propriétés de rayonnement de l'antenne. Ces paramètres sont détaillés dans l'Annexe 2 ainsi que les grandeurs associées au rayonnement.

Différentes architectures de systèmes rayonnant peuvent être utilisées. Pour rayonner une forte puissance, deux possibilités peuvent être envisagées [15] :

- cas classique où est utilisée une seule antenne alimentée par un générateur de très fort niveau. L'antenne est alors conçue pour pouvoir supporter de très forts niveaux à ses bornes (quelques centaines de mégawatts à quelques gigawatts) tout en assurant la transmission maximale d'énergie dans le milieu de propagation. Ces antennes sont en général de grandes dimensions, avec des connectiques et des matériaux spécifiques pour résister aux risques de claquage.



Figure I- 19 : Exemple de source utilisant une seule antenne : Projet JOLT avec une antenne Half IRA (diamètre de l'antenne : 3,05m).

Le projet JOLT [16] est un exemple de source large bande utilisant une seule antenne de grande dimension, le facteur de mérite de ce système est de 5.3MV et permet de couvrir la bande rayonnée de [50MHz-2GHz].

- cas où est utilisé un réseau d'antennes alimentées séparément (plusieurs générateurs ou un seul générateur avec un diviseur de puissance). Dans ce cas, la conception des antennes est moins sophistiquée car les niveaux de puissance à supporter sont plus faibles (quelques dizaines de mégawatts). Le but est de cumuler le rayonnement de chaque antenne pour augmenter la puissance rayonnée dans l'axe. Une possibilité offerte avec l'utilisation d'un réseau est de permettre l'agilité du système (orientation du faisceau de rayonnement) en jouant sur le décalage temporel d'excitation entre chaque

antenne. La principale difficulté technologique, pour de telles applications, est la synchronisation ou la désynchronisation des excitations entre chaque antenne.

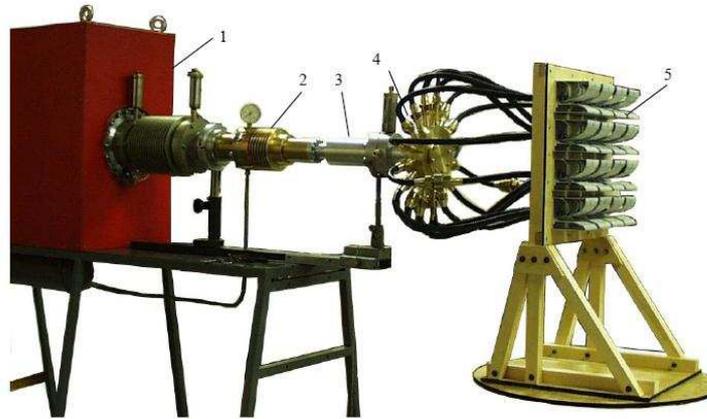


Figure I- 20 : Exemple d'une source utilisant un réseau d'antennes : Projet du IHCE de Tomsk constitué de : un générateur de forte puissance (1), d'une remise en forme bipolaire (2), d'un transformateur d'impédance $50\Omega/3,125\Omega$ (3), d'un diviseur de puissance (4) et d'un réseau de 16 antennes ULB ($2m \times 2m$) (5m).

Le projet du IHCE [17] utilise un réseau de 16 antennes ULB (4×4) pour créer un fort rayonnement, dont les caractéristiques principales sont un facteur de mérite 1.7MV et une bande couverte rayonnée de [200MHz-1GHz].

2. Les moyens de mesure usuels de forts champs électromagnétiques

Comme il a été présenté précédemment, les sources MFP sont utilisées dans de nombreuses applications, et la connaissance des niveaux de champ généré par ces systèmes impose de disposer conjointement de moyens métrologiques adéquats. La mesure des caractéristiques des champs électromagnétiques rayonnés par les sources MFP nécessite des capteurs spécifiques, capables de supporter ces forts niveaux de radiations sans risque de détérioration, tout en assurant un relevé fiable et précis de la grandeur mesurée. Les dispositifs les plus fréquemment rencontrés pour ce genre d'applications sont :

- les antennes
- les calorimètres et bolomètres
- la thermographie infrarouge
- les capteurs électro-optiques

Dans cette partie, le principe et les performances de chaque dispositif sont décrits. Les avantages et les inconvénients de chaque technologie sont évalués en fonction de différents critères tels que la sensibilité, la bande passante, la résolution spatiale, la perturbation induite sur le champ mesuré ou encore la difficulté à mettre en œuvre.

2.1. Les antennes

Les antennes sont un moyen classique pour mesurer un champ électromagnétique. Utilisées en réception, elles permettent de convertir de l'énergie rayonnée en énergie guidée. Compte tenu du fonctionnement réciproque émission/réception des antennes, les caractéristiques définies dans l'annexe 2 (gain, directivité, diagramme de rayonnement) pour une antenne en émission servent à qualifier de la même façon une antenne en réception.

Il existe une grande diversité d'antennes qui dépend de la gamme de fréquence couverte (bande étroite ou large bande), de la directivité souhaitée, et du type polarisation émis (linéaire, elliptique...). L'application fixe le choix de l'antenne. Dans ce paragraphe, on s'attache principalement au principe de mesure qui reste commun pour toutes les antennes.

Quand l'antenne est éclairée par un champ électrique $\mathbf{e}(t)$ (énergie rayonnée), celui-ci crée une tension $\mathbf{v}_r(t)$ (énergie guidée) à la sortie de celle-ci. La fonction de transfert en réception de l'antenne $h_r(t)$ (exprimée en [m]) permet de relier ces deux paramètres. La direction du champ incident par rapport à l'antenne ainsi que sa polarisation sont des paramètres à prendre en compte pour la détermination de la fonction de transfert de l'antenne.

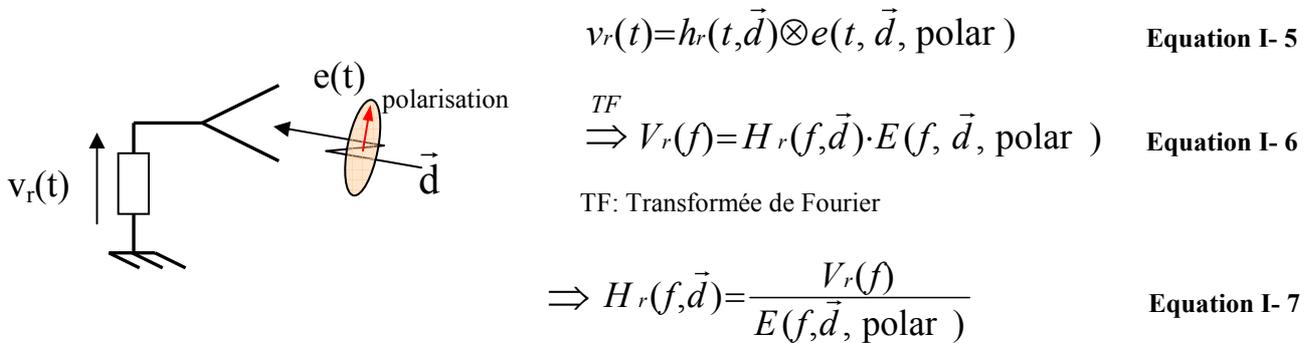


Figure I- 21 : Fonction de transfert d'une antenne en réception

La fonction de transfert en réception de l'antenne permet donc de remonter à la forme temporelle du champ incident à partir de la tension mesurée à sa sortie. La détermination de ce champ incident permet d'obtenir toutes les autres grandeurs associées (densité surfacique de puissance, puissance, énergie...).

Cette fonction de transfert $h_r(t)$ est uniquement valable en réception, la fonction équivalente en émission $h_t(t)$ est explicitée dans le chapitre 2, *paragraphe 4.2*. On préfère parfois parler de facteur d'antenne **FA** ([m⁻¹]) que de fonction de transfert en réception, la relation entre les deux paramètres est la suivante :

$$FA(f) = \frac{1}{H_r(f)} \tag{Equation I- 8}$$

Dans le cadre de mesures de MFP, l'antenne doit répondre à deux critères principaux. Tout d'abord elle doit couvrir la bande passante de la source à caractériser. Ensuite elle doit supporter le champ reçu sans qu'il n'y ait un risque de claquage à sa sortie. C'est pourquoi on s'oriente le plus

souvent vers des antennes à faible gain et qui utilisent des matériaux à permittivité très forte pour augmenter la rigidité diélectrique. La dynamique de mesure et la sensibilité dépendent donc du choix de l'antenne et du champ à caractériser.

Les points faibles des antennes sont les suivants :

- la résolution spatiale est limitée (taille de l'antenne),
- le niveau maximal de champ mesurable est limité par la rigidité diélectrique du matériau intégré dans l'antenne,
- l'installation de l'antenne nécessite l'utilisation d'un support plus ou moins encombrant qui peut perturber le champ dans la zone de test,
- des interférences électromagnétiques peuvent être créées sur les câbles à la sortie de l'antenne, perturbant aussi la mesure.

2.2. Les bolomètres et calorimètres

Les bolomètres et les calorimètres [18] [19] sont des capteurs similaires dans leur fonctionnement qui permettent respectivement de mesurer l'énergie et la puissance d'une onde électromagnétique incidente. Dans le cas des calorimètres, le but recherché n'est pas d'obtenir les temps de réponse les plus courts, mais la mesure avec la plus grande précision possible de l'énergie d'une onde électromagnétique incidente, c'est à dire l'intégration de sa puissance reçue au cours du temps.

Les calorimètres et bolomètres sont des capteurs tous deux composés de trois éléments (cf Figure I-22) :

- un absorbeur, milieu absorbant pour l'onde électromagnétique incidente,
- un capteur de température, pour la mesure de l'élévation de température du milieu absorbant,
- une fuite thermique (de conductance thermique G) reliant les deux derniers éléments à un thermostat à la température θ_0 ,

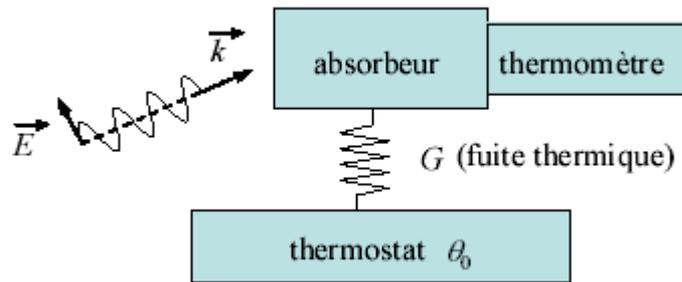


Figure I- 22 : Eléments constitutifs d'un calorimètre ou d'un bolomètre

Le principe de fonctionnement du capteur est le suivant : l'onde électromagnétique incidente absorbée par l'absorbeur engendre une élévation de sa température. Le capteur de température convertit alors cette élévation de température en un signal électrique qui est fourni à la chaîne d'acquisition et de traitement du signal placée en aval du bolomètre ou du calorimètre.

Les bolomètres présentent en général des dimensions comparables à la longueur d'onde du signal étudié, et peuvent prendre des formes très variées allant de films souples à des matrices contenant un grand nombre d'éléments pour des applications d'imagerie. Les calorimètres quant à eux sont plus volumineux, les dimensions importantes sont liées à l'isolation thermique vis à vis du milieu extérieur.

On distingue deux types de capteur selon que l'absorbeur et le thermomètre sont physiquement séparés (capteur composite) ou qu'ils ne constituent qu'un seul et même élément physique (capteur monolithique). L'avantage des transducteurs monolithiques réside dans leur simplicité et dans le transfert idéal d'élévation de température de l'absorbeur au capteur puisqu'ils ne font qu'un. Cependant les transducteurs monolithiques imposent de disposer d'un matériau offrant simultanément de bonnes capacités d'absorption de l'onde électromagnétique et une forte variation avec la température d'un de ses paramètres physiques afin de prétendre pouvoir jouer également le rôle de thermomètre de grande sensibilité. Le choix du matériau ainsi que ses dimensions résultent alors d'un compromis, si bien que chacune des deux propriétés demandées au matériau n'est pas optimale. C'est la raison pour laquelle les transducteurs les plus performants sont composites.

Les capteurs de température utilisés dans les transducteurs peuvent être de différents types, les plus courants étant les capteurs résistifs pour les bolomètres et les thermoélectriques pour les calorimètres. Certains calorimètres donnent accès à l'énergie d'impulsions électriques via la mesure de l'augmentation de volume d'un liquide qui s'échauffe en absorbant l'énergie de l'onde incidente [20].

Le principal avantage de ce type de dispositifs est qu'on retrouve leur utilisation sur une large bande de fréquence s'étendant des ondes radios aux rayons gammas. La bande couverte par un capteur dépend de son absorbeur, celle-ci peut être très large, comme par exemple des calorimètres de calibration couvrant la bande 10MHz-40GHz [21].

Cependant les calorimètres et les bolomètres ont une résolution temporelle limitée, de l'ordre de la milliseconde, et ne permettent pas l'étude de l'énergie ou de la puissance de signaux brefs dans le temps comme les signaux usuels large bande. De plus les calorimètres doivent être protégés de toute source de vibrations extérieures, et leur utilisation en extérieur est limitée par la température ambiante.

2.3. Les sondes électro-optiques

Les capteurs électro-optiques sont fondés sur la propriété de certains cristaux à modifier leurs constantes optiques (indice de réfraction n et coefficient d'absorption α) en présence d'un champ électrique : c'est le phénomène de biréfringence électrique [22]. La variation d'indice d'un cristal biréfringent traversé par un faisceau laser induit une modification de phase, d'amplitude et d'état de polarisation de ce dernier ; une sonde électro-optique exploite ces variations pour remonter au champ électrique incident qui éclaire le cristal.

De nombreux effets peuvent être à l'origine d'une modification des constantes optiques en présence d'un champ électrique ; les deux effets principaux utilisés par les sondes électro-optiques sont :

- l'« effet POCKELS », qui induit une variation linéaire de l'indice de réfraction avec le champ électrique appliqué, avec un coefficient de proportionnalité k entre n et le champ de l'ordre de 10^{-10} m/V ($n=n_1+kE$, $\delta n=kE$)
- l'« effet KERR », qui induit une variation quadratique de l'indice de réfraction avec le champ électrique appliqué, avec un coefficient de proportionnalité k' entre n et le champ au carré de l'ordre de 10^{-19} m²/V² ($n=n_1+k'E^2$, $\delta n=k'E^2$)

Les ordres de grandeurs cités ci dessus sur les coefficients de proportionnalité impliquent que pour obtenir une variation d'indice significative δn de 10^{-3} , il faut un champ électrique de 10MV/m avec l'effet Pockels, et de 100MV/m avec l'effet Kerr [19]. Ce n'est qu'à partir d'une variation d'indice δn de 10^{-1} que les niveaux de champs appliqués pour l'effet Pockels et pour l'effet Kerr sont du même ordre de grandeur, c'est à dire 1GV/m. Ces niveaux de champ pour arriver à une variation d'indice significative sont très importants, c'est pourquoi les sondes électro-optiques intègrent souvent une antenne dans le but d'augmenter leur sensibilité.

Le principe de fonctionnement d'une sonde électro-optique utilisée à Thales Air System est donnée sur la Figure I-23. Cette sonde est basée sur l'effet Pockels pour remonter au sens et à l'intensité du champ électrique, et elle est utilisée en tant que modulateur de polarisation. Le cristal électro-optique soumis à un champ électrique va voir ses indices caractéristiques de réfraction (ordinaire n_o et extraordinaire n_e) modifiés ce qui débouche sur une rotation du plan de polarisation du faisceau incident. Pour obtenir les nouvelles composantes propres du faisceau, un traitement optique (à partir de lames biréfringentes) et électro-optique (avec des photodiodes) est appliqué.

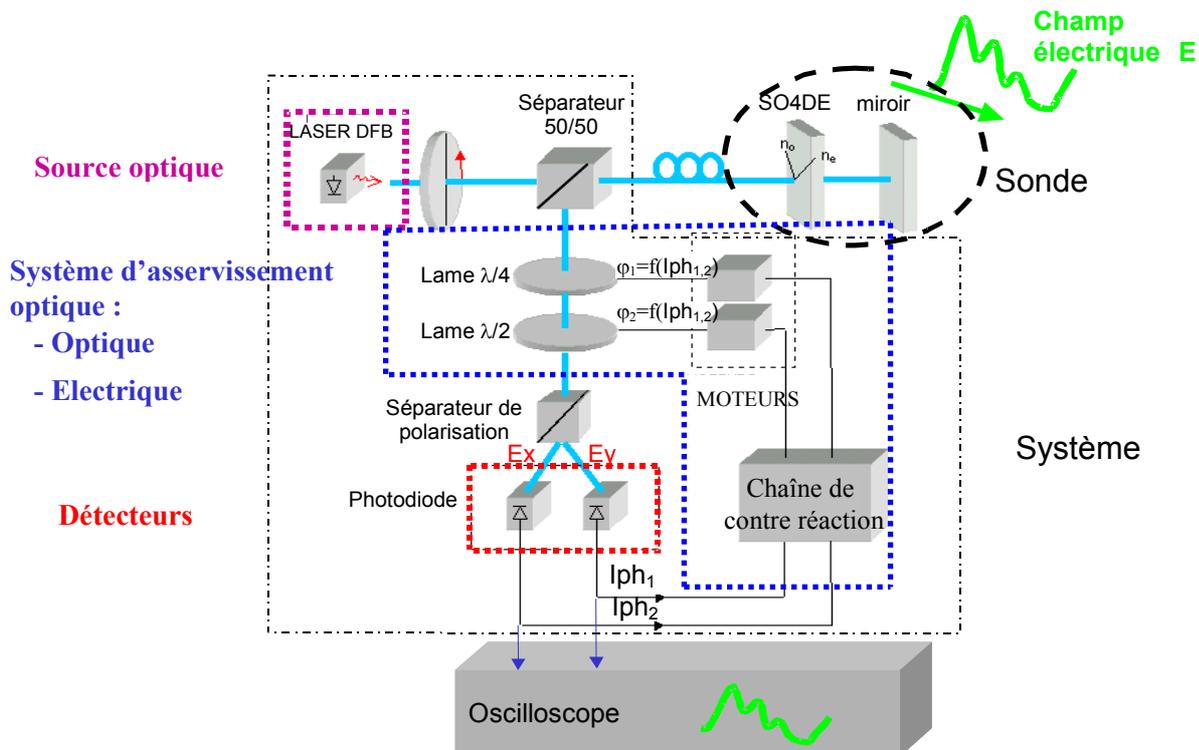


Figure I- 23 : Principe du système de mesure classique d'une sonde électro-optique THALES utilisant l'effet Pockels

Une source Laser fournit un faisceau avec une polarisation donnée de l'onde optique. L'onde se propage jusqu'au capteur électro-optique dans une fibre optique qui conserve l'état de polarisation de l'onde incidente.

Le capteur comprend un guide d'onde optique réalisé sur un cristal électro-optique. Le cristal est placé à l'extrémité de la fibre optique. Le champ électrique à mesurer module la polarisation de l'onde optique traversant le cristal électro-optique. Le faisceau optique est réfléchi en sortie du cristal et traverse une seconde fois le cristal avant d'être réinjecté dans la fibre optique.

Le cube séparateur permet d'injecter le faisceau optique dans la fibre de liaison et de séparer le faisceau transmis du faisceau réfléchi.

L'analyse des variations de polarisation de l'onde est réalisée grâce à un système optique de type analyseur. En sortie de l'analyseur, la modulation de la polarisation de l'onde optique au niveau du cristal est transformée en modulation d'amplitude du faisceau optique. Une photodiode rapide est employée pour convertir la modulation d'amplitude du signal optique en un signal électrique exploitable.

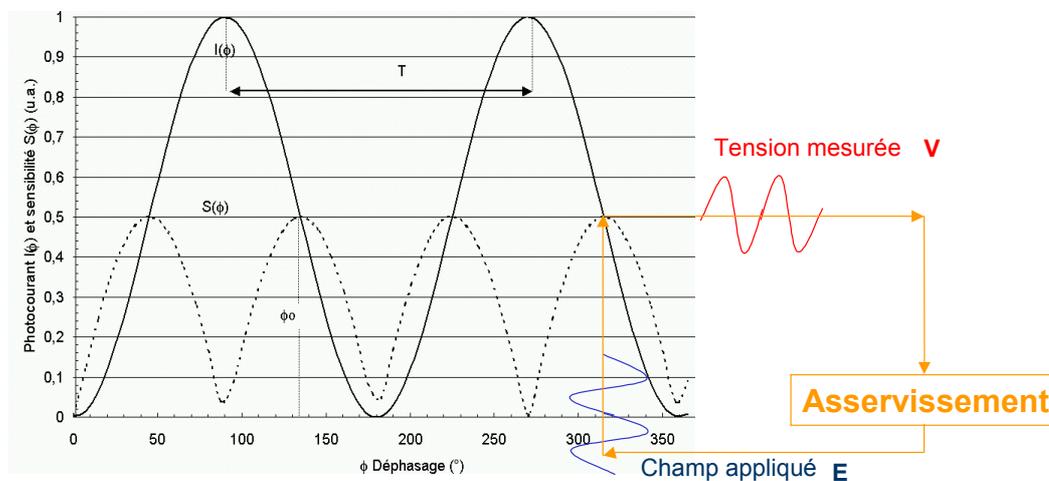


Figure I- 24 : Fonction de transfert du système : photocourant (trait plein) et sensibilité hyperfréquence (pointillés)

La fonction de transfert du système, c'est à dire la variation des photocourants en sortie des détecteurs en fonction du déphasage de l'onde optique au niveau de la sonde, est une sinusoïde. La sensibilité hyperfréquence est la dérivée de cette courbe. Pour maintenir une réponse linéaire et optimale du système, il est nécessaire de disposer d'un système d'asservissement.

Le déphasage de l'onde optique est fixé par les conditions environnementales au niveau de la sonde. Le système d'asservissement est un système opto-électronique de contrôle de la polarisation qui permet de compenser les fluctuations de polarisation liées à des contraintes mécaniques ou de température appliquées sur le capteur. Une mesure de la puissance optique est réalisée en continu au niveau du récepteur. Un programme dédié permet d'agir sur le système opto-électronique pour maintenir le point de polarisation optimal du capteur.

Les principaux avantages des sondes électro-optiques sont les suivants :

- une forte résolution spatiale compte tenu des faibles dimensions de ces dispositifs (quelques mm à quelques cm), donc peu de perturbations engendrées. Ce type de sonde peut être placé juste à côté de structure pour mesurer le champ à proximité.
- une résolution temporelle fine du champ électrique mesuré, aussi bien pour les sources bandes étroites que pour les sources large bande (gamme de mesure DC-10GHz)
- la possibilité de mesurer de forts niveaux de champ sans risque de claquage, car le point disruptif dans le cristal est très supérieur à celui de l'air.
- une bonne sélectivité de la composante du champ mesuré (taux de réjection de 20 à 30 dB [23])
- immunité de ce dispositif optique vis à vis des perturbations électromagnétiques.

Même si l'utilisation de telles sondes offre de réels avantages, des points durs ont été également identifiés :

- dispositif complexe avec réalisation technologique pointue (acheminement du laser dans le cristal) qui rencontre des difficultés de mise en oeuvre (problèmes de stabilité au cours du temps)
- sensibilité moyenne limitée par le niveau de bruit thermique. Plus la bande passante est grande, plus la sensibilité est faible.

2.4 La thermographie infrarouge

La mesure de champ électromagnétique à l'aide de la thermographie infrarouge est relativement récente puisqu'elle date des années 1980 avec le développement des caméras infrarouges thermiques. L'ONERA a particulièrement développé cette technique de caractérisation avec la mise au point d'une nouvelle méthode de visualisation quantitative du champ électromagnétique appelé EMIR (Electromagnétique InfraRouge) [24].

Le principe de fonctionnement de la thermographie infrarouge est le suivant (cf Figure I-25) : une impulsion électromagnétique illumine un film photothermique de faible épaisseur (quelques μm), dont les propriétés électriques ont été choisies de façon à transformer une partie du champ incident en chaleur. Cet échauffement du film est détecté par une caméra infrarouge.

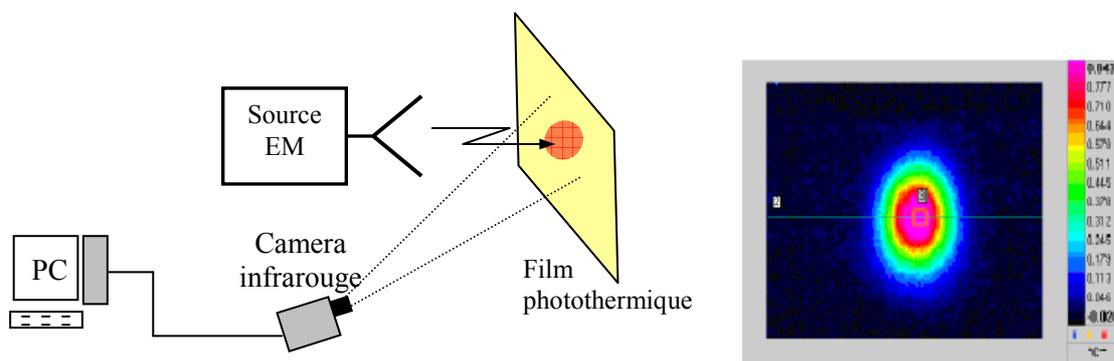


Figure I- 25 : Principe de la méthode EMIR avec un exemple d'image obtenue

La méthode EMIR permet de visualiser et de quantifier la quantité d'énergie incidente. L'échauffement dépend de la densité d'énergie incidente (J.m^{-2}) et des propriétés intrinsèques du film, notamment de sa chaleur spécifique volumique ($\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$). Moyennant une calibration préalable du film photothermique et la connaissance de la durée de l'impulsion, il est possible de remonter à la valeur du champ électrique.

Les propriétés EM (transmission, absorption, réflexion en puissance) du film photothermique peuvent être adaptées en fonction des diverses applications. La sensibilité est réglée par l'absorptivité du film qui est fonction, comme le montre la Figure 26, de sa résistance carrée. Il est également possible de choisir un film de très faible réflectivité (de l'ordre de 3 %). Le matériau

constitutif du film est choisi pour sa grande émissivité et ses pertes (conductrices, diélectriques et magnétiques) qui doivent être à la fois suffisamment importantes pour engendrer une élévation de température mesurable et suffisamment faibles pour éviter que le film ne joue le rôle de réflecteur pour l'onde électromagnétique incidente. La sensibilité de mesure est liée au film utilisé d'une part mais également à la résolution thermique de la caméra infrarouge.

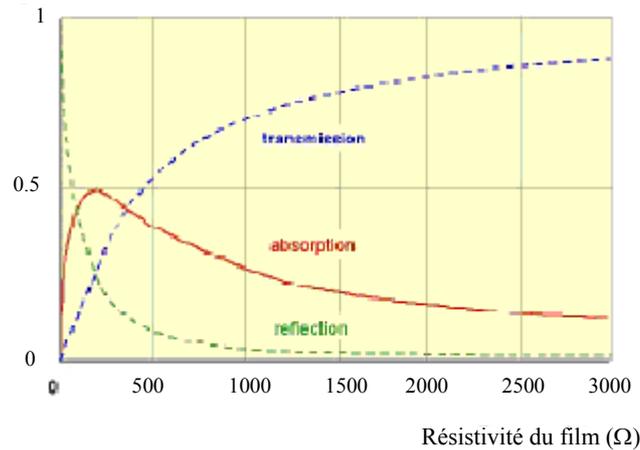


Figure I- 26 : transmission, absorption, réflexion en puissance d'un film photothermique

De manière générale, pour une onde se propageant suivant la direction z , un film photothermique résistif normal à cette direction permet de remonter à l'énergie liée au module des composantes transverses de cette onde, c'est à dire $\sqrt{E_x^2 + E_y^2}$. L'utilisation de films photothermiques présentant une forte anisotropie d'absorption, grâce au dépôt de fins rubans résistifs parallèles sur un film diélectrique, permet de réaliser un capteur de champ présentant une réelle sélectivité de mesure à une unique composante du champ électrique, expérimentalement cette sélectivité est de 13dB [25]. Cette sélectivité peut être améliorée (23dB) en augmentant la conductivité des rubans, mais cela se fait au détriment de la perturbation induite par le capteur.

La dynamique dépend de la différence entre les niveaux haut et bas de la mesure. Selon les configurations d'essais, elle varie de 30 dB environ à une dizaine de dB lorsque la densité d'énergie incidente monocoup devient faible (de l'ordre de 10 J/m²). Cette dynamique de mesure est essentiellement fixée par celle de la caméra infrarouge, les pixels de ces caméras étant codés au mieux par 14 bits [26].

La bande passante de ce capteur est directement liée aux propriétés spectrales d'absorption du film. Dans la référence [24], une bande passante de 500MHz-20GHz est donnée.

La méthode EMIR est donc une méthode efficace pour obtenir en une seule fois des cartographies en énergies et/ou en champ électrique avec une grande résolution spatiale de l'ordre de $100\mu\text{m}$, avec un film photothermique qui influence peu le champ incident. Le défaut principal de cette méthode est sa résolution temporelle limitée, de l'ordre de la milliseconde, notamment à cause du temps de thermalisation du film photoconducteur. Il est donc difficile de remonter à l'allure du champ transitoire large bande à partir de cette méthode. Dans le cas de plusieurs impulsions à taux de répétition élevé, la méthode est toutefois capable de dissocier l'énergie de chacune des impulsions. De plus le passage de la quantification d'énergie aux valeurs de champs n'est pas toujours précis.

2.5. Bilan sur les caractéristiques de chaque capteur MFP usuel

Le tableau suivant donne un récapitulatif des caractéristiques de chaque capteur pour la mesure de MFP :

	Antennes	Calorimètres	Sonde EO	Méthode EMIR
Grandeur mesurée	champ E	Energie	champ E	Energie
Résolution temporelle	Bonne (dizaine de μ s)	Médiocre (ms)	Bonne (dizaine de μ s)	Moyenne (ms)
Résolution spatiale	Moyenne (cm)	Médiocre (dizaine de cm)	très bonne (quelques mm)	Excellente (centaine de μ m)
Bande couverte	[0.1GHz-20GHz] bande étroite et large bande Fonction du type d'antenne utilisée	[10MHz-40GHz] bande étroite	[0-10GHz] bande étroite et large bande	[0.5GHz-20GHz] bande étroite
Niveau supportable	Imposé par la rigidité diélectrique Centaines kV/m	Supérieur au point disruptif dans l'air Dizaine MV/m	Supérieur au point disruptif dans l'air Dizaine MV/m	Supérieur au point disruptif dans l'air Dizaine MV/m
Mesure de la polarisation	oui	non	oui	oui
Perturbations sur le champ mesuré	moyenne	très importante	très faible	très faible
Sensibilité aux IEM	oui	oui	non	non

Tableau I- 5 (1/2): Récapitulatif des caractéristiques de chaque capteur

	Antennes	Calorimètres	Sonde EO	Méthode EMIR
Technologie du système	Simple	Complexe	Très complexe	Complexe
Mise en œuvre/ Réglages	Simple	Complexe (stabilité du système)	Complexe (stabilité du système)	Relativement simple

Tableau I-5 (2/2): Récapitulatif des caractéristiques de chaque capteur

A la vue de ce tableau, la méthode EMIR et les sondes électro-optiques apparaissent comme des capteurs incontournables pour la mesure de MFP. La thermographie infrarouge est le seul dispositif à permettre la réalisation de cartographies de champ avec une résolution spatiale très fine (de l'ordre de la centaine de μm) en une seule mesure. Cependant sa résolution temporelle reste assez faible et ne donne pas accès à la forme temporelle des signaux. Les sondes EO, quant à elles, sont également très intéressantes car elles répondent à la plupart des applications avec une résolution temporelle fine. Ces deux types de capteur peuvent constituer des capteurs de référence, cependant leur technologie reste complexe et onéreuse et leur mise en œuvre expérimentale n'est pas toujours évidente, par exemple avec les problèmes de stabilité de la sonde EO.

Les antennes apparaissent comme des capteurs simples et faciles à mettre en œuvre, et elles offrent une bonne résolution temporelle. L'inconvénient est que les antennes sont limitées par le niveau de champ à mesurer, elles sont sensibles aux IEM, et elles ont une résolution spatiale moyenne, ce qui place ces capteurs souvent en retrait par rapport aux sondes EO et à la méthode EMIR. Les calorimètres sont relativement encombrants et contraignants d'utilisation, leur application est le plus souvent réservée à la mesure de l'énergie totale rayonnée par une source MFP bande étroite ; pour ce type de mesure on les positionne au plus près de la source rayonnante.

Le critère de sensibilité n'a pas été abordé dans le tableau récapitulatif, car cette donnée dépend des caractéristiques du capteur choisies pour une application donnée. Par exemple pour les calorimètres ou par la méthode EMIR, le choix de l'absorbant ou du film en fonction du champ à mesurer fixe la sensibilité de la mesure. Dans le cas d'une antenne, c'est le type d'antenne qui donne la sensibilité. Les sondes EO, quant à elles, ont une sensibilité qui diminue lorsque la largeur de la bande de fréquence étudiée augmente. La sensibilité peut être considérée comme un point

faible de ce type de capteur, et les sondes EO sont parfois associées à des antennes pour améliorer cette caractéristique.

3. Une nouvelle technique de mesure de champs forts

3.1. Les objectifs à atteindre

XLIM souhaite développer une méthode de mesure de forts électromagnétiques avec des performances équivalentes à celles offertes par exemple par une sonde électro-optique, mais pour un coût et une complexité technologique moindre. Il s'agit en particulier de concevoir un outil de mesure simple à mettre en œuvre, permettant d'obtenir l'évolution transitoire du champ électrique avec une résolution temporelle et une résolution spatiale élevées. Le système devra pouvoir caractériser la polarisation de la source et ne pas être limité par le niveau d'amplitude du champ. Il est souhaitable également que ce capteur soit de faibles dimensions pour limiter les perturbations dans la zone de test, et qu'il soit insensible aux IEM.

3.2. Principe général de la méthode MICHELSON

Une nouvelle méthode de mesure de forts champs électromagnétiques brevetée [27], appelée méthode MICHELSON, est proposée ici. MICHELSON est l'acronyme de « Mesure Instantanée de Champ Electromagnétique par Signature d'un Objet Neutre ». Elle est basée sur l'utilisation du signal diffracté par une cible. Le système expérimental est composé d'une cible, d'une antenne de réception adaptée à la bande de fréquence étudiée, et d'un dispositif d'acquisition. Le principe de la mesure est donné sur la Figure I-27.

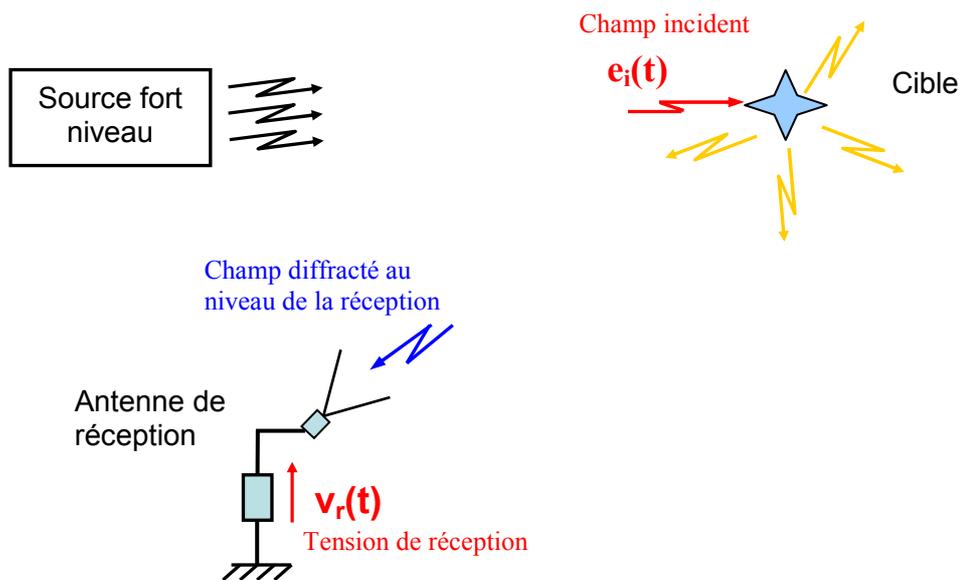


Figure I- 27 : Principe de la méthode MICHELSON

La cible est illuminée par le champ incident $e_i(t)$ qui doit être mesuré. Ce champ est diffracté par la cible dans différentes directions et suivant différentes polarisations. Une antenne de réception, placée à un endroit donné et protégée au mieux de la source d'émission, reçoit une partie du champ diffracté par la cible, $e_d(t)$. La tension $v_r(t)$ à la sortie de l'antenne, image du champ reçu, est mesurée par un échantillonneur temps réel connecté à l'antenne. Le but est d'extraire $e_i(t)$ à partir de $v_r(t)$.

Le principe même de cette méthode permet de lister les avantages suivants :

- une simple instrumentation bas niveau est nécessaire pour mesurer des forts champs électromagnétiques. Compte tenu du fait qu'on déporte la mesure, une antenne de réception "ordinaire" peut être utilisée sans risque de claquage, le champ diffracté par la cible n'est qu'une fraction du champ incident. De plus la cible (généralement métallique) ne subit aucune altération par le fort niveau du champ incident.
- L'allure temporelle du champ est obtenue et les autres grandeurs associées peuvent être déduites. La résolution temporelle est liée à l'échantillonneur utilisé pour mesurer la tension à la sortie de l'antenne.
- La cible est de faibles dimensions pour la mesure de forts champs électromagnétiques, par conséquent le champ incident est peu perturbé.

- Aucun câble n'est utilisé dans la zone de test, par conséquent il n'y a pas de risque d'interférences électromagnétiques
- Il est possible de mesurer des champs rayonnés par des sources MFP aussi bien bande étroite que large bande, juste en adaptant l'antenne et le système d'acquisition à la situation. Le principe de mesure reste identique dans les deux cas.

3.3. Démarche suivie

Pour garantir le bon développement de ce projet et avoir des résultats concrets à terme, l'étude est divisée en plusieurs étapes successives.

La première étape consiste à définir la problématique générale concernant la mise en place des différents éléments du banc de mesure. Pour cela on s'intéressera au choix de la cible et au choix de l'antenne de réception en fonction de différents paramètres, ainsi qu'au calcul des fonctions de transfert de chacun de ces éléments. L'incertitude de mesure liée au choix de la cible est un des paramètres primordiaux. Pendant cette étude théorique un protocole de mesure doit être également établi pour pouvoir remonter à la polarisation du champ incident.

Pour vérifier si la méthode MICHELSON est réellement capable de conduire au niveau de champ et à la polarisation d'un champ incident à partir de la diffraction d'une cible, des simulations seront réalisées. Ces simulations permettront de définir les critères qui influent le plus sur la mesure.

Avant de mesurer directement des champs de forts niveaux, l'étape préalable sera de réaliser des tests avec des champs de faibles niveaux pour calibrer le banc de mesure et pour valider le principe de la méthode. Ces essais seront réalisés dans les locaux de XLIM avec des signaux ULB de différentes natures. Un capteur de champ sera utilisé au cours de ces expérimentations pour valider les mesures obtenues par la méthode MICHELSON.

Les expérimentations finales consisteront à tester la méthode MICHELSON dans les conditions réelles d'utilisation, c'est à dire dans le cadre de mesures de MFP. Deux types d'expérimentations avec des champs forts seront menés :

- mesures de signaux harmoniques au CEG
- mesures de signaux impulsionnels ULB au Laboratoire de Génie Electrique (LGE) de Pau

Après que les expérimentations probatoires forts niveaux aient été réalisées, une comparaison entre la méthode MICHELSON et les autres techniques de mesure de champ sera effectuée, et un bilan pourra être tiré. Un tableau récapitulatif des performances des capteurs intégrant la méthode MICHELSON sera réalisé (similaire au Tableau I-4 dans le paragraphe 2.5).

CHAPITRE 2 : CONCEPTION DU BANC DE MESURE

1. Formulation mathématique de la méthode MICHELSON

L'objectif de ce paragraphe est de traduire mathématiquement le principe de la mesure du champ incident inconnu. La formulation mathématique s'appuie sur le schéma de la Figure II-1, où apparaissent les deux fonctions de transfert, $h_c(t)$ et $h_r(t)$, respectivement celles de la cible et de l'antenne, qui sont les éléments clés du raisonnement théorique.

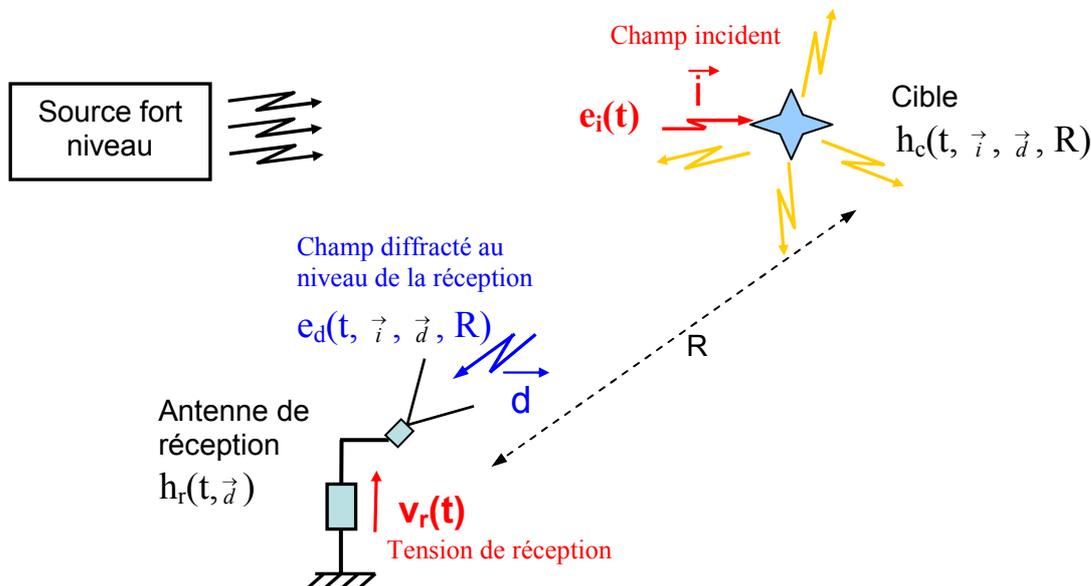


Figure II- 1: Les différentes fonctions de transfert à déterminer pour mettre en œuvre la méthode MICHELSON

La fonction de transfert transitoire de la cible $h_c(t)$ permet de relier le champ diffracté au niveau de la réception avec le champ incident au niveau de la cible. Pour une cible donnée, $h_c(t)$ dépend de la direction du champ incident qui illumine la cible (vecteur \vec{i}), de la position de l'antenne par rapport à la cible (vecteur \vec{d}), de la distance R entre la cible et l'antenne de réception, ainsi que de la polarisation du champ incident. $H_c(f)$ représente la transformée de Fourier de cette fonction.

La seconde fonction de transfert est celle de l'antenne de réception, dont les formes temporelle et fréquentielle sont notées $h_r(t)$ et $H_r(f)$. La fonction de transfert de l'antenne (cf

chapitre 1, paragraphe 2.1.) permet d'obtenir la tension en sortie de l'antenne en fonction du champ incident $e_d(t)$ qui l'éclaire. Cette fonction de transfert dépend de la direction (\vec{d}) du champ $e_d(t)$ illuminant l'antenne, et des caractéristiques de rayonnement propres à l'antenne.

A partir de ces deux fonctions de transfert, on peut relier le champ $e_i(t)$ que l'on veut connaître à la tension mesurée $v_r(t)$. Ces fonctions de transfert peuvent être obtenues par calcul analytique, simulations ou expérimentations. Ces fonctions de transfert constituant les éléments essentiels de la méthode MICHELSON, une détermination précise de chacune d'entre elles est nécessaire pour avoir des résultats fiables.

Les champs et fonctions de transfert définis précédemment sont reliés par les équations suivantes :

$$e_d(t, \vec{i}, \vec{d}, R) = h_c(t, \vec{i}, \vec{d}, R) \otimes e_i(t) \quad \text{Equation II- 1}$$

$$v_r(t) = h_r(t, \vec{d}) \otimes e_d(t, \vec{i}, \vec{d}, R) \quad \text{Equation II- 2}$$

$$\Rightarrow v_r(t) = h_r(t, \vec{d}) \otimes h_c(t, \vec{i}, \vec{d}, R) \otimes e_i(t) \quad \text{Equation II- 3}$$

$$\stackrel{TF}{\Rightarrow} V_r(f) = H_r(f, \vec{d}) \cdot H_c(f, \vec{i}, \vec{d}, R) \cdot E_i(f) \quad \text{Equation II- 4}$$

TF représente la Transformée de Fourier

$h_g(t)$ et $H_g(f)$ sont alors définies comme les fonctions de transfert globales temporelle et fréquentielle du système de la manière suivante :

$$h_g(t, \vec{i}, \vec{d}, R) = h_r(t, \vec{d}) \otimes h_c(t, \vec{i}, \vec{d}, R) \quad \text{Equation II- 5}$$

$$\stackrel{TF}{\Rightarrow} H_g(f, \vec{i}, \vec{d}, R) = H_r(f, \vec{d}) \cdot H_c(f, \vec{i}, \vec{d}, R) \quad \text{Equation II- 6}$$

A partir de $v_r(t)$ et de $h_g(t, \vec{i}, \vec{d}, R)$ ainsi que des transformées de Fourier associées, le champ incident peut être déduit comme suit :

$$E_i(f) = \frac{V_r(f)}{H_g(f, \vec{i}, \vec{d}, R)} \quad \text{Equation II- 7}$$

Une simple transformée de Fourier inverse permet alors de revenir dans le domaine transitoire :

$$e_i(t) = \text{TF}^{-1}[E_i(f)] \quad \text{Equation II- 8}$$

2. Présentation de la problématique générale

2.1. Choix d'une configuration expérimentale

La méthode MICHELSON repose sur l'utilisation d'une cible et d'une antenne de réception, pour lesquelles il faut déterminer au préalable leurs fonctions de transfert définies lors de la formulation mathématique (cf Equations II-1 et II-2). Avant toute expérimentation, il est important d'étudier les caractéristiques de chacun de ces éléments et d'analyser quels paramètres influent sur leur fonction de transfert afin d'optimiser les conditions de mesure et ainsi assurer une plus grande précision sur la détermination du champ incident.

Dans le cadre d'une mesure MICHELSON, les contraintes principales à prendre en compte pour la mise en place du banc expérimental sont les suivantes :

- Contraintes autour de la cible
 - la position à lui donner correspond au point de l'espace où l'on souhaite mesurer le champ
 - la forme de la cible joue sur la manière dont est diffracté le champ incident dans la zone de test (niveau et polarisation qui varient suivant les directions)
 - les dimensions de la cible fixent le niveau de champ diffracté. Globalement, plus la cible est de taille importante, plus le niveau de champ diffracté est important. Il faut faire un compromis sur la taille de la cible pour garantir une résolution spatiale de mesure fine tout en obtenant un

niveau de champ diffracté suffisant à l'emplacement de la réception. De plus, pour certaines applications, on souhaite que le champ soit peu perturbé dans la zone de test, ce qui impose une cible de faibles dimensions.

- la fonction de transfert de la cible doit être connue sur la bande fréquentielle de travail
- le support de la cible doit être de faible encombrement et doit peu diffracter (permittivité proche de 1), afin de pouvoir en réception extraire la signature de la cible seule. Ces critères rentrent également en compte pour ne pas perturber le champ dans la zone de mesure.

- Contraintes autour de l'antenne de réception

- la bande passante de l'antenne doit être supérieure ou égale à celle du signal diffracté par la cible
- la fonction de transfert de l'antenne doit être connue sur cette gamme de fréquence
- la position de l'antenne de réception doit respecter certains critères. Il faut veiller à ce que cette dernière :
 - ✓ ne soit pas dans le rayonnement direct de la source pour la protéger des champs forts (cf Figure II-2)
 - ✓ se situe à un emplacement pour lequel la cible diffracte un maximum de champ, afin de favoriser au maximum le rapport signal à bruit.

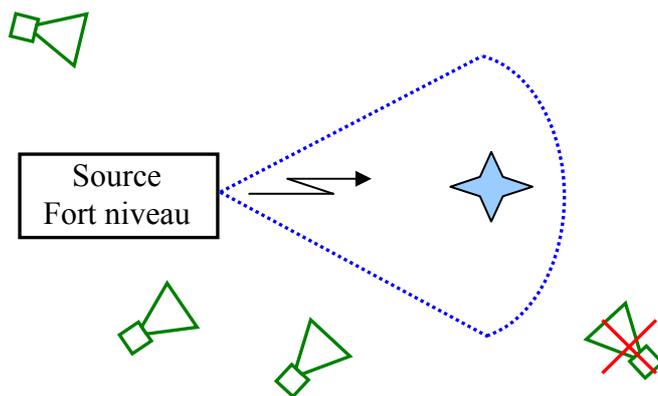


Figure II- 2 : Positionnement de l'antenne réception vis à vis du rayonnement direct de la source

- l'antenne doit avoir un gain important pour que la directivité soit suffisante en direction de la cible afin de favoriser la sensibilité de mesure et de limiter l'impact des perturbations

environnantes vis à vis de la signature de la cible (rayonnement direct de la source et échos parasites de la zone de test, Figure II-3).

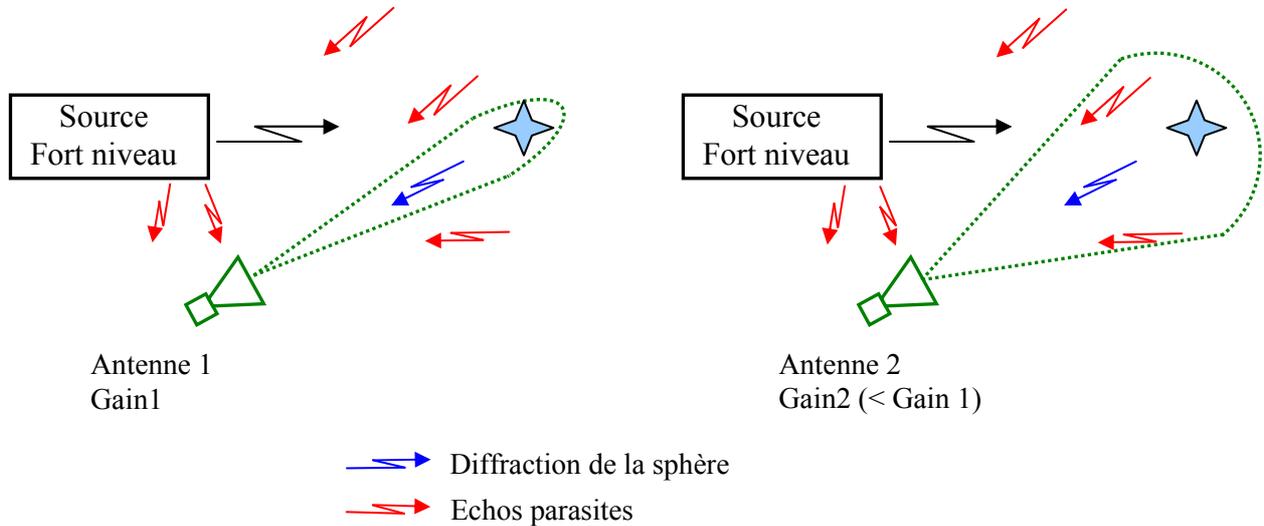


Figure II- 3 : Influence de la directivité de l’antenne de réception sur la mesure

Il est souvent nécessaire de consentir à un compromis entre tous ces critères en fonction des conditions expérimentales.

2.2. Les problèmes inhérents à la mise en place de l’expérimentation sur le terrain

La précision du champ incident obtenue au final avec la méthode MICHELSON dépend de la précision avec laquelle les fonctions de transfert de l’antenne de réception et de la cible ont été déterminées en fonction des conditions expérimentales, comme le rappelle l’équation suivante :

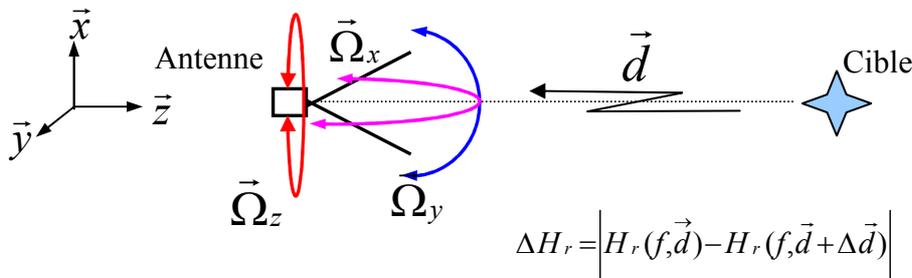
$$E_i(f) = \frac{V_r(f)}{H_r(f, \vec{d}) \cdot H_c(f, \vec{i}, \vec{d}, R)}$$

Equation II- 9

L'incertitude sur la mesure de la tension en sortie de l'antenne de réception n'est pas prise en compte dans cette partie, car cette incertitude est liée aux performances du numériseur et elle est en général faible.

Pour l'étude sur la méthode MICHELSON, on considère que l'incertitude sur ces fonctions de transfert est uniquement fixée par l'influence de l'incertitude de leurs paramètres propres $(\vec{i}+\Delta\vec{i}, \vec{d}+\Delta\vec{d}, R+\Delta R)$ et non sur leur mode de détermination. En conditions expérimentales, ces différents paramètres ne sont pas connus rigoureusement, ces erreurs de positionnement doivent être prises en compte pour pouvoir quantifier l'incertitude sur ces fonctions de transfert. Pour garantir un champ incident final précis, l'incertitude sur ces fonctions de transfert doit être faible. Il faut donc évaluer l'influence d'une erreur sur ces paramétrages. L'incertitude résultant d'un mauvais positionnement se traduit de manière différente suivant la fonction de transfert considérée :

- Au niveau de la fonction de transfert de l'antenne de réception, l'incertitude est essentiellement liée au positionnement de cette dernière en direction de la cible. Plus l'antenne sera directive, plus une approximation sur la visée de la cible posera problème.

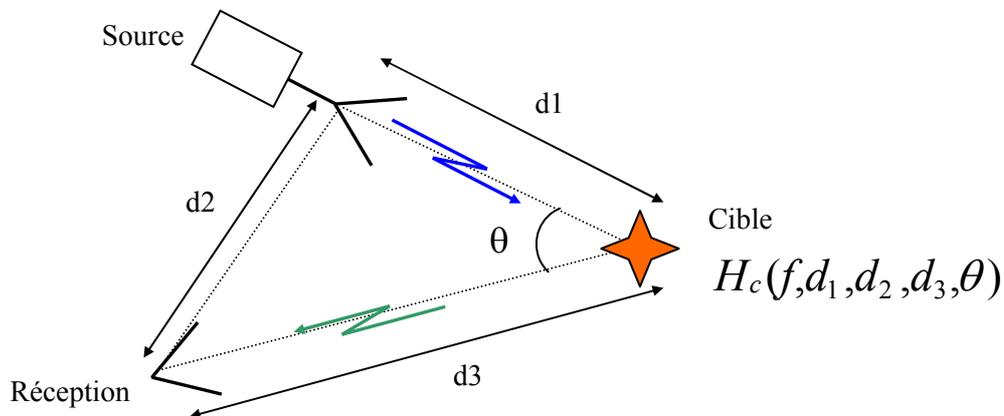


$$\Delta H_r = \left| H_r(f, \vec{d}) - H_r(f, \vec{d} + \Delta \vec{d}) \right| \quad \text{Equation II- 10}$$

Figure II- 4 : Incertitude de positionnement de l'antenne en direction de la cible

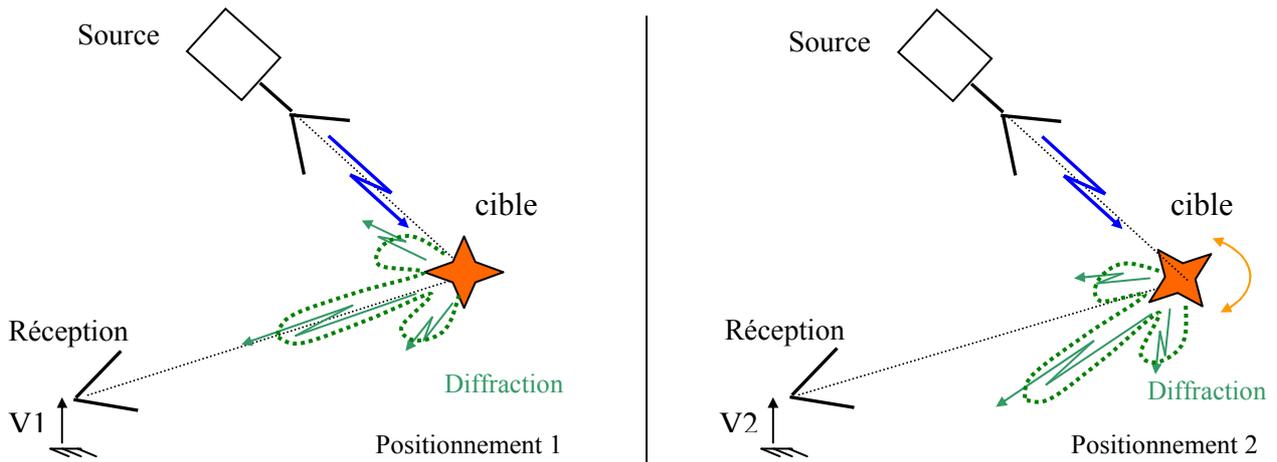
- Au niveau de la fonction de transfert de la cible, l'incertitude repose sur la précision avec laquelle est déterminé l'emplacement spatial de chaque élément du banc (cf Figure II-5), ainsi que sur l'exactitude du positionnement propre de la cible, qui influe sur les directions de diffraction (cf Figure II-5). Pour calculer la fonction de transfert de la cible, il faut connaître la direction du champ incident, la direction du champ diffracté ainsi que la

distance cible-réception ; pour cela il faut mesurer les paramètres d_1 , d_2 , d_3 , et θ (cf Figure II-6). L'incertitude sur la mesure de chacun de ces paramètres se répercute sur l'incertitude de la fonction de transfert. L'autre erreur possible réside sur le positionnement de la cible qui dépend de sa nature ; une variation d'angle d'assiette et/ou de gisement peut modifier le diagramme de diffraction de cette cible (exemple : plaque) et la tension en sortie d'antenne n'est plus la même. Pour avoir une incertitude faible, il faut un positionnement précis de la cible, et cela peut impliquer un support de cible sophistiqué et volumineux.



$$\Delta H_c = \left| H_c(f, d_1, d_2, d_3, \theta) - H_c(f, d_1 + \Delta d_1, d_2 + \Delta d_2, d_3 + \Delta d_3, \theta + \Delta \theta) \right| \quad \text{Equation II- 11}$$

Figure II- 5 : Paramètres géométriques à prendre en compte pour la détermination de la fonction de transfert de la cible



$$\Delta H_c = |H_c(f, d_1, d_2, d_3, \theta) - H_c(f, d_1 + \Delta d_1, d_2 + \Delta d_2, d_3 + \Delta d_3, \theta + \Delta \theta)| \quad \text{Equation II- 12}$$

Figure II- 6 : Influence du positionnement de la cible sur la mesure

Maintenant que la problématique générale de la mise en place du banc MICHELSON a été évoquée, il faut s'intéresser au choix de la cible, ainsi qu'au calcul des fonctions de transfert $H_r(f)$ et $H_c(f)$. La méthode pour remonter à la polarisation du champ incident sera également discutée dans la dernière partie de ce chapitre.

3. Etude générale de la diffusion de différents types de cible

3.1. Généralités sur la diffusion d'objets

Un objet éclairé par une onde électromagnétique rayonne un champ diffusé dans l'espace qui est fonction, des fréquences et de la polarisation de l'onde excitatrice, de la nature de l'objet et de la direction dans laquelle on observe ce champ diffusé. Lorsqu'une onde illumine une cible, des courants induits sont créés et circulent à sa surface. A l'image d'une antenne, la structure rayonne alors en retour une onde électromagnétique dans tout l'espace.

Lorsque l'onde incidente illumine la cible :

- une partie de l'onde est directement réfléchiée, on parle souvent d'onde spéculaire qui obéit aux lois de l'optique et qui dépend donc de l'angle d'incidence
- une partie de l'onde est absorbée (une partie de son énergie est transformée en chaleur à l'intérieur du matériau)
- une partie est diffractée dans toutes les directions par l'intermédiaire des courants induits.

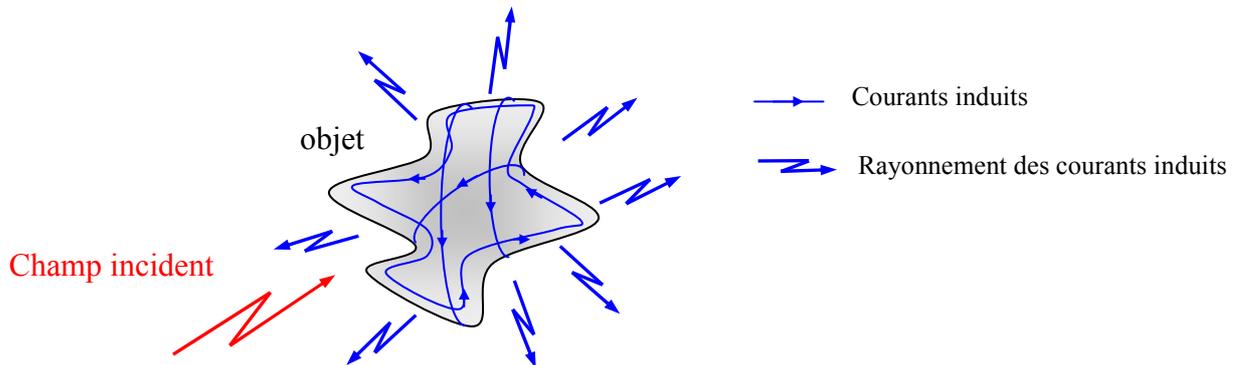


Figure II- 7 : Champ incident diffracté par une cible

La diffraction peut prendre différentes formes selon la dimension caractéristique de la cible (L) et la longueur d'onde incidente (λ). Trois zones de diffusion sont distinguées [28] :

- **Zone de Rayleigh** : $k.L < 1$ (où k représente le nombre d'onde : $k = \frac{2\pi}{\lambda}$)

Il s'agit de la région correspondant aux fréquences basses de l'onde excitatrice. Elle est caractéristique de tout objet dont la plus grande dimension est bien inférieure à la longueur d'onde. Dans ces conditions, il n'y a pas de variation significative de la phase du signal illuminant la cible sur toute la longueur de l'objet. Cette phase peut donc être considérée comme uniforme (champ quasi-statique). La même portion de l'onde illumine simultanément toutes les parties de la cible et la diffusion est alors appelée de type « Rayleigh ». Les particularités géométriques de la cible importent peu dans cette zone, le champ diffusé dépend avant tout du volume de l'objet.

- **Zone optique : $k.L > 10$**

Il s'agit de la région correspondant aux fréquences hautes de l'onde excitatrice, ce qui correspond au cas où la longueur d'onde incidente est très inférieure ou très inférieure aux dimensions caractéristiques de la cible. Dans ce cas, les interactions collectives entre les différentes parties de la cible deviennent faibles et la cible peut être assimilée à une somme finie de centres de diffusion indépendants. En diffusion hautes fréquences, chaque partie de l'objet illuminé réagit indépendamment du reste de la structure.

- **Zone de résonance : $1 < k.L < 10$**

Si les dimensions de la cible sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde incidente, la diffusion est du type « résonnant » ou « quasi résonnant ». C'est dans ce créneau que la prédiction est la plus difficile car à un instant donné, la phase de l'onde incidente n'est pas la même en tout point de la cible. Cette phase change de façon significative sur la longueur de la cible. La géométrie de la cible est déterminante car ses différentes parties interfèrent. Un effet de résonance peut, par exemple, se produire entre les ondes spéculaires et les ondes de surface engendrées par les courants induits, comme les ondes rampantes (cf *paragraphe 3.3.*) et les ondes progressives. Les ondes rampantes naissent autour de formes arrondies et se propagent le long de la structure en restant confinées au voisinage immédiat de la surface. Elles perdent de l'énergie au cours de leur propagation sur la surface de la structure. Les ondes progressives proviennent quant à elles d'une illumination sous faible incidence d'une forme fuselée ; elles se propagent sur toute la longueur de l'objet, et peuvent faire des aller-retours sur la surface de l'objet. De plus, les discontinuités telles que les pointes, angles, ou changements de courbure sont le siège de diffractions complexes (Figure II-8).

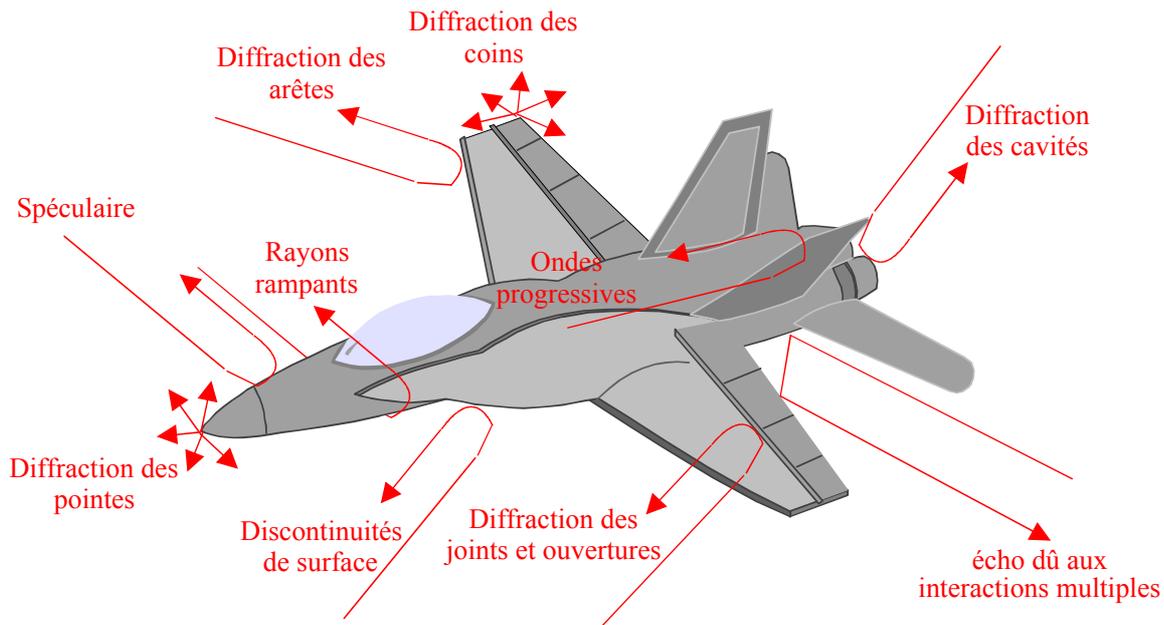


Figure II- 8 : Différents types de diffraction sur une cible

Du point de vue transitoire, la réponse temporelle d'un objet illuminé par une onde impulsionnelle, peut être dissociée en trois phases (Figure II-9) :

- la diffusion directe de l'onde à la surface,
- le régime entretenu lorsque l'onde balaie le corps de l'objet,
- le mode oscillant lorsque l'onde a dépassé la cible.

Les deux premières phases représentent le comportement impulsif de la réponse de la cible. Ce phénomène est la conséquence des contributions hautes fréquences de l'onde excitatrice. La dernière phase, dite « réponse retardée » quand l'onde excitatrice quitte la cible, est dominée par quelques sinusoïdes amorties. Ceci est la conséquence de l'oscillation libre des courants à la surface de la cible, quand l'onde a franchi la cible. Ces courants oscillent à des fréquences caractéristiques et diminuent de manière exponentielle. Ils sont fonction, entre autres, de la géométrie de l'objet et du matériau le composant et sont donc l'objet de phénomènes de résonance.

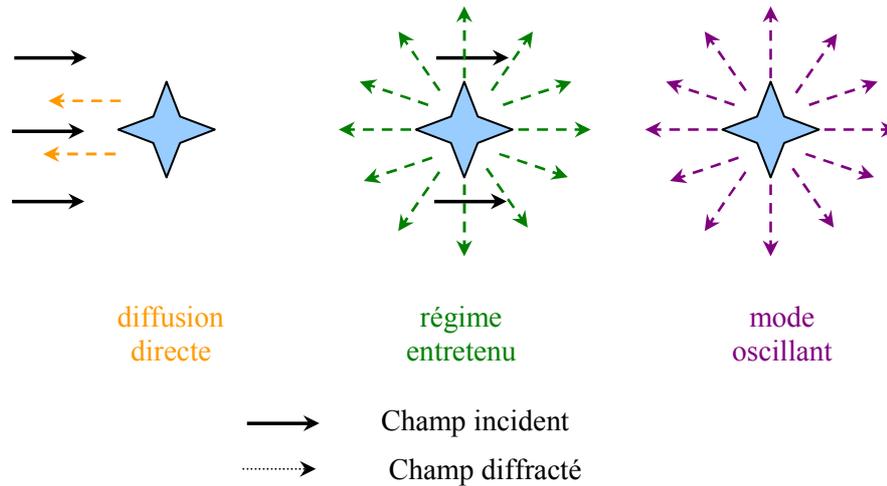


Figure II- 9 Réponse temporelle d'un objet illuminé.

3.2. Démarche suivie pour choisir une cible

La méthode MICHELSON repose sur l'utilisation de la diffusion d'une cible pour pouvoir remonter au champ incident, il est donc important de parfaitement connaître sa fonction de transfert $H_c(f)$.

L'étude de cibles avec des formes simples s'impose donc dans un premier temps, c'est pourquoi la diffraction de trois cibles élémentaires (une sphère, une plaque et un cylindre) est étudiée dans ce chapitre. Ces cibles sont métalliques pour favoriser le niveau de diffusion. L'étude menée doit permettre de comparer le niveau de diffraction en fonction du point d'observation et de la nature de la cible utilisée, aussi bien dans le domaine fréquentiel que dans le domaine transitoire. Cette étude doit également faire apparaître l'influence d'une erreur de positionnement ou de paramétrage (angle d'incidence, direction du champ diffracté...) sur la diffraction des cibles. Le but est au final de pouvoir choisir la cible la plus adéquate pour une expérimentation donnée.

La caractérisation de la diffraction d'une cible, et donc l'obtention de sa fonction de transfert $H_c(f)$, peuvent être réalisées à l'aide de différents outils : calculs analytiques, simulations, ou encore expérimentations. Dans le cadre de la mise en place du banc MICHELSON, les fonctions de transfert des cibles doivent être connues quelle que soit la direction de diffraction dans l'espace et sur une large bande de fréquence (typiquement [500MHz-10GHz]). Les simulations sont un moyen

simple de répondre à cette caractérisation quelle que soit la cible utilisée, les paramètres d'analyse étant fixés par l'utilisateur ; le temps de calcul est ensuite plus ou moins long suivant le volume traité et la finesse du maillage de discrétisation choisie. Les fonctions de transfert $H_c(f)$ dépendent de configurations et de paramètres spécifiques (nature, dimensions, et positionnement de la cible, direction de la diffraction, bande de fréquence donnée...) et ne sont déterminées expérimentalement qu'en dernier recours. La sphère est une cible dont la diffraction est parfaitement connue d'un point de vue analytique sur tout le domaine fréquentiel et quels que soient les paramètres d'étude, ce qui n'est pas le cas pour la plaque et le cylindre. Des calculs analytiques existent également pour définir la diffraction de ces deux dernières cibles [29], mais ceux-ci ne sont valables que pour certaines fréquences et que pour des conditions particulières (dimensions des cibles, direction d'incidence, direction de diffraction...), ils ne sont donc pas utilisables dans le cadre de cette étude.

Pour mener une étude comparative fiable dans des conditions équivalentes sur la diffraction de chaque cible envisagée, les simulations s'imposent comme le seul moyen d'analyse. Cependant la sphère étant une cible dont la diffraction est connue analytiquement, un programme a été développé pour déterminer sa fonction de transfert, permettant une alternative à l'utilisation des simulations. La formulation analytique de la diffraction de la sphère est détaillée dans la suite de ce paragraphe avant d'effectuer la comparaison par simulation électromagnétique des trois types de cible.

3.3. Réponse analytique d'une sphère

La sphère est une cible canonique dont les propriétés de diffraction sont bien connues en fonction de ses dimensions et de la fréquence. Mie a établi au début des années 1900 la solution exacte du champ diffusé par une sphère excitée par une onde plane harmonique. La Figure II-10 représente une sphère, placée dans un milieu linéaire, homogène et isotrope, de permittivité ϵ_0 et de perméabilité μ_0 .

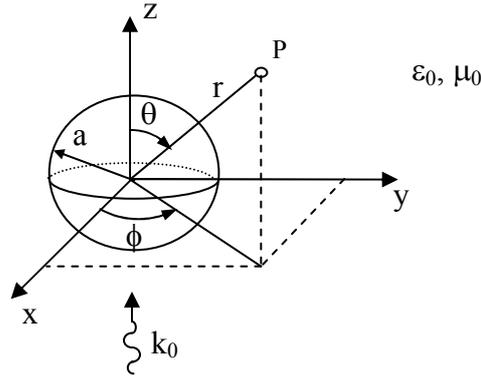


Figure II- 10 : Conventions prises pour l'étude de la diffraction d'une sphère

Dans cette représentation, les conventions suivantes ont été établies : un plan d'onde incident se propage suivant les z positifs, le champ électrique est polarisé suivant la direction x, la sphère est de diamètre a, et le point P dans le système de coordonnées sphériques (r,θ,φ) est le point en dehors de la sphère (r>a) pour lequel on cherche à déterminer le champ diffracté. Le champ incident est donc défini ainsi :

$$E_i = E_0 \cdot e^{-ik_0z+i\alpha t} \cdot \vec{x} \quad \text{Equation II- 13}$$

$$H_i = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_0 \cdot e^{-ik_0z+i\alpha t} \cdot \vec{y} = \frac{E_0}{\eta_0} \cdot e^{-ik_0z+i\alpha t} \cdot \vec{y} \quad \text{Equation II- 14}$$

avec : $k_0 = \frac{\omega}{c}$. Equation II- 15

c : célérité de la lumière , $\eta_0 = 120\pi$: impédance d'onde du vide

Si le point P est suffisamment éloigné de la sphère ($r \gg a$, approximation champ lointain), le champ diffusé par la cible peut s'écrire de la manière suivante [29][30] :

$$E_\theta^d(P) = \eta_0 \cdot H_\phi^d(P) = -E_0 \cdot \frac{e^{-ik_0r+i\alpha t}}{r} \cdot \frac{i}{k_0} \cdot \cos\phi \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \cdot \frac{dP_n^1(\cos\theta)}{d\theta} + b_n \cdot \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} \right] \quad \text{Equation II- 16}$$

$$E_\phi^d(P) = -\eta_0 \cdot H_\theta^d(P) = E_0 \cdot \frac{e^{-ik_0r+i\alpha t}}{r} \cdot \frac{i}{k_0} \cdot \sin\phi \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \cdot \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} + b_n \cdot \frac{dP_n^1(\cos\theta)}{d\theta} \right] \quad \text{Equation II- 17}$$

$P_n^1(\cos \theta)$ est le polynôme de Legendre associé de 1^{er} degré et d'ordre n. a_n et b_n sont des constantes qui dépendent uniquement des propriétés de la sphère et sont indépendantes de la direction de la diffraction. Dans le cas d'une sphère parfaitement conductrice [28], a_n et b_n sont :

$$a_n = \frac{k_0 a \cdot J_{n-1/2}(k_0 a) - n \cdot J_{n+1/2}(k_0 a)}{k_0 a \cdot H_{n-1/2}^{(2)}(k_0 a) - n \cdot H_{n+1/2}^{(2)}(k_0 a)} \quad \text{Equation II- 18}$$

$$b_n = \frac{J_{n+1/2}(k_0 a)}{H_{n+1/2}^{(2)}(k_0 a)} \quad \text{Equation II- 19}$$

$J_n(k_0 a)$ et $H_n^{(2)}(k_0 a)$ sont respectivement la fonction de Bessel cylindrique de 1^{ère} espèce et d'ordre n, et la fonction de Hankel cylindrique de seconde espèce et d'ordre n.

En pratique, on n'utilise pas une suite infinie de termes dans la solution. Le nombre N de termes retenus est du même ordre de grandeur que $\frac{3}{2} \cdot k_0 a$, pour s'approcher de la solution vraie [29]. Typiquement on utilise N=50 sur la bande [0-10GHz] pour des sphères de diamètre inférieur ou égal à 10cm.

Pour pouvoir programmer sous Matlab[®], la fonction de Legendre a dû être réécrite sous une forme particulière.

La fonction de Legendre de 1^e espèce, du 1^{er} degré et d'ordre n s'exprime ainsi :

$$P_n^1(x) = -\sqrt{1-x^2} \frac{d}{dx} P_n(x) \quad \text{Equation II- 20}$$

où $P_n(x)$ est le polynôme de Legendre. Ce polynôme est le suivant :

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \left[\frac{d^n}{dx^n} (x^2-1)^n \right] \quad \text{Equation II- 21}$$

En utilisant la décomposition de Newton, le polynôme de Legendre peut se mettre sous la forme suivante :

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \sum_{k=0}^{(n/2)^* \text{ ou } (\frac{n-1}{2})^{**}} C_n^k \cdot (-1)^k \cdot \frac{(2n-2k)!}{(n-2k)!} \cdot x^{n-2k} \quad \text{Equation II- 22}$$

avec $C_n^k = \frac{n!}{(n-k)!k!}$, * n pair, ** n impair

La fonction de Legendre peut alors s'exprimer de la manière suivante :

$$P_n^1(x) = -\sqrt{1-x^2} \cdot \frac{1}{2^n n!} \sum_{k=0}^{(n/2-1)^* \text{ ou } (\frac{n-1}{2})^{**}} C_n^k \cdot (-1)^k \cdot \frac{(2n-2k)!}{(n-2k-1)!} \cdot (x)^{n-2k-1} \quad \text{Equation II- 23}$$

On en déduit :

$$\forall n, P_n^1(\cos \theta) = -|\sin \theta| \cdot \frac{1}{2^n n!} \sum_{k=0}^{(n/2-1)^* \text{ ou } (\frac{n-1}{2})^{**}} C_n^k \cdot (-1)^k \cdot \frac{(2n-2k)!}{(n-2k-1)!} \cdot (\cos \theta)^{n-2k-1} \quad \text{Equation II- 24}$$

$$n=1 \Rightarrow \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} = -A \cdot \cos \theta \quad \text{Equation II- 25}$$

$$n \geq 2 \Rightarrow \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} = A \cdot \frac{1}{2^n n!} \cdot \left[\left(-\cos \theta \cdot \sum_{k=0}^{(n/2-1)^* \text{ ou } (\frac{n-1}{2})^{**}} C_n^k \cdot (-1)^k \cdot \frac{(2n-2k)!}{(n-2k-1)!} \cdot (\cos \theta)^{n-2k-1} \right) + \left(\sin^2 \theta \cdot \sum_{k=0}^{(n/2-1)^* \text{ ou } (\frac{n-1}{2}-1)^{**}} C_n^k \cdot (-1)^k \cdot \frac{(2n-2k)!}{(n-2k-2)!} \cdot (\cos \theta)^{n-2k-2} \right) \right] \quad \text{Equation II- 26}$$

avec $A = 1$ si $0 \leq \theta < \pi$
 $A = -1$ si $\pi \leq \theta < 2\pi$

La fonction de transfert de la sphère est déterminée en effectuant le rapport du champ diffracté pour une composante donnée (équations II-16 et II-17) sur le champ incident (équation II-13) :

$$H_c(f,P) = \frac{E^d(f,P)}{E_i(f)} \quad \text{Equation II- 27}$$

On présente sur la Figure II-11 la fonction de transfert réduite d'une sphère obtenue en monostatique ($\theta=\varphi=\pi$), en fonction du nombre d'onde k_0 ($2\pi/\lambda$) et de son rayon a . Les fonctions de transfert obtenues en bistatique ont des évolutions fréquentielles similaires.

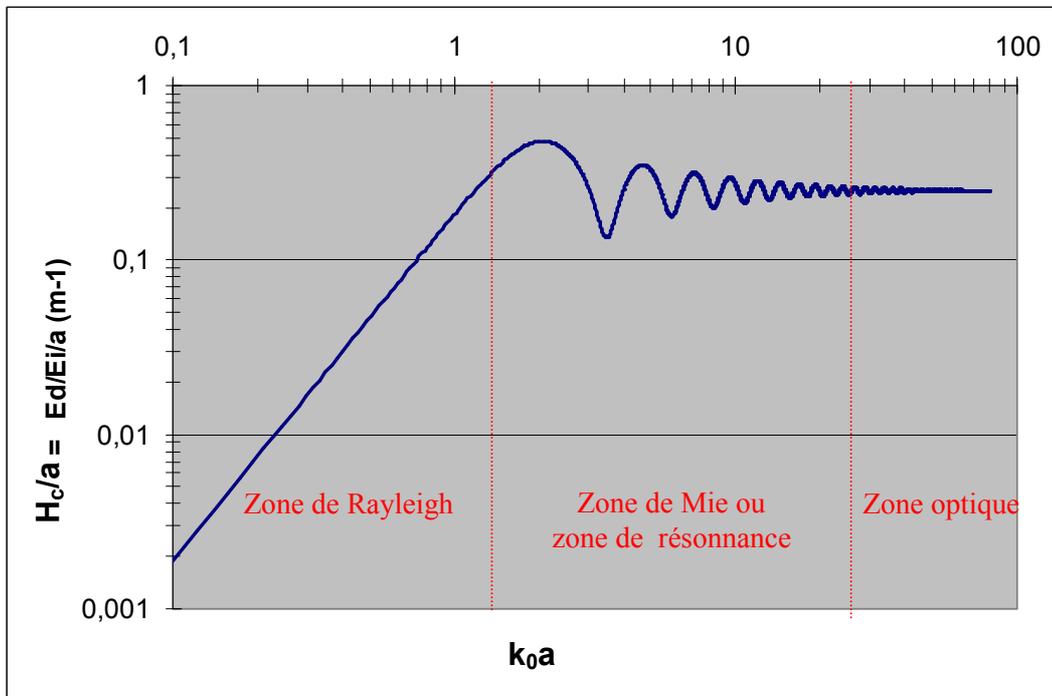


Figure II- 11 : Fonction de transfert réduite d'une sphère métallique en monostatique normalisée à 1m en fonction de k_0a (k_0 : vecteur d'onde et a : rayon de la sphère)

On retrouve les trois zones de diffraction évoquées dans le *paragraphe 2.2.* :

- la zone de Rayleigh ; dans cette région la circonférence de la sphère est inférieure à la longueur d'onde incidente. La fonction de transfert de la sphère dépend de son volume et varie en fonction du carré de la fréquence ($H_{c1m}(f) \approx \frac{k^2}{\pi} \cdot V$ où V est le volume de la sphère).

- la zone de résonance, également appelée zone de Mie. Dans cette zone, la circonférence de la sphère est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. Elle correspond à une région où les oscillations de la fonction de transfert sont prédominantes, ces oscillations décroissent en fonction de ka . Ce comportement oscillatoire est dû à l'interférence tantôt constructive, tantôt destructive entre l'onde engendrée par la réflexion spéculaire sur la fraction illuminée de la sphère, et les ondes rampantes qui font le tour de la sphère. L'existence de telles ondes a été établie par Frantz et Depperman [31]. Ces ondes sont dites rampantes car elles se propagent le long de la sphère en restant confinées au voisinage immédiat de sa surface. Elles prennent naissance à la frontière d'ombres, là où l'onde plane atteint la sphère en incidence rasante (cf Figure II-12).

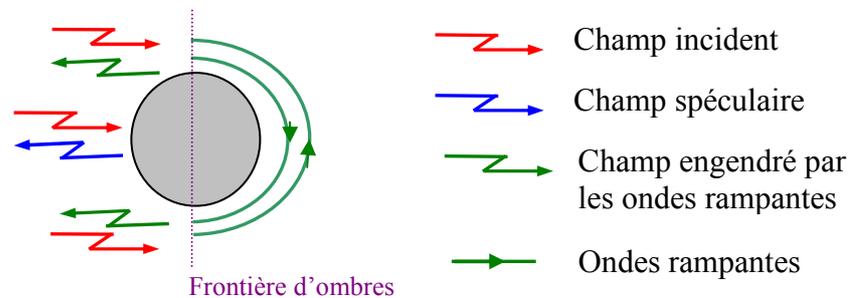


Figure II- 12 : Ondes rampantes engendrées à la frontière d'ombre de la sphère.

Le rayonnement par ondes rampantes se produit après que cette onde ait parcouru une demie circonférence de sphère. Par rapport à la réflexion spéculaire sur la face illuminée, le rayonnement de l'onde rampante présente un retard Δt donné approximativement par la relation :

$$\Delta t = (2 + \pi) \frac{a}{c} \quad \text{Equation II- 28}$$

Une description plus complète des ondes rampantes est donnée dans la référence [30], notamment sur leurs variations en fonction de la polarisation de l'onde incidente.

- La zone optique, où l'amplitude du signal rampant à la surface de l'objet décroît rapidement lorsque la fréquence du signal excitateur augmente. L'influence des ondes rampantes devient négligeable dans cette zone, car elles sont très rapidement atténuées à la surface de la sphère. Il ne subsiste alors que le phénomène de réflexion à la surface éclairée de la cible. La fonction de transfert réduite de la cible est alors une constante.

3.4. Comparaisons des champs diffractés par trois types de cible

Pour déterminer quel type de cible est le plus adapté à une expérimentation donnée, il faut étudier pour chacune d'entre elles leurs caractéristiques de diffraction. C'est pourquoi les trois cibles métalliques (sphère, plaque et cylindre) présentées dans le paragraphe précédent, ont fait l'objet de simulations sous le logiciel CST Microwave Studio (solveur temporel avec des résultats donnés sous forme harmonique ou transitoire). Dans ces simulations, les cibles ont été éclairées par un champ incident, et le champ diffracté résultant a pu être observé dans différentes directions de l'espace. Ces simulations ont pour but de faire une analyse globale du champ diffracté en bistatique pour des configurations simples.

3.4.1. Paramétrage des simulations

Pour ces simulations, le champ incident qui illumine la cible est polarisé suivant l'axe des x positifs et se propage sous forme d'onde plane suivant l'axe des z croissants. La diffraction de la cible est étudiée dans un cas simple où l'on se place dans le plan yOz .

Les caractéristiques des cibles sont les suivantes :

- une sphère parfaitement métallique de 8cm de diamètre
- une plaque parfaitement métallique de section carrée de 8cm de côté et de 2mm d'épaisseur
- un cylindre parfaitement métallique de 8cm de diamètre et de 8cm de longueur.

Dans le cadre de la mise en place du banc MICHELSON, des expérimentations préliminaires ont été menées dans le hall technique du laboratoire XLIM et ont permis de fixer l'ordre de grandeur des dimensions de cible (environ 10cm) à utiliser pour les futures expérimentations bas niveaux de validation de la méthode. C'est pourquoi la dimension caractéristique de 8cm a été choisie pour ces simulations. Les surfaces illuminées de ces trois cibles sont similaires, ce qui permet une étude comparative sur le niveau d'amplitude du champ diffracté.

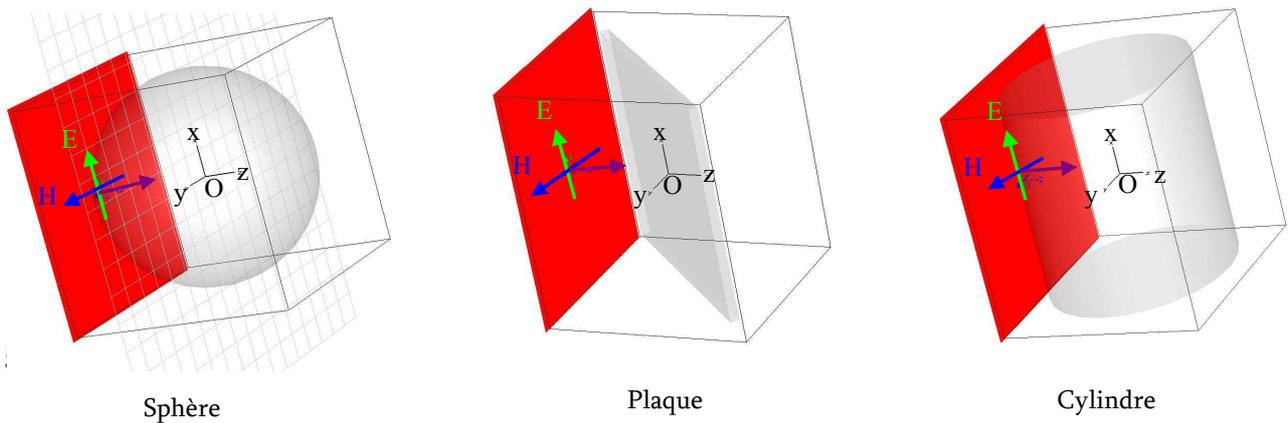


Figure II- 13 : Configuration du champ incident pour les différentes simulations.

Les cibles sont placées au centre du repère cartésien. L'axe du cylindre est orienté suivant l'axe des x. La plaque, quant à elle, est orthogonale au plan yOz , et a été placée de manière à former un angle de 67.5° avec l'axe des z. Le but est de permettre une étude bistatique avec un angle de réflexion de 45° par rapport à la direction d'incidence si l'on raisonne en optique géométrique, comme le montre la figure II-14 :

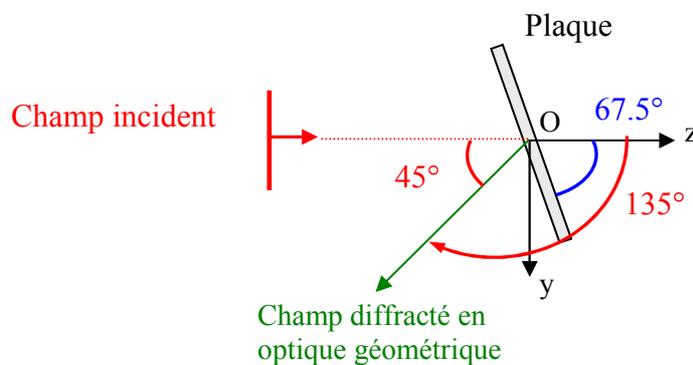


Figure II- 14 : Orientation de la plaque pour les simulations (coupe dans le plan yOz)

Deux types de simulation sont menés :

- des simulations en harmonique, pour observer les diagrammes de diffraction des cibles dans le plan yOz pour différentes fréquences : 300MHz, 500MHz, 1GHz, 2GHz, 5GHz, 8GHz.

- des simulations en transitoire, pour étudier le comportement temporel du champ diffracté. Le champ incident utilisé pour illuminer les cibles est un champ large bande impulsionnel dont les allures temporelle et fréquentielle sont données sur la Figure II-15. Ce champ excitateur couvre une bande [0.5GHz-1.8GHz] à -10dB , et se caractérise par un étalement temporel d'environ 2ns. Les caractéristiques de ce signal correspondent à celles qui seront utilisées en conditions expérimentales pour les mesures de validation de la méthode MICHELSON dans le hall technique de CISTEME.

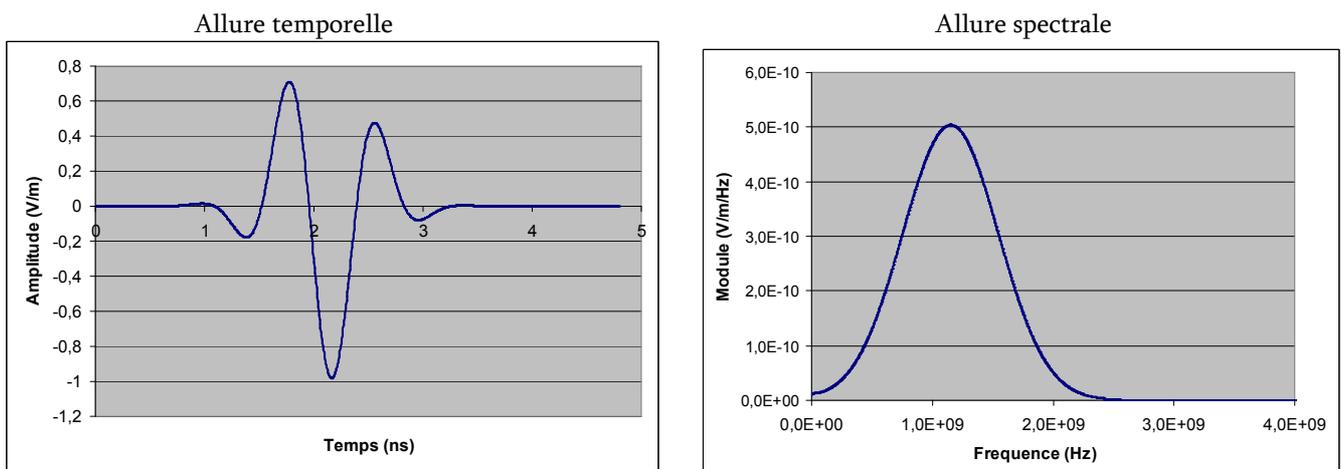


Figure II- 15 : Allures temporelle et fréquentielle du champ incident utilisé pour les simulations en transitoire.

L'étude de la diffraction pour ces deux types de simulation se fait dans le plan yOz , en faisant varier l'angle d'observation θ de 0° à 360° , sachant que 180° correspond au cas monostatique (cf Figure II-16). Comme le champ incident est polarisé suivant la composante x , le champ diffracté est également relevé suivant la composante x . De plus, il est relevé en condition de champ lointain, mais pour une question de normalisation, il est ramené à 1m. La plage angulaire d'étude la plus intéressante est située entre 90° et 270° car elle correspond aux positions potentielles de la réception permettant d'éviter le rayonnement direct de la source.

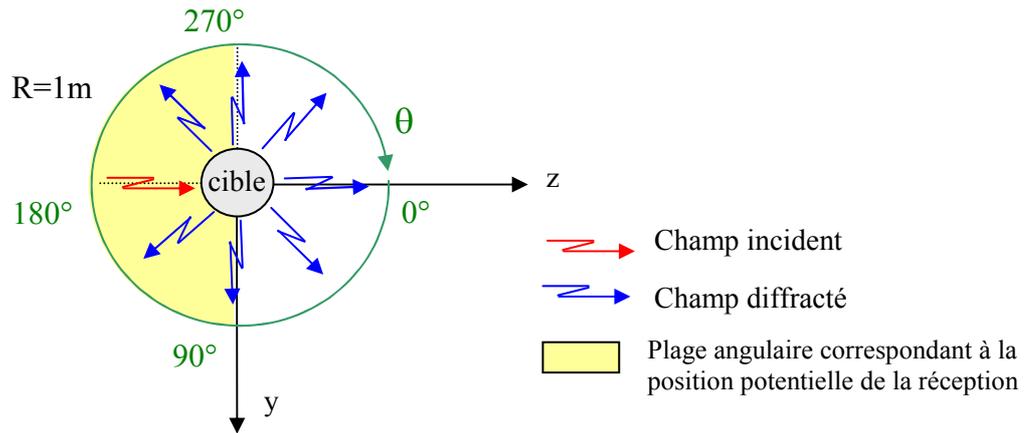


Figure II- 16 : Orientation de la plaque pour les simulations (coupe dans le plan yOz)

3.4.2. Réponses harmoniques

Les diagrammes donnés dans cette partie correspondent aux fonctions de transfert des cibles étudiées en fonction de l'angle d'observation de la diffusion (cf Figure II-17). Ces fonctions de transfert correspondent au rapport entre le champ diffusion et le champ incident orientés suivant \vec{x}

$(H_c(f,P) = \left| \frac{E_{dx}(f,P)}{E_{ix}(f)} \right|)$. Dans ces diagrammes, seul le module des fonctions de transfert est

représenté et non les phases, car ici on s'intéresse avant tout au niveau d'amplitude du champ diffusé.

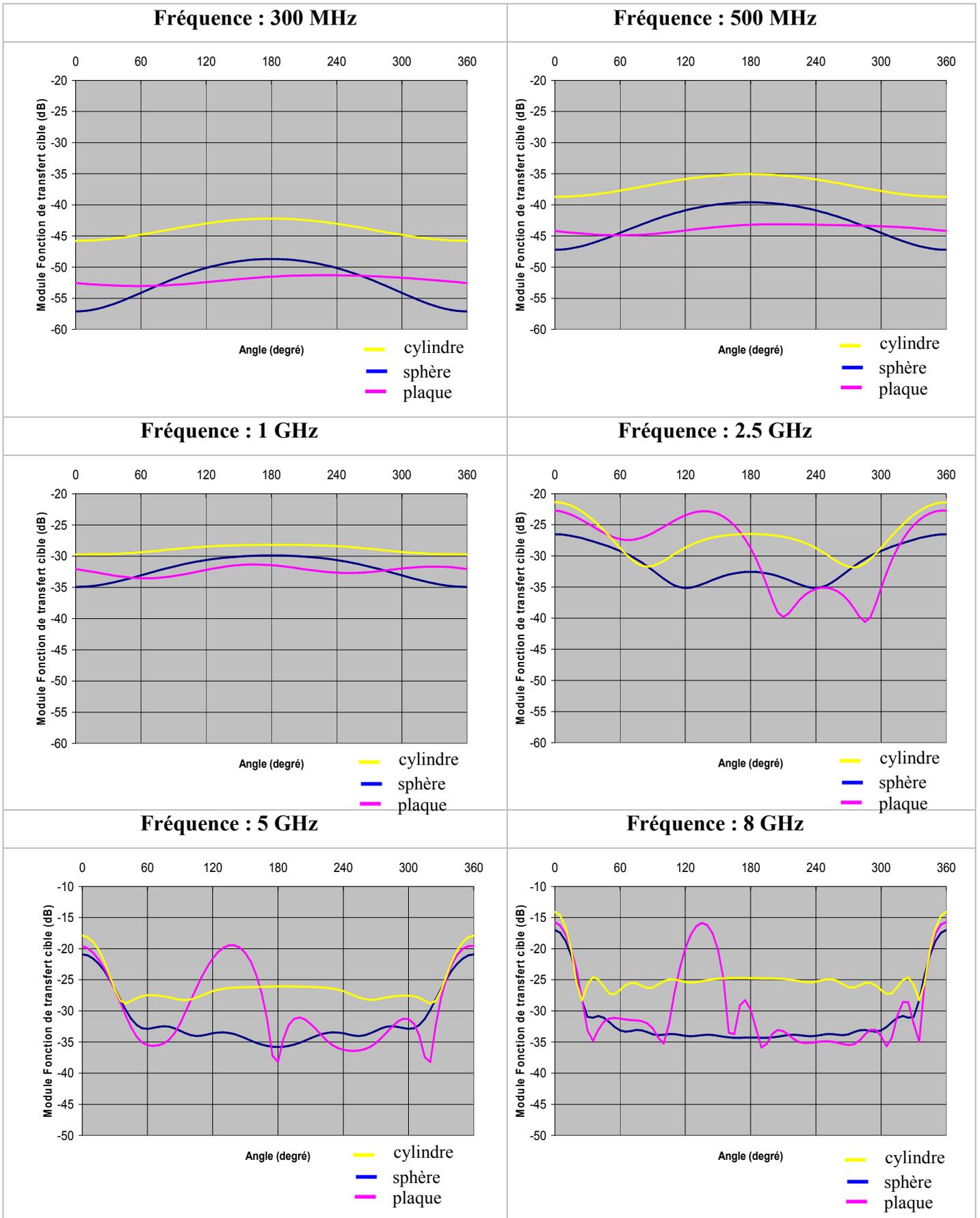


Figure II- 17 : Fonctions de transfert des cibles dans le plan yOz en fonction de la fréquence

Compte tenu de la symétrie de la sphère et du cylindre, leurs fonctions de transfert dans le plan yOz sont également symétriques, ce qui n'est pas le cas pour la plaque. Le niveau de diffraction pour ces cibles augmente rapidement avec la fréquence jusqu'à 1GHz, car on se situe dans la zone de Rayleigh. (cf *Séries de MIE* Figure II-11, $f=1\text{GHz}$, $a=0.04\text{m}$, $ka\approx 0.8$)

Le niveau de champ diffracté par une sphère reste inférieur à celui diffracté par le cylindre quelle que soit la fréquence, l'écart constaté varie de 5 à 10 dB. La variation des fonctions de transfert pour ces deux cibles est peu marquée en fonction de l'angle d'observation, on ne constate pas de pic brutal de diffraction. Cette variation lente en fonction de l'angle peut être un avantage pour diminuer l'incertitude de mesure liée au positionnement de la cible.

La diffraction de la plaque, quant à elle, a un comportement très différent suivant que l'on se situe en hautes ou en basses fréquences. Jusqu'à 1GHz, le niveau de champ diffracté reste faible par rapport à celui du cylindre et de la sphère, et l'évolution angulaire se fait lentement sans apparition de lobes. Par contre à partir de 2.5GHz, on voit apparaître des variations importantes autour de 135° . Cet angle correspond à l'angle de réflexion défini par l'optique géométrique. Plus la fréquence augmente, plus l'amplitude de ce lobe est élevée, malheureusement l'incertitude de mesure augmente en cas d'un mauvais positionnement.

Si on fait une analyse purement quantitative, on peut s'apercevoir que le niveau de diffraction est très faible à basses fréquences. A 300MHz, ce niveau est d'environ -50 dB pour la plaque et la sphère, c'est à dire qu'on ne récupère que 0.3% du champ incident. Pour cette même fréquence, le niveau de diffraction du cylindre est inférieur à -40 dB, ce qui représente 1% du champ incident. Quand on monte en fréquence, ce niveau de diffraction augmente quelle que soit la cible utilisée. A 8GHz, la fréquence la plus haute de cette étude, la sphère permet d'obtenir un niveau de champ diffracté de -35 dB, et le cylindre un niveau de -25 dB, soit respectivement 1.8% et 5.6 % du champ incident. On relève avec la plaque un niveau de diffraction de -15 dB (18% du champ incident) sur le lobe de diffraction, mais ce niveau retombe à -35 dB en dehors.

3.4.3. Réponses transitoires

Pour ces simulations dans le domaine temporel, on s'intéresse à l'évolution du champ diffracté (condition de champ lointain normalisé à 1 mètre) pour 6 angles précis de diffraction : 105° , 120° , 135° , 150° , 165° et 180° (cf Figure II-18). Ces angles correspondent à des positions envisageables de la réception en condition expérimentale. La composante selon \vec{x} du champ diffracté est relevée pour chacune de ces positions. Les caractéristiques du champ qui illumine la cible ont été présentées sur la Figure II-15, *paragraphe 3.4.1*.

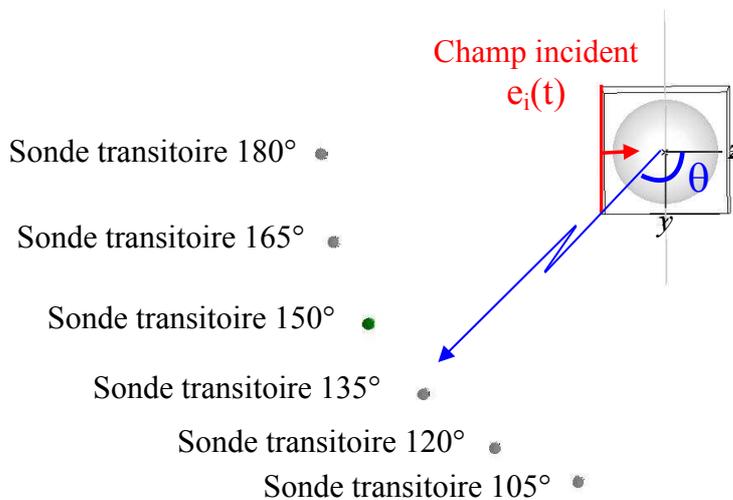


Figure II- 18 : Placement des sondes de mesure pour les simulations transitoires (coupe dans le plan yOz)

Dans cette partie, on analyse uniquement l'évolution temporelle du champ diffracté en fonction de la position.

Les résultats obtenus par simulation sur la diffraction du champ par les trois types de cibles sont donnés sur la Figure II-19, et les caractéristiques transitoires sont reportées dans le Tableau II-1. Pour donner un ordre de grandeur du champ diffracté par rapport au champ incident, on rappelle que le niveau crête à crête de ce dernier est de $1.7V/m$ (cf Figure II-15).

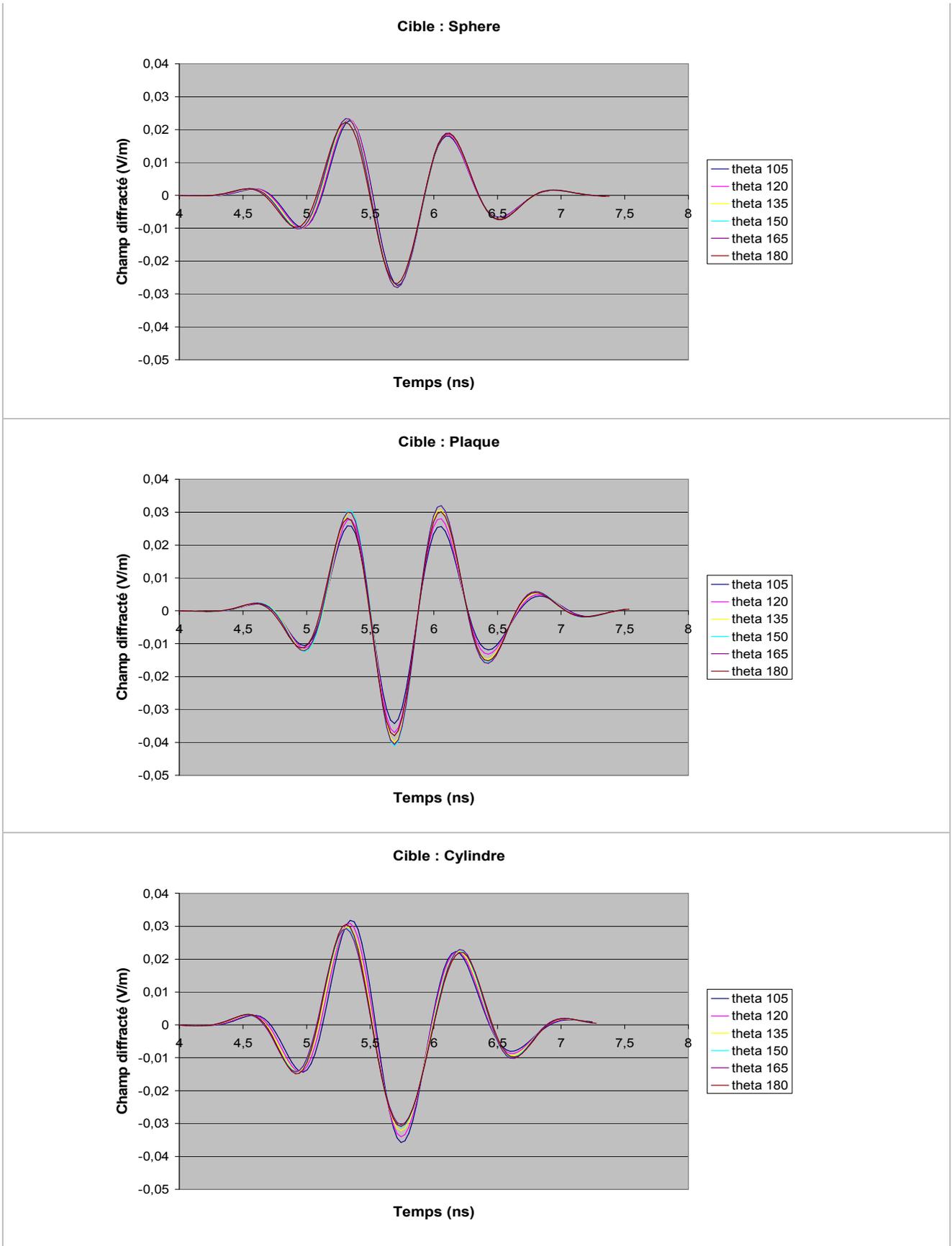


Figure II- 19 : Réponses transitoires des cibles en fonction de l'angle d'étude

		105°	120°	135°	150°	165°	180°
Champ crête à crête (mV/m)	Sphère	50.1	51.2	51.2	51.2	51.5	49.0
	Plaque	60.1	65.0	70.7	73.1	72.7	68.7
	Cylindre	67.6	64.9	62.1	60.5	59.6	61.5
Étalement temporel (ns)	Sphère	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0
	Plaque	3.2	3.2	3.2	3.2	3.2	3.2
	Cylindre	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0

Tableau II- 1: Caractéristiques transitoires des réponses des cibles en fonction de l'angle d'étude pour un champ incident de 1.7V/m crête à crête

La Figure II-19 montre que les formes temporelles des champs diffractés pour une cible donnée sont quasiment identiques quelque soit l'angle d'observation, seul le niveau de champ varie en fonction de l'angle. Par contre d'une cible à une autre, les signatures ont des allures légèrement différentes, mais l'étalement temporel reste du même ordre de grandeur (3.5ns alors que la durée du champ incident est d'environ 2ns).

Pour la sphère, le niveau de diffraction évolue peu en fonction de la plage angulaire étudiée. La diffraction est maximale à 165° et minimale à 180° ; l'écart de niveau entre ces deux positions est inférieur à 5%. Le niveau de champ diffracté par la sphère est cependant faible par rapport à ceux diffractés par la plaque et le cylindre ; on constate des écarts sur les maximums de respectivement 35% et 27%.

Le niveau de diffraction de la plaque évolue en fonction de l'angle d'observation, ces variations sont relativement importantes. Le champ diffracté maximal est obtenu pour 150° et le champ minimal est situé à 105°, la différence de niveau entre ces deux angles est de l'ordre de 20%. L'angle de diffraction maximale n'est pas situé à 135° comme l'aurait prévu l'optique géométrique. Cette constatation est liée au champ exciteur utilisé dont la bande passante est inférieure à 2GHz. Le comportement basses fréquences d'une plaque n'obéit pas aux lois de l'optique géométrique, comme l'a montré l'étude harmonique précédente. On peut voir que la plaque est la cible qui permet d'avoir globalement des niveaux de diffraction les plus importants. Ceci est en accord avec l'étude harmonique précédente (cf Figure II-17), le contenu spectral du champ incident autour de

2GHz fait qu'on se situe dans le lobe de diffraction de la plaque dont le niveau est supérieur au niveau de diffraction des deux autres cibles.

Le cylindre permet d'avoir une diffraction qui varie légèrement en fonction de la plage angulaire mais le niveau diffracté reste inférieur à celui de la plaque. Le maximum de diffraction est obtenu à 105°. Plus l'angle augmente, plus le niveau baisse jusqu'à atteindre un minimum à 165°. On constate un écart de 13% sur les niveaux obtenus pour ces deux positions.

La plaque est la cible qui permet d'obtenir les champs diffractés les plus importants, mais aussi les plus dépendants de l'angle d'observation. La diffraction de la sphère évolue peu en fonction de la plage angulaire étudiée, mais les niveaux obtenus en réception sont relativement faibles. Le cylindre apparaît comme la cible intermédiaire comparée aux deux autres pour son niveau de diffraction et pour la variation de la diffraction en fonction de l'angle.

D'un point de vue quantitatif, on constate que quelles que soient la cible et la position de la réception, le niveau de champ diffracté représente moins de 5% de celui du champ incident. Cette proportion (-26dB) concorde avec l'analyse harmonique du paragraphe précédent, par exemple pour la fréquence centrale du spectre du champ incident à 1GHz.

3.5. Influence des incertitudes de positionnement sur la mesure du champ diffusé

Les incertitudes sur la mesure du champ diffracté sont liées d'une part à l'incertitude sur la détermination des paramètres géométriques de la configuration expérimentale entre la source, la cible et la réception (cf Figure II-5, *paragraphe 2.2.*), et d'autre part à l'incertitude sur le positionnement propre de la cible (cf Figure II-6).

Des simulations sont menées pour vérifier l'influence de ces incertitudes sur le champ diffracté ; ceci permet de vérifier quel type de cible est le moins sensible aux erreurs de positionnement. Le champ diffracté étant directement relié à la fonction de transfert de la cible, une erreur sur celui-ci affectera les résultats obtenus au final avec la méthode MICHELSON, il est donc important de pouvoir quantifier l'influence de ces incertitudes de positionnement.

3.5.1. Influence du positionnement du système de réception et de l'angle d'incidence du champ sur la cible

Pour déterminer la fonction de transfert d'une cible avec la méthode MICHELSON, il faut connaître la direction du champ incident, la direction du champ diffracté, et la distance entre la cible et le système de réception

L'incertitude sur la distance R entre la cible et l'antenne de réception influe peu sur le champ diffracté. En général, on mesure le champ diffracté à une distance R (quelques mètres) suffisamment importante pour respecter les conditions de champ lointain. Pour ces distances, le niveau décroît en $\frac{1}{R}$, et l'incertitude ΔR (quelques centimètres) étant faible devant R , le niveau de champ varie peu en fonction de cette incertitude :

$$\text{Pour } R \gg \Delta R \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{R} \approx \frac{1}{R + \Delta R} \quad \text{Equation II- 29}$$

En pratique, il n'est pas toujours simple d'évaluer la direction du champ incident et la direction du champ diffracté, et donc de connaître l'angle formé par ces deux directions. Cette donnée est pourtant importante dans la détermination de la fonction de transfert de la cible. L'influence de cette incertitude a été étudiée en simulation, en la traduisant par une erreur d'incidence sur la cible (cf Figure II-20). Le but est d'analyser les conséquences sur le champ diffracté et ceci selon la cible utilisée.

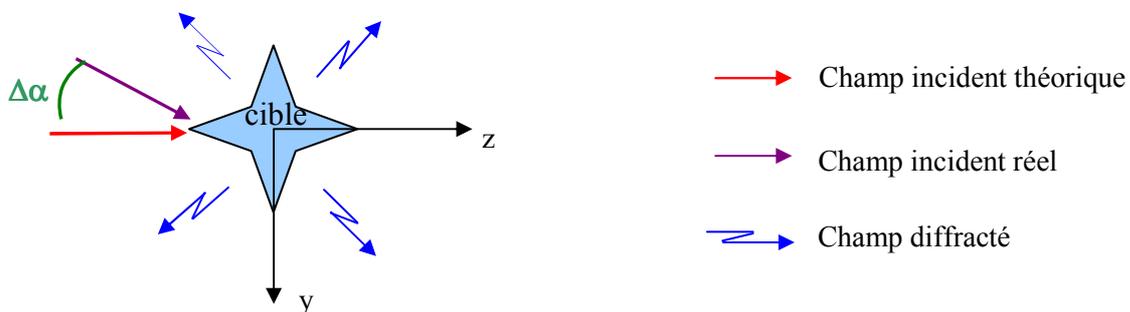


Figure II- 20 : Incertitude sur la direction du champ incident (exemple pris pour la coupe dans le plan yOz)

Les simulations respectant les mêmes critères que dans le paragraphe 3.4. ont été réalisées (harmoniques et transitoires) en intégrant la modification de direction du champ incident de $\Delta\alpha$ de 5 degrés.

- **Simulations harmoniques**

Les résultats suivants ont été obtenus en simulation harmonique en modifiant l'angle d'incidence ($\Delta\alpha$) de cinq degrés :

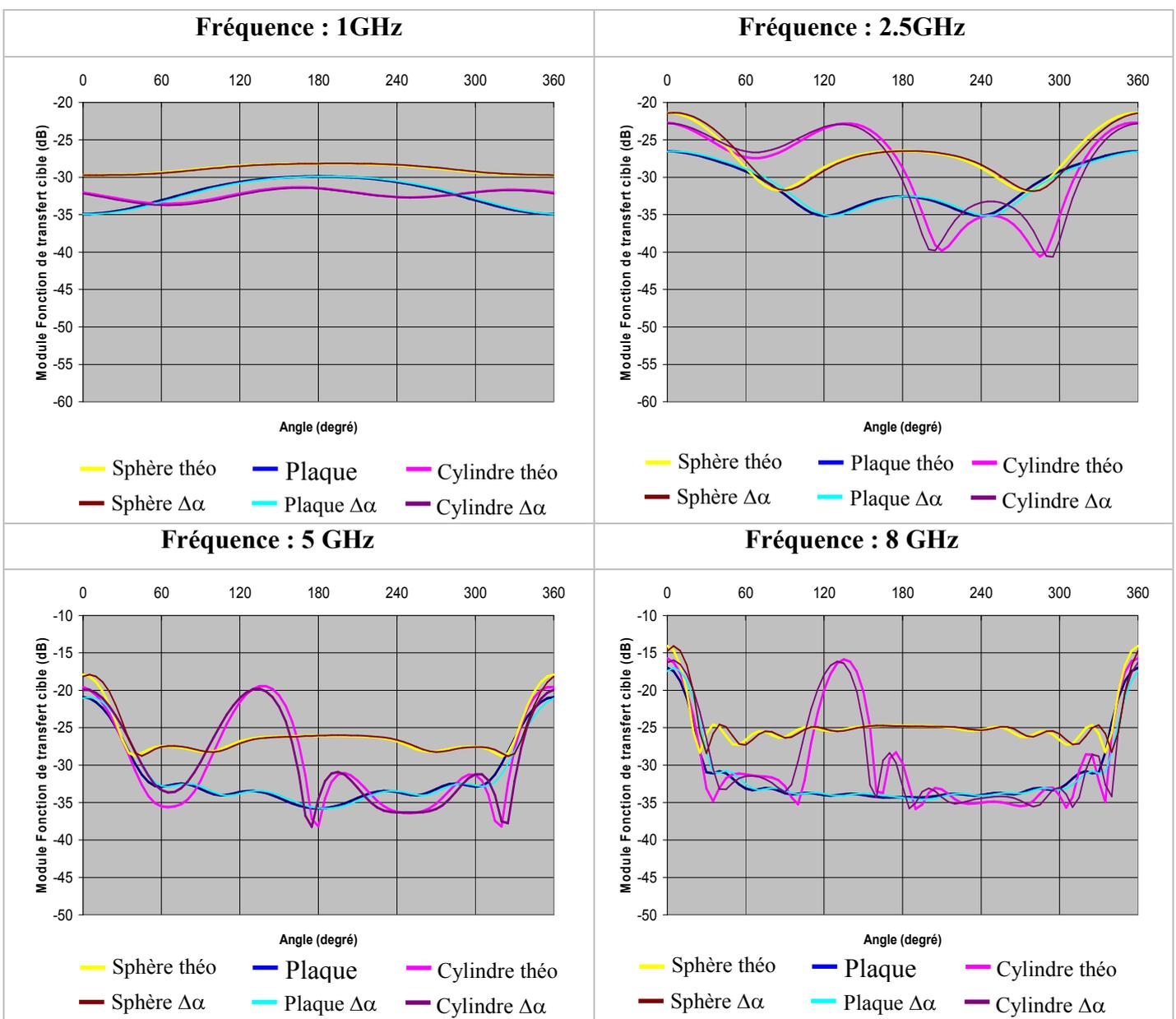


Figure II- 21 : Fonction de transfert des cibles en fonction de la direction du champ incident

Les résultats en dessous de 1GHz ne sont pas représentés car il n'y a aucune différence entre les champs diffractés par le champ de référence et par le champ modifié de $\Delta\alpha$. Les diffractions de la sphère et du cylindre sont peu influencées par cette modification d'incidence, on ne constate pas de variations importantes quelque soit l'angle, même à hautes fréquences, cela est dû à la symétrie de révolution de ces cibles. Ce n'est pas le cas pour la plaque ; si autour de 1GHz on constate peu de changements, les variations sont ensuite de plus en plus importantes avec la fréquence qui augmente. On aperçoit notamment un décalage angulaire entre la diffraction théorique et la diffraction obtenue avec le décalage de $\Delta\alpha$, avec de légères variations de niveaux pour les lobes de diffraction.

La plaque est donc un élément pour lequel le positionnement joue sensiblement sur la diffraction à hautes fréquences. L'incertitude de positionnement devient importante pour les angles proches de la réflexion géométrique. Les diffractions du cylindre et de la sphère sont beaucoup moins influencées par l'incertitude sur l'angle d'incidence.

- **Simulations transitoires**

Les simulations transitoires ont permis d'obtenir les allures temporelles des champs diffractés pour les différentes cibles en tenant compte du décalage d'incidence $\Delta\alpha$. Ces formes temporelles ne sont pas données dans cette partie, car leurs formes sont identiques à celles obtenues avec l'incidence théorique dans le *paragraphe 3.4.3*.

Une étude comparative des niveaux de diffraction entre incidence théorique et incidence modifiée de $\Delta\alpha$ a été effectuée et les résultats obtenus sont présentés dans le tableau ci-après.

		105°	120°	135°	150°	165°	180°
Sphère	Champ cc (mV/m) Incidence théorique	50.1	51.2	51.2	51.2	51.5	49.0
	Champ cc (mV/m) Incidence $\Delta\alpha$	49.6	50.6	50.9	51.2	51.4	48.9
	écart	+1.0%	+1.2%	+0.6%	0%	+0.2%	+0.2%
Plaque	Champ cc (mV/m) Incidence théorique	60.1	65.0	70.7	73.1	72.7	68.7
	Champ cc (mV/m) Incidence $\Delta\alpha$	59.1	63.7	69.0	71.2	70.7	66.3
	écart	+1.7%	+2.0%	+2.4%	+1.3%	+2.8%	+3.6%
Cylindre	Champ cc (mV/m) Incidence théorique	67.6	64.9	62.1	60.5	59.6	61.5
	Champ cc (mV/m) Incidence $\Delta\alpha$	68.3	65.5	62.7	60.8	59.7	61.3
	écart	-1.0%	-0.9%	-1.0%	-0.5%	-0.2%	+0.3%

CC : crête à crête

Tableau II- 2 : Comparaison des réponses transitoires des cibles suivant l'angle d'incidence du champ incident pour différents angles de diffraction

Les écarts constatés en fonction de l'angle d'incidence montrent que cette variation d'angle $\Delta\alpha$ de 5° influe peu sur le niveau de champ diffracté. Les écarts constatés sont de l'ordre de 1% pour la sphère et le cylindre, et inférieurs à 4% pour la plaque sur la plage angulaire d'étude.

Pour des signaux ULB dont la bande de fréquence est globalement inférieure à 2GHz, une légère erreur sur l'angle d'incidence a peu d'influence sur le niveau de diffraction pour les dimensions de cibles étudiées.

3.5.2. Influence du positionnement propre de la cible

La diffraction dans l'espace d'une cible pour un emplacement donné dépend de son positionnement suivant les trois degrés de rotation dans l'espace (Ω_x , Ω_y et Ω_z , cf Figure II-22). Mis à part dans le cas de la sphère (parfaite symétrie suivant les trois dimensions), il est important d'analyser l'influence de ces rotations sur la mesure du champ diffracté.

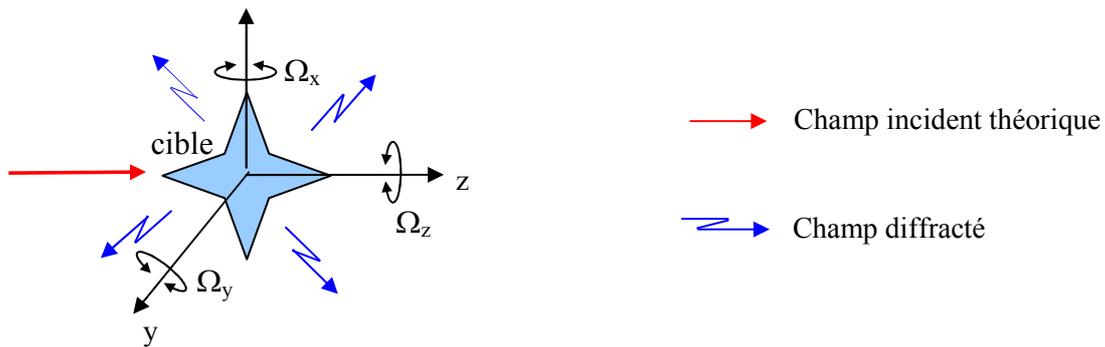


Figure II- 22 : Incertitude sur le positionnement de la sphère

Des simulations dans les mêmes conditions qu'au *paragraphe 3.4.* ont été menées sur la plaque et le cylindre en modifiant leurs angles de rotation Ω_y et Ω_z de +5 degrés (cf Figure II.23) ; les résultats sur les champs diffractés sont comparés avec ceux du positionnement de référence.

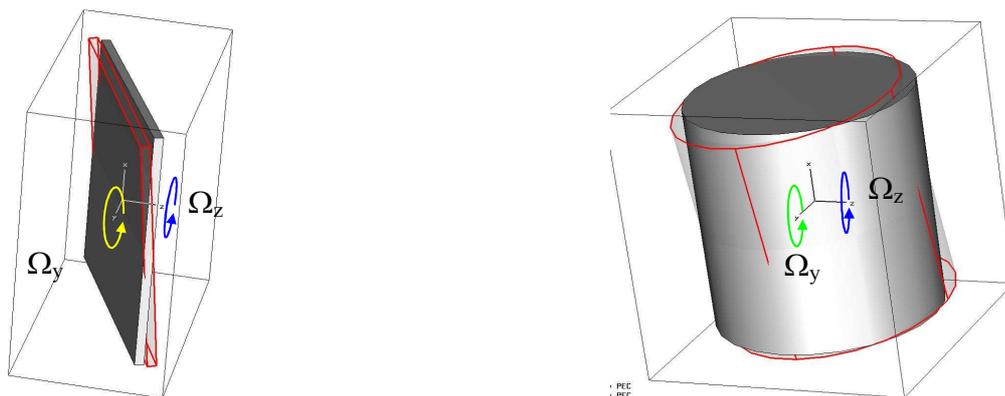


Figure II- 23 : Plaque et cylindre modifiés de $\Omega_y +5^\circ$ et $\Omega_z +5^\circ$ pour les simulations

• Réponses harmoniques

Les simulations harmoniques tenant compte de la modification des angles de rotation Ω_y et Ω_z de +5 degrés des cibles ont abouti aux résultats suivants(Figure II-24) :



Figure II- 24 : Fonction de transfert des cibles en fonction de leurs positionnements

Jusqu' à 1GHz, la modification de Ω_y et Ω_z de +5 degrés n'a quasiment aucune influence sur la diffraction des deux cibles. A partir de 2.5 GHz des modifications commencent à apparaître sur le diagramme de diffraction de la plaque, on distingue notamment un décalage du lobe principal. Plus la fréquence augmente, plus le niveau de ce lobe diminue par rapport au positionnement initial, avec une différence pouvant atteindre 3.5dB à 8GHz. Si on se place à la position 135°(angle de la

réflexion géométrique) à 8GHz, on constate qu'on peut commettre une erreur de 5dB entre la valeur vraie et la valeur correspondant à un mauvais positionnement.

Pour le cylindre, les écarts notables commencent à apparaître à partir 5GHz. A 8GHz, on voit apparaître une différence importante pouvant atteindre 3dB sur la plage angulaire [60°- 220°], cette plage correspond à la position potentielle de la réception.

- **Simulations transitoires**

Les allures temporelles des signaux obtenues par simulations transitoires intégrant les variations Ω_y et Ω_z de +5 degrés sont très semblables à celles obtenues au cas de référence, seuls les niveaux diffèrent.

Le Tableau II-3 dresse une comparaison des niveaux de diffraction entre positionnement de référence et positionnement modifié de Ω_y et de Ω_z pour les différents angles étudiés.

		105°	120°	135°	150°	165°	180°
Plaque	Champ cc (mV/m) position théorique	60.1	65.0	70.7	73.1	72.7	68.7
	Champ cc (mV/m) position $\Omega_y \Omega_z$	59.1	63.7	69.0	71.2	70.7	66.3
	écart	1.7%	2.0%	2.4%	2.6%	2.8%	3.6%
Cylindre	Champ cc (mV/m) position théorique	67.6	64.9	62.1	60.5	59.6	61.5
	Champ cc (mV/m) position $\Omega_y \Omega_z$	67.4	64.3	61.7	60.7	60.3	62.0
	écart	-0.3%	-0.9%	-0.6%	0.2%	1.2%	0.8%

CC : crête à crête

Tableau II- 3 : Comparaison des réponses transitoires des cibles suivant la modification $\Omega_y \Omega_z$ de leurs positionnements en fonction de l'angle de diffraction

La modification du positionnement de la plaque influe peu sur le niveau de champ diffracté dans une direction donnée car on constate des écarts inférieurs à 4% par rapport à la position de référence. Les variations constatées sont encore plus faibles dans le cas du cylindre, elles sont approximativement inférieures ou égales à 1%, c'est à dire négligeables.

La couverture spectrale du champ incident utilisé pour ces simulations étant inférieure à 2GHz, les légères incertitudes de positionnement introduites sur la plaque et sur le cylindre ont peu d'influence sur le champ diffracté dans une direction donnée.

3.6. Bilan – Choix de la cible

A partir des différentes simulations effectuées, un bilan est effectué sur les propriétés de diffraction de chacune des cibles afin de choisir la cible la plus appropriée pour mener les essais de validation de la méthode MICHELSON.

L'étude harmonique a permis d'obtenir les différentes caractéristiques fréquentielles de diffraction des cibles selon l'angle d'observation et notamment de donner un ordre de grandeur des niveaux rayonnés et de l'incertitude globale suivant la position de la réception. L'étude transitoire avec des signaux large bande [0.5 - 1.8GHz] a permis d'observer l'allure temporelle des signaux en fonction du type de cible et de quantifier les niveaux de diffraction pour des directions précises de rayonnement correspondant aux positions probables de l'antenne de réception dans l'expérimentation. Compte tenu des dimensions des cibles utilisées et de la bande de fréquence étudiée, on se situe dans la zone de Rayleigh pour les dimensions des cibles utilisées, c'est à dire dans la zone où la diffusion de la cible est régie plus par les dimensions caractéristiques des cibles que par leurs formes propres, c'est pourquoi les incertitudes sur les résultats restent faibles.

Le cylindre peut apparaître comme une cible intéressante pour la méthode MICHELSON, car elle permet de diffracter un niveau de champ important sur une large plage angulaire aussi bien aux hautes qu'aux basses fréquences et faiblement dépendant de l'incertitude de positionnement. Il faut noter que les conditions de simulation ont été ici favorables pour cette cible, car l'axe du cylindre était orienté suivant l'axe des x , comme les composantes du champ incident et du champ diffracté relevées, ce qui permet d'obtenir un niveau de diffraction maximal en réception. Si la composante du champ incident avait été suivant y , et si on avait mesuré les composantes des

champs diffractés dans le plan yOz tout en conservant le cylindre suivant x , les niveaux de diffraction auraient été beaucoup plus faibles (cf Annexe 3). La position du cylindre doit être adaptée à la composante du champ incident à mesurer pour pouvoir diffracter un niveau de champ maximal en direction de la réception, ce qui peut constituer dans certains cas une lourde contrainte.

Le niveau de diffraction d'une plaque devient intéressant par rapport à un cylindre à partir de 2GHz pour les conditions d'étude, malheureusement l'incertitude sur le résultat augmente également avec la fréquence et il faut donc une détermination précise des différents paramètres géométriques de l'expérimentation pour s'assurer de la qualité du résultat final.

La sphère est la cible qui diffracte le moins d'énergie mais elle permet d'avoir une faible incertitude sur les résultats obtenus de par sa parfaite symétrie spatiale.

Pour déterminer la fonction de transfert d'une cible, la simulation électromagnétique est un outil performant. Pour obtenir des résultats précis sur une large plage de fréquence, il faut utiliser un maillage important, ce qui rend les simulations exigeantes en temps de calcul (quelques dizaines de minutes à quelques heures). Ceci interdit une évaluation du champ incident en temps réel. A la différence des autres cibles, la diffraction d'une sphère est parfaitement connue théoriquement, sa fonction de transfert peut donc être également calculée par un programme analytique (cf *paragraphe 3.3.*). L'avantage de cette méthode est d'obtenir les résultats en quelques secondes, ce qui permet une grande souplesse d'utilisation lors des expérimentations.

Comme il a été présenté dans la problématique générale au niveau du *paragraphe 2.1.*, un paramètre à prendre en compte pour le choix de la cible est son support. Le but est que la diffraction de celui-ci ne vienne pas interférer sur la signature de la cible au niveau de la réception. C'est pourquoi le support doit avoir un encombrement limité et le matériau utilisé pour sa conception doit être le plus neutre possible vis à vis du champ incident ; ces conditions entrent également en compte dans le cas où l'on veut que le champ soit peu perturbé dans la zone de mesure. La plaque et dans une moindre mesure le cylindre nécessitent des supports spécifiques permettant un positionnement précis de la cible pour limiter les incertitudes de mesure, ce qui se traduit généralement par des supports volumineux, non compatibles avec les objectifs de la méthode MICHELSON. Le choix de la sphère permet d'utiliser des supports très simples et peu encombrant car son positionnement n'a pas d'influence sur le champ diffracté. On peut envisager un système de fils pour maintenir la sphère suspendue au point de mesure, et donc une influence quasi nulle du support.

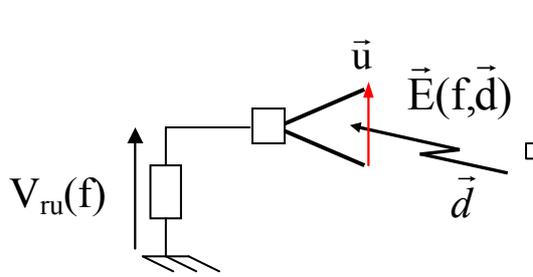
D'un point de vue expérimental, la sphère semble la cible la plus adéquate pour les mesures de validation de la méthode MICHELSON, et c'est donc elle qui est choisie pour la suite de l'étude. La faible incertitude sur la diffraction, l'utilisation d'un support simple, l'absence de réglage pour le positionnement, ainsi qu'une fonction de transfert obtenue en temps réel sont les points forts de la sphère pour une application pratique, même si c'est au détriment du niveau de champ diffusé.

4. Fonction de transfert de l'antenne de réception utilisée pour la méthode MICHELSON

4.1. Présentation

Comme il a été défini dans le chapitre 1, *paragraphe 2.1.*, la fonction de transfert de l'antenne de réception $H_r(f)$ est le rapport entre la tension de sortie relevée au pied de l'antenne et le champ électrique pris dans son ouverture.

Pour mesurer l'amplitude d'une composante particulière du champ incident, on utilise des antennes à polarisation croisée négligeable. L'orientation de l'antenne permet alors de fixer la composante du champ mesurée :



$$V_{ru}(f) = H_{ru}(f, \vec{d}) \cdot \vec{E}(f, \vec{d}) \cdot \vec{u} \quad \text{Equation II- 30}$$

$$\Rightarrow V_{ru}(f) = H_{ru}(f, \vec{d}) \cdot E_u(f, \vec{d}) \quad \text{Equation II- 31}$$

$$\Rightarrow E_u(f, \vec{d}) = \frac{V_{ru}(f)}{H_{ru}(f, \vec{d})} \quad \text{Equation II- 32}$$

Figure II- 25 : Antenne à polarisation croisée négligeable orientée suivant \vec{u} , permettant de mesurer la composante \vec{u} du champ électrique incident.

Pour la méthode MICHELSON, on travaille avec ce type d'antenne à polarisation croisée négligeable. La composante mesurée doit correspondre à celle utilisée pour calculer la fonction de transfert de la cible. En général, pour cette méthode, on place l'antenne de manière à avoir le gain maximal, c'est à dire que le plus souvent, la cible est positionnée suivant l'axe de l'antenne.

4.2. Détermination

Même si des simulations sont parfois utilisées, la fonction de transfert en réception d'une antenne $H_r(f)$ est le plus souvent déterminée à partir de mesures expérimentales, celles-ci sont décrites ci après.

- **Utilisation d'un banc de test**

Une possibilité pour obtenir la fonction de transfert en réception d'une antenne à caractériser est d'utiliser le banc test de la Figure II-26, qui utilise une antenne de référence dont la fonction de transfert en réception est connue (ou la fonction de transfert d'émission, cf équation II-34).

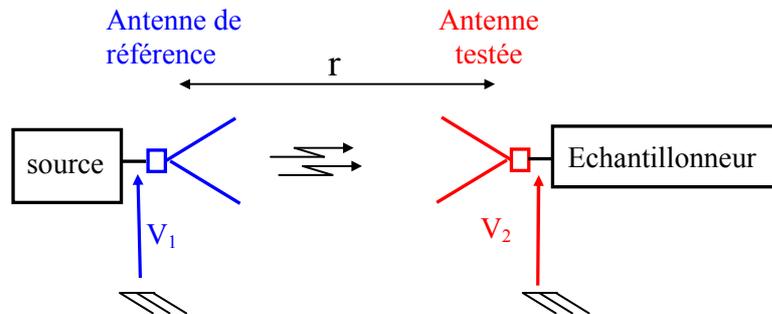


Figure II- 26 : Configuration expérimentale pour mesurer la fonction de transfert d'une antenne en réception, en se plaçant en condition de champ lointain.

La fonction de transfert de l'antenne testée est calculée à l'aide de la formule suivante [32]:

$$H_{r\ test}(f) = r \cdot \frac{V_2(f)}{V_1(f)} \cdot \frac{\lambda}{i \cdot 4 \pi} \cdot e^{+ikr} \cdot \frac{1}{H_{r\ ref}(f)} \quad \text{Equation II- 33}$$

$H_{r\ test}(f)$: fonction de transfert en réception de l'antenne à caractériser [m]

$H_{r\ ref}(f)$: fonction de transfert en réception de l'antenne de référence [m]

$V_1(f)$: Tension à l'entrée de l'antenne d'émission [V]

$V_2(f)$: Tension à la sortie de l'antenne de réception [V]

r : distance entre les deux antennes

L'équation II-33 a été obtenue grâce à la réciprocité de Lorentz entre fonction de transfert d'émission ($H_t(f)$) et fonction de transfert de réception ($H_r(f)$) :

$$H_r(f) = -i \frac{\lambda}{4\pi} \cdot H_t(f) \quad \text{Equation II- 34}$$

$H_t(f)$ est la fonction de transfert en émission d'une antenne, ce qui correspond au rapport du champ rayonné à la distance r ($E_{\text{rayonné}}(f, r)$) sur la tension d'excitation au pied d'antenne ($V_{\text{excitation}}(f)$), multiplié par la distance. Cette fonction est sans dimension.

$$H_t(f) = \frac{E_{\text{rayonné}}(f, r) \cdot r}{V_{\text{excitation}}(f)} \quad \text{Equation II- 35}$$

La fonction de transfert calculée à partir de l'équation II-33 peut être aussi bien utilisée avec des signaux bandes étroites qu'avec des signaux large bande, car l'information sur la phase est présente.

Dans le cas particulier où on dispose de deux antennes identiques dont on cherche à déterminer la fonction de transfert, il suffit de placer ces deux antennes sur le banc de test présenté la Figure II-26, l'une en émission et l'autre en réception. L'expression qui donne la fonction de transfert de ces antennes est alors :

$$H_{r \text{ test}}(f) = \left[r \cdot \frac{V_2(f)}{V_1(f)} \cdot \frac{\lambda}{i \cdot 4\pi} \cdot e^{+ikr} \right]^{1/2} \quad \text{Equation II- 36}$$

- Utilisation du gain de l'antenne

La fonction de transfert de l'antenne peut être obtenue à partir de son gain [33] :

$$|H_r(f)| = \left[\frac{\pi \cdot f}{300 \cdot 10^6} \cdot \sqrt{\frac{480}{G(f) \cdot Z_0}} \right]^{-1} \quad \text{Equation II- 37}$$

G : le gain de l'antenne, Z_0 : Impédance en sortie de l'antenne

La fonction de transfert obtenue avec cette relation peut être appliquée à la mesure de signaux harmoniques ou bande étroite. Par contre, cette formule ne donne pas accès à la phase de la fonction, elle n'est donc pas utilisable pour des signaux large bande car l'information sur la phase est primordiale pour obtenir l'allure temporelle des signaux.

4.3. Influence de l'erreur de positionnement de l'antenne

L'influence de l'erreur de positionnement de l'antenne de réception, évoquée dans le *paragraphe 2.2.*, se traduit par une erreur au niveau de la tension mesurée en sortie de cette antenne, et se répercute donc au niveau du champ incident quand on applique la fonction de transfert de réception estimée $H_r(f)$. L'influence de cette erreur de positionnement dépend du type d'antenne utilisée et notamment de son gain. Plus le gain est important, plus l'antenne est directive, et plus une approximation de positionnement est préjudiciable à la fiabilité du résultat obtenu sur le champ incident.

Le support de l'antenne doit donc permettre un positionnement précis pour limiter ces erreurs. En fonction de l'incertitude de positionnement de ce support, on peut remonter à l'incertitude angulaire du gain en utilisant les diagrammes de rayonnement de l'antenne. A partir de cette incertitude sur le gain, il est possible de quantifier l'incertitude sur la fonction de transfert de l'antenne de réception en se basant sur l'équation II-37, comme le montre la relation ci-après.

$$\frac{\Delta H_r(f, \vec{d})}{H_r(f, \vec{d})} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta G(f)}{G(f)} \quad \text{Equation II- 38}$$

5. Méthodologie pour déterminer les composantes du champ rayonné avec la méthode MICHELSON

La méthode MICHELSON est une méthode qui permet de déterminer un champ électrique incident en utilisant les caractéristiques connues de la diffraction d'une cible. L'un des atouts de cette méthode, qui n'a pas été encore évoqué, est qu'elle permet de remonter à la polarisation du champ incident à partir de la mesure des composantes du champ diffracté au niveau de la réception.

Cette partie expose la démarche suivie avec la méthode MICHELSON pour obtenir la polarisation d'un champ incident. Suivant la configuration expérimentale testée (emplacement source-cible-réception) et du matériel à disposition, différentes solutions sont présentées pour obtenir les composantes du champ incident. Le principe général repose sur l'utilisation de deux antennes de réception et de la connaissance de quatre fonctions de transfert de la cible.

5.1. Mesure des composantes d'un champ rayonné à l'aide de deux antennes de réception et de la connaissance de quatre fonctions de transfert de la cible

5.1.1. Présentation de la problématique

Dans le cas d'une mesure classique de champ avec une antenne à polarisation croisée négligeable, il suffit de placer cette antenne suivant une position donnée pour obtenir la composante du champ correspondante. En effet, l'orientation de l'antenne fixe la composante du champ incident que l'on veut mesurer. A partir de la tension obtenue en sortie de cette antenne, il suffit d'appliquer la fonction de transfert de l'antenne pour les conditions expérimentales données, afin de remonter à la valeur de la composante du champ incident mesurée (cf chapitre 1, *paragraphe 2.1.*).

Avec la méthode MICHELSON, la détermination de la polarisation du champ incident est plus complexe, car l'antenne de réception utilisée ne mesure pas directement une composante du

champ incident, mais une composante du champ diffracté par la cible. La difficulté réside dans la capacité à remonter à la polarisation et à l'amplitude des composantes du champ incident à partir de l'unique composante du champ diffusé mesurée.

La problématique est exposée sur la Figure II-27; le champ incident \vec{E}_i est la résultante de \vec{E}_{ia} et \vec{E}_{ib} , qui sont les composantes orthogonales du plan d'onde qui attaquent la cible. L'antenne de réception (à polarisation croisée négligeable) orientée suivant \vec{u} mesure la composante \vec{E}_{du} du champ diffusé \vec{E}_d pour cette position.

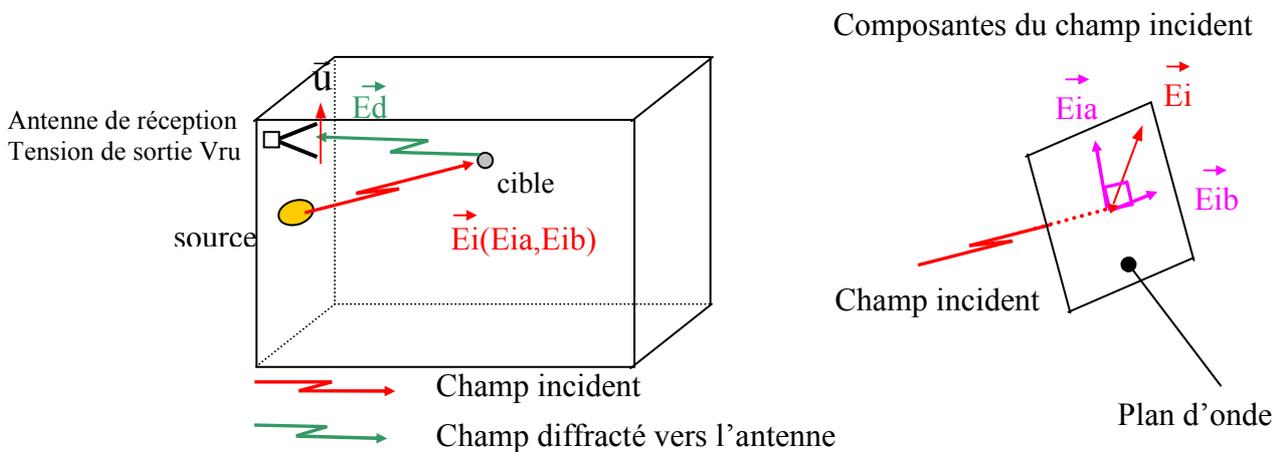


Figure II- 27 : Mesure MICHELSON avec une seule antenne en réception

La composante \vec{E}_{du} mesurée au niveau de la réception est la résultante de la diffusion des composantes \vec{E}_{ia} et \vec{E}_{ib} du champ incident sur la cible. L'expression sous forme complexe de $E_{du}(f)$ est la suivante :

$$E_{dau}(f) = H_{cau}(f) \cdot E_{ia}(f) \quad \text{Equation II- 39}$$

$$E_{dbu}(f) = H_{cbu}(f) \cdot E_{ib}(f) \quad \text{Equation II- 40}$$

$$\Rightarrow E_{du}(f) = E_{dau}(f) + E_{dbu}(f) \quad \text{Equation II- 41}$$

avec:

- H_{cau} est la fonction de transfert de la cible éclairée par une composante E_{ia} et qui diffuse suivant la composante \vec{u} au niveau de la réception.

- H_{cbu} est la fonction de transfert de la cible éclairée par une composante E_{ib} et qui diffracte suivant la composante \bar{u} au niveau de la réception.

La tension V_{ru} à la sortie de l'antenne de réception et le champ diffracté E_{du} au niveau de la réception sont reliés par la fonction de transfert de l'antenne H_{ru} :

$$V_{ru}(f) = H_{ru}(f) \cdot E_{du}(f) \quad \text{Equation II- 42}$$

$$\Leftrightarrow V_{ru}(f) = H_{ru}(f) [H_{cau}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{cbu}(f) \cdot E_{ib}(f)] \quad \text{Equation II- 43}$$

$$\Leftrightarrow V_{ru}(f) = H_{gau}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{gbu}(f) \cdot E_{ib}(f) \quad \text{Equation II- 44}$$

avec :

- $H_{gau}(f) = H_{ru}(f) \cdot H_{cau}(f)$: fonction de transfert globale pour les composantes E_{ia} du champ incident et E_{du} du champ diffracté.

- $H_{gbu}(f) = H_{ru}(f) \cdot H_{cbu}(f)$: fonction de transfert globale pour les composantes E_{ib} du champ incident et E_{du} du champ diffracté

La formule complexe Equation II-44 présente deux inconnues E_{ia} et E_{ib} , le système ne peut donc pas être résolu. On en conclut qu'avec une seule antenne de réception, on ne peut pas obtenir la polarisation du champ incident via la méthode MICHELSON. Le problème lié à l'utilisation d'une seule antenne est qu'il est impossible de faire le tri au niveau de la mesure de la tension de sortie entre ce qui est dû à la composante E_{ia} du champ incident et ce qui est dû à la composante E_{ib} .

Pour palier ce problème, la solution est donc d'utiliser une deuxième antenne.

5.1.2. Utilisation de deux antennes de réception

Comme il a été expliqué dans le paragraphe précédent, la mesure de la polarisation du champ incident avec la méthode Michelson nécessite deux antennes de réception. La Figure II-28 illustre le principe de mesure avec deux antennes de réception.

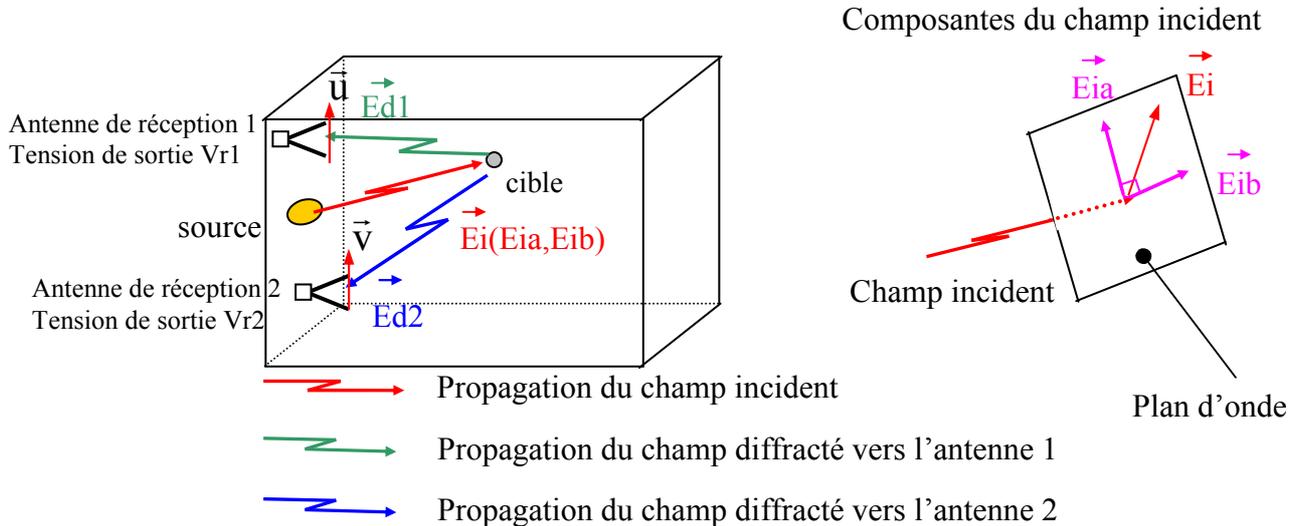


Figure II- 28 : Mesure MICHELSON avec deux antennes en réception

Les antennes de réception 1 et 2, à polarisation croisée négligeable, sont placées à deux emplacements différents. La cible diffracte le champ \vec{E}_{d1} au niveau de la réception 1, et le champ \vec{E}_{d2} au niveau de la réception 2. Les antennes 1 et 2 sont orientées respectivement suivant \vec{u} et \vec{v} avec des directions quelconques et mesurent donc les composantes \vec{E}_{d1u} et \vec{E}_{d2v} des champs diffractés. On obtient à la sortie des antennes 1 et 2, les tensions V_{r1u} et V_{r2v} .

Les composantes des champs diffractés et les composantes du champ incident sont reliées sous forme complexe de la manière suivante :

$$E_{d1u}(f) = H_{c1au}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{c1bu}(f) \cdot E_{ib}(f) \tag{Equation II- 45}$$

$$E_{d2v}(f) = H_{c2av}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{c2bv}(f) \cdot E_{ib}(f) \tag{Equation II- 46}$$

H_{cmkl} est la fonction de transfert de la cible illuminée par une composante E_{ik} et qui diffracte suivant la composante \vec{I} au niveau de la réception m .

Les tensions à la sortie des deux antennes de réception sont obtenues à partir des relations suivantes :

$$V_{r1u}(f) = H_{r1u}(f) \cdot [H_{c1au}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{c1bu}(f) \cdot E_{ib}(f)] \quad \text{Equation II- 47}$$

$$V_{r2v}(f) = H_{r2v}(f) \cdot [H_{c2av}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{c2bv}(f) \cdot E_{ib}(f)] \quad \text{Equation II- 48}$$

H_{rml} représente la fonction de transfert de l'antenne à la position m et orientée de manière à mesurer la composante \vec{I} du champ diffusé.

On peut exprimer les tensions de sortie en fonction des composantes du champ incident de la manière suivante :

$$V_{r1u}(f) = H_{g1au}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{g1bu}(f) \cdot E_{ib}(f) \quad \text{Equation II- 49}$$

$$V_{r2v}(f) = H_{g2av}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{g2bv}(f) \cdot E_{ib}(f) \quad \text{Equation II- 50}$$

H_{gmkl} représente la fonction de transfert globale du système cible-réception pour un champ incident illuminant la cible suivant une composante \vec{k} , et pour une mesure du champ diffracté suivant la composante \vec{I} au niveau de la position m .

Les équations II-49 et II-50 représentent un système à deux équations et à deux inconnues, que l'on peut résoudre.

En prenant,

$$V_r(f) = \begin{pmatrix} V_{r1u}(f) \\ V_{r2v}(f) \end{pmatrix}, \quad E_i(f) = \begin{pmatrix} E_{ia}(f) \\ E_{ib}(f) \end{pmatrix}, \quad H_g(f) = \begin{pmatrix} H_{g1au}(f) & H_{g1bu}(f) \\ H_{g2av}(f) & H_{g2bv}(f) \end{pmatrix}$$

on obtient : $V_r(f) = H_g(f) \cdot E_i(f)$

Equation II- 51

$$\Rightarrow E_i(f) = H_g^{-1}(f) \cdot V_r(f)$$

Equation II- 52

L'utilisation de deux antennes de réception permet donc en théorie de remonter à la polarisation et à l'amplitude des composantes du champ incident.

5.1.3. Applications expérimentales

Dans le cadre de la mesure avec la méthode MICHELSON, on peut donc remonter à la polarisation du champ incident en utilisant deux antennes de réception. Chaque antenne mesure une composante du champ diffracté par la cible. Les composantes \vec{u} et \vec{v} mesurées par les deux antennes sont indépendantes l'une de l'autre.

En conditions expérimentales, \vec{u} et \vec{v} sont généralement pris verticaux ou horizontaux, pour faciliter le positionnement des antennes. Cependant si on dispose d'un matériel permettant un positionnement précis suivant différentes orientations, toute composante peut être mesurée.

Le principe théorique sur l'utilisation de deux réceptions a été exposé précédemment avec deux antennes placées à deux positions différentes. Mais rien n'empêche de prendre une seule position et de mesurer deux composantes différentes du champ diffracté pour cet emplacement.

Dans le cas où l'on mesure le champ incident à partir d'un seul emplacement, le système d'équations devient le suivant :

$$V_{r1u}(f) = H_{g1au}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{g1bu}(f) \cdot E_{ib}(f)$$

Equation II- 53

$$V_{r1v}(f) = H_{g1av}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{g1bv}(f) \cdot E_{ib}(f)$$

Equation II- 54

Pour cette configuration de mesure, les orientations \vec{u} et \vec{v} de l'antenne de réception ne doivent pas être identiques. Typiquement en expérimentation, l'antenne sera placée verticalement puis horizontalement.

Lorsqu'on utilise une seule position de réception, il faut travailler avec une source reproductible pour pouvoir remonter au champ incident. En effet deux mesures successives sont nécessaires pour placer l'antenne suivant les deux orientations et ainsi obtenir les tensions utiles à la résolution du système. C'est pourquoi la source ne doit pas varier ni en forme, ni en amplitude entre les deux mesures.

Pour palier cet inconvénient, la solution est d'utiliser des antennes spécifiques, capables de mesurer simultanément deux composantes orthogonales d'un champ. Avec ce type d'antenne, une seule mesure est nécessaire pour obtenir les deux tensions intervenant dans le système. Dans ce cas, on peut remonter au champ incident, avec une source non reproductible.

5.2. Mesure des composantes d'un champ rayonné à l'aide d'une antenne de réception et de la connaissance de deux fonctions de transfert de la cible (cas d'une sphère) dans le cas de configurations particulières

Dans certaines configurations de mesure, il n'est pas forcément nécessaire de recourir à quatre fonctions de transfert de la cible pour obtenir la polarisation du champ incident. En effet, il est parfois possible de dissocier au niveau de la tension de sortie d'une seule antenne ce qui est lié à chaque composante du champ incident. Dans cette partie, on traite le cas particulier où la source, la cible et l'antenne de réception sont dans le plan horizontal (Figure II-29) et où la cible est une sphère. Une généralisation de ce cas particulier est présenté dans l'annexe 4.

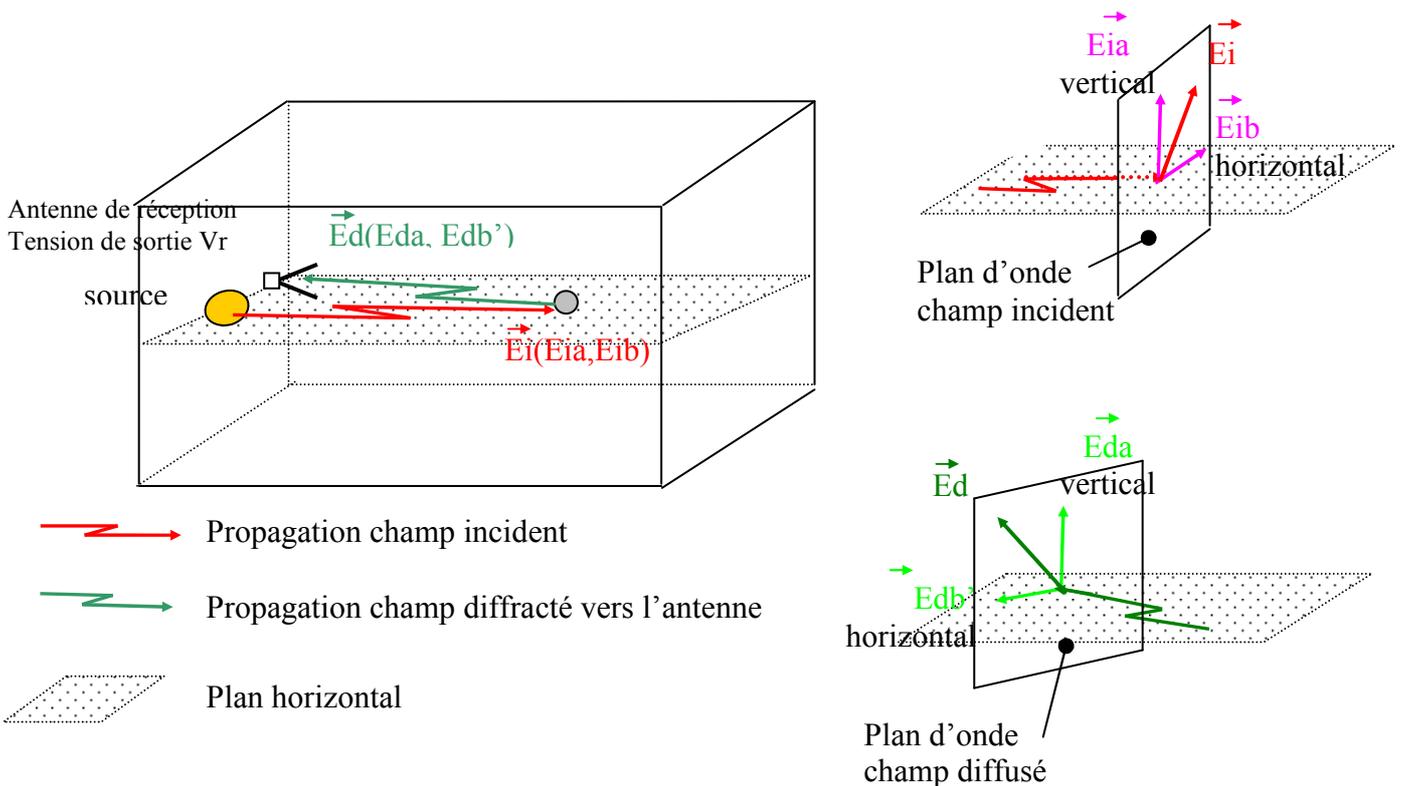


Figure II- 29 : Mesure MICHELSON avec une seule antenne en réception dans le cas particulier où la source, la cible et la réception sont dans le plan horizontal.

Dans cette configuration, les composantes \vec{E}_{ia} et \vec{E}_{ib} du champ incident sont respectivement verticale et horizontale. L'étude théorique de la diffusion d'une sphère (cf Equations II-16 et II-17, *paragraphe 3.3.*) montre qu'en tout point du plan horizontal, la composante verticale (\vec{E}_{ia}) du champ incident est diffusée verticalement (\vec{E}_{da}), et que la composante horizontale (\vec{E}_{ib}) est diffusée horizontalement ($\vec{E}_{db'}$).

Les composantes \vec{E}_{ib} et $\vec{E}_{db'}$ sont toutes deux contenues dans le plan horizontal. Comme ces composantes sont orthogonales à la direction du champ de propagation, leurs directions sont différentes, d'où les notations b et b' .

La formulation des composantes du champ diffracté au niveau de la réception deviennent les suivantes dans ce cas particulier:

$$E_{da}(f) = H_{caa}(f).E_{ia}(f) + H_{cba}(f).E_{ib}(f) \quad \text{avec } H_{cba}(f) = 0 \quad \text{Equation II- 55}$$

$$E_{db'}(f) = H_{cab'}(f).E_{ia}(f) + H_{cbb'}(f).E_{ib}(f) \quad \text{avec } H_{cab'}(f) = 0 \quad \text{Equation II- 56}$$

$$\Rightarrow E_{da}(f) = H_{caa}(f).E_{ia}(f) \quad \text{Equation II- 57}$$

$$E_{db'}(f) = H_{cbb'}(f).E_{ib}(f) \quad \text{Equation II- 58}$$

Il suffit donc d'orienter l'antenne de réception suivant \vec{a} ou \vec{b}' , pour remonter tout d'abord à la composante E_{da} ou $E_{db'}$ à partir de la tension de sortie, et par la suite aux composantes du champ incident E_{ia} ou E_{ib} .

$$V_{ra}(f) = H_{ra}(f).E_{da}(f) \Leftrightarrow V_{ra}(f) = H_{ra}(f).H_{caa}(f).E_{ia}(f) \quad \text{Equation II- 59}$$

$$V_{rb'}(f) = H_{rb'}(f).E_{db'}(f) \Leftrightarrow V_{rb'}(f) = H_{rb'}(f).H_{cbb'}(f).E_{ib}(f) \quad \text{Equation II- 60}$$

$$\Rightarrow E_{ia}(f) = \frac{V_{ra}(f)}{H_{ra}(f).H_{caa}(f)} \quad \text{Equation II- 61}$$

$$E_{ib}(f) = \frac{V_{rb}(f)}{H_{rb}(f) \cdot H_{cb}(f)}$$

Equation II- 62

Dans cette configuration, il est donc possible de dissocier l'effet de la diffraction de chaque composante du champ incident au niveau de la réception. Donc une mesure avec une antenne permet d'obtenir une composante du champ incident. Avec une seule antenne, il est nécessaire de faire deux mesures successives avec l'antenne orientée verticalement puis horizontalement (ou vice versa), pour remonter aux composantes verticale et horizontale du champ incident. Il faut donc une source reproductible.

CHAPITRE 3 : VALIDATION ET AIDE A LA MISE EN PLACE DU BANC PAR SIMULATIONS ET EXPERIMENTATIONS BAS NIVEAUX

1. Objectifs et outils d'analyse

1.1. Objectifs

L'objectif de ce chapitre est de valider le principe de la méthode MICHELSON, avant de pouvoir appliquer celle-ci à la caractérisation de sources MFP. Pour cela, on s'appuie sur des simulations et des expérimentations bas niveaux utilisant des sphères métalliques.

Deux points particuliers seront analysés :

- l'influence d'une erreur d'estimation de l'emplacement de la réception sur le calcul du champ incident. Cette étude sera menée en simulation. Différents cas seront étudiés, suivant que l'on cherche à remonter ou non à la polarisation du champ incident. L'incertitude maximale sur la position considérée dans le cadre de cette étude est de 5cm ; elle correspond à celle estimée lors des expérimentations autour du banc MICHELSON. Cette incertitude est directement liée aux moyens de mesure (mètres et télémètres) utilisés pour déterminer la distance entre chaque élément du banc.

- l'influence du manque de sensibilité de mesure au niveau de l'antenne de réception. Ce manque de sensibilité peut être lié à la bande passante de l'antenne qui n'est pas parfaitement adaptée au signal diffracté par la cible pour une plage fréquentielle donnée, et/ou à l'interaction source/réception liée au manque de directivité de cette antenne. Pour mettre en évidence ce phénomène, des expérimentations seront menées et des solutions proposées pour pouvoir valider et optimiser l'utilisation de la méthode.

Cette étude doit conduire à l'élaboration de règles de mise en place du banc MICHELSON pour fiabiliser son fonctionnement suivant les conditions de mesure.

Cette étude a également pour but de valider les traitements numériques associés à la méthode MICHELSON. Cette validation s'effectue au moyen de signaux impulsionnels ULB qui représentent un cas plus complexe que les signaux bande étroite. En effet, pour ce type de signaux, le traitement concerne module et phase sur une large plage fréquentielle. La détermination précise de ces paramètres sur l'ensemble du spectre conditionne au final la qualité de la forme temporelle

du champ incident obtenu par TF inverse. Si les traitements sont validés sur ce type de signaux, ils le seront également pour des signaux bande étroite.

1.2. Outils d'analyse

1.2.1. Simulation électromagnétique

Des simulations sous le logiciel CST sont utilisées pour valider le principe de la méthode MICHELSON ainsi que les méthodologies de mesure établies dans le chapitre 2. Ces simulations ne sont menées que dans l'objectif d'étudier le champ diffracté par la cible au niveau de la réception, et non le système complet MICHELSON avec la prise en compte de l'antenne de réception. L'espace mémoire pour effectuer un tel calcul devient trop important. Pour analyser le comportement de l'antenne de réception, il faut donc faire des simulations séparées. Ceci n'est pas gênant pour valider le principe de la méthode, car on s'intéresse avant tout à remonter au champ incident à partir de la connaissance du champ diffracté. Deux cas sont traités, le cas particulier pour lequel la polarisation du champ incident est connue, et le cas général pour lequel on ne connaît pas cette polarisation.

Ces simulations vont permettre également d'étudier l'influence de l'erreur de positionnement de la réception sur la détermination du champ incident. Pour cela, il suffit de modifier l'emplacement du relevé du champ diffracté en fonction de l'incertitude fixée (typiquement 5cm). Ces simulations permettront de quantifier l'erreur commise sur la détermination du champ incident en fonction de cette erreur de positionnement.

Le fait que l'antenne de réception ne soit pas modélisée pose cependant un problème, celui de l'interaction entre la source et la réception (couplage direct) qui ne peut pas être étudié. Cet aspect là ne pourra être étudié qu'en expérimentation.

Pour les simulations, on cherche à se placer dans des conditions réalistes vis à vis de celles rencontrées sur le site d'essais. Ainsi les différents paramètres d'étude fixés pour la simulation, comme la dimension de la sphère, les caractéristiques du champ incident impulsionnel ULB illuminant la sphère, et les distances entre les relevés du champ diffusé et la cible, ont été choisis de manière à être du même ordre de grandeur que ceux considérés en expérimentation.

La configuration des simulations est la suivante :

- La cible est une sphère métallique de 5cm

- La cible est le centre d'un repère $Oxyz$. Elle est éclairée par une onde plane se propageant suivant l'axe \vec{z} croissant. La polarisation du champ électrique incident \vec{E}_i est linéaire, et la direction de cette composante peut être fixée suivant \vec{x} ou de manière oblique suivant le cas étudié. Le champ diffracté aux différents points de l'espace est relevé par des « sondes » sous CST, en condition de champ lointain ; l'amplitude du champ est fixée par la distance par rapport à la cible. Ces sondes relèvent le champ pour une composante donnée.

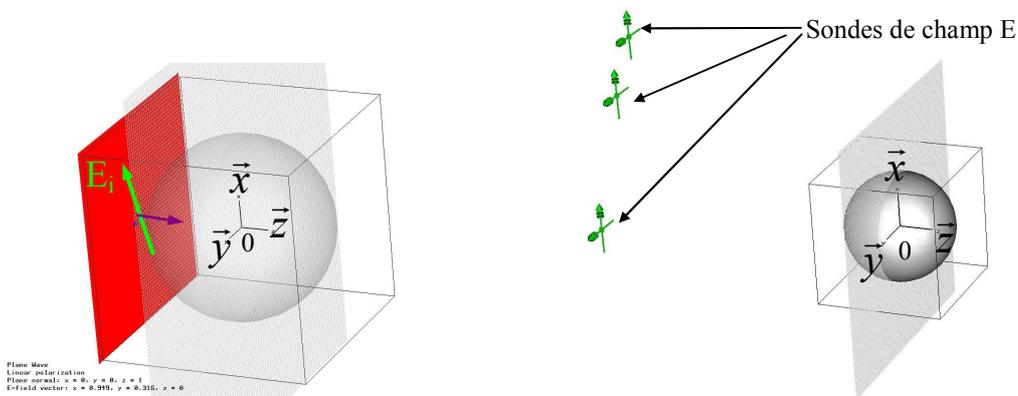


Figure III- 1 : Simulations sous CST. A gauche : Champ incident illuminant la sphère.
A droite : Relevés des champs diffusés par la cible avec des sondes placées
suivant x ou y

- les caractéristiques temporelle et fréquentielle du champ incident (issus de relevés expérimentaux) illuminant la sphère sont représentées sur les Figures III-2 et III-3.

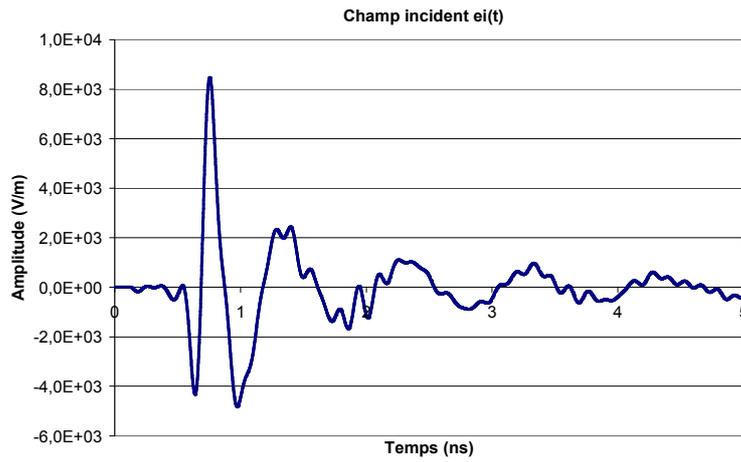


Figure III- 2: Caractéristique temporelle du champ incident illuminant la sphère pour les simulations

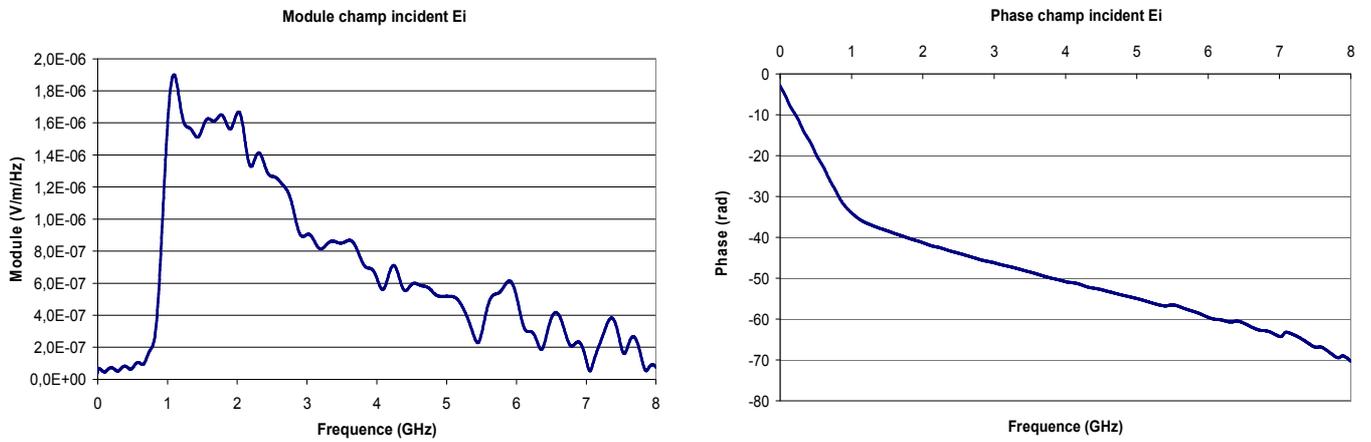


Figure III- 3: Caractéristique fréquentielle du champ incident illuminant la sphère pour les simulations

1.2.2. Choix des expérimentations bas niveaux

Des expérimentations bas niveaux ont été réalisées dans le hall technique de Brive pour valider la méthode MICHELSON. Ces essais avaient pour objectif principal de confirmer ou d'infirmer les résultats obtenus lors de l'étude théorique faite en simulation.

Deux types d'expérimentation ont été menés :

- Expérimentations dans des conditions favorables de mesure (niveau de champ diffracté suffisant au niveau de la réception, peu de perturbations). Ces premières expérimentations ont permis de vérifier la validité de la méthode MICHELSON dans le cadre d'une application simple. Une étude sur la mesure de la polarisation a été également menée.
- Expérimentations pour lesquelles la sensibilité de mesure est faible du fait de la faible directivité de l'antenne de réception ULB dans un domaine basses fréquences : l'étude de la méthode MICHELSON dans ce cas fixe les paramètres à sélectionner pour palier le manque de sensibilité de mesure.

La configuration de mesure est analogue pour les deux types d'expérimentation (cf Figure III-4) :

- l'antenne d'émission, la cible et l'antenne de réception sont toutes trois dans le plan horizontal. La cible est placée suivant l'axe de l'antenne d'émission.
- Un générateur impulsionnel ULB alimente l'antenne d'émission
- La sortie de l'antenne de réception est reliée à une voie d'un oscilloscope monocoup de bande passante 8GHz. Le déclenchement de l'acquisition sur cet oscilloscope se fait à l'aide d'une sonde capacitive placée entre le générateur et l'antenne d'émission, qui capture une image de la tension incidente d'excitation. Le matériel utilisé est décrit plus précisément dans l'annexe 5.

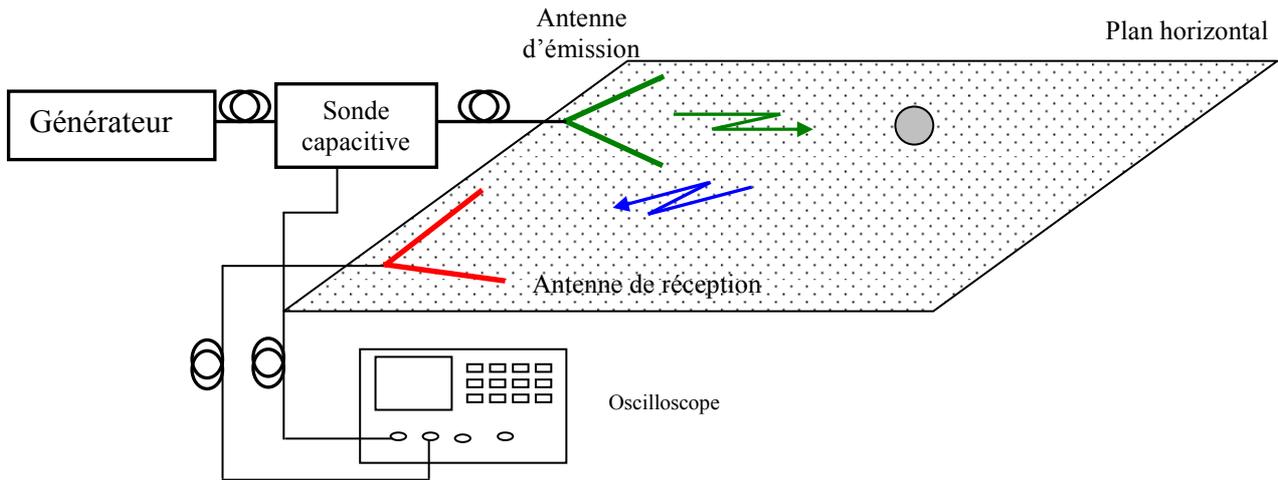


Figure III- 4: Configuration de mesure pour les expérimentations bas niveaux.

A la différence des simulations, les signaux de réception ne sont pas idéaux. Les échos parasites du hall d'essais ainsi que le couplage entre les antennes d'émission et de réception perturbent le champ diffracté au niveau de la réception, ce qui ne permet pas de remonter directement à la signature de la cible par fenêtrage temporel. Pour isoler le signal utile, il faut donc procéder à une mesure avec cible puis à une mesure sans cible, et faire la soustraction de ces deux signaux enregistrés sur l'oscilloscope. Cette technique de mesure nécessite des conditions optimales de reproductibilité de la source. C'est pourquoi les générateurs utilisés possèdent cette caractéristique. De plus un moyennage sur 100 points a été réalisé pour améliorer le rapport signal à bruit.

Un capteur de champ électrique a été utilisé pour ces expérimentations, afin de pouvoir comparer les résultats sur le champ incident obtenus avec ceux déduits de la méthode MICHELSON. Les caractéristiques de ce capteur de champ sont données dans l'Annexe 5.

1.2.3. Détermination du champ incident

Pour les expérimentations bas niveaux, le champ incident est obtenu à partir de la tension mesurée en sortie d'antenne, la formule suivante est appliquée :

$$E_{ik}(f) = \frac{V_{rml}(f)}{H_{cmkl}(f) \cdot H_{rml}(f)} \quad \text{Equation III- 1}$$

avec

$E_{ik}(f)$: champ incident

$V_{rml}(f)$: tension à la sortie de l'antenne de réception

$H_{cmkl}(f)$: fonction de transfert de la cible

$H_{rml}(f)$: fonction de transfert de l'antenne de réception

m : position de l'antenne de réception

l : composante du champ diffracté mesurée par l'antenne de réception

k : composante du champ incident illuminant la cible

Au contraire en simulation, la détermination du champ incident se fait à partir du relevé du champ diffracté, la formule utilisée est alors la suivante :

$$E_{ik}(f) = \frac{E_{dl}(f)}{H_{cmkl}(f)} \quad \text{Equation III- 2}$$

$E_{dl}(f)$: champ diffracté au niveau de la réception

Les cibles utilisées pour cette étude de validation du principe de la méthode MICHELSON sont des sphères métalliques, leurs fonctions de transfert sont calculées à l'aide du programme analytique basé sur les séries de Mie, aussi bien pour les simulations que pour les expérimentations.

Les fonctions de transfert de l'antenne de réception utilisées pour les expérimentations sont obtenues à partir des équations définies dans le chapitre 2, *paragraphe 4.2*.

2. Validation du principe MICHELSON

2.1. Validation par simulations

2.1.1. Cas particulier où la polarisation du champ incident est connue

Les premières simulations sont réalisées dans le cas le plus simple, pour lequel la polarisation du champ incident est connue. Vue cette hypothèse, le champ diffracté dans l'espace par la sphère est uniquement dû à cette composante excitatrice. Une seule réception est donc nécessaire pour remonter à la valeur de ce champ par traitement numérique.

2.1.1.1. Configuration de la simulation

Le champ électrique incident \vec{E}_i illuminant la sphère métallique de 5cm de diamètre est polarisé suivant \vec{x} , et pour se rapporter à des conditions expérimentales, on considère que cette composante est verticale, le champ incident est donc noté \vec{E}_{iv} .

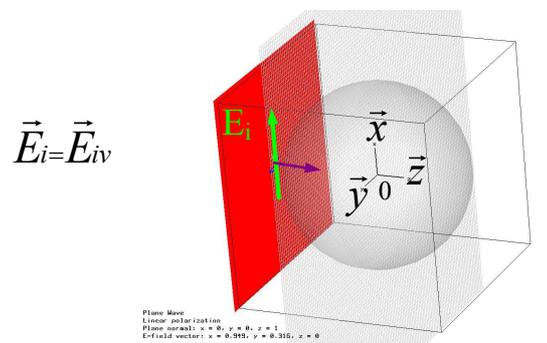


Figure III- 5 : Polarisation verticale du champ incident illuminant la sphère

Le champ diffracté par la sphère est déterminé pour deux positions distinctes quelconques mais réalistes par rapport à des conditions expérimentales (position 1 [5.0m, 5.0m, -5.0m] et position 2 [5.0m, 2.5m, -5.0m], cf Figure III-6). Le champ incident est vertical et les composantes verticales des champs diffractés sont extraites pour ces deux positions (E_{d1v} et E_{d2v}), mais toutes les composantes pourraient être mesurées.

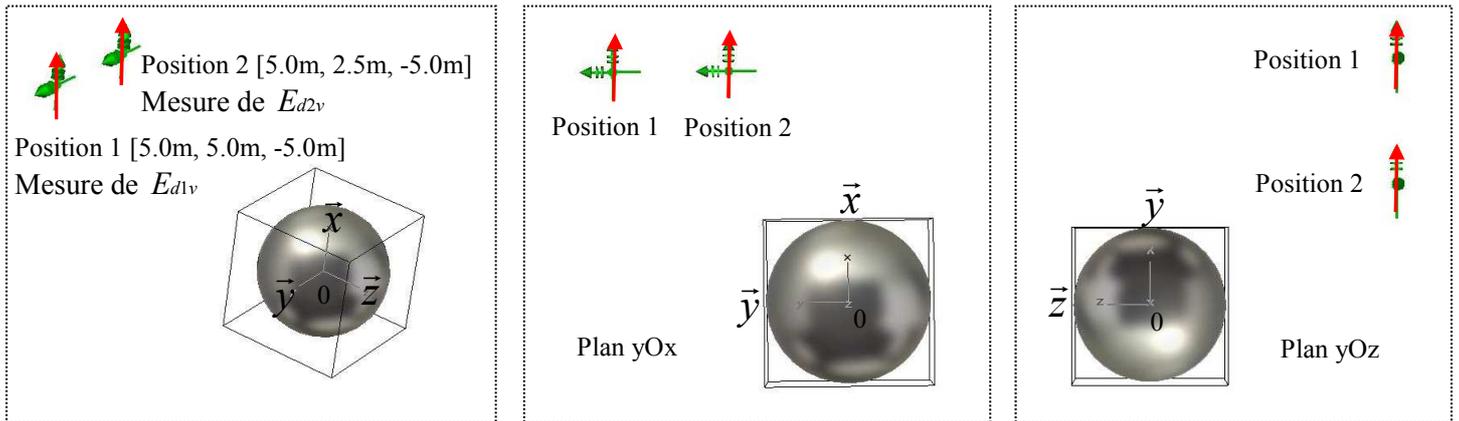
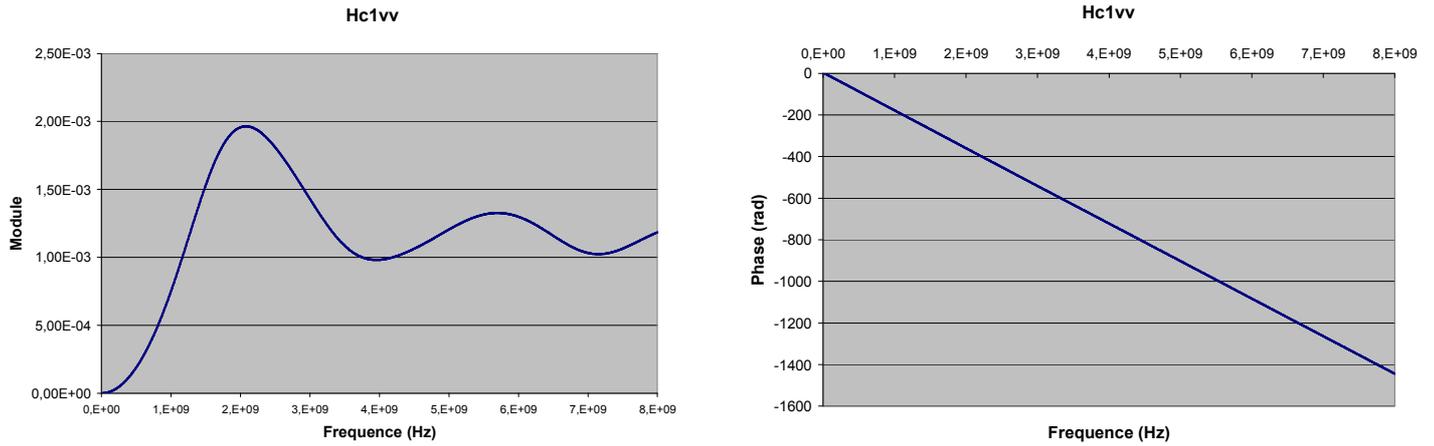
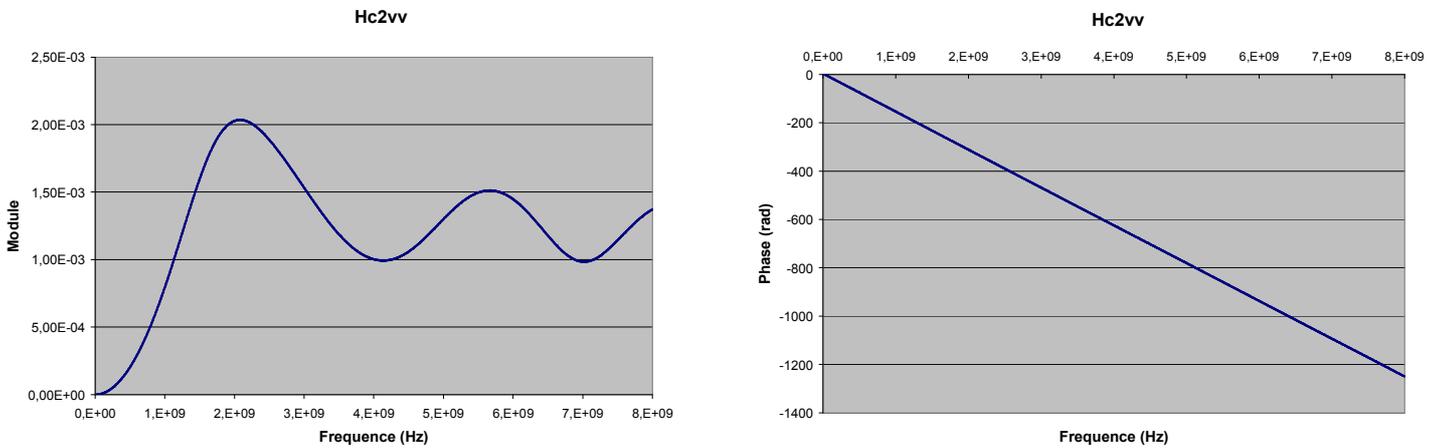


Figure III- 6: Mesures des champs diffractés verticaux pour les positions 1 et 2

Les fonctions de transfert obtenues pour ces deux positions à partir du programme analytique sont présentées ci après, Figure III-7.



Fonction de transfert pour la position 1 de la réception H_{c1vv}



Fonction de transfert pour la position 2 de la réception H_{c2vv}

Figure III- 7: Caractéristiques fréquentielles des fonctions de transfert de la sphère en fonction de la position de la réception entre 0 et 8 GHz

Les fonctions de transfert obtenues pour les deux positions donnent des allures typiques des séries de Mie pour la diffusion d'une sphère, avec la zone de Rayleigh suivie de la zone d'oscillations liées aux rayons rampants.

Les deux fonctions de transfert sont très similaires malgré des positions de réception différentes. Pour ces deux positions, le niveau de champ diffracté est inférieur à 0.2% du champ incident illuminant la cible.

2.1.1.2. Résultats dans le cas où la position de la réception est parfaitement connue

Pour ces simulations, on ne tient pas compte de l'incertitude sur la position des réceptions, on considère que le champ diffusé est relevé parfaitement au point de mesure considéré.

Les champs transitoires diffusés par la sphère pour les deux positions de réception sont les suivants :

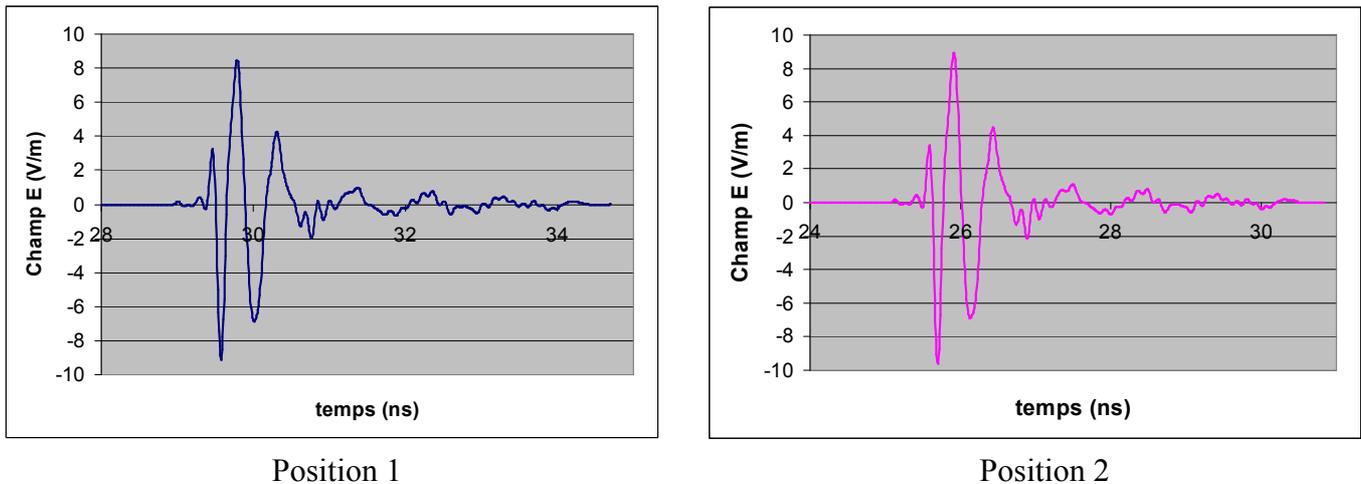


Figure III- 8: Champs transitoires diffusés au niveau des réceptions 1 et 2 dans le cas idéal

Ils ont des allures similaires, on constate simplement un décalage temporel lié à la différence de parcours.

La première étape du traitement numérique dans la méthode MICHELSON consiste à déterminer le spectre (module et phase) de ces signaux en utilisant la transformée de Fourier.

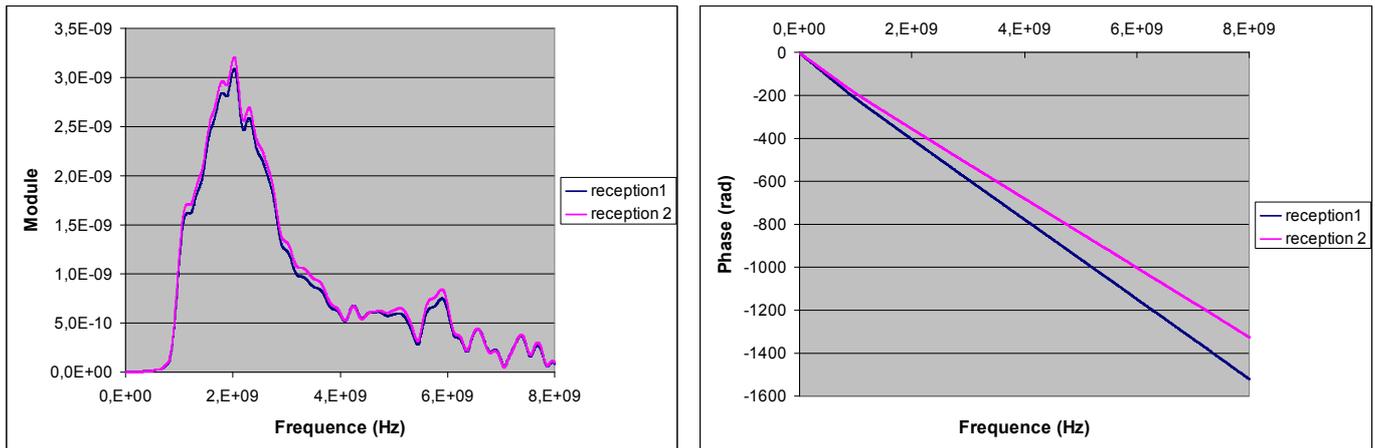


Figure III- 9: Caractéristiques fréquentielles des champs diffusés au niveau des réceptions 1 et 2 dans le cas idéal

En accord avec l'étude temporelle, l'analyse fréquentielle montre que les champs diffractés sont proches en module et différent sur la phase à cause de la différence de parcours.

Il suffit ensuite d'appliquer les fonctions de transfert précédentes de la Figure III-7 pour remonter au champ incident. Les champs incidents ainsi obtenus sont comparés au champ référence incident défini pour ces simulations.

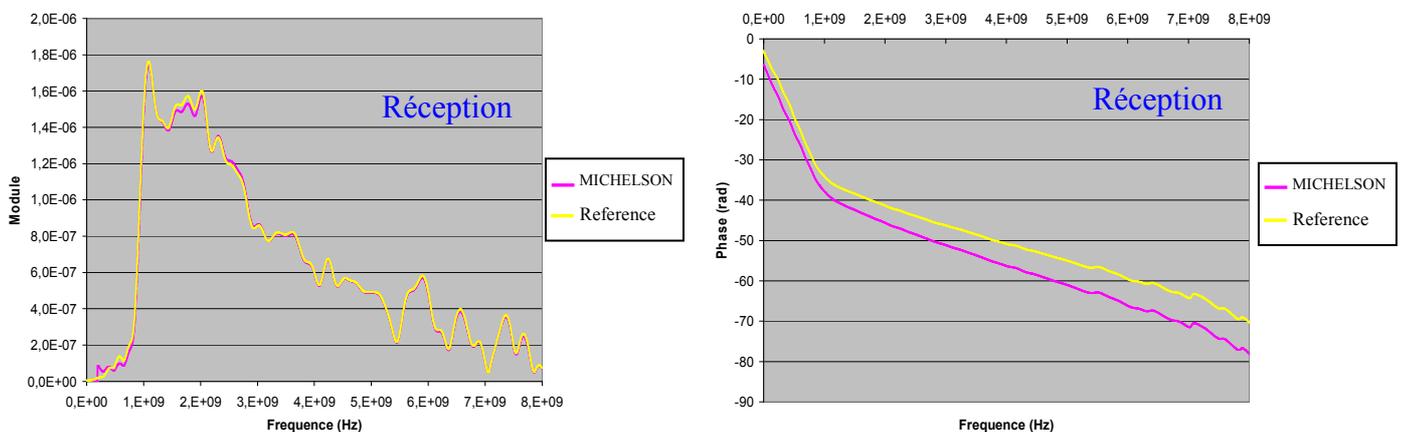


Figure III- 10: Champ incident obtenu par la Méthode Michelson à partir de la réception 1 (sans incertitude sur la position de la réception)

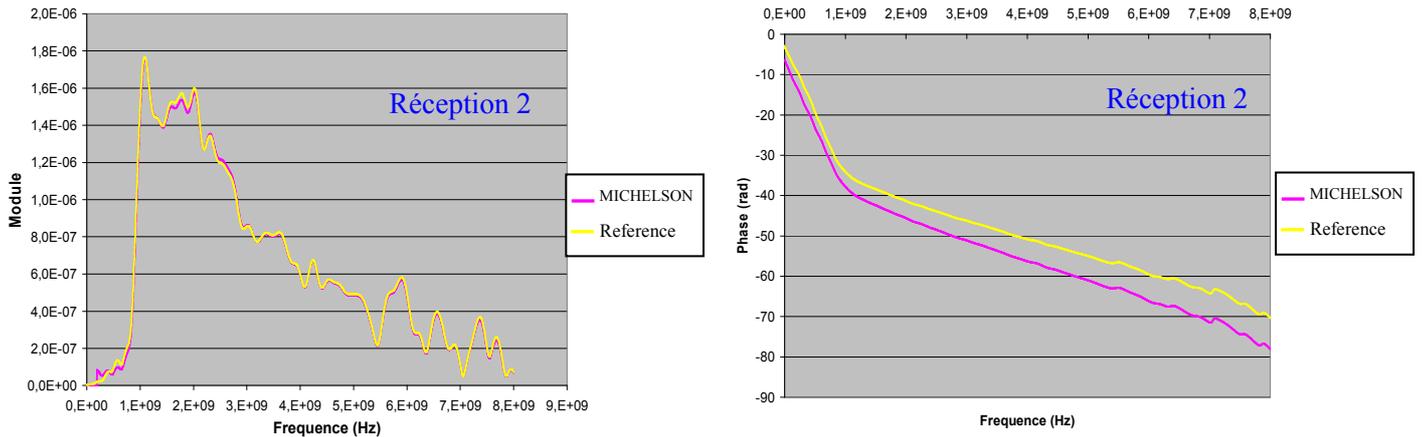


Figure III- 11: Champ incident obtenu par la Méthode Michelson à partir de la réception 2 (sans incertitude sur la position de la réception)

Que l'on travaille à partir du champ diffusé au niveau de la position 1 ou à partir de celui de la position 2, les résultats obtenus sont identiques. Les fonctions de transfert déterminées à partir du programme analytique permettent d'obtenir un module du champ incident très proche de celui de référence. Un décalage sur la phase est observable, même si l'allure reste la même. Ce décalage de phase est dû à la référence des phases prise pour chacune des méthodes. Avec CST, l'origine est prise à l'extrémité de la face de la sphère éclairée par le plan d'onde, alors que pour les séries de Mie, cette origine est prise au centre de la sphère. Le rayon de la sphère étant de 2.5cm, une différence de parcours approximative de 5cm est donc constatée entre CST et le programme analytique, ce qui explique un déphasage de l'ordre de 8 radians à la fréquence de 8GHz ($\Delta\phi=2\pi f \frac{d}{c}$). Ce déphasage se traduit au niveau transitoire par un décalage temporel, mais n'influe pas sur la forme du signal.

Il est donc possible de déterminer un champ incident dont la polarisation est connue à partir de la mesure du champ diffusé par la sphère quelle que soit la position de la réception.

2.1.2. Calcul dans le cas général où la polarisation du champ incident n'est pas connue

Dans le cas général où la polarisation du champ incident n'est pas connue, il faut mesurer deux champs diffractés avec la méthode MICHELSON pour pouvoir déterminer les composantes du champ incident (cf chapitre 2, *paragraphe 5.1*), sauf dans des cas particuliers fixés par le positionnement de la source, de la cible, et de la réception (cf chapitre 2 paragraphe 5.2 et annexe 4) qui ne nécessitent qu'une mesure du champ diffracté. Ces cas particuliers ne sont pas évoqués dans cette partie, car le principe pour obtenir le champ incident est analogue au cas du paragraphe 2.1.1. avec l'utilisation d'une seule antenne.

2.1.2.1. Configuration de la simulation

Pour vérifier si l'utilisation de deux antennes de réception est viable pour obtenir la polarisation du champ incident, des simulations ont été menées en relevant le champ diffusé pour deux positions différentes. Les conditions de simulation sont analogues au paragraphe 2.1.1.1., mais le champ électrique incident \vec{E}_i a cette fois deux composantes, une suivant \vec{x} et l'autre suivant \vec{y} . La composante suivant \vec{x} est appelée composante verticale et sera notée \vec{E}_{iv} , et la composante suivant \vec{y} est appelée composante horizontale et sera notée \vec{E}_{ih} .

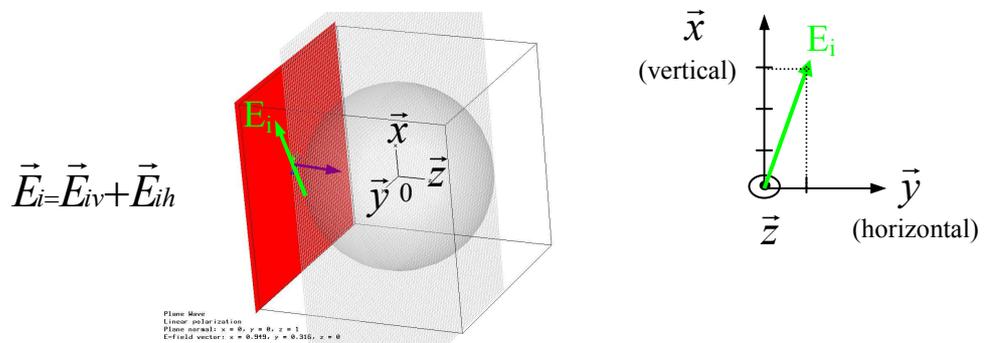


Figure III- 12 : Polarisation oblique du champ incident illuminant la sphère

Les composantes du champ incident, \vec{E}_{iv} et \vec{E}_{ih} , ont été définies telles que le rapport suivant soit respecté sur toute la bande de fréquence étudiée:

$$\frac{\|\vec{E}_{iv}\|}{\|\vec{E}_{ih}\|}=3 \quad \text{Equation III- 3}$$

Les mêmes positions de réception que pour l'étude précédente ont été utilisées, c'est à dire les positions 1 et 2 (cf Figure III-13), mais ici, pour chaque position, la composante verticale et la composante horizontale du champ diffracté sont relevées, c'est à dire E_{dv} et E_{dh} .

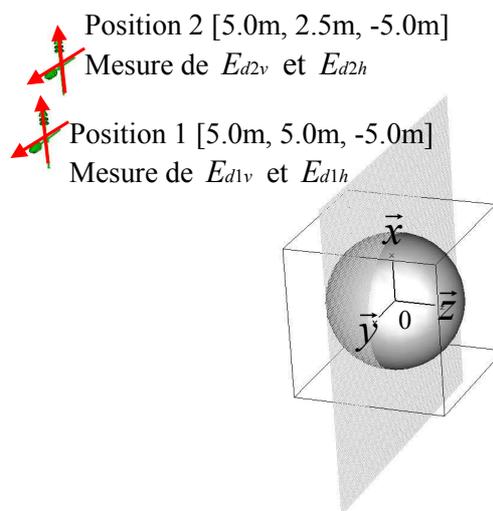


Figure III- 13: Mesures des champs diffractés verticaux et horizontaux pour les positions 1 et 2

- **Systemes à résoudre**

Pour déterminer la polarisation du champ incident, il faut obtenir un système à deux équations, et pour cela on raisonne :

- soit à partir d'une position donnée « m », et on relève le champ diffracté vertical E_{dmv} et le champ horizontal E_{dmh} pour cette même position. Il faut résoudre dans ce cas là le système suivant :

$$E_{dmv}(f) = H_{cmvv}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{cmhv}(f) \cdot E_{ih}(f) \quad \text{Equation III- 4}$$

$$E_{dmh}(f) = H_{cmvh}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{cmhh}(f) \cdot E_{ih}(f) \quad \text{Equation III- 5}$$

- soit à partir de deux positions distinctes « m » et « n », et on relève le champ diffracté, par exemple vertical pour chacune de ces positions (E_{dmv} et E_{dnv}). Dans cette configuration, le système suivant doit être résolu:

$$E_{dmv}(f) = H_{cmvv}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{cmhv}(f) \cdot E_{ih}(f) \quad \text{Equation III- 6}$$

$$E_{dnv}(f) = H_{cnvv}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{cnhv}(f) \cdot E_{ih}(f) \quad \text{Equation III- 7}$$

Comme précédemment, pour ces simulations, on raisonne directement sur les champs diffractés et non sur les tensions en sortie d'antenne comme on le ferait dans le cas pratique. La résolution du système resterait analogue si l'on travaillait à partir des tensions en sortie des antennes de réception, il faudrait juste faire intervenir les fonctions de transfert de ces antennes dans le système suivant :

$$V_{rmv}(f) = H_{rmv}(f) \cdot E_{dmv}(f) = H_{rmv}(f) \cdot [H_{cmvv}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{cmhv}(f) \cdot E_{ih}(f)] \quad \text{Equation III- 8}$$

$$V_{rnv}(f) = H_{rnv}(f) \cdot E_{dnv}(f) = H_{rnv}(f) \cdot [H_{cnvv}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{cnhv}(f) \cdot E_{ih}(f)] \quad \text{Equation III- 9}$$

- **Mise en forme matricielle**

Que l'on travaille à partir d'une seule position de réception ou à partir de deux positions de réceptions distinctes, le système à résoudre est du type :

$$E_{dmk}(f) = H_{cmak}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{cmbk}(f) \cdot E_{ib}(f) \quad \text{Equation III- 10}$$

$$E_{dnl}(f) = H_{cnal}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{cnbl}(f) \cdot E_{ib}(f) \quad \text{Equation III- 11}$$

Ce système peut se mettre sous la forme matricielle suivante:

$$[E_d(f)] = [H_c(f)] \cdot [E_i(f)] \quad \text{Equation III- 12}$$

avec $[E_d(f)] = \begin{bmatrix} E_{dmk}(f) \\ E_{dni}(f) \end{bmatrix}$, $[E_i(f)] = \begin{bmatrix} E_{ia}(f) \\ E_{ib}(f) \end{bmatrix}$, $[H_c(f)] = \begin{bmatrix} H_{cmak}(f) & H_{cmbk}(f) \\ H_{cnal}(f) & H_{cnbl}(f) \end{bmatrix}$

On obtient $E_i(f)$ par inversion de $[H_c(f)]$:

$$[E_i(f)] = [H_c(f)]^{-1} [E_d(f)]$$

La résolution de ce système se fait à l'aide du logiciel Matlab (notamment en utilisant la division à droite : $[E_i(f)] = [H_c(f)] \backslash [E_d(f)]$).

2.1.2.2. Détermination du champ incident à partir de deux valeurs de champs diffractés

On ne tient pas compte de l'incertitude de positionnement de la réception, les fonctions de transfert de la cible calculées correspondent aux emplacements du relevé des champs diffractés.

A. Calcul de la polarisation du champ incident à partir de deux réceptions placées à deux emplacements différents et mesurant la même composante du champ diffracté

Le calcul des composantes du champ incident est fait à partir du relevé des champs diffractés verticaux aux niveaux des positions 1 et 2 :

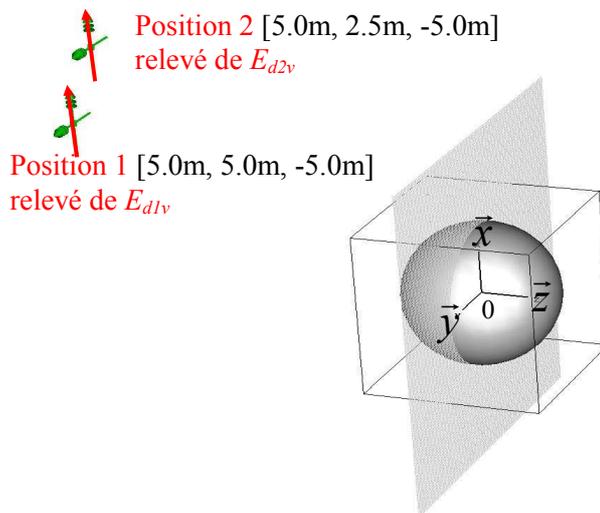


Fig. 10 : Mesure des champs diffractés verticaux aux positions 1 et 2 pour remonter au champ incident dont la polarisation est inconnue

Le système à résoudre dans cette configuration est le suivant (cf Equations III-6 et III-7) :

$$\begin{cases} E_{d1v}(f) = H_{c1vv}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{c1hv}(f) \cdot E_{ih}(f) \\ E_{d2v}(f) = H_{c2vv}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{c2hv}(f) \cdot E_{ih}(f) \end{cases}$$

Avant de résoudre le système sous forme matricielle, il faut au préalable déterminer les différents paramètres H_c pour la configuration testée, ces fonctions de transfert sont représentées sur la Figure III-14.

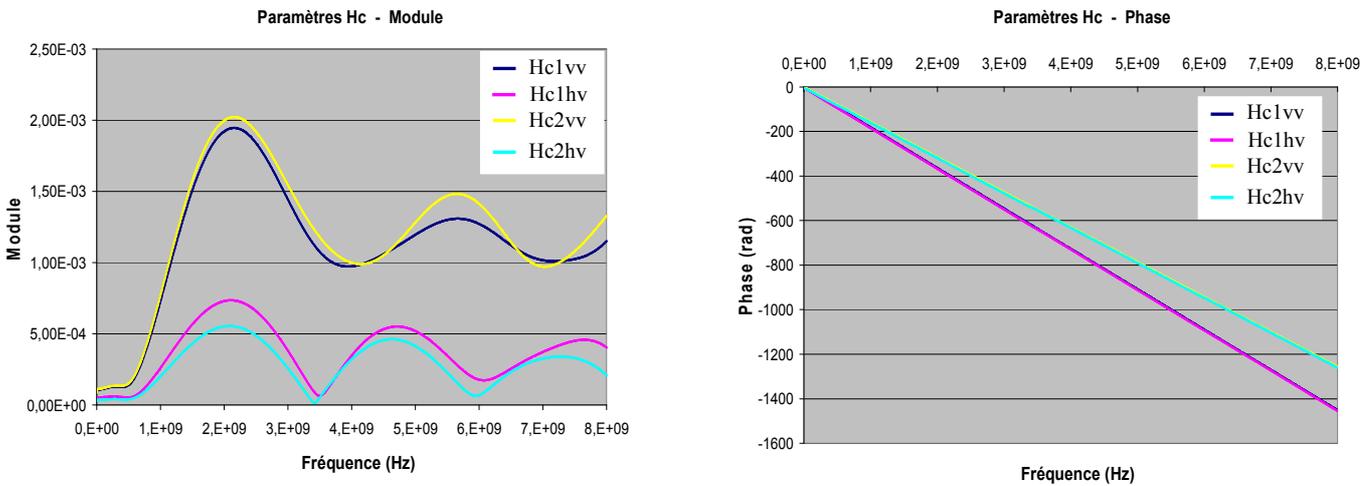


Figure III- 14: Paramètres Hc obtenus par les séries de Mie pour des champs diffusés verticaux aux positions 1 et 2

H_{c1vv} et H_{c2vv} représentent les fonctions de transfert de la cible quand celle-ci est illuminée verticalement et quand on regarde la diffusion verticale aux positions 1 et 2. H_{c1hv} et H_{c2hv} représentent les fonctions de transfert de la cible quand celle-ci est illuminée horizontalement et quand on regarde la diffusion verticale aux positions 1 et 2. Il est donc logique de constater que H_{c1vv} et H_{c2vv} sont très supérieurs à H_{c1hv} et H_{c2hv} , car la composante verticale du champ diffusé est due en majorité à la composante verticale du champ incident. Les évolutions de H_{c1vv} et H_{c2vv} sont similaires, malgré des positions de réception différentes.

A partir de ces fonctions de transfert, et des champs diffractés verticaux relevés aux positions 1 et 2 (non représentés), les composantes du champ incident sont déduites.

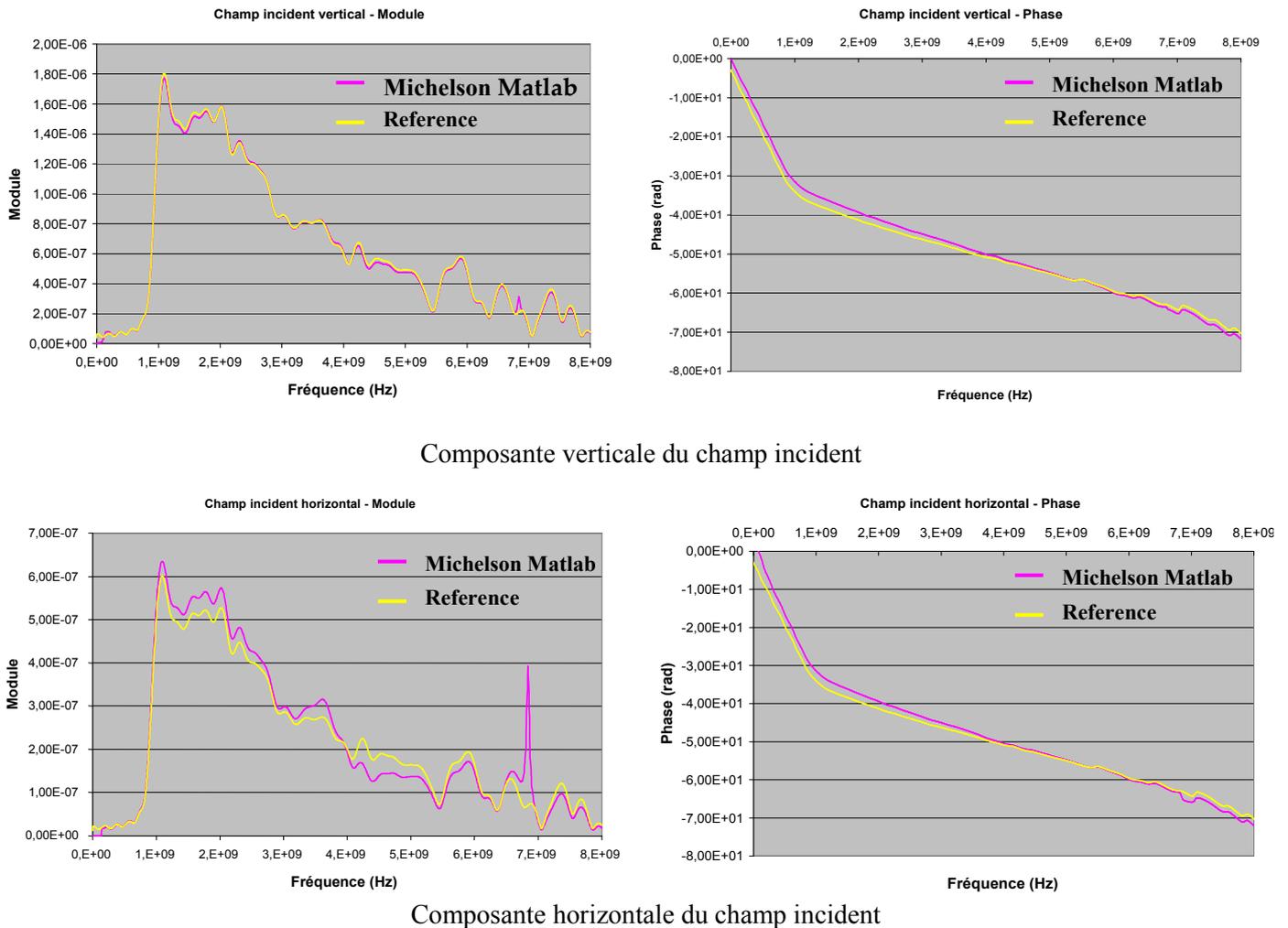


Figure III- 15: Composantes du champ incident (verticale et horizontale) obtenues à partir de la méthode Michelson pour les positions 1 et 2 et comparées aux composantes références de la simulation, pour $E_{iv}=3.E_{ih}$ sur tout le spectre

Sur la Figure III-15, les résultats obtenus avec la méthode Michelson sont comparés avec les composantes du champ incident réellement utilisées pour éclairer la cible dans la simulation. On constate que l'utilisation de deux réceptions positionnées à deux emplacements distincts permet de remonter aux composantes du champ incident, de façon précise au niveau de la composante verticale, mais avec des écarts au niveau de la composante horizontale. Si on compare le module de la composante horizontale obtenue avec la méthode MICHELSON à la composante de référence horizontale, on observe des variations pouvant atteindre 10% pour certaines fréquences. Cependant les résultats pour cette composante restent très similaires.

L'utilisation de deux réceptions mesurant la même composante du champ diffusé pour remonter à la polarisation du champ incident est donc validée.

B. Calcul de la polarisation du champ incident en mesurant deux composantes croisées pour une seule position de réception

Pour remonter à la polarisation du champ incident, on utilise maintenant une position de réception (position 2), pour laquelle on mesure la composante verticale (E_{d2v}) et la composante horizontale (E_{d2h}) du champ diffusé :

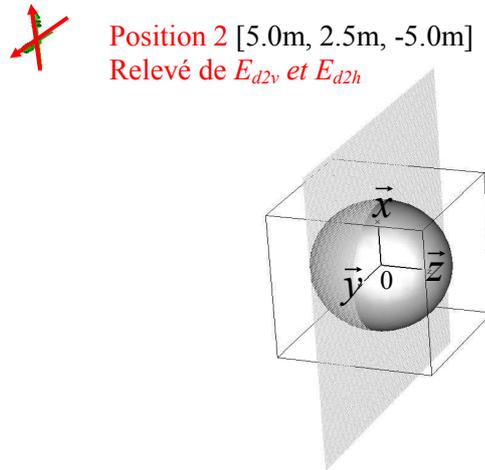


Figure III- 16: Mesure des composantes verticale et horizontale du champ diffusé au niveau de la position 2.

Le système à résoudre associé à la Figure. III-16 est (cf Equations III-4 et III-5) :

$$\begin{cases} E_{d2v}(f) = H_{c2vv}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{c2hv}(f) \cdot E_{ih}(f) & \text{Equation III- 13} \\ E_{d2h}(f) = H_{c2vh}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{c2hh}(f) \cdot E_{ih}(f) & \text{Equation III- 14} \end{cases}$$

Les fonctions de transfert associées à ce système sont données ci-après.

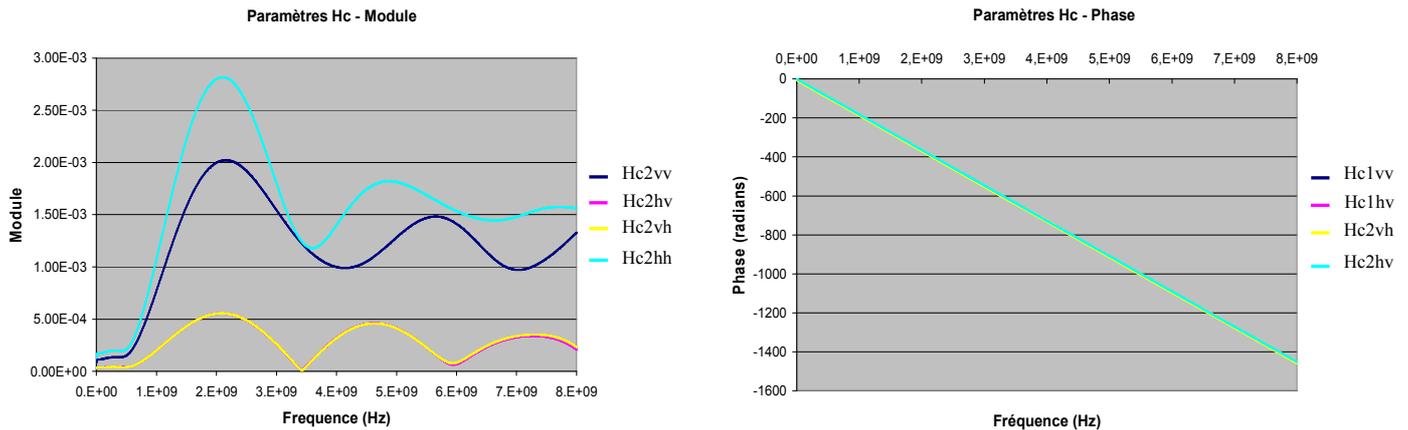
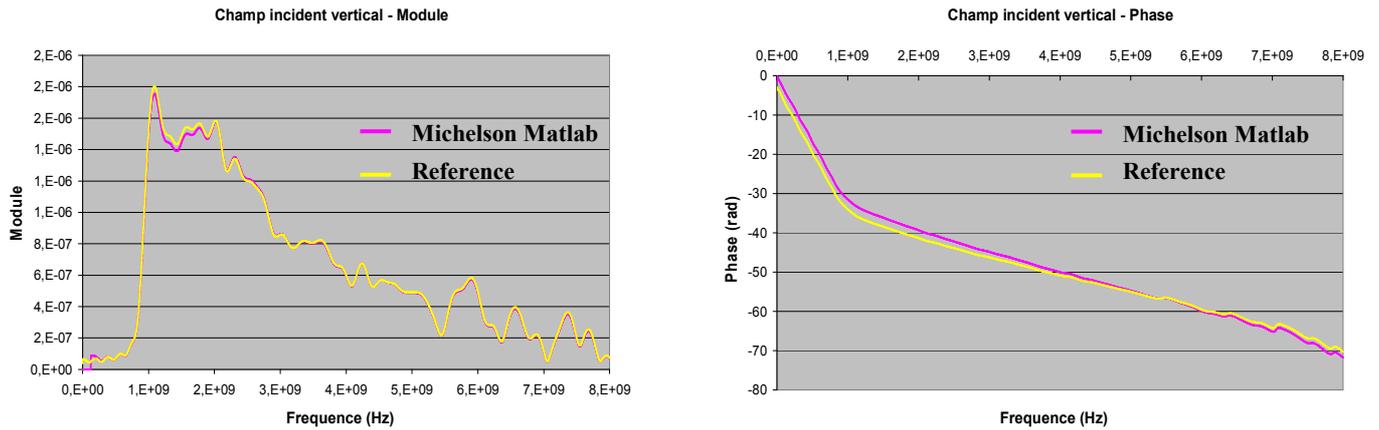


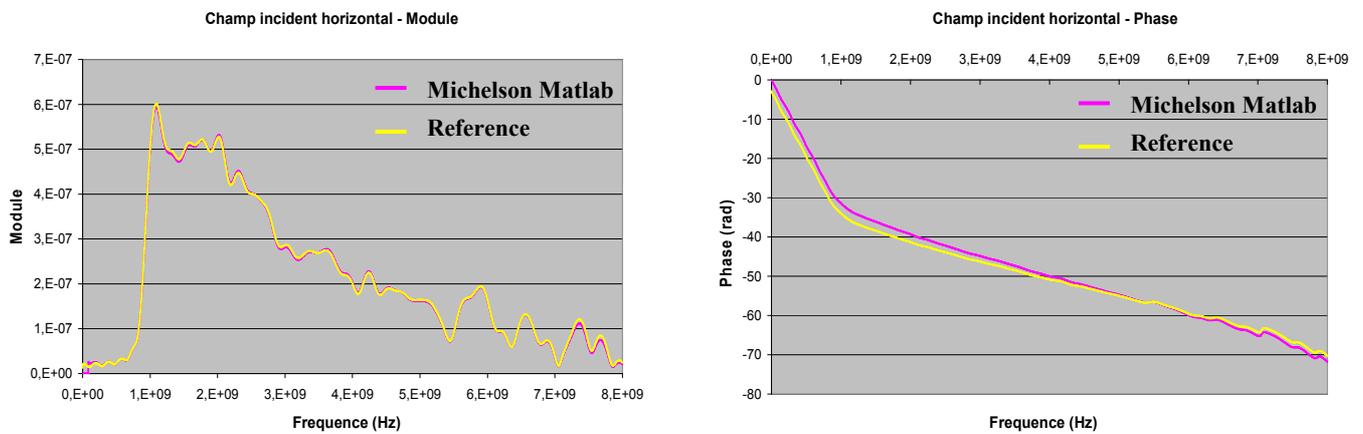
Figure III- 17: Paramètres Hc obtenus sous CST pour les composantes verticale et horizontale du champ diffracté au niveau de la position 2

Pour cette configuration, pour laquelle les composantes verticale et horizontale du champ diffusé sont mesurées au niveau de la position 2, les paramètres H_c majoritaires sont H_{c2hh} et H_{c2vv} ; avec H_{c2hh} supérieur à H_{c2vv} . Cependant les paramètres H_c liés aux composantes croisées sont faibles mais ne sont pas négligeables, et il faut donc en tenir compte dans le traitement.

A partir des composantes relevées pour la position 2 et des paramètres H_c déterminés, la résolution du système d'équations a permis d'aboutir aux résultats présentés sur la Figure III-18.



Composante verticale du champ incident



Composante horizontale du champ incident

Figure III- 18: Composantes du champ incident (verticale et horizontale) obtenues à partir de la méthode Michelson pour la position 2 et comparées aux composantes références de la simulation

Pour cette configuration avec une seule position de réception et la mesure de deux composantes croisées du champ diffracté, on peut vérifier que les composantes du champ incident calculées avec la méthode MICHELSON concordent avec les références sur toute la plage fréquentielle, les écarts étant inférieurs à 5% sur les modules.

Le relevé de composantes croisées du champ diffracté à une position donnée permet donc de remonter à la polarisation du champ incident de façon précise.

2.2. Validation par expérimentations bas niveaux

Les simulations précédentes ont permis de montrer qu'il était possible avec la méthode MICHELSON de remonter à l'amplitude et à la polarisation du champ incident, il reste maintenant à le vérifier expérimentalement.

Les premiers essais sont menés dans des conditions favorables de mesure, c'est à dire en considérant un rapport signal à bruit suffisant sur toute la plage fréquentielle d'étude. Un générateur impulsionnel de niveau important (10kV crête) et une configuration pour laquelle le couplage émission/réception ne nuit pas trop à la dynamique de mesure concourent à ces conditions d'expérimentation favorables.

2.2.1. Matériel utilisé

Pour cette étude, la matériel suivant a été utilisé :

- deux antennes cornets ULB identiques [34], une pour l'émission et l'autre pour la réception
- un générateur impulsionnel FID Technology
- deux sphères métalliques de diamètre 5 cm et 8 cm utilisées comme cible

- **L'antenne cornet ULB**

Cette antenne est de type BBHA 9120B de la société SCHWARZBECK. Elle permet de couvrir la bande [1GHz-10GHz]. Son gain est donné par le constructeur sur la Figure III-19 ci-après.

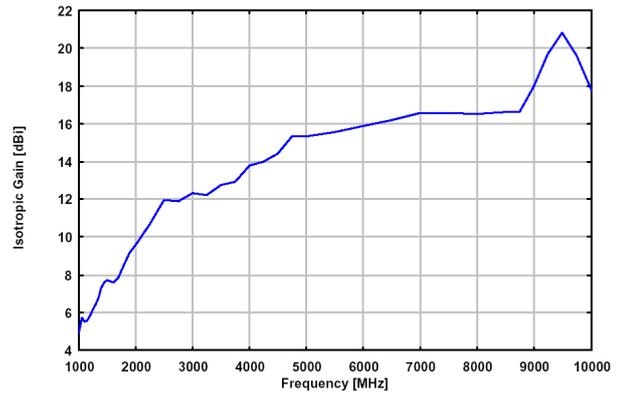


Figure III- 19: Antenne Cornet BBHA 9120B et son gain

La caractéristique essentielle de l’antenne à connaître pour utiliser la méthode MICHELSON est le facteur d’antenne. Des mesures ont été menées à partir du banc de mesure présenté sur la Figure II-26 et de l’équation II-36 (cf chapitre 2, *paragraphe 4.2.*), pour déterminer ce paramètre.

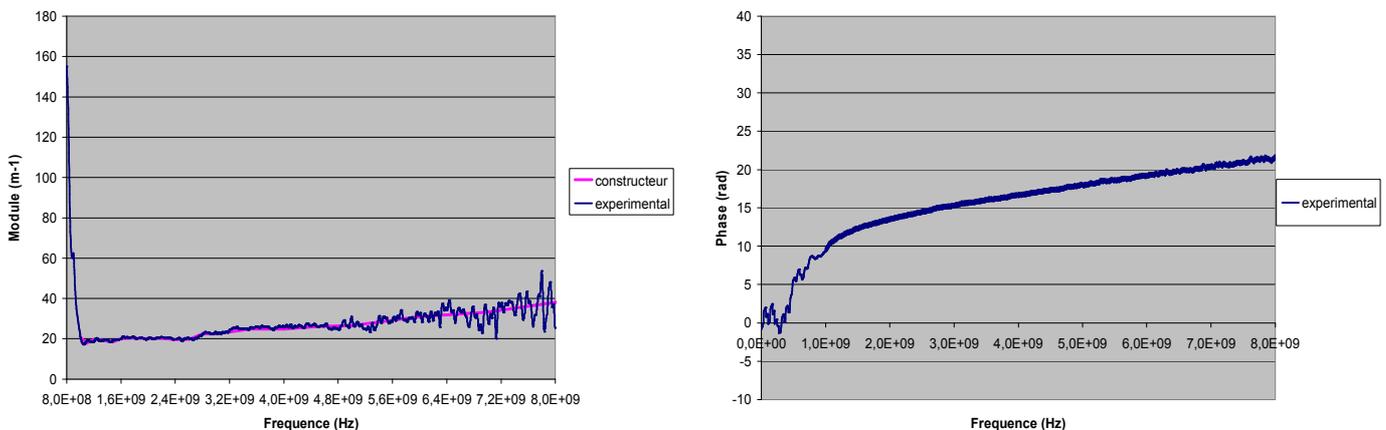


Figure III- 20: Facteur d’antenne calculé de l’antenne cornet

Le module du facteur d’antenne calculé expérimentalement correspond à celui donné par constructeur. L’avantage de la méthode expérimentale est de permettre la détermination de la phase de ce facteur, grandeur non fournie par le constructeur. Ce paramètre est pourtant indispensable dans la méthode MICHELSON pour remonter à l’allure temporelle du champ incident.

- **Le générateur impulsionnel ULB FID Technology**

Le principe de ce générateur repose sur l'utilisation de diodes DSRD. Les impulsions délivrées sont du type biexponentiel, avec un temps de montée plus court que le temps de descente. Cette impulsion se distingue par un « prépulse » propre à cette technologie.

Les principales caractéristiques de ce générateur sont les suivantes (cf Figure III-21) :

- un niveau crête de 10.6 kV
- un temps de montée (10%-90%) de 95 ps, et une largeur à mi-hauteur de 240 ps
- une bande passante à -10 dB qui s'étend de 0 à 1.4GHz

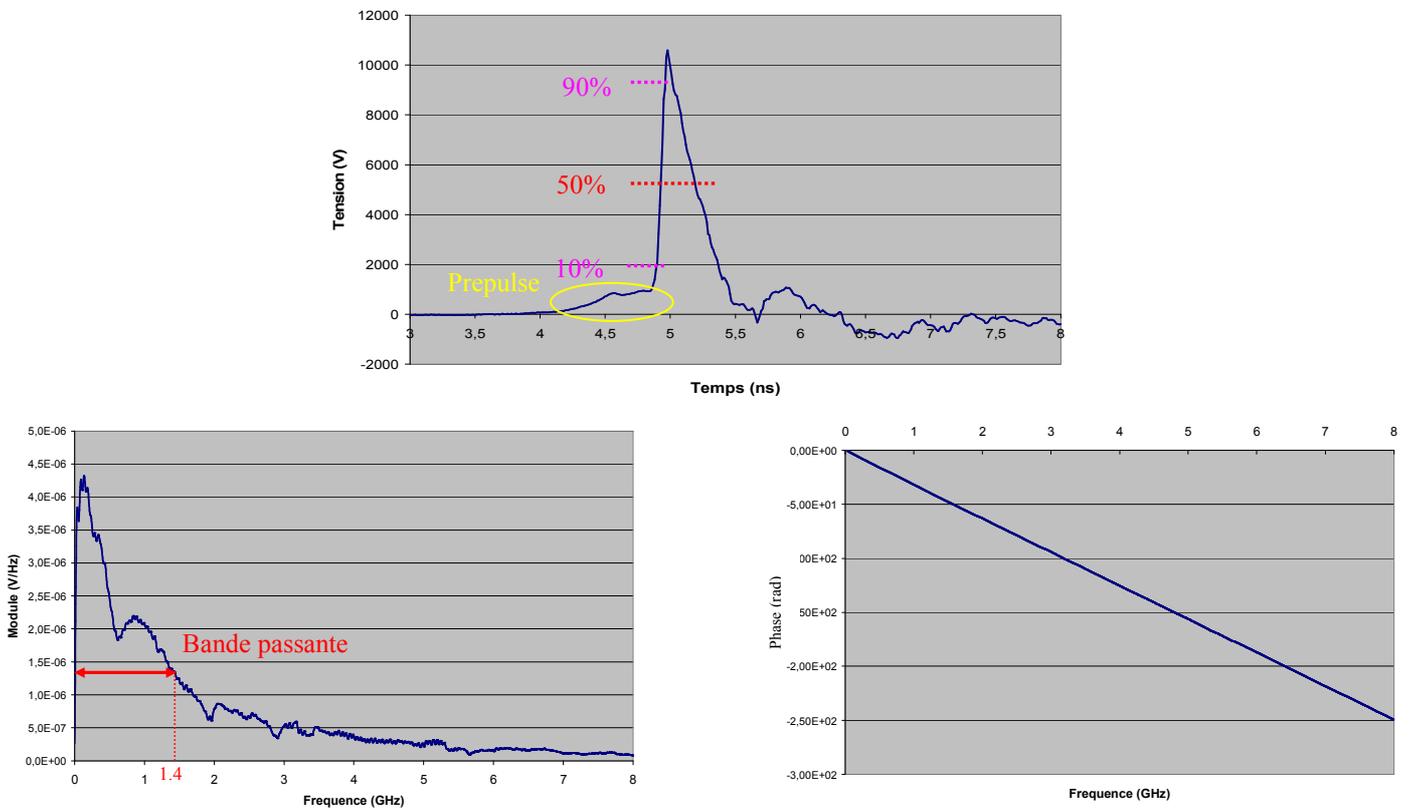


Figure III- 21: Caractéristiques temporelle et fréquentielle du générateur impulsionnel FID

2.2.2. Configuration de l'expérimentation

La disposition des antennes et de la cible pour valider la méthode MICHELSON est celle présentée sur la Figure III-22.

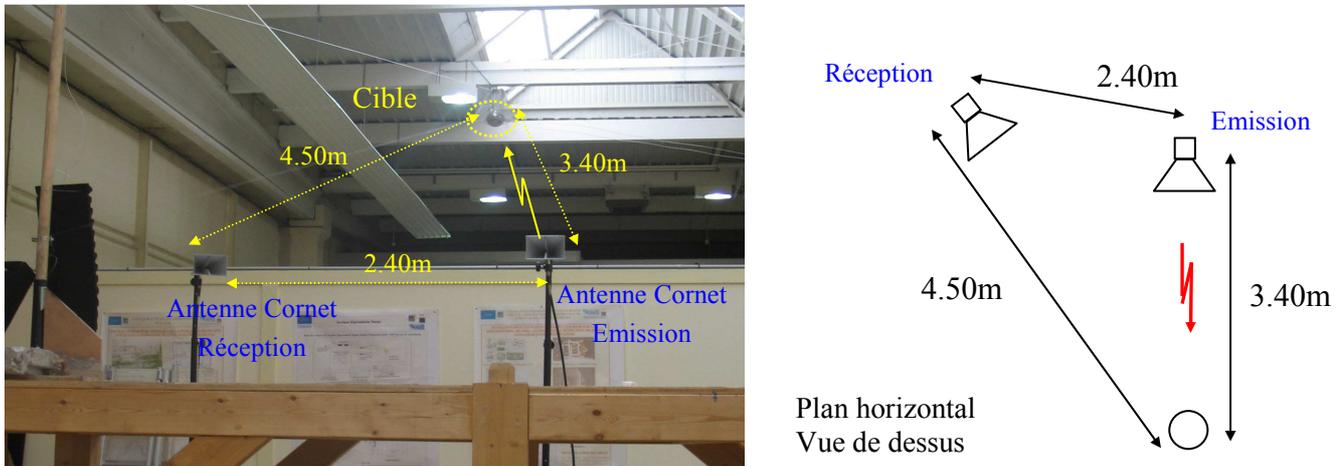


Figure III- 22: Configuration de l'expérimentation bas niveau hautes fréquences

A partir de cette configuration expérimentale, deux séries d'essais sont menées :

- la première en plaçant l'antenne d'émission verticalement, afin de générer un champ incident à polarisation verticale. Les mesures MICHELSON sont réalisées dans ce cas là en considérant que la polarisation du champ est connue (position verticale ici). L'antenne de réception est placée également de façon verticale pour mesurer la composante verticale du champ diffracté. Le but est de remonter à l'allure temporelle du champ incident dont la polarisation est connue.
- la seconde, en inclinant l'antenne d'émission d'environ 45 degrés par rapport à la position précédente, afin que le champ incident ait une composante verticale et une composante horizontale du même ordre de grandeur. Ces expérimentations doivent mettre en évidence la possibilité d'obtenir les composantes du champ incident, en mesurant successivement les composantes verticale et horizontale du champ diffracté au niveau de la réception, en orientant l'antenne de réception successivement verticalement et horizontalement.

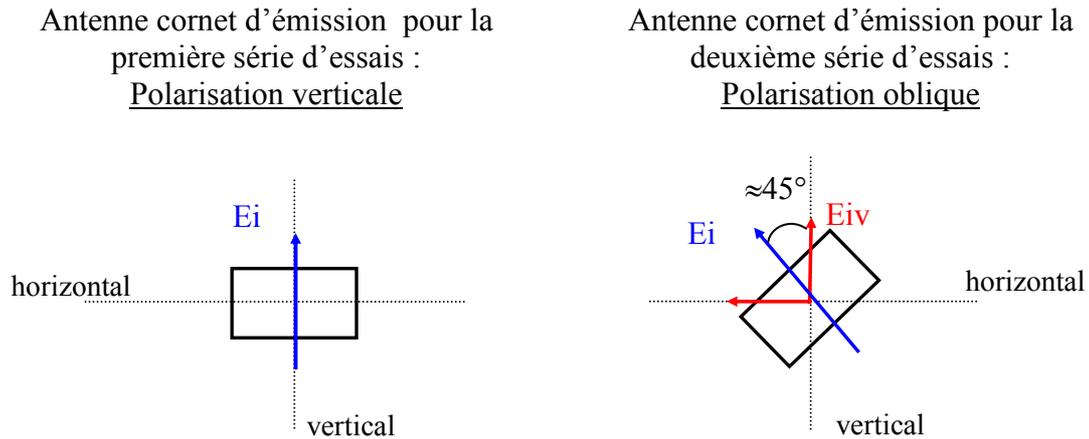


Figure III- 23: Orientation de l'antenne cornet d'émission suivant la série d'essais

Deux sphères métalliques ont été utilisées comme cible, l'une de 5cm de diamètre et l'autre de 8cm. Pour limiter au maximum les échos parasites, notamment ceux du support, ces sphères ont été suspendues à l'aide de fils.

2.2.3. Résultats

2.2.3.1. Mesure d'un champ incident à polarisation verticale

Il s'agit du cas le plus simple, où la polarisation du champ incident est supposée connue (verticale) ; il suffit alors de mesurer le champ diffracté pour une composante donnée (verticale ici) au niveau de la réception, et de calculer la fonction de transfert correspondante pour remonter à ce champ. Pour vérifier que le champ obtenu avec la méthode MICHELSON est indépendant de la cible utilisée, les deux dimensions de sphère sont utilisées pour ces expérimentations.

Dans cette partie, le traitement numérique est détaillé étape par étape. La première étape consiste à relever les tensions brutes mesurées à la sortie de l'antenne de réception, suivant qu'on place la cible ou non. Le but est ensuite d'extraire le signal utile pour la suite des traitements, c'est à dire le signal uniquement lié à la diffraction de la sphère. Ce signal est obtenu en faisant la soustraction des signaux mesurés avec et sans cible (cf. Figure III-24).

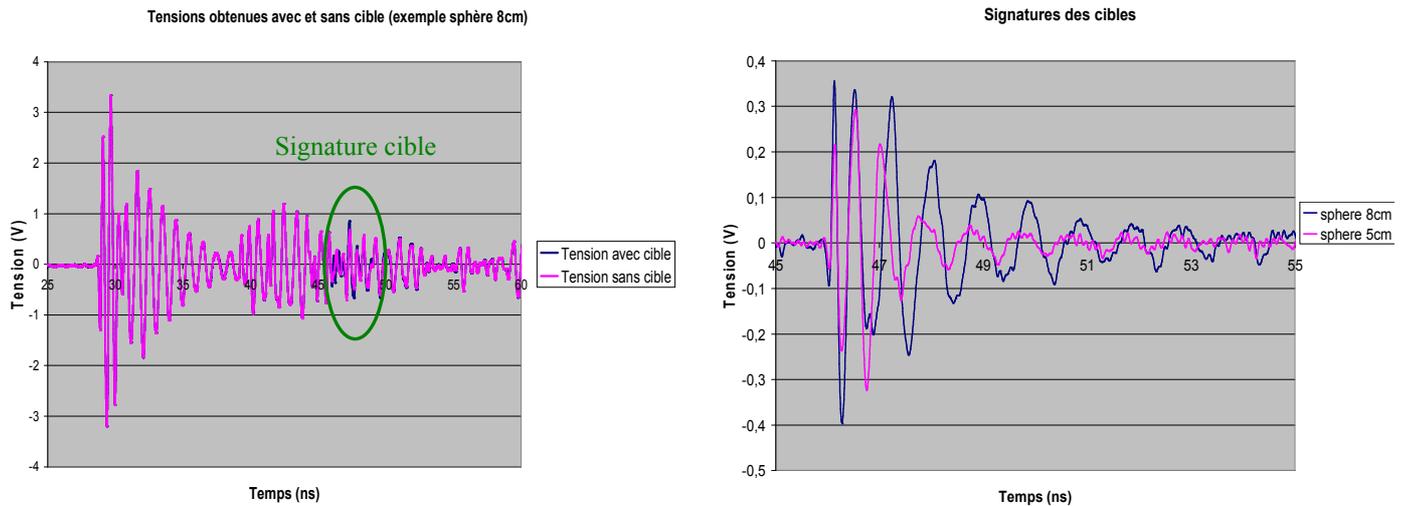


Figure III- 24: Tensions brutes mesurées à la sortie de l'antenne de réception (avec et sans cible) et signatures déduites après soustraction

On peut noter sur cette figure que sans soustraction entre les deux tensions obtenues avec et sans cible, il est impossible d'extraire la signature utile, car celle-ci est perturbée par les échos parasites du hall d'essais, et surtout elle ne ressort pas nettement du signal de couplage entre antennes. Le niveau des signatures est compris entre 0.6 et 0.8V crête suivant la sphère utilisée alors que le niveau de couplage dans le même temps est de l'ordre de 1V crête à crête.

Ces signatures ont des allures différentes, elles dépendent de la taille de la sphère utilisée pour la mesure. Plus la sphère est grande, plus l'amplitude de la signature est importante, et plus son étalement temporel est important.

La suite du traitement est réalisée dans le domaine fréquentiel, une transformée de Fourier (TF) de ces signatures est alors effectuée.

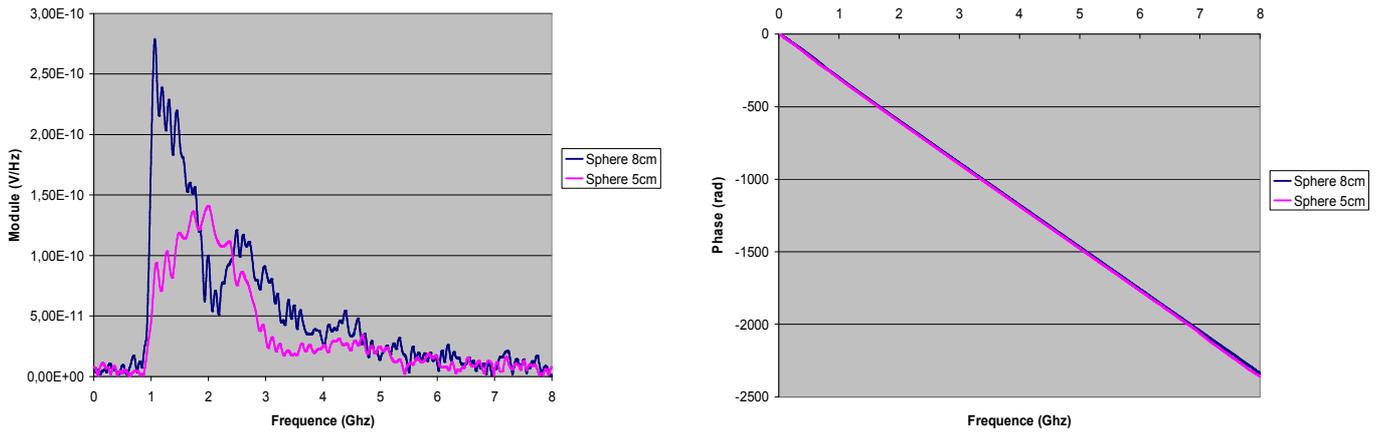


Figure III- 25: Caractéristiques fréquentielles des signatures des cibles

Sur la Figure III-25, les caractéristiques fréquentielles des signatures font apparaître que le contenu spectral pour la sphère de 8cm est très différent de celui de la sphère de 5cm, notamment bien supérieur pour la bande [1GHz, 2GHz], ce qui est conforme aux données temporelles étudiées précédemment.

Le traitement MICHELSON se poursuit ensuite en calculant le champ diffracté au niveau de la réception ; pour cela on utilise le facteur d'antenne du cornet déterminé Figure III-20. Les résultats obtenus (Figure III-26) sur le champ diffracté font apparaître des contenus basses fréquences en dessous de 800MHz, c'est à dire en dessous de la bande passante du cornet. Il s'agit d'un contenu spectral parasite qui n'est pas physique, il est lié au traitement, qui conduit à des approximations dans cette gamme de fréquence où les calculs sont faits à partir de mesures avec de faibles dynamiques. Ces parasites sont éliminés numériquement dans la suite du traitement.

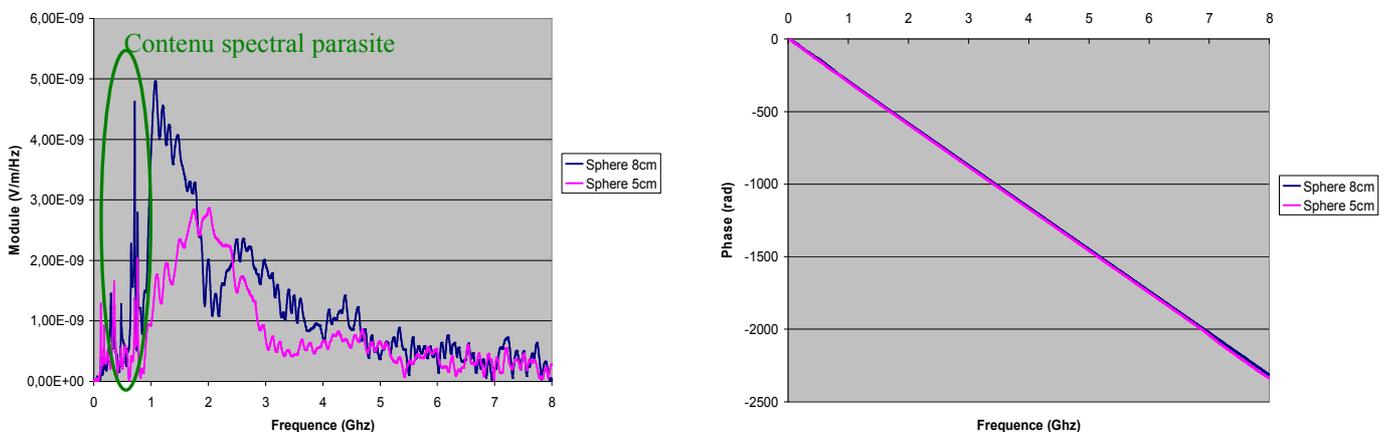


Figure III- 26: Spectres des champs diffusés au niveau de la réception

La dernière étape du traitement consiste à remonter aux champs incidents en utilisant les fonctions de transfert des cibles qui sont présentées ci après, Figure III-27.

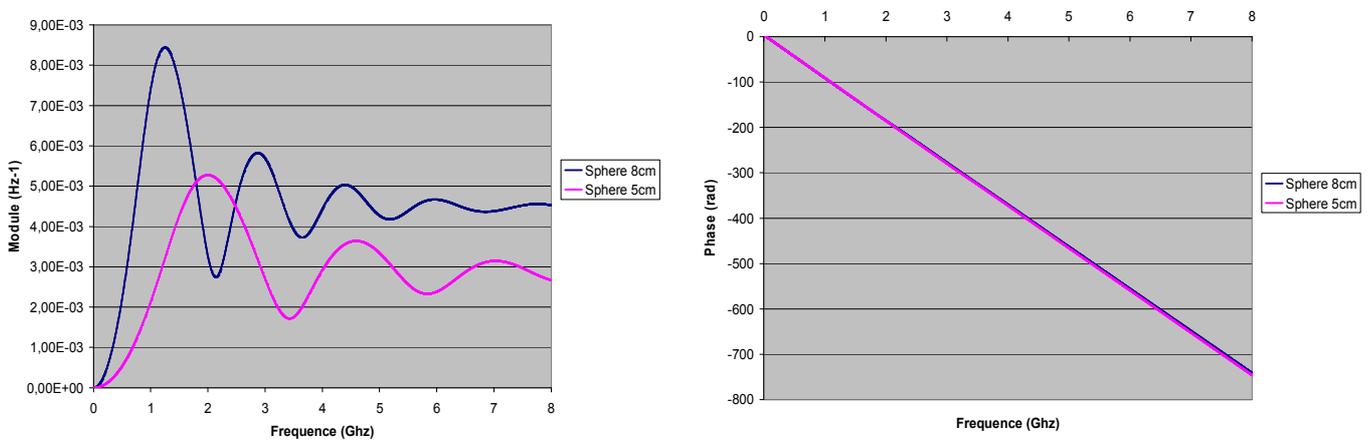


Figure III- 27: Fonctions de transfert des cibles

A partir de ces deux fonctions de transfert, on en déduit les champs incidents ci-après. On peut noter que la bande passante du champ incident est comprise globalement entre 1 et 4GHz, et si on relie cette information aux fonctions de transfert des cibles, le niveau de champ diffusé à l’emplacement de la réception correspond à un pourcentage compris entre 0.5% et 0.6% du niveau du signal incident pour la sphère de 8cm, et entre 0.3% et 0.4% pour la sphère de 5cm.

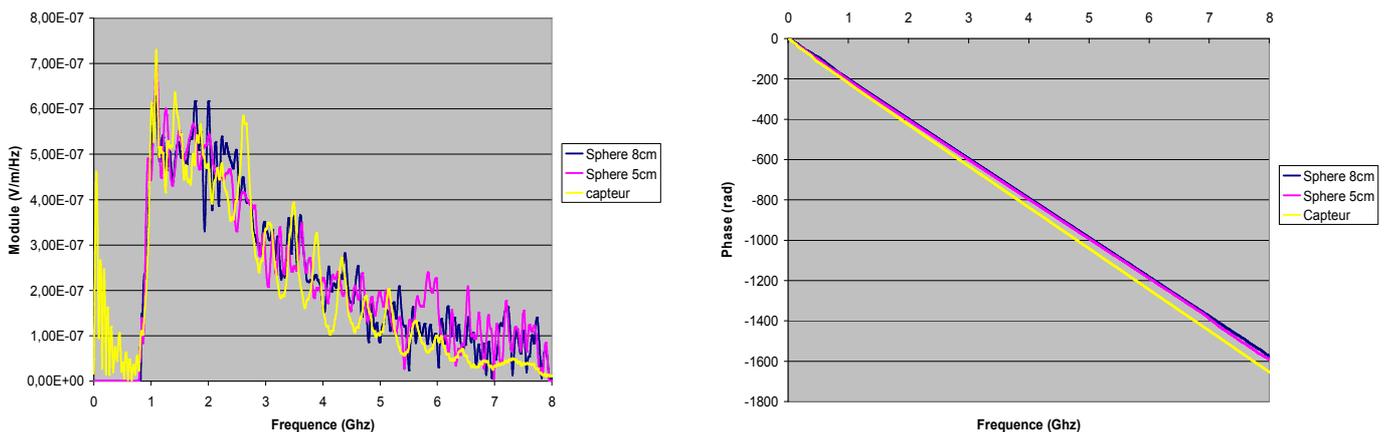


Figure III- 28: Champs incidents fréquentiels

A partir des signatures des deux cibles, on arrive avec la méthode MICHELSON à des caractéristiques fréquentielles des champs incidents qui ont des allures très similaires. De plus, une comparaison avec le champ obtenu avec le capteur de champ montre que la méthode MICHELSON

donne des résultats proches de ceux obtenus par le capteur. Les oscillations sur le module du champ mesuré par le capteur sont propres à ce dispositif et sont liées à la désadaptation entre le capteur et son balun. Un léger écart de phase est constaté entre les résultats MICHELSON et le capteur, ceci est dû au balun associé au capteur qui ajoute une distance supplémentaire de parcours.

Une analyse temporelle par transformée de Fourier inverse (TFI) est réalisée à partir de ces résultats fréquentiels, afin de comparer plus précisément les champs incidents.

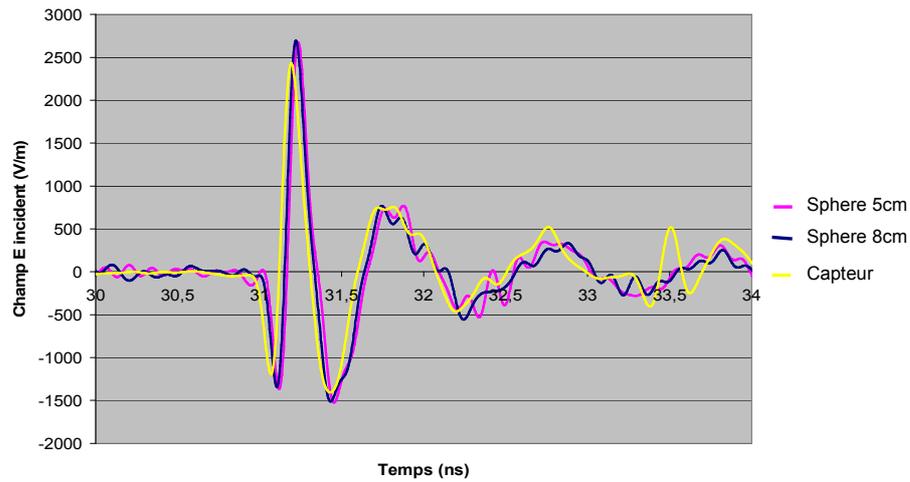


Figure III- 29: Champs incidents temporels

Pour cette étude temporelle, l'écart de phase constaté sur le capteur par rapport aux résultats MICHELSON a été compensé par un décalage temporel, afin de synchroniser les signaux et permettre une meilleure comparaison.

La Figure III-29 montre que les champs incidents déduits de la méthode MICHELSON sont quasiment identiques pour les deux sphères utilisées. L'erreur d'amplitude sur le champ électrique incident entre les deux cibles est inférieur à 2%. On constate donc que les deux dimensions de cible utilisées, les champs incidents retrouvés après traitement numérique sont les mêmes, validant le principe de calcul de la méthode.

Le champ mesuré à partir du capteur a la même allure que celles obtenues avec MICHELSON, mais son niveau est légèrement inférieur. Des différences d'amplitude de 11% sur le premier pic positif et de 7% sur les pics négatifs sont constatées. Malgré ces légères différences, les résultats sont concordants entre les deux dispositifs. Ces écarts peuvent être liés aux conditions de mesure, et notamment à l'incertitude de positionnement de l'antenne de réception ou du capteur.

Le principe de la méthode MICHELSON est validé pour le traitement de signaux ULB pour cette configuration où la polarisation du champ incident est connue.

2.2.3.2. Mesure d'un champ incident à polarisation oblique

Pour ces essais, on suppose que la polarisation du champ incident n'est pas connue, on cherche donc à déterminer sa composante verticale et sa composante horizontale. L'antenne d'émission, l'antenne de réception et la cible sont dans le plan horizontal. On est dans un cas particulier (cf Chapitre 2 paragraphe 5.2.), où en positionnant verticalement puis horizontalement l'antenne de réception et en relevant les tensions associées à chaque position, il est possible de remonter respectivement à la composante verticale puis horizontale du champ incident.

Compte tenu des résultats obtenus précédemment avec la méthode MICHELSON, ces mesures sont réalisées avec une seule cible, la sphère de diamètre 5cm. Toutes les étapes du traitement ne sont pas décrites dans cette partie, seules les plus importantes sont illustrées.

Sur la Figure III-30 sont présentées les signatures extraites des tensions prélevées en sortie de l'antenne de réception quand celle-ci est placée successivement verticalement puis horizontalement. Les signatures sont similaires même si la composante verticale a une amplitude crête à crête plus importante que la composante horizontale. Comme l'antenne d'émission a été inclinée approximativement avec un angle de 45 degrés, il semble logique de retrouver deux composantes du même ordre de grandeur.

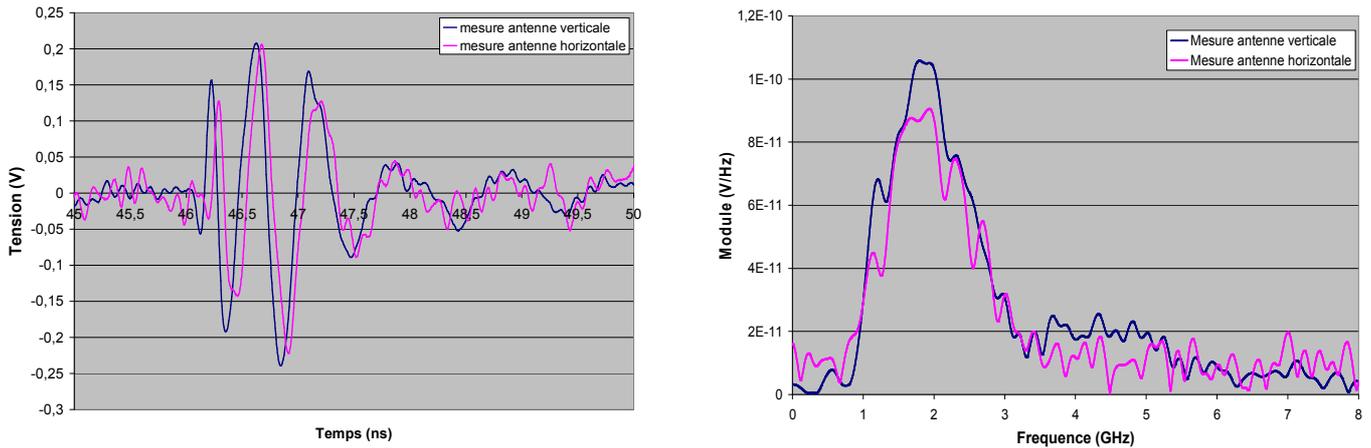


Figure III- 30: Caractéristiques temporelle et fréquentielle des signatures relevées pour les positionnements vertical et horizontal de l’antenne de réception

Pour remonter au champ incident, il faut appliquer le facteur d’antenne du cornet de réception puis les fonctions de transfert de la cible correspondant à la composante du champ étudiée (verticale ou horizontale). Les fonctions de transfert de la sphère sont représentées sur la Figure III-31, et on peut voir que suivant que l’on veut calculer l’une ou l’autre composante du champ incident, les fonctions ne sont pas identiques. Ceci est lié à l’atténuation des ondes rampantes sur la sphère qui varie en fonction de la polarisation du champ incident [30].

On constate que le niveau de champ diffracté pour l’une ou l’autre des composantes étudiées représente environ entre 0.3% et 0.4% du niveau du signal incident, dans la bande correspondant à celle du signal si on considère que la bande du signal [1GHz - 4GHz].

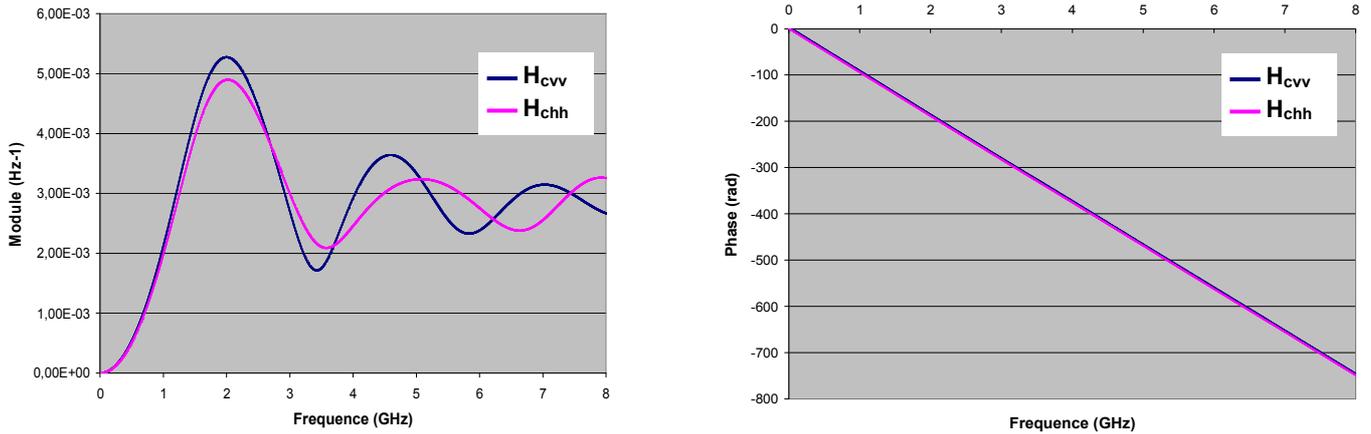


Figure III- 31: Fonctions de transfert de la sphère de 5cm pour calculer les composantes verticale et horizontale du champ électrique incident

Les composantes verticale (Figure III-32) et horizontale (Figure III-33) sont ainsi déduites dans le domaine spectral et peuvent être comparées à celles mesurées par le capteur de champ:

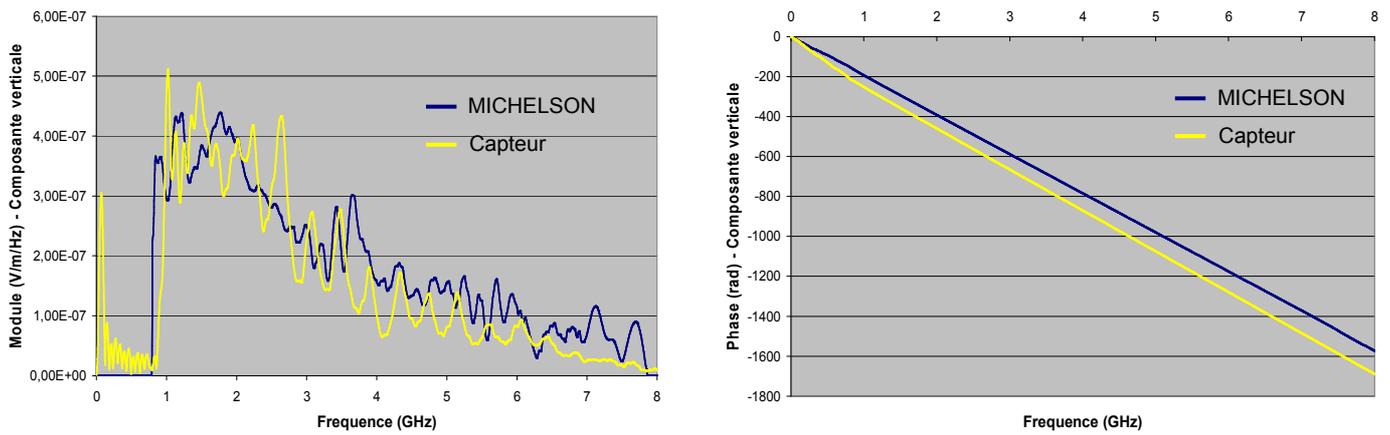


Figure III- 32: Caractéristiques fréquentielles de la composante verticale du champ incident

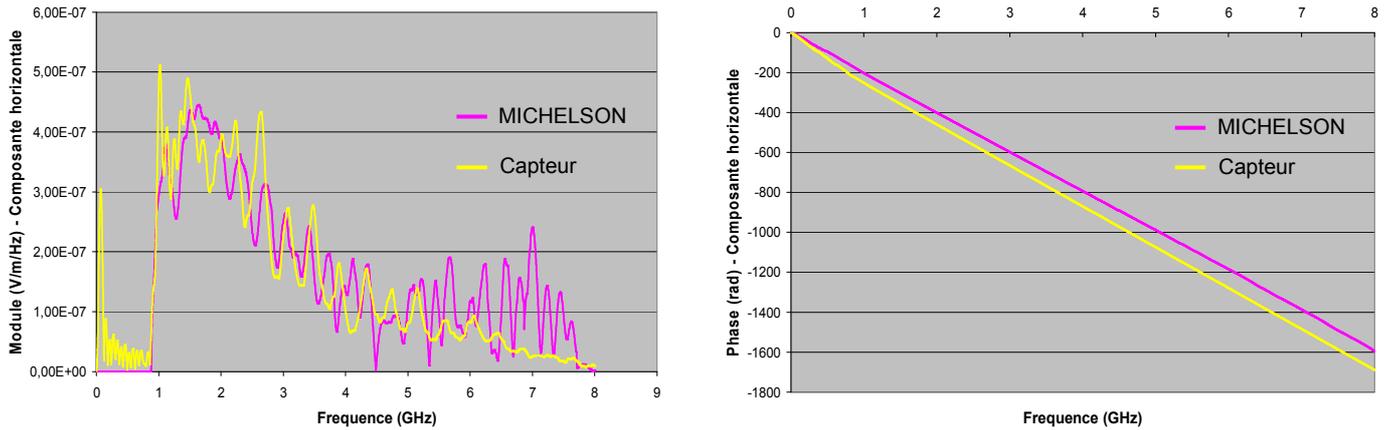


Figure III- 33: Caractéristiques fréquentielles de la composante horizontale du champ incident

L'étude des spectres montre que la méthode MICHELSON et le capteur de champ donnent des résultats concordants. Pour les composantes verticales, les modules obtenus par les deux dispositifs sont globalement très proches, et pour les composantes horizontales, le module obtenu avec la méthode MICHELSON est légèrement supérieur à celui obtenu à l'aide du capteur mais les évolutions sont très sensiblement identiques. Les écarts de phase constatés entre les deux dispositifs pour les deux composantes sont liés au balun du capteur, comme précédemment. Pour l'étude temporelle, cet écart est corrigé par un décalage temporel permettant de synchroniser les signaux.

L'étude dans le domaine temporel illustrée Figure III-34 confirme les tendances vérifiées dans le domaine fréquentiel. La méthode MICHELSON permet d'obtenir des composantes verticale et horizontale aux allures quasi identiques, ce qui est conforme au positionnement à 45° du cornet d'émission. Quand on compare les résultats obtenus avec la méthode MICHELSON à ceux mesurés avec le capteur de champ, on note des différences qui dépendent de la composante étudiée. MICHELSON et le capteur donnent des champs similaires pour la composante verticale. Les différences entre les niveaux n'excèdent pas 5% sur l'ensemble de l'évolution transitoire. Par contre, les écarts sont plus importants sur la composante horizontale, la méthode MICHELSON donne des niveaux plus importants, environ 20% sur le premier pic négatif et environ 15% sur le premier pic positif, cependant les allures temporelles sont semblables. Ces différences constatées sur les composantes horizontales peuvent être dues à un positionnement imprécis du capteur ou de l'antenne de réception pour MICHELSON.

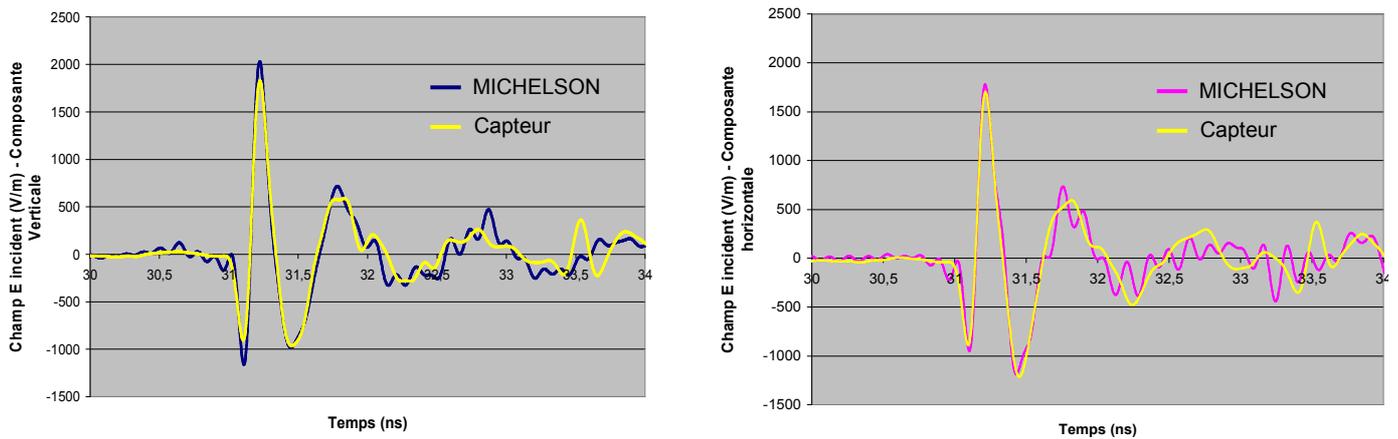


Figure III- 34: Caractéristiques temporelles des composantes verticales et horizontales du champ incident

Au vu de ces résultats et malgré les légers écarts de niveau entrevus par rapport au capteur, la méthode MICHELSON est une méthode fiable pour mesurer la polarisation et le niveau d'un champ électrique incident ULB.

Cette étude a été menée dans le cas particulier où l'antenne d'émission, la cible et l'antenne de réception étaient dans le plan horizontal, mais comme il est présenté dans l'annexe 4, ce principe peut être généralisé à toutes les configurations, ce qui permet de garantir la mesure de la polarisation et du niveau du champ incident avec la méthode MICHELSON quelles que soient les conditions.

3. Difficultés majeures pouvant être rencontrées lors de la mise en application de la technique MICHELSON

3.1. Prise en compte de l'incertitude de positionnement de la réception en simulation

Dans le paragraphe 2.1. précédent, les simulations ont été réalisées en considérant qu'il n'y avait pas d'incertitude sur l'emplacement de la réception. Par conséquent les positions prises pour la détermination des paramètres H_c et celles du relevé des champs diffractés étaient identiques.

En conditions expérimentales, on ne connaît pas la position exacte de la réception, il existe une incertitude sur cet emplacement. Il en résulte qu'on calcule les paramètres H_c pour une position estimée, mais la position réelle pour laquelle on relève les champs diffractés peut être décalée. L'objectif est d'étudier l'influence de ce décalage de l'emplacement de la réception sur la détermination du champ incident pour cette configuration de simulation.

De nouvelles simulations ont été réalisées en gardant les mêmes fonctions de transfert que celles utilisées dans les simulations du *paragraphe 2.1.*, mais en décalant le relevé des champs diffractés. L'incertitude expérimentale sur le positionnement de la réception est de l'ordre de 5cm ($\lambda/2$ à 3GHz) avec la méthode MICHELSON, cette incertitude est prise en compte pour ces simulations.

3.1.1. Influence de l'incertitude de positionnement dans le cas particulier où la polarisation du champ incident est connue

Les conditions de simulation sont les mêmes que celles du paragraphe 2.1.1., sauf que le relevé des champs ne se fait pas pour les positions 1 et 2, mais pour les positions 1' et 2' correspondant aux coordonnées précédentes décalées de +5cm. Les paramètres H_c calculés restent ceux pour les positions 1 et 2.

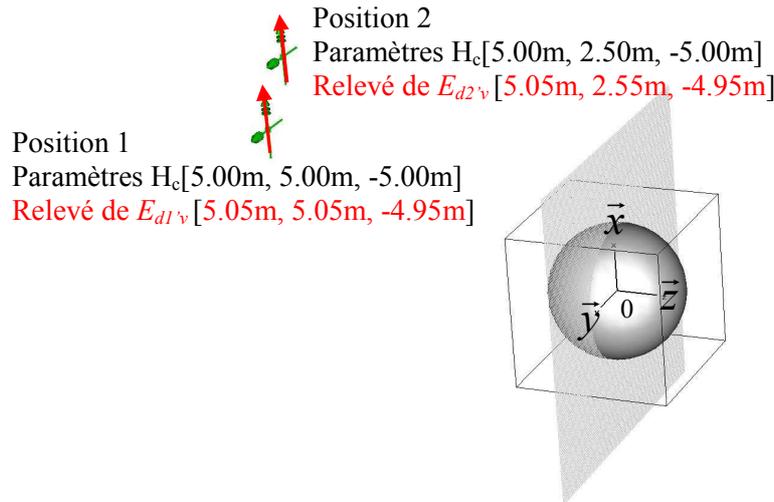


Figure III- 35: Mesures des champs diffractés verticaux pour les positions 1' et 2', calcul des paramètres H_c pour les positions 1 et 2

A partir des champs diffusés transitoires relevés aux positions 1' et 2', on effectue le traitement numérique analogue au cas idéal pour remonter au champ incident. Les résultats sont présentés sur les Figures III-36 et III-37.

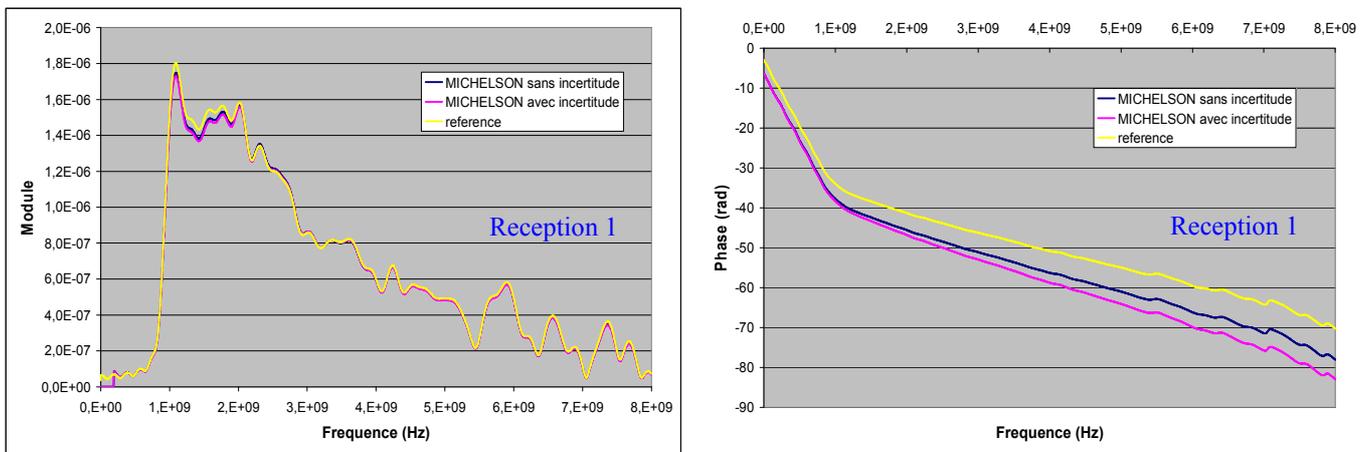


Figure III- 36: Champ incident obtenu par la Méthode Michelson à partir de la réception 1 avec une incertitude sur la position de la réception

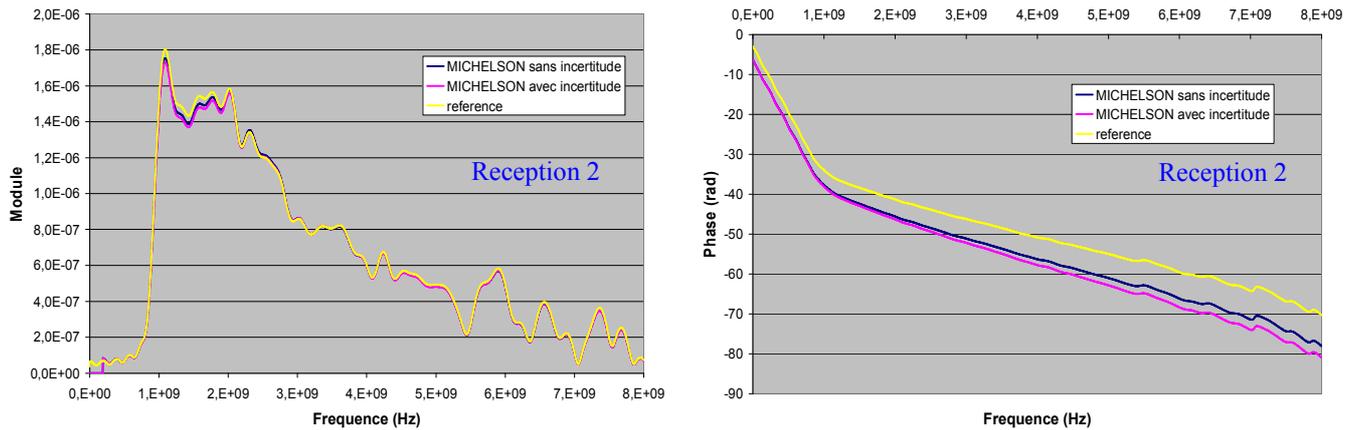


Figure III- 37: Champ incident obtenu par la méthode MICHELSON à partir de la position 2 avec une incertitude sur la position de la réception

L’incertitude de 5cm introduite sur chaque coordonnée de la réception n’influe quasiment pas sur les résultats obtenus, ceux-ci concordent toujours avec les références utilisées pour ces simulations. A partir des positions 1 et 2, les modules des champs incidents calculés avec la méthode MICHELSON en tenant compte de cette incertitude restent identiques à 3% près à ceux obtenus avec la méthode MICHELSON dans le cas idéal. L’influence de l’incertitude de positionnement sur les résultats MICHELSON se remarque au niveau de la phase, où l’on voit apparaître un décalage par rapport au cas idéal. Cet écart est directement relié au décalage de la position des réceptions par rapport au cas de référence.

Dans le cas où la polarisation du champ incident est connue, une incertitude de 5cm sur la position de la réception ne remet pas en cause le principe de la méthode MICHELSON. Cette conclusion est en accord avec les résultats expérimentaux obtenus dans le paragraphe 2.2.

3.1.2. Influence de l’incertitude de positionnement dans le cas général où la polarisation du champ incident n’est pas connue

Les simulations qui suivent ont été effectuées en considérant que les positions estimées des réceptions sont identiques à celles du cas de référence (position 1 et 2, cf *paragraphe 2.1.2.*), et donc les paramètres H_c sont conservés. Par contre le relevé des champs diffractés est fait pour ces mêmes positions décalées de +5cm : position 1’ et 2’.

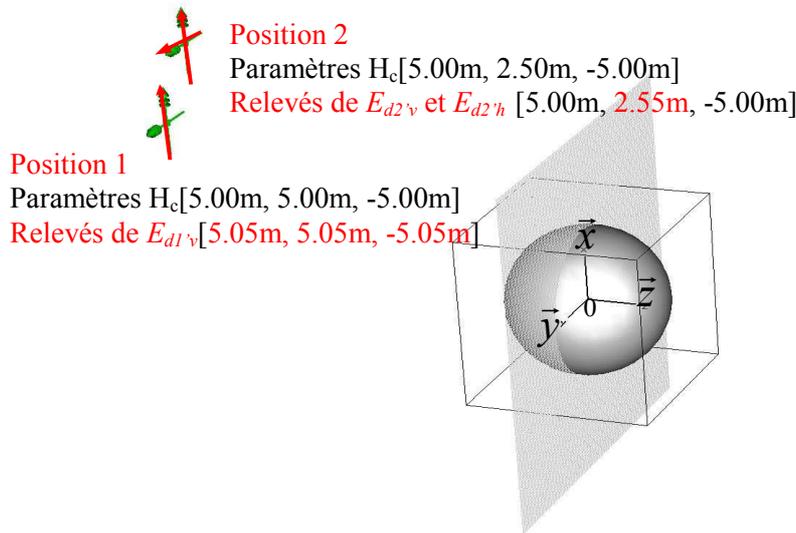


Figure III- 38 : Mesures des champs diffractés verticaux pour les positions 1' et 2', calcul des paramètres H_c pour les positions 1 et 2.

3.1.2.1. Cas où la polarisation du champ incident est calculée à partir de deux réceptions séparées et du relevé de la même composante du champ diffusé

Les champs diffractés verticaux sont relevés aux positions 1' et 2', le système à résoudre dans cette configuration à deux réceptions distinctes est le suivant :

$$\begin{cases} E_{d1'v}(f) = H_{c1vv}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{c1hv}(f) \cdot E_{ih}(f) & \text{Equation III- 15} \\ E_{d2'v}(f) = H_{c2vv}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{c2hv}(f) \cdot E_{ih}(f) & \text{Equation III- 16} \end{cases}$$

A partir des fonctions de transfert correspondant à cette configuration et définies précédemment, les composantes du champ incident de la Figure III-39 sont obtenues après traitement.

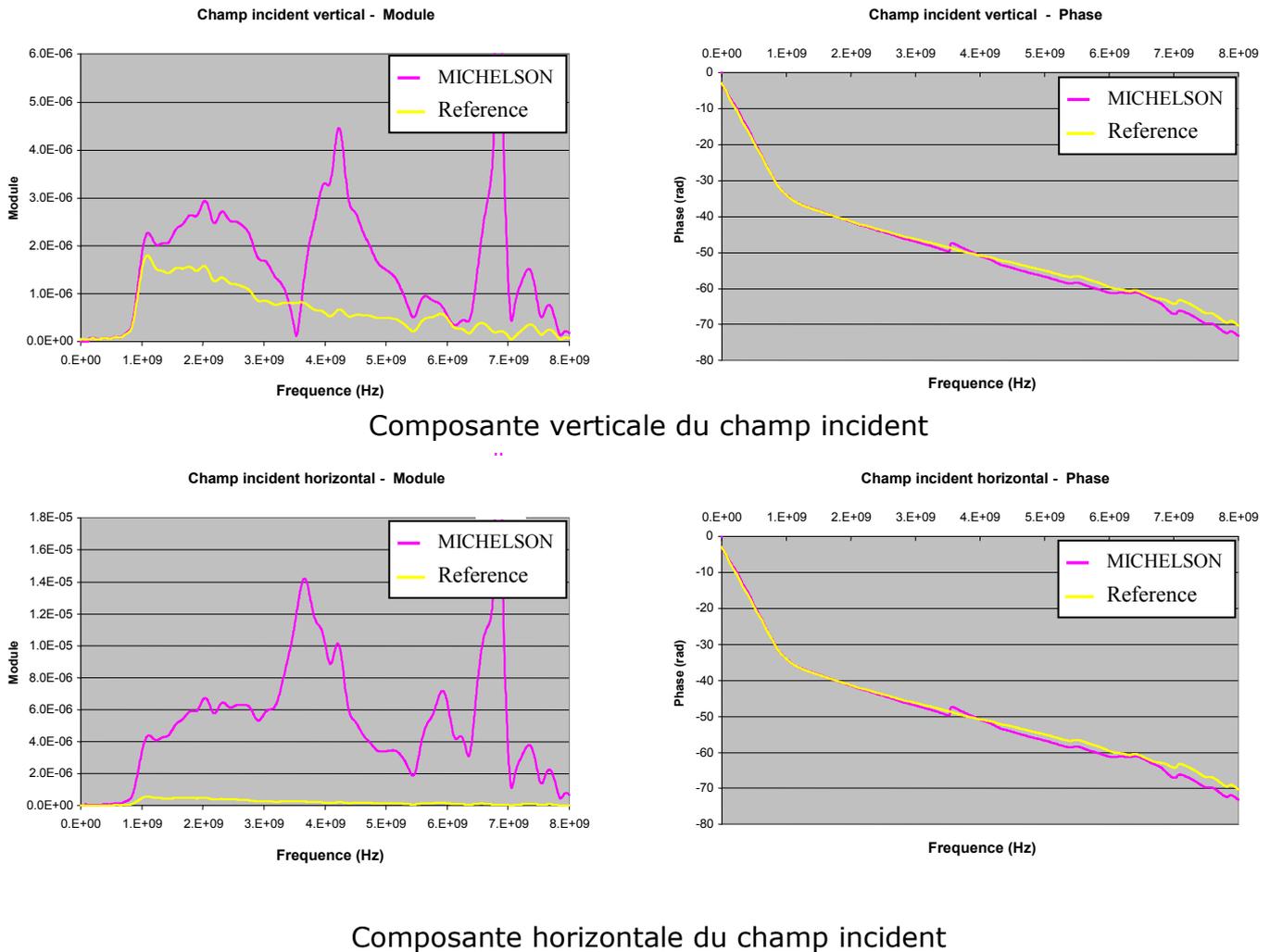


Figure III- 39: Composantes du champ incident (verticale et horizontale) obtenues à partir des relevés des champs diffractés verticaux les positions 1' et 2', et comparées aux composantes de référence

Sur la Figure III-39, on constate que la résolution du système d'équation ne permet pas de remonter aux composantes vraies du champ incident. Le décalage de 5cm au niveau du relevé des champs diffractés a mis en échec la résolution du système. Les champs déduits de la méthode MICHELSON sont incohérents par rapport aux références sur toute la bande fréquentielle. Le champ horizontal calculé est le plus détérioré car il n'est plus comparable à celui de référence, tant au niveau de l'évolution qu'au niveau de l'ordre de grandeur (rapport 10). La constatation est la même pour le calcul du champ incident vertical, un rapport entre 2 et 3 est constaté entre la valeur réelle et la valeur calculée.

Cette configuration n'est pas donc adaptée à la mesure de la polarisation en expérimentations.

3.1.2.2. Cas où la polarisation du champ incident est calculée à partir du relevé deux composantes différentes pour une seule position de réception

Au niveau de la position 2', les relevés de la composante verticale et de la composante horizontale du champ diffracté aboutissent au système suivant:

$$\begin{cases} E_{d2'v}(f) = H_{c2vv}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{c2hv}(f) \cdot E_{ih}(f) & \text{Equation III- 17} \\ E_{d2'h}(f) = H_{c2vh}(f) \cdot E_{iv}(f) + H_{c2hh}(f) \cdot E_{ih}(f) & \text{Equation III- 18} \end{cases}$$

A partir de la résolution matricielle de ce système, les résultats présentés sur la Figure III-40 ont été obtenus.

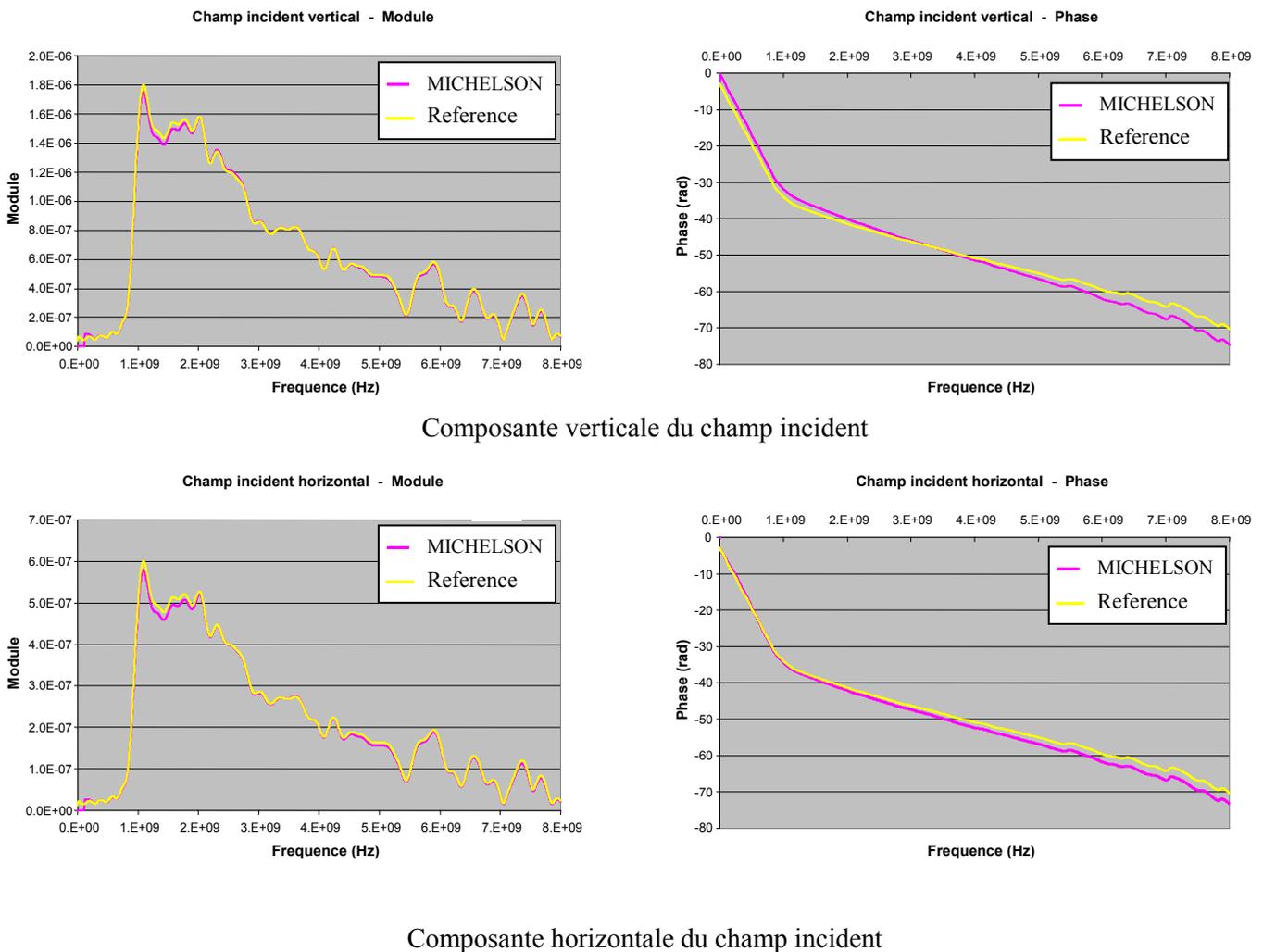


Figure III- 40: Composantes du champ incident (verticale et horizontale) obtenues via la méthode Michelson à partir du relevé des composantes pour la position 2', et comparées aux composantes de référence

On peut constater sur la Figure III-40 que, malgré le décalage introduit au niveau de la réception, la résolution du système d'équations associé à la position 1 permet d'obtenir des résultats concordants parfaitement avec les valeurs de référence du point de vue du module sur toute la plage fréquentielle, aussi bien pour la composante verticale que pour la composante horizontale. Au niveau du module, les différences maximales sont inférieures à 5% , et globalement les courbes sont superposées. On note une légère différence sur la phase mais les allures restent similaires.

Cette configuration avec le relevé des composantes croisées pour une position de réception donnée permet de remonter à l'amplitude et à la polarisation du champ incident de façon fiable, malgré les incertitudes sur la position de la réception. Cette configuration est donc viable pour des applications expérimentales. Des simulations complémentaires similaires ont montré qu'un décalage différent entre la sonde relevant la composante verticale et la sonde relevant la composante horizontale n'affectait pas les résultats obtenus. L'important est donc de mesurer deux composantes croisées pour avoir un système d'équations stable à résoudre, cette stabilité du système permet d'obtenir des résultats fiables. Une antenne de réception à double polarisation croisée [35] est donc une solution pour ce type de mesure.

3.2. Expérimentations avec une faible sensibilité de mesure

Les premières expérimentations pour valider le principe de la méthode MICHELSON ont été menées avec un rapport signal à bruit favorable sur toute la bande fréquentielle de mesure. Il convient maintenant d'étudier la méthode MICHELSON pour des conditions de mesure où la sensibilité est réduite. Pour ces essais, les champs diffractés par la cible sont faibles, et ils sont donc perturbés par les échos parasites du hall dans lequel ont lieu les mesures. De plus le domaine fréquentiel, où le gain de l'antenne de réception est le plus fort, est décalé par rapport au spectre basses fréquences du champ diffracté. Comme l'antenne est peu directive pour ces basses fréquences, le rapport signal à bruit est faible. Ce cas expérimental est donc défavorable en terme de dynamique de mesure, les cibles sont donc choisies de plus grandes dimensions.

3.2.1. Matériel

Pour cette étude, le matériel suivant a été utilisé :

- 2 antennes Valentine identiques [36], une pour l'émission et une pour la réception
- un générateur impulsionnel HMP1 Kentech
- deux sphères métalliques de diamètre 10cm et 24cm utilisées comme cible

- **L'antenne Valentine**

L'antenne Valentine est une antenne ULB à ondes progressives qui a été développée au laboratoire XLIM à partir de simulations et qui a été réalisée par la société Europulse (Cressensac, 46). L'impédance d'entrée de la Valentine est de 50 ohms, et sa bande passante est [0.3GHz-3.4GHz]. Le gain est représenté sur la Figure III-42. Les diagrammes de rayonnement de cette antenne sont donnés dans l'annexe 5.

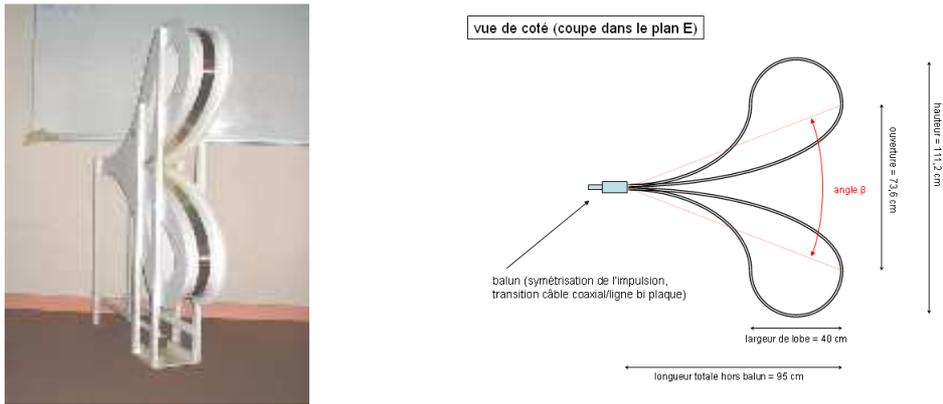


Figure III- 41: Antenne Valentine

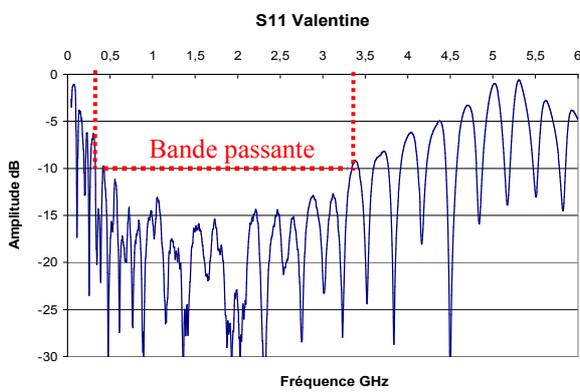


Figure III- 42: Gain et S11 de l'antenne Valentine

La caractéristique principale de l'antenne à connaître pour appliquer la méthode MICHELSON est son facteur d'antenne. Des mesures ont été menées à partir du banc de mesure Figure II-26 et de l'équation II-36, pour déterminer ce paramètre.

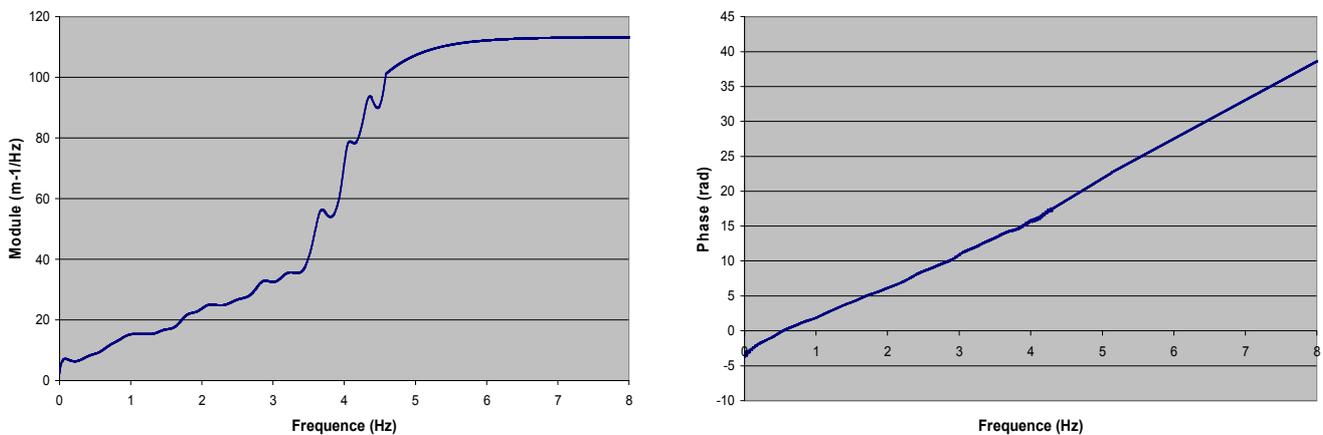


Figure III- 43: Facteur d'antenne Valentine

- **Le générateur HMP1 Kentech**

Il s'agit d'un générateur impulsionnel qui délivre une impulsion de type biexponentiel. Ces caractéristiques principales sont :

- un amplitude crête de 2,15 kV
- un temps de montée de 220 ps et une largeur à mi hauteur de 590ps
- une bande passante à -10dB [0-0.9GHz]

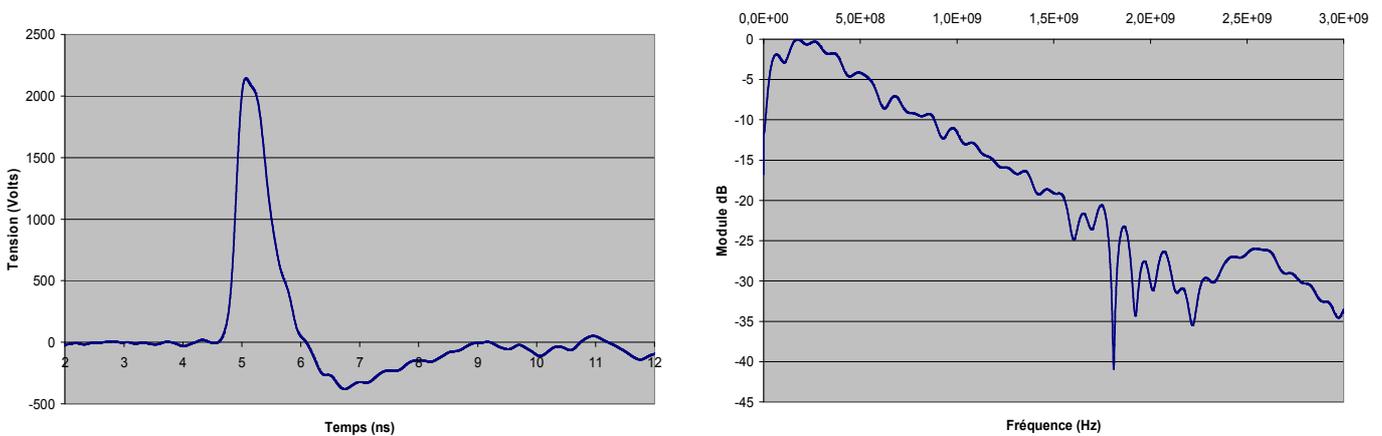


Figure III- 44: Signal délivré par le générateur impulsionnel HMP1 Kenntech

3.2.2. Configuration expérimentale

Pour ces expérimentations, l'émission, la réception et la cible sont placées dans le plan horizontal, et on considère que le champ émis est de polarisation verticale. On ne mesure donc que la composante verticale du champ diffracté en réception.

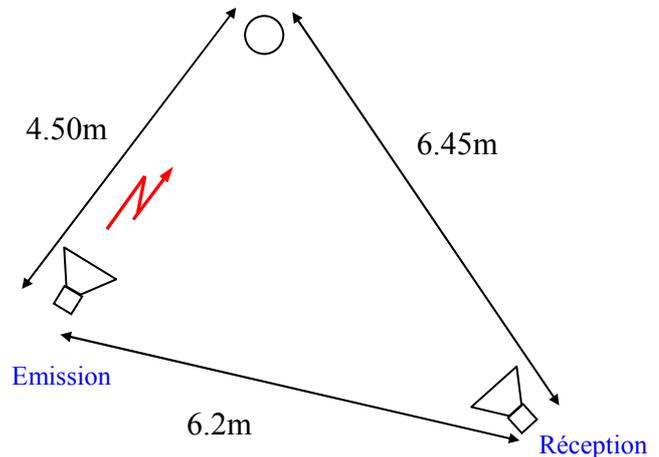
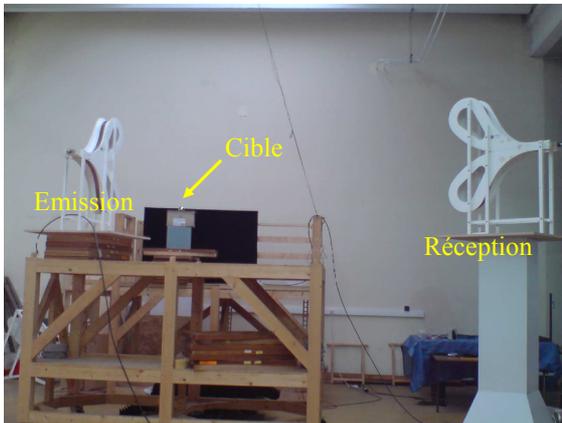


Figure III- 45: Configuration pour l'expérimentation basses fréquences

A basse fréquences (en dessous de 1GHz), le rayonnement de l'antenne Valentine n'est pas directif et la zone d'illumination est large, c'est pourquoi l'antenne de réception a été éloignée de la réception avec un angle d'environ 90 degrés par rapport à l'axe d'émission, pour limiter le couplage direct entre l'émission et la réception. Des mesures en plaçant un grillage métallique entre l'émission et la réception sont également réalisées, toujours dans le but de restreindre au maximum ce couplage entre antennes. Pour limiter le couplage basses fréquences et le phénomène de contournement, il faudrait un grillage de très grandes dimensions, mais la configuration des essais n'a permis d'installer qu'un grillage 3m de long sur 2m de haut.

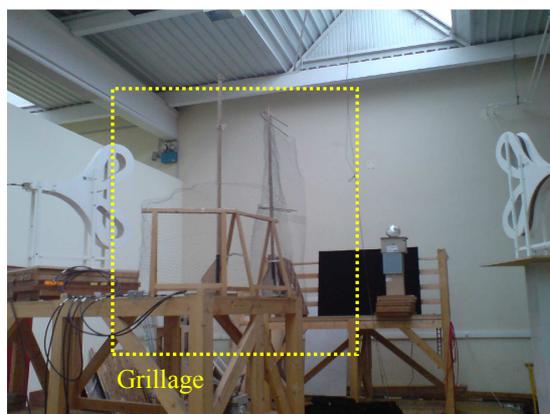


Figure III- 46: Mise en place d'un grillage entre l'émission et la réception pour limiter le couplage entre antennes

3.2.3. Résultats expérimentaux

La mesure des tensions en sortie de l'antenne de réception (cf Figure III-47) fait apparaître que le couplage direct entre antennes d'émission et de réception est important. L'utilisation du grillage métallique entre les antennes permet de limiter ce couplage, le niveau crête à crête est globalement divisé par deux, ce qui permet de gagner un calibre de mesure au niveau de l'oscilloscope et donc de favoriser la dynamique de mesure.

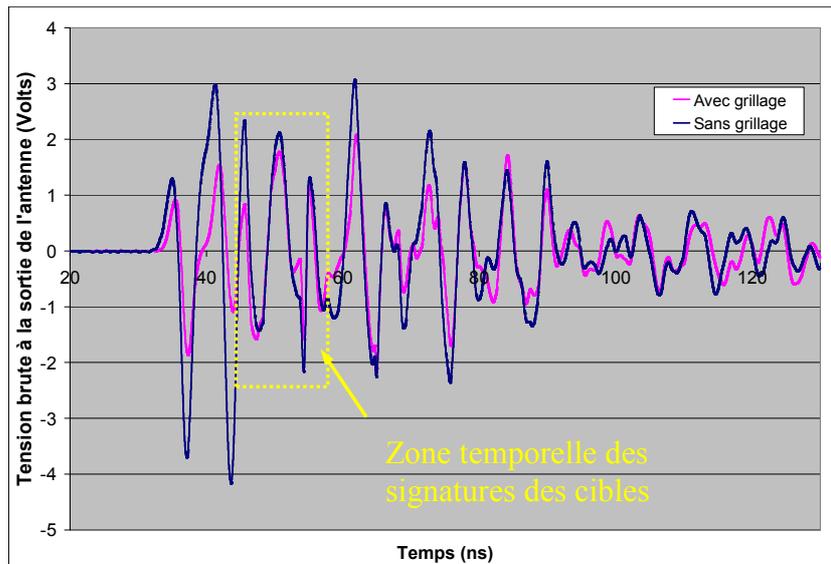


Figure III- 47: Tensions obtenues en sortie de l'antenne de réception avec un atténuateur de 10dB

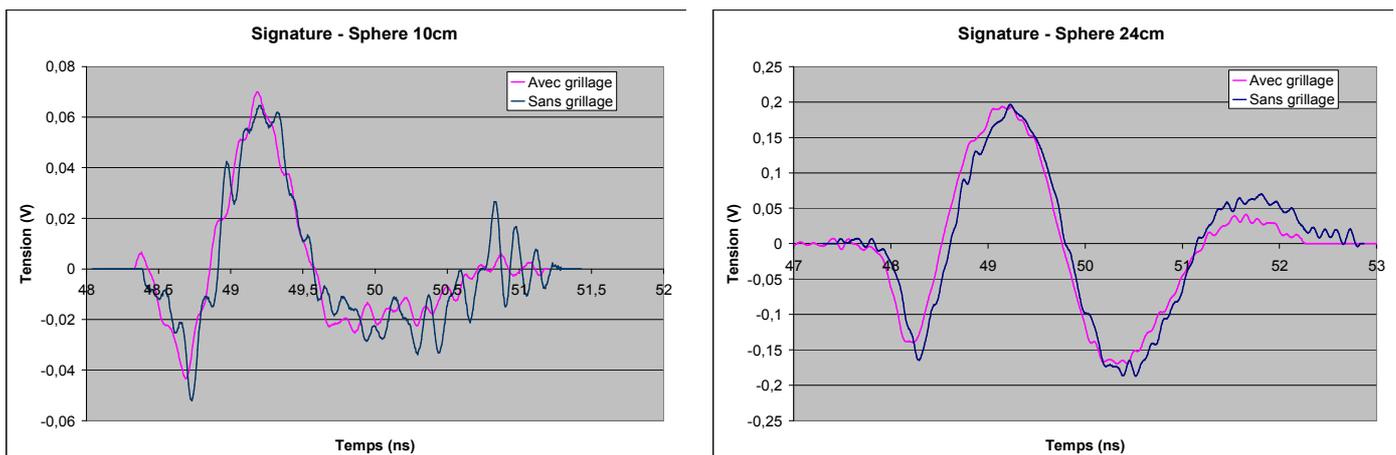


Figure III- 48: Signatures (atténuées de 10dB) obtenues après soustraction des signaux avec et sans cible

Après traitements des signaux avec et sans cible, il est possible d'extraire les signatures des deux sphères de diamètre 10cm et 24cm utilisées pour ces expérimentations (cf Figure III-48). Le

niveau crête à crête de la signature pour la sphère de 10cm est d'environ 100mV, alors que celui de la sphère de 24cm est de 350mV. Le niveau crête à crête de couplage entre antennes où interviennent les signatures des cibles est beaucoup plus important, il est de l'ordre de 4V. Même si le générateur est reproductible et qu'un fort moyennage est utilisé pour l'acquisition, une telle différence de niveau, surtout pour la signature de la sphère de 10cm, nuit à la qualité de l'extraction du signal utile. L'utilisation du grillage permet d'obtenir des signatures plus propres à partir des deux sphères, grâce à l'amélioration de la dynamique de mesure de l'acquisition, mais la signature de la sphère de 10cm reste dégradée.

A partir de ces signatures, le traitement MICHELSON a été appliqué pour remonter au champ incident. Ce traitement passe par la correction des câbles et atténuateurs utilisés dans le montage, puis les applications successives de la fonction de transfert de l'antenne de réception (cf Figure III-43) et de la fonction de transfert de la cible étudiée (cf Figure III-49) dans le domaine fréquentiel. Comme l'énergie du champ incident est comprise globalement entre quelques centaines de MHz à 2GHz, environ 0.4% est diffracté au niveau de la réception avec la sphère de 10cm, et environ 1.2% avec la sphère de 24cm, ce qui explique les faibles niveaux des signaux utiles mesurés.

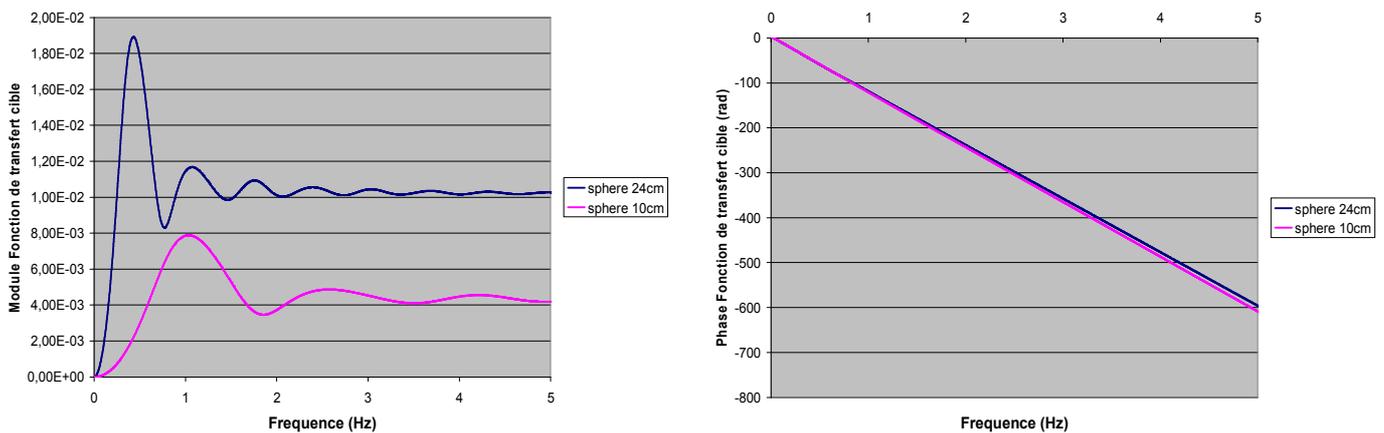


Figure III- 49: Fonctions de transfert des deux cibles pour la configuration de l'expérimentation bas niveau BF

Après calcul, on obtient les champs incidents suivants :

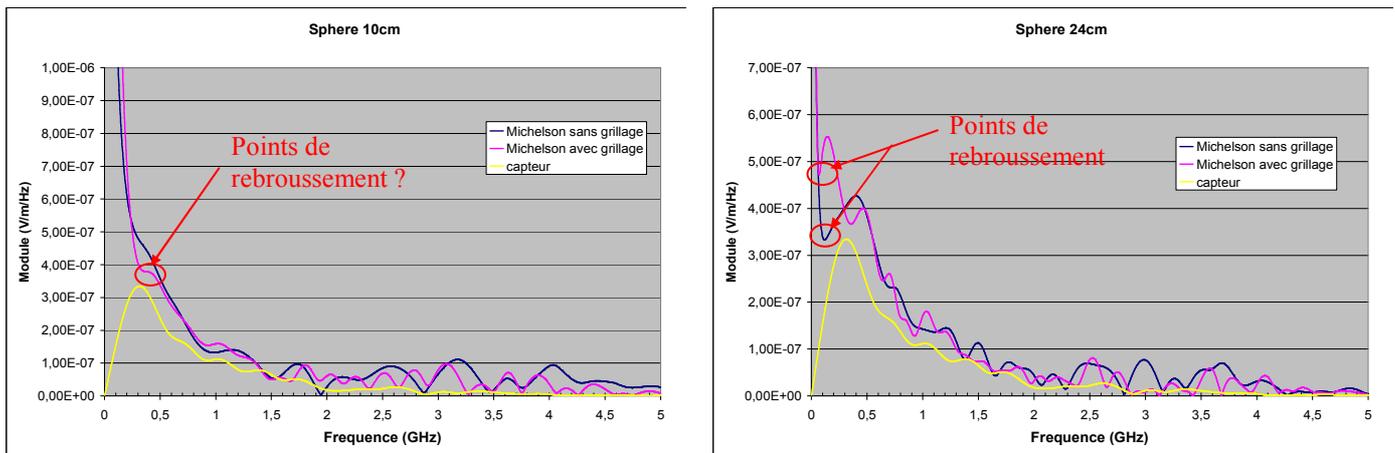


Figure III- 50: Champs incidents obtenus à partir des deux cibles pour des conditions défavorables de mesure

L'étude des spectres fait apparaître deux zones fréquentielles :

- la zone au dessus de 500 MHz, où les champs obtenus avec la méthode MICHELSON pour les deux sphères suivent la même évolution fréquentielle que le champ mesuré par le capteur. On remarque simplement que les niveaux obtenus avec la méthode MICHELSON sont supérieurs à ceux relevés par le capteur, mais cet écart a tendance à se réduire quand la fréquence augmente.
- La zone très basses fréquences en dessous de 500 MHz, où les champs issus de la méthode MICHELSON ont tendance à diverger vers l'infini, au lieu de tendre vers 0.

Cette divergence est liée à un problème de traitement numérique. Pour extraire le champ incident à partir du champ diffracté au niveau de la réception, il faut diviser ce dernier par la fonction de transfert de la cible (cf Equation III-1, *paragraphe 1.2.3.*). Cette fonction de transfert tend vers 0 pour les très basses fréquences, et pour avoir un résultat cohérent dans cette zone fréquentielle les signaux doivent être également extrêmement faibles. Dans un même temps les signaux mesurés dans ce domaine spectral sont très faibles en raison du décalage par rapport à la bande passante de l'antenne, ce qui explique la divergence numérique sur les calculs.

Quand on rapproche de la zone de rayonnement de l'antenne, le rapport signal à bruit augmente et les mesures deviennent plus fiables, ce qui explique que le rapport entre les champs diffractés obtenus avec ces mesures et les fonctions de transfert théoriques redonne des résultats cohérents à partir de 300MHz.

Le plus important est de déterminer où se situe la limite de validité de la méthode de mesure. Cette limite peut se traduire par un point de rebroussement sur les graphes obtenus, c'est à dire par un changement anormal de l'évolution du champ. Une fois que cette position est localisée, un traitement numérique peut être appliquée pour corriger l'évolution du champ et le faire tendre vers 0.

Il est possible d'identifier ces points de rebroussement sur les champs obtenus avec la sphère de 24cm, 70MHz avec le grillage et 140MHz sans le grillage. Par contre ce n'est pas le cas avec les champs calculés à partir de la sphère de 10cm, sans grillage il est impossible de définir un point de rebroussement, et avec le grillage on peut faire simplement l'hypothèse qu'il y a en un aux alentours de 300MHz. Comme la limite n'est pas clairement définie entre la zone de résultats cohérents et incohérents pour la sphère de 10cm, aucun traitement numérique de compensation ne peut donc être appliqué, on ne peut donc pas remonter à la forme transitoire du champ incident avec cette cible.

Pour cette expérimentation, on souhaite que le point de rebroussement intervienne le plus bas en fréquence possible, pour limiter la correction numérique. Il faut donc avoir une mesure fiable de la tension au niveau de l'antenne de réception, ce qui passe par une cible de grande dimension pour compenser le manque de sensibilité et par la limitation du couplage en vue d'augmenter la dynamique de mesure.

Les champs obtenus avec la sphère de 24cm sont donc modifiés en basses fréquences à l'aide de fonctions exponentielles de sorte qu'ils tendent vers 0 quand la fréquence décroît :

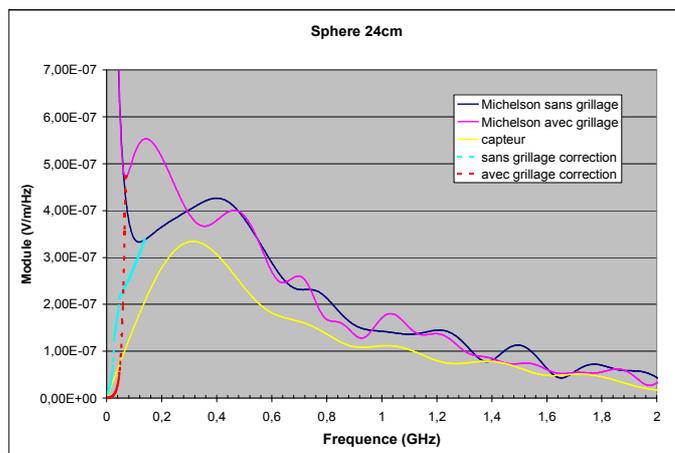


Figure III- 51: Champs incidents traités numériquement pour avoir un contenu BF quasi nul

On a pu voir que la méthode MICHELSON donne des résultats légèrement supérieurs en niveau par rapport à ceux mesurés par le capteur de champ. Une antenne Valentine a été également utilisée comme capteur afin d’avoir un résultat comparatif complémentaire (cf Figure III-52).

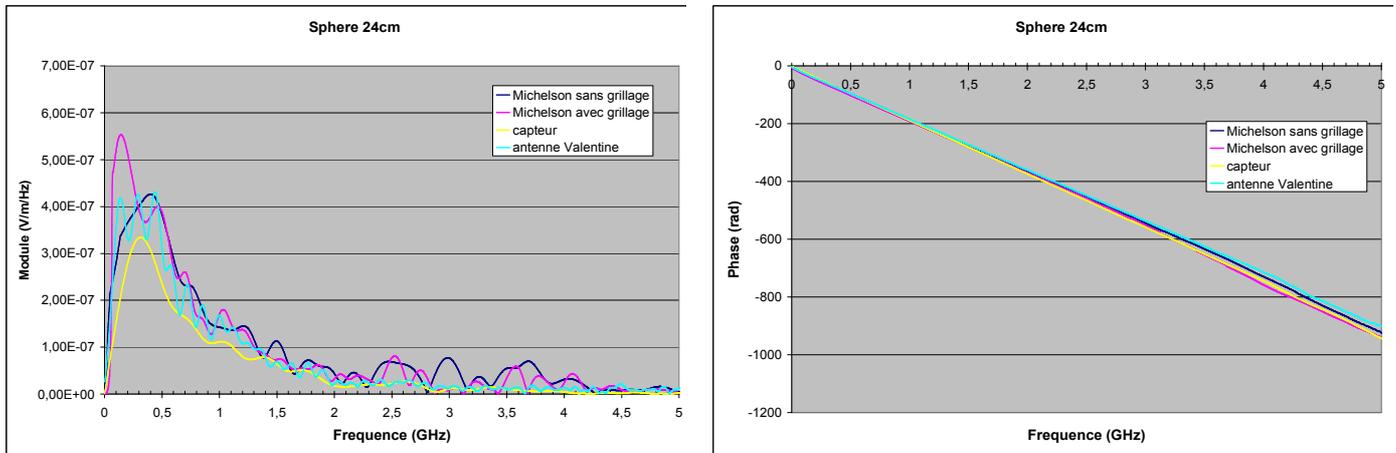


Figure III- 52: Champs incidents fréquentiels

Le module du champ incident obtenu avec l’antenne Valentine est similaire en niveau et en évolution à ceux obtenus avec la méthode MICHELSON pour les deux conditions.

L’étude temporelle de la Figure III-53 permet une analyse sur les niveaux et sur l’étalement temporel des champs incidents obtenus par chaque dispositif. Ces caractéristiques sont notées dans le Tableau III-1.

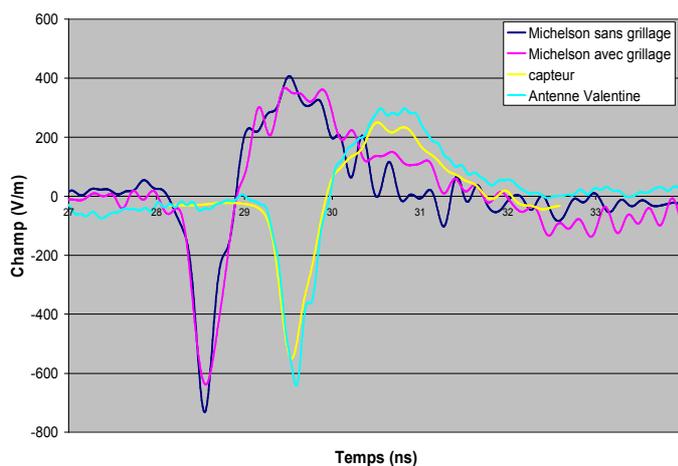


Figure III- 53: Champs incidents transitoires

	MICHELSON		Capteur de champ	Antenne Valentine
	Sphère 24cm sans grillage	Sphère 24cm avec grillage		
Champ crête (mV/m)	-732	-638	-550	-642
Champ crête à crête (mV/m)	1140	1010	800	939
Étalement Temporel (ns)	3.8	3.0	3.1	3.4

Tableau III- 1: Caractéristiques temporelles des champs obtenus avec les différents dispositifs

Les champs incidents représentés sur la Figure III-53 ont des évolutions temporelles similaires quel que soit le dispositif de mesure utilisé, on remarque cependant que les étalements varient légèrement.

Les conditions d'utilisation de la méthode MICHELSON pour ces essais influent sur la détermination du champ incident, une différence de 10% sur les niveaux crêtes est ainsi constatée sur les résultats suivant qu'on utilise ou non le grillage pour limiter le couplage direct. Le champ obtenu avec le grillage est le plus fiable, car la dynamique de mesure dans ses conditions est meilleure, et permet une correction numérique fréquentielle du champ plus basse en fréquence que dans le cas de la mesure effectuée sans grillage. Ce champ sert donc de champ de référence pour la méthode MICHELSON, et c'est par rapport à celui-ci que les autres champs incidents relevés sont comparés.

Le champ obtenu avec la méthode MICHELSON se rapproche de celui mesuré directement avec l'antenne Valentine, mais il est légèrement supérieur, l'écart entre les amplitudes crêtes à crêtes est de l'ordre de 7%. Par contre on constate que le capteur donne un champ incident beaucoup plus faible que celui de la méthode MICHELSON, on retrouve une différence de 20% sur les niveaux crête à crête.

La méthode MICHELSON pour ces essais repose sur l'utilisation d'une antenne Valentine comme antenne de réception. Les écarts de niveau entre les champs sont donc liés à la différence de matériel utilisé par ces dispositifs de mesure, antenne Valentine pour la méthode MICHELSON et la mesure directe avec antenne d'un côté, ou capteur de champ de l'autre côté. Il existe donc une incertitude sur l'étalonnage du capteur ou sur l'étalonnage de l'antenne Valentine, mais le principe de la méthode MICHELSON n'est pas remis en cause. De nouveaux étalonnages pour ces deux dispositifs doivent être réalisés à basses fréquences pour répondre à ce problème.

Ces expérimentations à basses fréquences ont montré qu'il était possible à partir de la méthode MICHELSON de remonter au champ incident, mais sous certaines conditions. Il faut notamment pouvoir extraire un signal utile suffisant, ce qui passe par une augmentation de la taille des cibles et par une amélioration de la dynamique de mesure. Un traitement numérique doit être appliqué à très basses fréquences pour pouvoir retrouver l'évolution temporelle du champ incident.

3.3. Règles de mise en place

Ces études ont montré que le principe de la méthode MICHELSON est valide, mais des règles de mise en place de ce dispositif doivent être respectées pour s'assurer de la fiabilité des résultats obtenus.

L'incertitude sur la position de la réception influe peu sur les champs calculés quand on travaille à partir d'une seule antenne de réception, c'est à dire soit dans des cas où la polarisation du champ incident est connue, ou soit dans le cas où l'on est dans une configuration particulière source-cible-antenne. Par contre, quand on cherche à remonter à l'amplitude et à la polarisation du champ incident dans le cas général, il faut mesurer deux composantes croisées du champ diffracté pour minimiser l'influence de l'erreur expérimentale de positionnement de la réception, sinon la cohérence des résultats n'est pas garantie. L'utilisation d'une antenne possédant une double polarisation croisée s'avère être un avantage pour ce type d'application.

La fraction de champ diffracté mesurée par l'antenne de réception est de l'ordre de quelques pour cents par rapport au champ incident illuminant la cible, et il est parfois difficile d'extraire le signal utile des perturbations, c'est le problème de sensibilité de la méthode MICHELSON. Des conditions de mesure reproductibles permettent d'éliminer les échos fixes par soustraction du signal avec cible et sans cible. Des traitements numériques complémentaires sont parfois nécessaires pour corriger le résultats obtenus quand le signal utile extrait est trop dégradé.

Pour améliorer la sensibilité de mesure, il faut tout d'abord veiller à ce que la bande passante de l'antenne de réception soit adaptée à la bande du signal diffracté mesuré. Il faut également isoler la source de la réception pour limiter le couplage direct pour gagner en dynamique de mesure. Une solution est d'utiliser une antenne de réception directive, qui permet également d'améliorer le rapport signal à bruit. Un réseau d'antenne peut répondre à ce critère.

L'augmentation de la taille des cibles peut être une solution pour améliorer la sensibilité de mesure, mais cette augmentation de dimensions se traduit par une diminution de la résolution spatiale au niveau de la mesure du champ, il faut donc faire un compromis.

CHAPITRE 4 : MESURES DU RAYONNEMENT DE SOURCES MFP

Ce chapitre présente l'application de la méthode MICHELSON aux mesures de rayonnement de sources MFP. Deux types d'expérimentations ont été réalisées :

- mesures de signaux bandes étroites au Centre d'étude de Gramat (CEG)
- mesures de signaux impulsionnels ULB en collaboration avec le Laboratoire de Génie Electrique (LGE) de l'université de Pau et des pays de l'Adour

A l'issue de l'étude sur ces mesures de sources MFP, un bilan est établi sur la méthode MICHELSON, dans lequel on évoque les points forts et les points durs de la méthode. Un tableau comparatif est notamment proposé à la fin de ce chapitre entre les caractéristiques de la méthode MICHELSON et celles des capteurs identifiés dans le chapitre 1, afin de positionner cette méthode vis à vis des autres techniques.

1. Mesures du rayonnement d'une source MFP bande étroite

1.1. Contexte et conditions de l'expérimentation

1.1.1. Contexte

Dans le cadre du marché DGA 05 77 122, le CEA a été mandaté pour piloter et animer le groupe de travail « Métrologie et caractérisation de source MFP ». Au sein de ce groupe de travail, le CEA a conduit une phase de validation des méthodes de mesure de rayonnements MFP, conjointement avec le CEG. Les expérimentations ont été réalisées dans les locaux du CEG.

La campagne de mesures s'est déroulée fin novembre 2006*, l'objectif de ces mesures était de réaliser une caractérisation d'un rayonnement MFP au moyen d'un échantillon représentatif de capteurs spécifiques pour ce type d'application :

- une sonde électro-optique de Thales Air System (TAS) (cf chapitre 1, *paragraphe 2.3.*),
- une antenne Cornet du CEA (cf annexe 6),

* Les résultats issus de cette campagne [20] sont la propriété du CEA et ne peuvent être utilisés, reproduits ou communiqués sans son autorisation

- une antenne guide débouchant du CEG (cf annexe 6),
- la méthode EMIR de l'ONERA (cf chapitre 1 *paragraphe 2.4.*),
- la méthode MICHELSON de XLIM.

1.1.2. Caractéristiques du système MFP

La source MFP étudiée est une source basée sur un accélérateur d'électrons fort courant de type « Sinus » et un oscillateur relativiste de type BWO. L'aérien utilisé est une antenne cornet à ouverture circulaire de 40cm de diamètre environ.



Accélérateur



Convertisseur de mode TM01 – TE11

Figure IV- 1 : Source Sinus 500

Les caractéristiques techniques générales de cette source sont les suivantes :

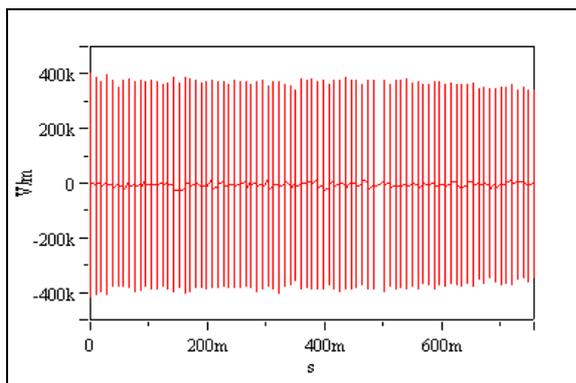
- Puissance de sortie : 450 à 550MW
- Fréquence : 9.1GHz
- Durée de l'impulsion à mi-hauteur de 15ns environ
- Temps de montée : <5ns
- Mode de sortie du convertisseur de mode : TE11
- Mode de fonctionnement monocoup ou par salve d'une seconde
- Fréquence de répétition : 0 à 100 Hz

Les niveaux de rayonnement donnés par le constructeur sont notés dans le Tableau IV-1 ci après.

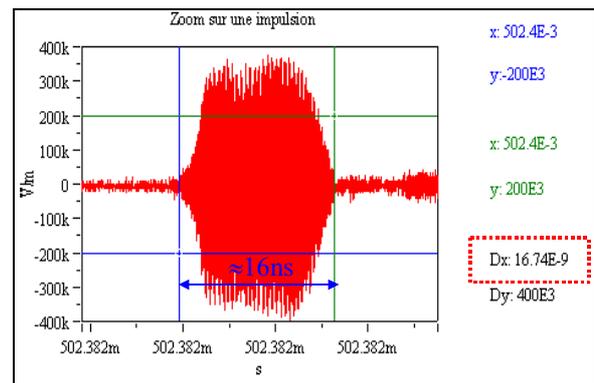
Distance	Densité de puissance	Champ
1m	370 kW/cm ²	1180 kV/m
3m	65 kW/cm ²	495 kV/m
5m	32 kW/cm ²	350 kV/m
10m	8 kW/cm ²	175 kV/m

Tableau IV- 1: Caractéristiques de rayonnement données par le constructeur

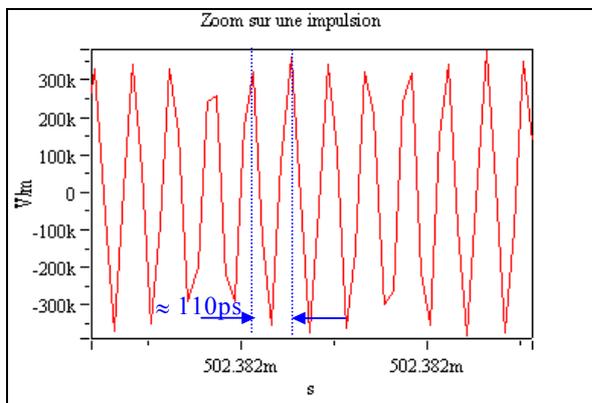
Des expérimentations préliminaires ont permis d'évaluer l'évolution temporelle du champ rayonné à 5m dans l'axe de la source, et d'en déterminer les caractéristiques générales. Ces mesures ont été effectuées avec un capteur de type antenne (antenne fil plaque de bande passante [3GHz – 10GHz]), qui n'appartient pas à la liste des capteurs référencés pour la caractérisation finale de la source.



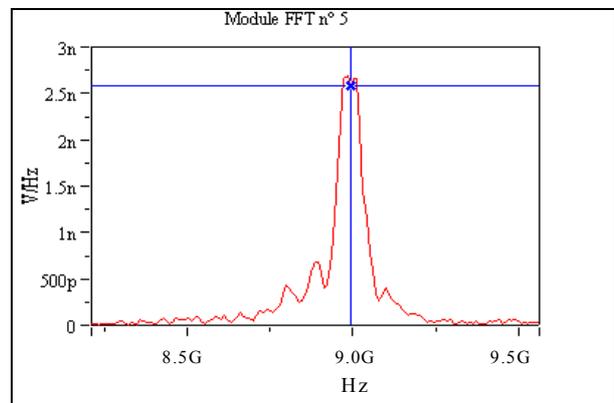
Salve d'impulsions



Impulsion typique



Zoom sur l'impulsion typique



Spectre de l'impulsion typique

Figure IV- 2 : Caractéristiques générales du champ mesuré à 5m dans l'axe de la source lors de mesures préliminaires (oscilloscope : BP 12GHz, 40Gech/s)

L'observation de la salve d'impulsions (Figure IV-2) montre que les impulsions n'ont pas toutes les mêmes amplitudes, la reproductibilité du générateur se situe autour de 10%. L'impulsion typique se présente sous la forme d'un sinusoïde amorti d'une durée d'environ 16ns. Ce signal est bande étroite, centré sur 9.0GHz, mais cette fréquence centrale peut varier de 9.0GHz à 9.2GHz du fait de l'instabilité en fréquence de la source.

1.1.3. Déroulement de l'expérimentation

La campagne de mesures s'est déroulée dans une chambre anéchoïque faradisée de 6.20m de long, 4.20m de large et 4.20m de hauteur.

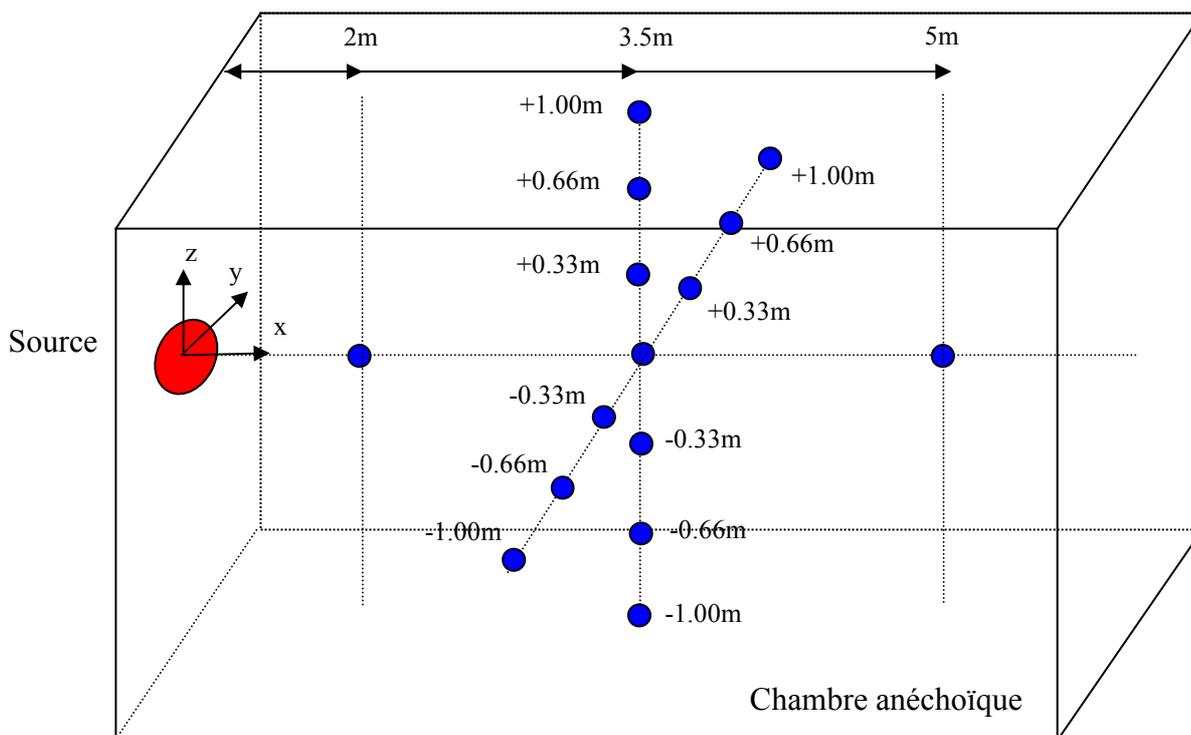


Figure IV- 3 : Points de mesure dans la chambre anéchoïque

17 points de mesures ont été envisagés avec les positionnements suivants (cf Figure IV-3) :

- 1 mesure dans l'axe à 5 m de l'embouchure du cornet
- 7 mesures sur l'axe y (à respectivement -1m, -0.66m, -0.33m, 0m, +0.33m, 0.66m, 1m) à 3.5 m de l'embouchure du cornet

- 6 mesures sur l'axe z (à respectivement -1m, -0.66m, -0.33m, +0.33m, 0.66m, 1m) à 3.5 m de l'embouchure du cornet
- 1 mesure en polarisation croisée, dans l'axe, à 3.5 m de l'embouchure du cornet
- 1 mesure dans l'axe à 2 m de l'embouchure du cornet

La composante du champ mesurée est la composante verticale (suivant l'axe z) pour tous ces points, mis à part pour la mesure de la composante croisée où il s'agit de la composante horizontale (suivant l'axe y).

1.1.4. Instrumentation de mesure

La cage de mesure est située dans le prolongement de la chambre anéchoïque, la distance étant suffisante pour respecter les contraintes vis à vis des rayons X.

Les mesures ont été réalisées au moyen d'un oscilloscope TEKTRONIX TDS 6124 de bande passante 12GHz et dont la fréquence d'échantillonnage est de 40 G'échantillons/s. Ce système dispose d'une mémoire segmentée permettant l'enregistrement des signaux issus d'une salve de 100 impulsions.

Le signal bande étroite présentant une fréquence centrale de 9.0GHz, le taux d'échantillonnage utilisé permet d'obtenir 4 points par période. Le critère de Shannon est ainsi respecté.

1.1.5. Analyse des signaux transitoires

Les analyses des signaux obtenus par les différents capteurs ont été réalisées avec un utilitaire Matlab développé spécifiquement par le CEA qui permet de calculer la valeur crête d'une impulsion $x(t)$ à partir de sa valeur efficace :

$$x_{\text{crête}} = \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{1}{t_{\text{max}} - t_{\text{min}}} \int_{t_{\text{min}}}^{t_{\text{max}}} |x(t)|^2 dt} \quad \text{Equation IV- 1}$$

où :

- t_{max} est l'instant de début de l'impulsion à mi-hauteur
- t_{min} est l'instant de fin de l'impulsion à mi-hauteur

La valeur $x_{crête}$ calculée est robuste aux fluctuations « erratiques » de niveau de maximum. Dans le cas d'une impulsion idéale, sinusoïdale, d'enveloppe carrée, la valeur « crête » correspond à l'amplitude crête de l'impulsion.

1.2. Application de la méthode MICHELSON

1.2.1. Dispositif expérimental

La cible utilisée lors de cette campagne de mesure était une sphère métallique de 5cm de diamètre, placée successivement aux différents points de mesure convenus. Cette cible a été maintenue à l'aide d'un filet et de fils attachés à des mâts en bois placés dans les absorbants des parois latérales de la chambre anéchoïque, afin de minimiser au maximum la signature du support.

La mesure du champ diffracté par la cible a été effectuée au moyen d'une antenne cornet, modèle 16240 de bande passante [8.20GHz - 12.5GHz], placée en réception dans un coin de la salle à proximité de la source afin de limiter le rayonnement direct. Le cornet a été disposé le plus précisément possible en direction de la cible, la visée étant effectuée au moyen d'un pointeur laser.

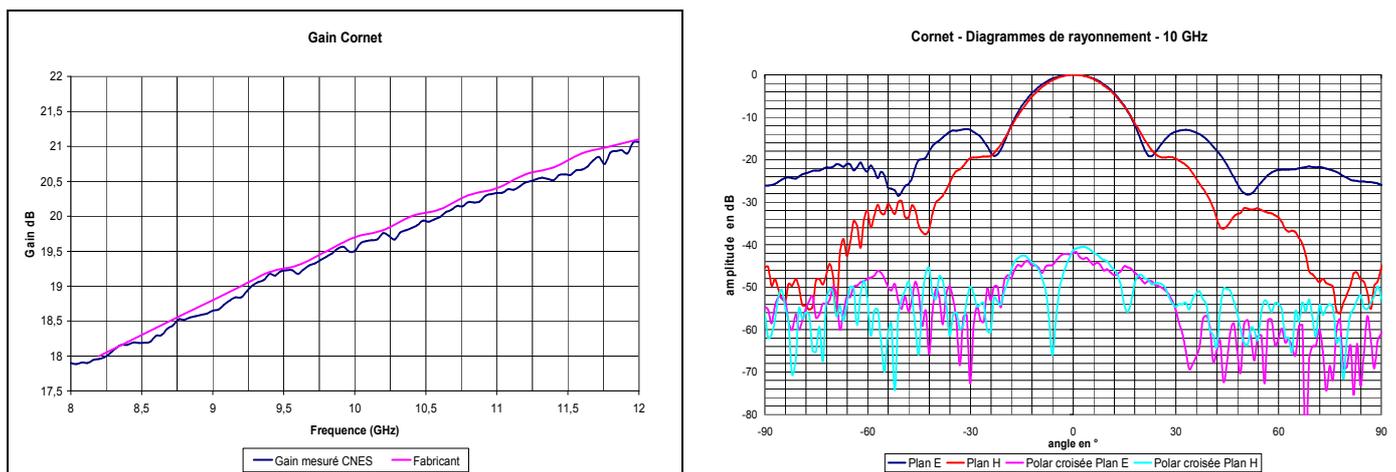


Figure IV- 4 : Gain et diagramme de rayonnement du cornet utilisé pour cette campagne de mesure

Le dispositif expérimental MICHELSON est présenté sur la figure suivante :

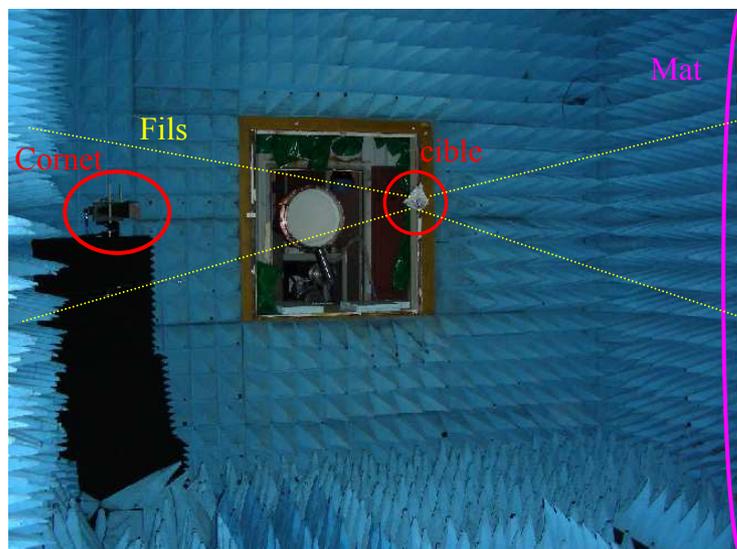
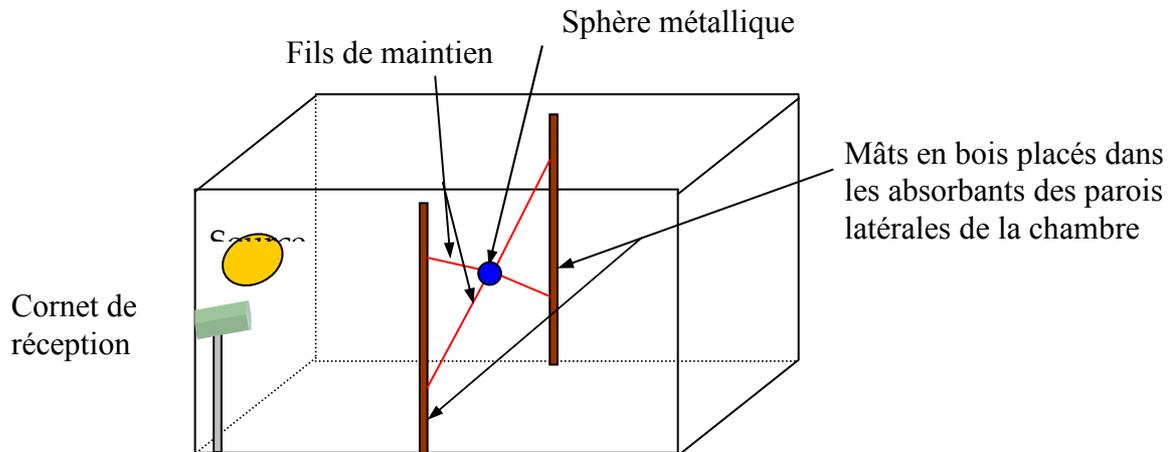


Figure IV- 5 : Configuration expérimentale de la méthode MICHELSON dans la chambre anéchoïque

1.2.2. Positionnement de l'antenne de réception en fonction du point de mesure et conséquences sur le calcul du champ incident

Pour ces mesures, l'antenne de réception a été placée à la même hauteur que la cible. On peut alors distinguer deux configurations de mesure, les points de mesure pour lesquels $z=0\text{m}$, et les points de mesure pour lesquels $z\neq 0\text{m}$.

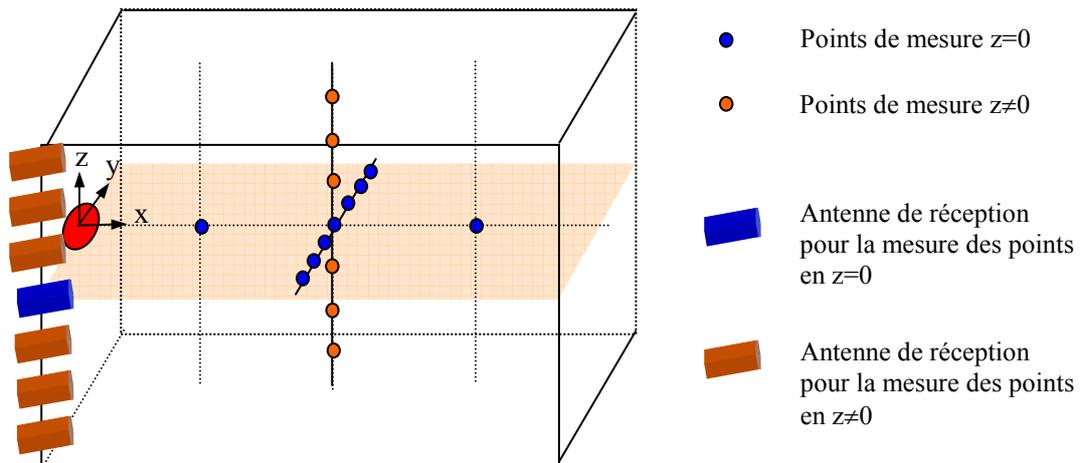


Figure IV- 6 : Configuration expérimentale de la méthode MICHELSON dans la chambre anéchoïque

• **Points de mesure situés en z=0m**

Dans cette configuration, la source, la cible et l’antenne de réception se situent dans le même plan horizontal, ce qui correspond à une configuration particulière pour remonter au champ incident via la méthode MICHELSON (cf Chapitre 2 *paragraphe 5.2.*). Suivant le point de mesure, la composante verticale (E_{iv}) et/ou la composante horizontale (E_{ih}) du champ incident doivent être estimées. Il suffit pour cela d’orienter l’antenne de réception verticalement ou horizontalement pour remonter respectivement aux deux composantes du champ incident.

$$E_{dv} = H_{cvv} \cdot E_{iv} \quad \text{Equation IV- 2}$$

$$E_{dh'} = H_{chh'} \cdot E_{ih} \quad \text{Equation IV- 3}$$

(h et h' sont des composantes du plan horizontal mais dont les directions sont différentes)

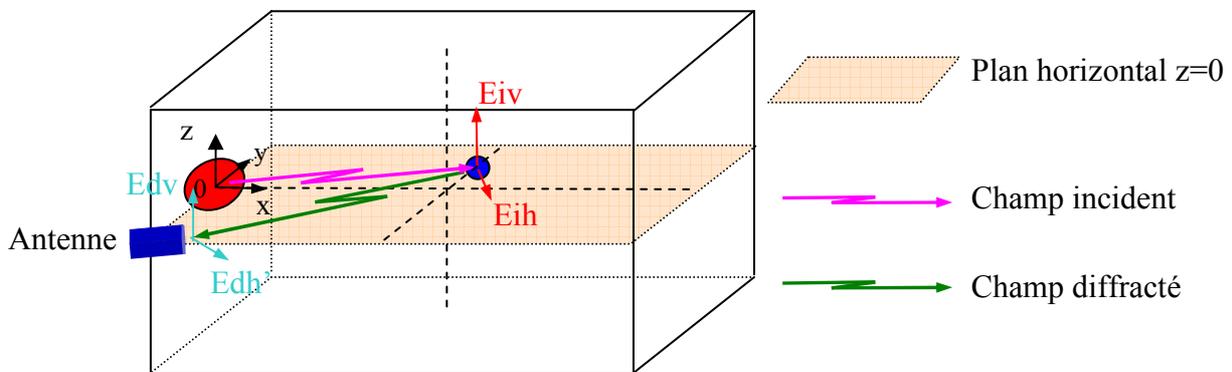


Figure IV- 7 : Mesure du champ incident pour z=0

- Points de mesure situés en $z \neq 0$ m

Pour ces points de mesure, il a été choisi de placer l’antenne de réception à la même hauteur que la cible, pour des raisons pratiques liées au support de l’antenne. Ce placement permet d’assurer un positionnement précis de l’antenne de réception en direction de la cible, ainsi qu’une orientation précise de cette antenne pour la mesure de la composante verticale du champ diffracté.

Mais cette configuration avec une seule antenne pose le problème de la dissociation des composantes au niveau de la réception pour remonter aux composantes du champ incident (cf chapitre 2 *paragraphe 5.1.*). En effet, le champ incident illuminant la cible a deux composantes ($E_{iv'}$ et $E_{ih'}$) qui influent toutes deux sur la composante verticale du champ diffracté mesuré par l’antenne de réception.

$$E_{dv} = H_{c_{vv'}} \cdot E_{iv'} + H_{c_{vh'}} \cdot E_{ih'}$$

Equation IV- 4

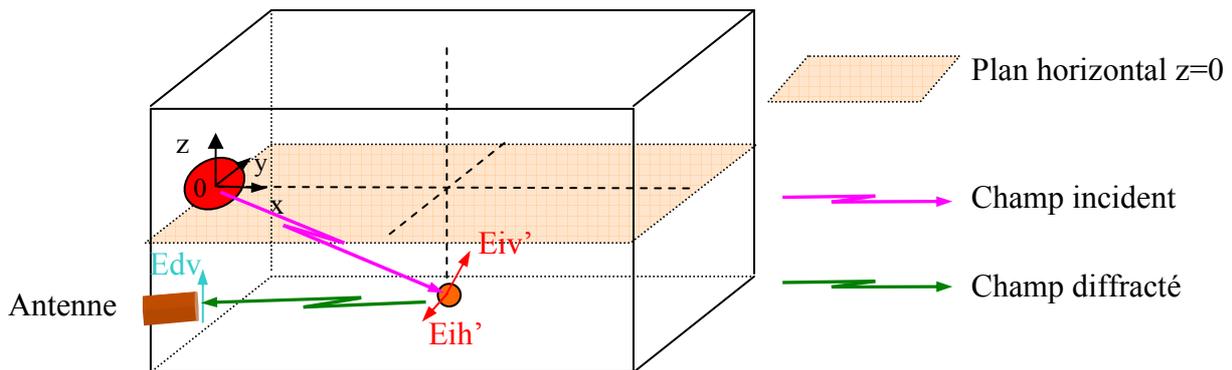


Figure IV- 8 : Mesure du champ incident pour $z \neq 0$

A partir de l’équation IV-4, il est impossible de remonter à la composante $E_{iv'}$ du champ incident. Pour pouvoir calculer la composante principale du champ incident aux points de mesure tel que $z \neq 0$, l’hypothèse, issue des données constructeurs précisant que la polarisation croisée de la source était négligeable, a été prise en compte :

$$E_{ih'} \approx 0 \Rightarrow E_{dv} \approx H_{c_{vv'}} \cdot E_{iv'}$$

Equation IV- 5

Sans la prise en compte de cette hypothèse, il aurait fallu:

- placer l'antenne de réception à la hauteur de la source, et orienter cette dernière en direction de la cible de façon à mesurer la composante orthogonale au plan formée par la source, la cible et l'antenne de réception (cf annexe 6).

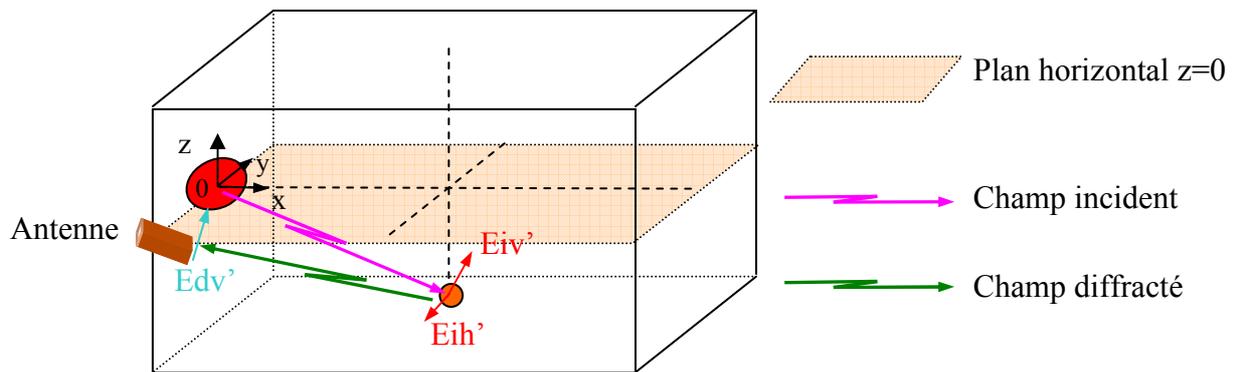


Figure IV- 9 : Mesure du champ incident pour $z \neq 0$

L'équation à résoudre aurait été alors :

$$E_{dv'} = H_{cvv'} \cdot E_{iv'} \quad \text{Equation IV- 6}$$

Cette configuration de mesure n'était pas applicable à cause du support qui ne permettait pas un positionnement assez précis de l'antenne, notamment au niveau de son orientation pour mesurer la composante $E_{iv'}$.

- travailler avec deux antennes de réception ou une antenne à double polarisation pour remonter à la polarisation du champ incident dans le cas général (cf chapitre 2, paragraphe 5.1.).

Pour les mesures en $z \neq 0m$, la cible n'étant pas dans le plan horizontal contenant la source, la composante $E_{iv'}$ qui illumine la cible n'est pas purement verticale, car celle-ci est orthogonale à la direction de propagation du champ incident (cf Figure IV-10). C'est cette composante $E_{iv'}$ qui est déduite de l'application de la fonction de transfert de la cible. Or, on veut obtenir la composante

verticale E_{iv} au point de mesure pour ces expérimentations, il faut donc utiliser une simple transformation trigonométrique pour passer de E_{iv} à E_{iv}' .

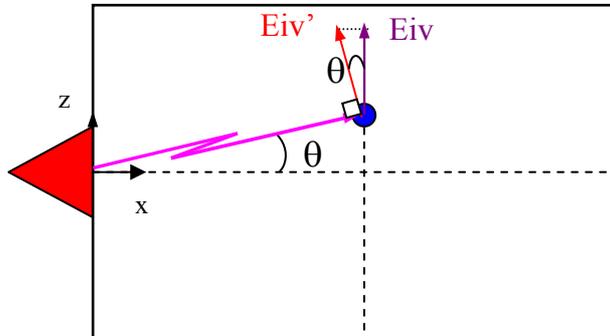


Figure IV- 10 : Mesure du champ incident pour $z \neq 0$

$$E_{iv} = E_{iv}' \times \cos\theta \quad \text{Equation IV- 7}$$

Or $E_{dv} \approx H_{c_{vv}'} \cdot E_{iv}'$

$$\Rightarrow E_{iv} \approx (E_{dv} / H_{c_{vv}'}) \times \cos\theta \quad \text{Equation IV- 8}$$

$$\Rightarrow E_{iv} \approx (E_{dv} / H_{c \text{ corrigée}}) \quad \text{Equation IV- 9}$$

avec $H_{c \text{ corrigée}} = (H_{c_{vv}'}/ \cos\theta)$

$H_{c \text{ corrigée}}$ est la fonction de transfert de la cible intégrant le décalage angulaire entre E_{iv} et E_{iv}' .

1.2.3. Calcul du champ rayonné par la source

Comme le signal rayonné est bande étroite, il a été assimilé à une raie unique à la fréquence f_0 pour le traitement MICHELSON. La fréquence f_0 correspond à la fréquence centrale du spectre de la tension mesurée à la sortie de l'antenne de réception. Pour remonter au niveau crête du champ incident, on a donc directement raisonné sur le niveau crête temporel de cette tension en sortie d'antenne, en appliquant les différentes fonctions de transfert fréquentielles (cible, antenne de réception, câbles et atténuateurs) à la fréquence f_0 .

$$E_i^{crête}(P) = \frac{V_r^{crête}}{H_c(f_0, P) \cdot H_r(f_0) \cdot H_{câbles\ et\ atténuateurs}(f_0)} \quad \text{Equation IV- 10}$$

La fonction de transfert de l'antenne, $H_r(f_0)$, a été obtenue à partir de l'équation II-37 (chapitre 2, *paragraphe 4.2.*), déduite du gain de l'antenne.

La fonction de transfert de la sphère, $H_c(f_0, P)$, a été calculée pour les différents points de mesure à partir du programme analytique. Une compensation a été apportée sur cette fonction pour les points de mesure pour lesquels $z \neq 0$ m (cf équation IV-9).

La fonction de transfert de la chaîne de mesure, $H_{câbles\ et\ atténuateurs}(f_0)$, a été déterminée à l'aide d'un analyseur vectoriel.

La fréquence moyenne f_0 observée sur les différents relevés de mesure est de 9.0GHz. Cette valeur fluctue très peu pour les différents essais. Elle a été donc choisie comme fréquence de référence pour l'ensemble des calculs associés à la méthode MICHELSON. Ainsi :

$$-H_r(9.0\text{GHz}) = 2.850 \cdot 10^{-3} \text{ [m]} \quad (\text{pour un gain dans l'axe du cornet de } 18.65\text{dB mesuré expérimentalement})$$

$$-H_{câbles\ et\ atténuateurs}(9.0\text{GHz}) = -54.26\text{dB}$$

1.2.4. Estimation du niveau du champ rayonné par la cible

La réponse de la sphère est perturbée par les échos parasites de la salle (échos des parois, réponses des mâts...) qui se superposent à la signature utile. Plus l'amplitude du champ incident mesuré est faible, plus le rapport signal à bruit est dégradé. Il faut donc tenir compte du niveau de bruit pour remonter au niveau réel de champ incident. Pour cela, il faut effectuer une mesure sans sphère, dite « mesure à vide », pour évaluer les perturbations reçues par le Cornet, et évaluer le rapport entre le signal utile et les échos parasites (cf Figure IV-11).

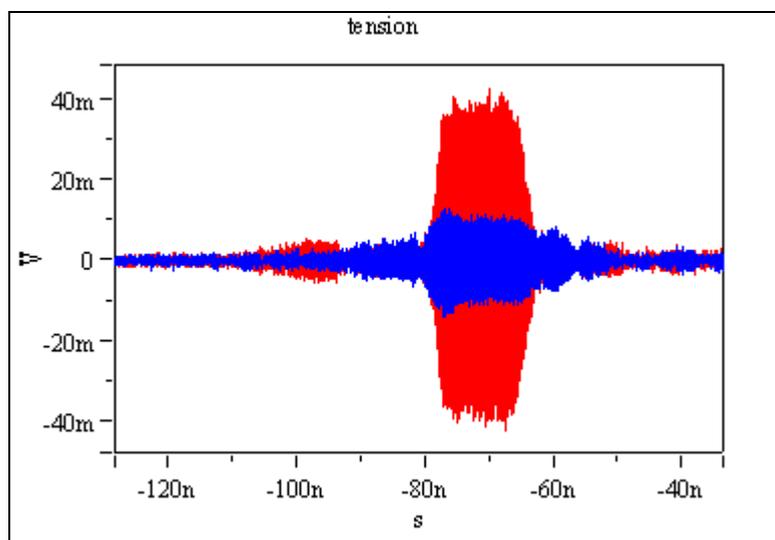


Figure IV- 11 Exemple de mesures avec (rouge) et sans (bleu) cibles au point $x=3.5\text{m}$, $y=+1.00\text{m}$, $z=0.00\text{m}$

Si le système d'acquisition avait été parfaitement synchronisé pour toutes les mesures, on aurait pu envisager de procéder à une soustraction temporelle des signaux « avec sphère » et « sans sphère », afin de remonter à la forme temporelle et au niveau du signal utile. Mais cette possibilité est exclue à cause d'un retardateur utilisé dans la chaîne d'acquisition, présentant une gigue temporelle aléatoire pouvant atteindre 4ns. La période des oscillations du signal étant de 110 picosecondes, une gigue de quelques nanosecondes sur le système d'acquisition rend le déphasage entre les signaux mesurés « avec sphère » et « sans sphère » totalement aléatoire.

On peut cependant estimer l'ordre de grandeur du niveau du signal utile à l'intérieur d'une fourchette. Pour cela, il faut considérer les deux cas limites de cette fourchette en fonction du déphasage entre les signaux « avec sphère » et « sans sphère » : dans le cas où ces oscillations sont en phase alors le signal utile est déduit par une soustraction, et dans le cas où les oscillations sont en

opposition de phase alors le signal utile est déduit par une addition. Le niveau crête du signal utile est donc dans tous les cas compris entre deux valeurs extrêmes :

$$V_{r\text{avec sphere}}^{\text{crete}}(P) - V_{r\text{sans sphere}}^{\text{crete}}(P) < V_{r\text{utile}}^{\text{crete}}(P) < V_{r\text{avec sphere}}^{\text{crete}}(P) + V_{r\text{sans sphere}}^{\text{crete}}(P)$$

Equation IV- 11

$$\Rightarrow V_{r\text{utile}}^{\text{crete}}(P) \in [V_{r\text{avec sphere}}^{\text{crete}}(P) \pm V_{r\text{sans sphere}}^{\text{crete}}(P)]$$

Equation IV- 12

Ne connaissant pas le déphasage entre les signaux « avec sphère » et « sans sphère », l'amplitude crête du signal utile est donc compris à l'intérieur d'une fourchette. Il en est donc de même pour le champ incident résultant calculé à partir de l'Equation IV-13.

$$\Rightarrow E_{i\text{utile}}^{\text{crete}}(P) \in [E_{i\text{avec sphere}}^{\text{crete}}(P) \pm E_{i\text{sans sphere}}^{\text{crete}}(P)]$$

Equation IV- 13

Ainsi, si on prend l'exemple des mesures observées sur la Figure IV-11 , les tensions crêtes relevées avec et sans cible à la sortie de l'antenne sont :

$$V_{r\text{avec sphere}}^{\text{crete}} = 37.0 \text{ mVc} \quad , \quad V_{r\text{sans sphere}}^{\text{crete}} = 9.6 \text{ mVc}$$

On en déduit la fourchette sur la tension utile pour le traitement :

$$V_{r\text{utile}}^{\text{crete}} = 37.0 \text{ mVc} \pm 9.6 \text{ mVc}$$

Voici donc le champ estimé après traitement :

$$E_{i\text{utile}}^{\text{crete}} = 168 \pm 43 \text{ kV/m}$$

Pour ce point de mesure, l'incertitude sur le niveau de champ incident résultante des échos parasites lors de la mesure est de $\pm 25\%$.

1.2.5. Résultats obtenus avec la méthode MICHELSON

Le détail sur le calcul des niveaux de champ incident aux différents points de mesure est donné dans l'annexe 6. Le tableau IV-2 et la Figure IV-12 permettent de fournir un récapitulatif des différents résultats obtenus avec la méthode MICHELSON.

* prise en compte de la mesure à vide						
Mesure dans l'axe de l'embouchure du Cornet source						
2m	3.5m	5m				
851	$579 \pm 52^*$	$473 \pm 45^*$				
Champ mesuré (kV/m)	Polarisation croisée : $136 \pm 28^*$					
<i>Variation du champ en fonction de la distance par rapport à l'axe de la source</i>						
Mesure sur l'axe y à 3.5m de l'embouchure du Cornet source						
-1.00m	-0.66m	-0.33m	0.00m	+0.33m	+0.66m	+1.00m
73 ± 17*	154 ± 9*	424 ± 30 *	579 ± 52*	534 ± 24*	294 ± 45*	168 ± 43*
Champ mesuré (kV/m)						
<i>Variation en fonction de la position horizontale</i>						
Mesure sur l'axe z à 3.5m de l'embouchure du Cornet source						
-1.00m	-0.66m	-0.33m	0.00m	+0.33m	+0.66m	1.00m
Pas mesuré	107 ± 18*	326 ± 43*	579 ± 52*	480 ± 19*	241 ± 13*	Pas mesuré
Champ mesuré (kV/m)						
<i>Variation en fonction de la position verticale</i>						

Tableau IV- 2 : Récapitulatif des résultats obtenus avec la méthode MICHELSON

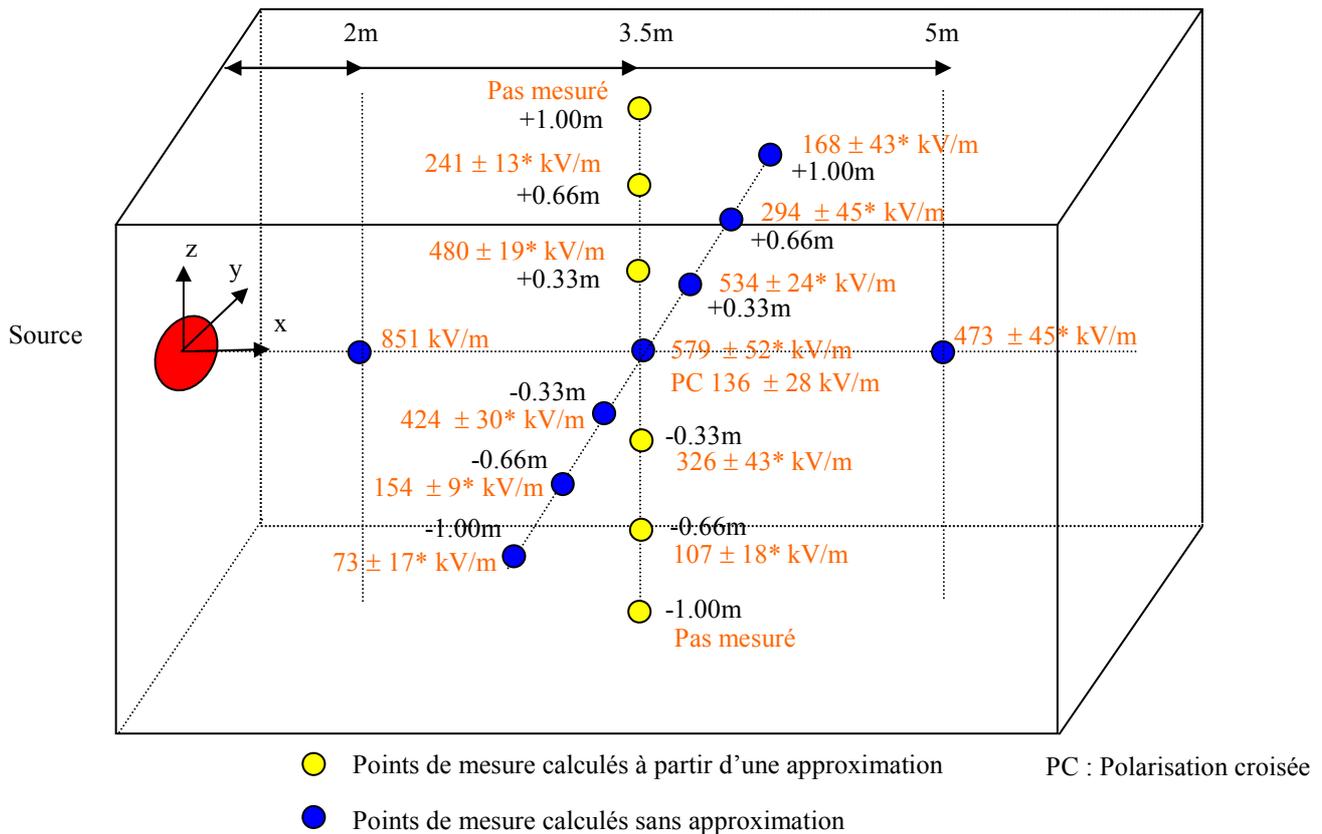


Figure IV- 12 : Récapitulatif des résultats obtenus avec la méthode MICHELSON en fonction des points de mesure dans la chambre

Pour cette campagne de mesures, le niveau de champ incident n'a pas pu être mesuré pour les points extrêmes de l'axe z (+1m et -1m). Ces points de mesure étaient soit trop proches du néon ou soit trop proches des absorbants au sol. Les échos parasites résultants étaient trop importants par rapport au signal utile, et l'estimation du champ pour ces deux configurations devenait trop approximative.

L'incertitude relative liée aux échos parasites sur le champ incident mesuré varie en fonction du point de mesure dans la chambre. Globalement, plus le champ mesuré est fort, meilleur est le rapport signal à bruit, ce qui est le cas notamment pour les mesures suivant l'axe de rayonnement de la source. Plus on s'écarte de cet axe, plus le rapport signal à bruit se dégrade. La proportion du champ diffracté par la cible par rapport au champ incident est très faible, elle est inférieure à 1% pour ces mesures. C'est pourquoi les échos parasites liés aux parois de la salle, malgré la présence d'absorbants, perturbent le signal reçu et influent sur l'incertitude de mesure. Plus on se rapproche des parois, plus l'approximation sur le champ devient importante.

Il est à noter que la polarisation croisée de la source n'est pas négligeable, elle est de l'ordre de 23% par rapport à la polarisation principale. Par conséquent, l'hypothèse sur laquelle repose le calcul des champs sur l'axe z est erronée. Cependant, l'angle d'incidence sous lequel est illuminée la cible est au maximum de 10° (pour les points $z=\pm 0.66m$), ce qui limite l'erreur commise.

1.3. Comparaison des résultats obtenus à partir des différents capteurs

1.3.1. Les différents résultats obtenus

Le tableau ci-dessous synthétise l'ensemble des résultats de mesure de l'amplitude crête du champ électrique obtenus avec les différents capteurs lors de cette campagne. Les différents résultats sont illustrés par des graphiques présentés dans la suite de cette partie.

	Distance	Axe		Théorique	Electro Optique SB 20		Cornet CEA		Guide CEG		Méthode Michelson		EMIR
	X	Y	Z		Champ E (kV/m)	N° Tir	Champ E (kV/m)	N° Tir	Champ E (kV/m)	N° Tir	Champ E (kV/m)	N° Tir	
Dans l'axe	2	0	0	800			47	823	34	808	4	851	705
	3,5	0	0	450	18	488	19	480	6	518	8	579	472
	4,25	0	0	380			5	401	3	423			
	5	0	0	350	39	600	1	338	1	362	5	428	289
Dep Horizontaux	3,5	1	0		31	158	27	47	14	70	20	168	151
	3,5	0,66	0		29	244	25	162	12	180	17	294	266
	3,5	0,33	0		27	243	23	360	10	439	13	534	462
	3,5	0	0		18	488	19	480	6	518	8	527	474
	3,5 PC	0	0		33	34	21	77	8	103	11	136	
	3,5	-0,33	0		1	324	29	289	16	267	29	394	301
	3,5	-0,66	0		3	233	31	74	18	78	26	163	159
	3,5	-1	0		7	156	33	65	20	61	23	90	85
Dep Verticaux	3,5	0	1		16	66	39	104	26	150			70
	3,5	0	0,66		14	121	37	275	24	343	35	228	151
	3,5	0	0,33		12	232	35	424	22	544	32	469	360
	3,5	0	0		18	488	19	480	6	518	8	527	474
	3,5	0	-0,33		20	304	41	302	28	383	54	285	245
	3,5	0	-0,66		23	160	43	171	30	165	51	110	112
	3,5	0	-1		25	83	45	66	32	84			64

Tableau IV- 3 : Récapitulatif des résultats obtenus à partir des différents capteurs dans la chambre du SINUS 500

1.3.2. Mesures dans l'axe

La Figure IV-13 présente une comparaison des niveaux de champ électrique mesurés dans l'axe.

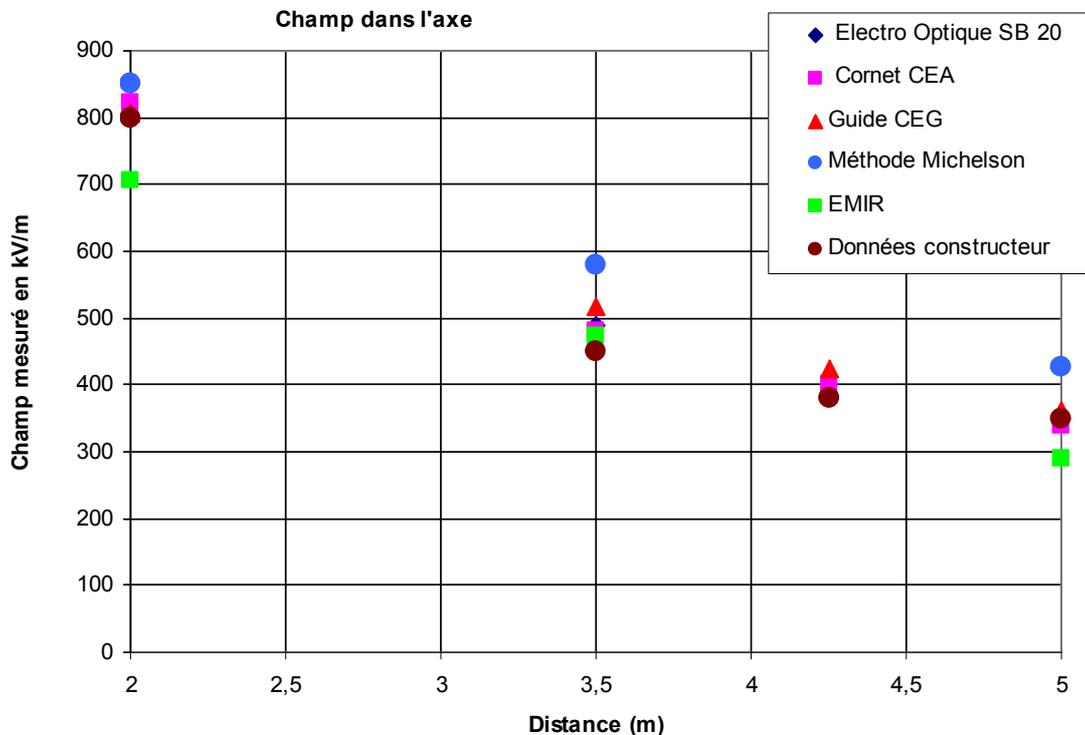


Figure IV- 13: Comparaison des champs électriques mesurés dans l'axe

Une mesure à 4.25m dans l'axe de la source a été rajoutée au cours de la campagne, ce point n'a pas pu être étudié avec la méthode MICHELSON.

La Figure IV-13 fait apparaître que la méthode MICHELSON a tendance à surestimer les niveaux de champ quand on compare les résultats obtenus avec ceux des autres capteurs et avec les données constructeur : de l'ordre de 5% pour la mesure à 2m, 15% pour la mesure à 3.5m et de 20% pour la mesure à 5m. Plus le point de mesure est éloigné de la source, plus l'écart de niveau constaté est important.

Quand on s'éloigne de la source, le niveau de champ qui illumine la cible devient plus faible, par conséquent le niveau de champ diffracté en direction de la réception diminue également. Cette diminution du niveau de champ rend la mesure en réception plus sensible au bruit, ce qui explique que les mesures soient moins précises. Il faut donc tenir compte de la fourchette d'estimation liée à ces échos parasites (cf Tableau IV-2 et Figure IV-12) pour analyser les résultats

MICHELSON. De plus, l'incertitude de mesure liée au dispositif MICHELSON (incertitudes sur la détermination des fonctions de transfert de la cible et de l'antenne de réception) est de l'ordre de 16% pour ces conditions expérimentales (cf annexe 6), cette incertitude est également à prendre en compte lors de l'analyse des résultats.

Même si la méthode MICHELSON a tendance à surévaluer le champ dans l'axe, les résultats obtenus restent du même ordre de grandeur que ceux donnés par les autres capteurs.

Les mesures issues du cornet CEA et du guide CEG sont conformes aux données constructeur à moins de 10 % près. La méthode EMIR donne de bons résultats à 3m mais sous-estime le niveau de champ d'environ 15% à 2m et 5m. La mesure effectuée avec la sonde électro-optique est correcte à 3,5m (écart par rapport aux données constructeur <10%) mais manifestement erronée à 5m (600kV/m, écart supérieur à 70%), aucune explication logique n'a été proposée pour ce point de mesure. La mesure à 2m n'a pas été réalisée avec ce capteur.

1.3.3. Mesures avec un déplacement horizontal

Une comparaison des niveaux de champ électrique mesurés à 3.5 m en déplacement horizontal est donnée sur la figure suivante :

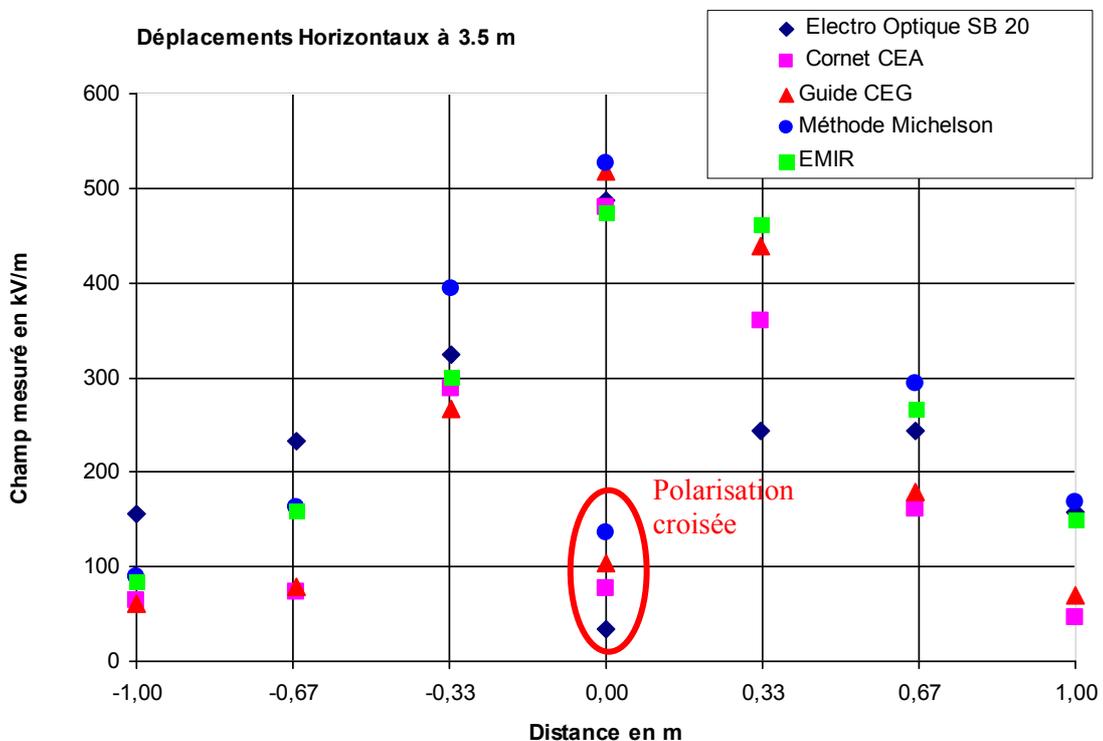


Figure IV- 14 Comparaison des champs électriques mesurés à 3.5m sur un axe horizontal

Ne disposant pas de données constructeur sur cette configuration expérimentale, il est difficile de déterminer quelle mesure est la plus pertinente, car les résultats varient d'un capteur à l'autre. Globalement l'écart de mesure entre les différents capteurs atteint +/-30%.

La méthode MICHELSON donne des résultats qui correspondent à ceux des autres capteurs, compte tenu des variations globales observées. Cependant, on remarque une différence au point de mesure situé à -0.33m , où manifestement le résultat obtenu avec la méthode MICHELSON est surestimé d'environ 15%.

On peut noter également que la sonde électro-optique semble donner un résultat erroné à $+0.33\text{m}$. Un mauvais positionnement de cette sonde sur son support serait à l'origine de cette disparité. Le capteur de champ électro-optique est très sélectif en polarisation ; la fonction de transfert est fortement dépendante de l'orientation.

Les points de mesure regroupés dans l'ellipse rouge correspondent à une mesure dans l'axe en polarisation croisée. Suivant le capteur, le taux de polarisation croisée obtenu varie :

- 23 dB pour la sonde électro-optique
- 14 dB pour le cornet CEA et le guide CEG,
- 11 dB pour MICHELSON

Les taux de polarisation croisée trouvés sont similaires pour la méthode MICHELSON, le cornet CEA et le guide CEG ; par contre un écart d'environ 10dB est constaté avec la sonde électro-optique.

1.3.4. Mesures avec un déplacement vertical

Une comparaison des niveaux de champ électrique mesurés à 3.5 m en déplacement vertical est donnée sur la figure suivante :

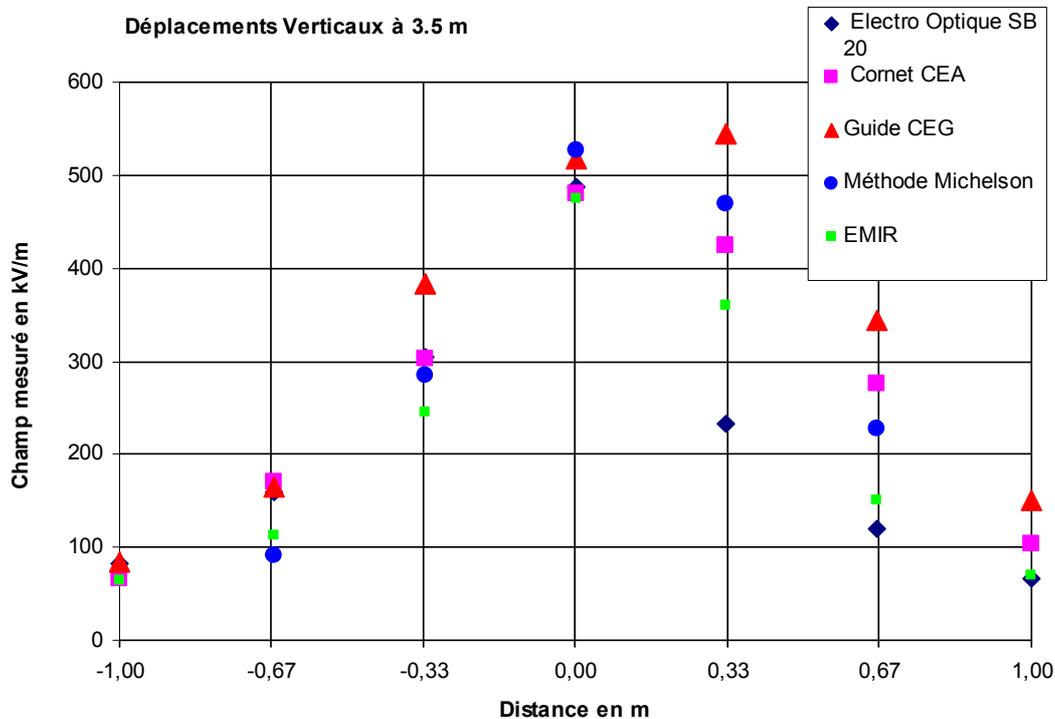


Figure IV- 15 : Comparaison des champs électriques mesurés à 3.5m sur un axe vertical

Comme pour les mesures sur l'axe horizontal, aucune donnée constructeur n'est disponible pour cet axe, il est donc difficile de déterminer quelle mesure est la plus précise.

Pour cet axe d'étude, les résultats entre les différents capteurs varient de manière importante, et il est difficile de dégager une tendance sur le niveau de champ pour une position donnée. Globalement l'écart de mesure entre les différents capteurs atteint +/-40%. On peut noter cependant une mesure manifestement erronée à +0.33m avec la sonde électro-optique.

Pour cette configuration, les résultats obtenus avec la méthode MICHELSON ne sont pas idéaux car ils sont issus d'une approximation (cf *paragraphe 2.2.2.*), néanmoins ils restent cohérents par rapport à l'incertitude globale constatée sur les résultats obtenus avec les autres capteurs.

1.3.5. Conclusion sur les mesures effectuées au CEG

Cette campagne de mesures menée au CEG sur la source SINUS 500 correspondait aux premiers essais de la méthode MICHELSON sur une source MFP. Les résultats obtenus sont concluants, car les champs déterminés par la méthode MICHELSON sont du même ordre de grandeur que ceux mesurés avec des capteurs spécifiques à ce type d'expérimentation, et ceci quel que soit le point de mesure dans la chambre.

Il s'avère notamment que la méthode MICHELSON est très efficace pour la mesure de champ fort proche de la source (exemple à 2m de la source), là où d'autres capteurs nécessitent des réglages pour éviter des saturations ou des détériorations.

Des améliorations auraient pu être apportées au niveau de la précision de mesure, notamment en disposant d'un support d'antenne permettant un positionnement plus précis de celle-ci, et en déterminant plus précisément les paramètres entrant en compte dans le calcul de la fonction de transfert de la cible. L'incertitude expérimentale de mesure aurait pu être ainsi réduite.

Durant cette campagne, le défaut principal de la méthode MICHELSON constaté est sa sensibilité aux échos parasites de la chambre de mesure. Comme le niveau de champ diffracté est inférieur à 1% par rapport au niveau du champ incident, les perturbations de la chambre influent fortement sur la mesure. C'est pourquoi une fourchette d'estimation est nécessaire pour donner l'amplitude du champ. Des mesures avec des conditions reproductibles au niveau de l'acquisition auraient palier ce problème. Pour améliorer le signal à bruit, une solution aurait été d'augmenter la taille de la cible. Mais cette augmentation doit respecter le critère de résolution spatiale, afin de mesurer localement le champ. Si on observe les figures IV-14 et IV-15, une variation de 33cm par rapport à l'axe de rayonnement de la source influe de manière importante sur le niveau de champ mesuré, il faut donc que les dimensions de la cible soient très inférieures à cette valeur pour effectuer une mesure ponctuelle du champ.

2. Mesure du rayonnement d'une source MFP ULB

2.1. Contexte

Le laboratoire LGE de l'université de Pau travaille dans le domaine des hautes tensions. Son expérience acquise dans ce domaine l'a amené à s'intéresser aux fortes puissances électriques pulsées, et notamment à la génération d'impulsions à forts niveaux.

Une thèse [37] a ainsi été menée traitant de la réalisation d'un système rayonnant impulsif ULB de fort niveau, avec pour objectif d'atteindre un facteur de mérite crête (distance \times champ rayonné) d'au moins 100kV crête. Une collaboration avec le laboratoire XLIM a été établie pour participer au développement de l'antenne d'émission ainsi que pour caractériser au final le rayonnement de ce système.

2.2. Le système rayonnant

Le système rayonnant se compose d'un générateur de tension impulsif de fort niveau, associé à une antenne ULB spécialement adaptée pour cette application.



Figure IV- 16 : Système rayonnant développé par le LGE de Pau [37]

2.2.1. Caractéristiques du générateur impulsif

Ce générateur est un générateur de Marx à éclateurs à gaz composé d'un empilement de dix étages, chacun constitué d'un condensateur et d'un jeu d'électrodes. Ce générateur a la particularité de pouvoir fonctionner en mode répétitif, même si le taux de répétition demeure faible (1Hz environ).

L'amplitude et le temps de montée des tensions générées dépendent de la pression et de la nature du gaz. Pour la caractérisation du rayonnement du système rayonnant, un mélange d'air et d'hexafluorure de soufre (SF₆) a été utilisé à la pression de 17.6 bars (dont 3 bars de SF₆) pour permettre d'atteindre des niveaux de tension de l'ordre de 200kV. L'introduction de SF₆ permet d'obtenir une amplitude d'impulsion plus importante par rapport à de l'air pur, mais cela se fait au détriment du temps de montée. Des niveaux de tension plus importants auraient pu être obtenus en augmentant la pression du mélange, mais la stabilité du générateur a été privilégiée pour garantir une utilisation fiable en mode répétitif.

Les caractéristiques des tensions délivrées par ce générateur sont les suivantes (cf Figure IV-17) :

- amplitude crête : 200kV
- étalement temporel : environ 2ns
- temps de montée : 350ps
- largeur à mi-hauteur : 450ps
- bande passante à -10dB : [0 – 1GHz]

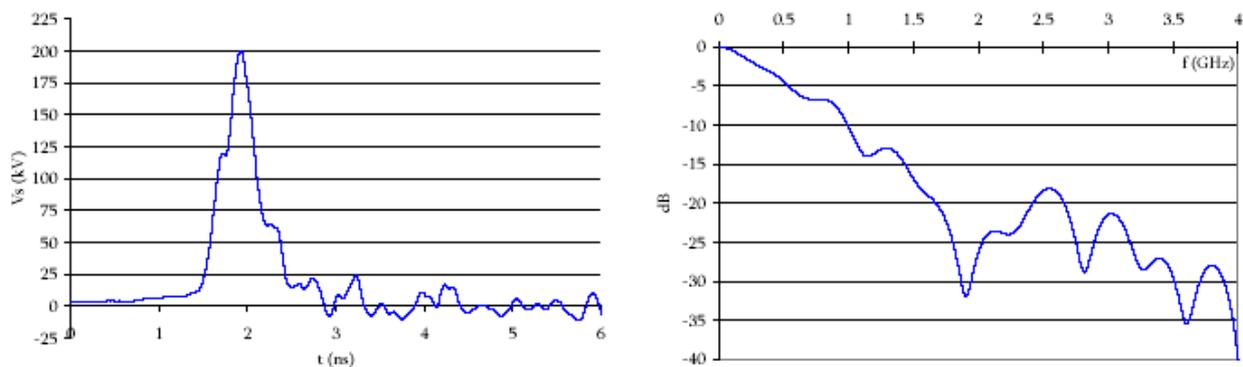


Figure IV- 17 : Caractéristiques transitoire et fréquentielle de la tension délivrée par le générateur impulsif développé par le LGE de Pau

2.2.2. Caractéristiques de l'antenne ULB d'émission

L'antenne utilisée en sortie du générateur impulsionnel haute tension est une antenne Valentine Haute Tension (HT). Cette antenne est à l'origine une antenne développée par le laboratoire XLIM [38] pour des expérimentations impulsionnelles ULB bas niveaux. C'est une antenne à ondes progressives qui se caractérise par deux brins formés par deux plaques évasées en laiton (cf Figure IV- 18). Le LGE a apporté des modifications pour que celle-ci puisse supporter des forts niveaux de tension.



Figure IV- 18: Antenne Valentine d'origine et sa transition réalisée par XLIM

La transition d'origine, dite transition « Tulipe », permettait une transition d'une ligne coaxiale à une ligne biplaque, mais celle-ci ne pouvait pas supporter des niveaux de tension pulsée supérieurs à 25kV. Pour adapter cette antenne à l'application du LGE, une nouvelle transition a été conçue par ce laboratoire pour supporter des tensions de l'ordre de la centaine de kV sans risque de claquage. La rigidité diélectrique de cette antenne a été améliorée en agrandissant les dimensions de la transition et en plongeant celle-ci dans un bain d'huile. Pour la partie à l'air libre, une plaque de PVC a été également ajoutée dans le prolongement de la transition jusqu'en extrémité d'antenne (cf Figure IV- 19)



Figure IV- 19 : Antenne Valentine HT modifiée par le LGE

Le coefficient de réflexion S_{11} et le gain de cette antenne ont été mesurés dans le hall d’essais XLIM et sont représentés sur la Figure IV- 20. Le S_{11} à -10dB permet de donner la bande passante de cette antenne, qui s’étend de 300MHz à plus de 3GHz . Pour l’application fort niveau du LGE, la fréquence haute du spectre de la tension à l’entrée de l’antenne vu précédemment (cf Figure IV- 17) est inférieure à 1GHz , le gain de l’antenne pour cette gamme de fréquence est donc inférieur à 10dB .

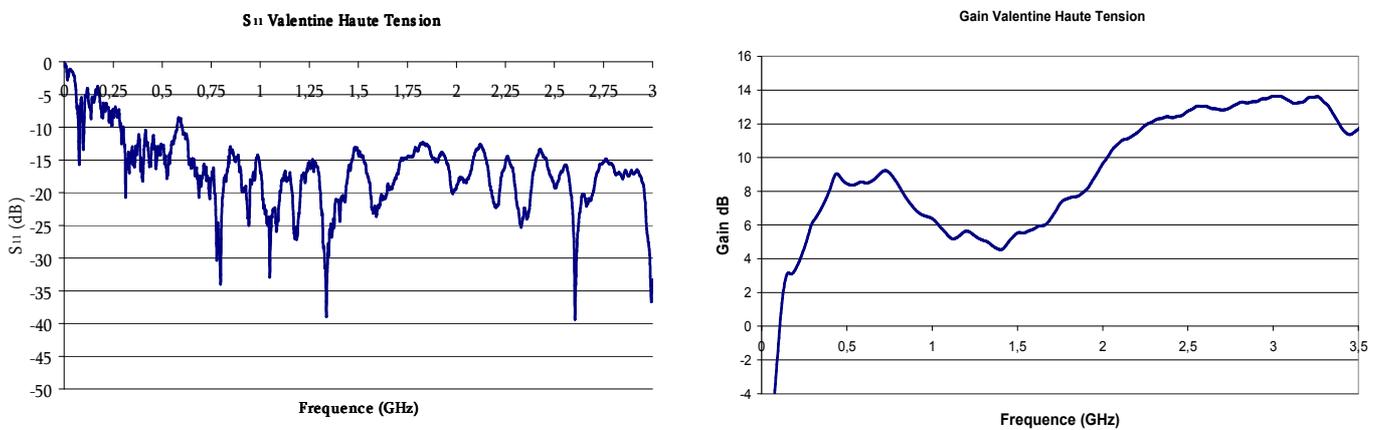


Figure IV- 20 : Gain et S_{11} de l’antenne Valentine HT obtenus expérimentalement

Les diagrammes de rayonnement dans le plan H, représentés sur la Figure IV- 21, montrent que l’antenne n’est pas directive pour la gamme de fréquence du générateur HT. En effet, on constate que l’angle d’ouverture à -5dB ne descend pas en dessous de 50 degrés pour les fréquences inférieures à 2GHz . Ce manque de directivité aura pour conséquences un couplage émission/réception important lors de la mise en place de la méthode MICHELSON, et il faudra en tenir compte pour protéger l’antenne de réception.

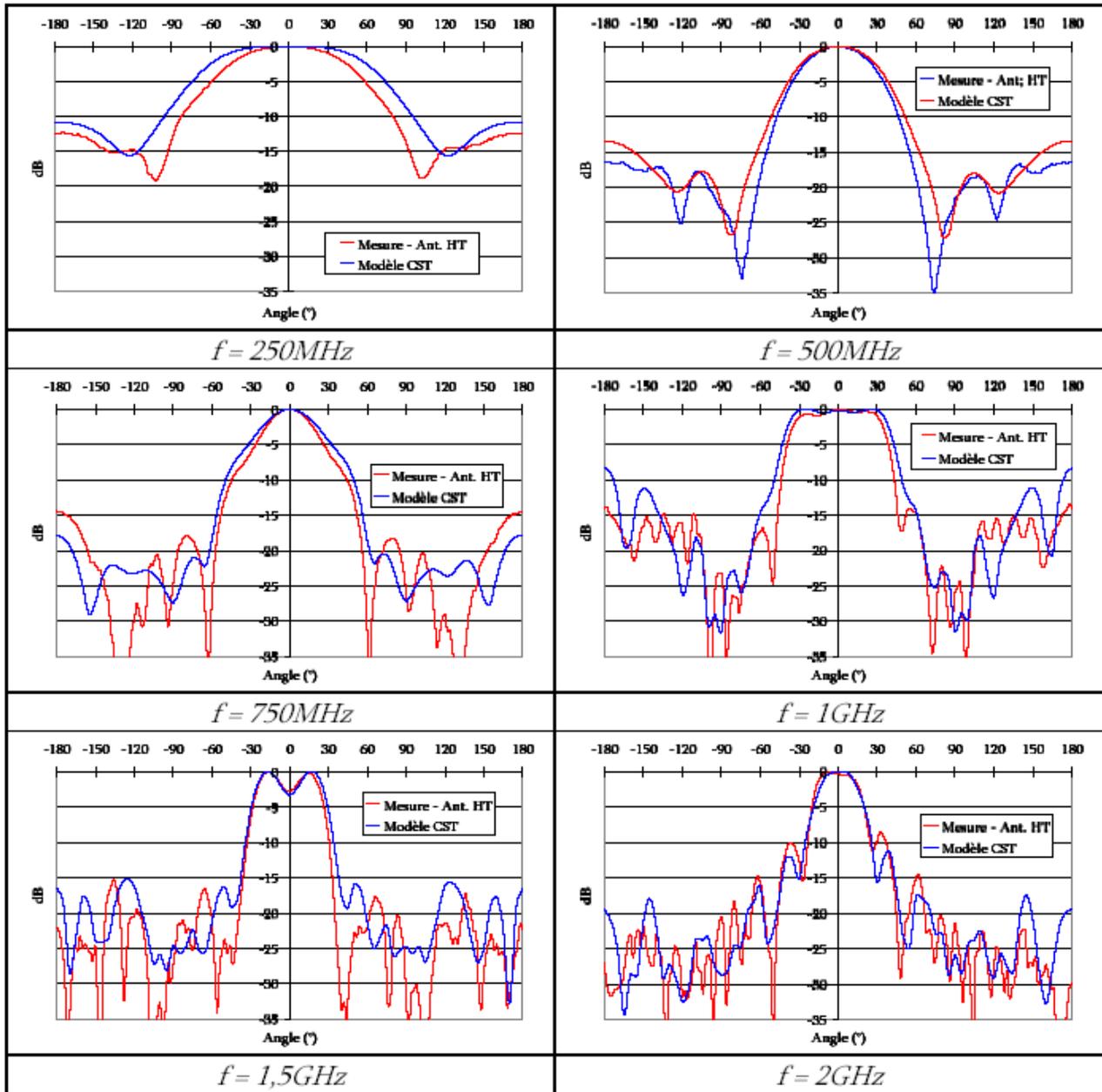


Figure IV- 21 : Diagrammes de rayonnement dans le plan H de la Valentine HT [37]

Cette analyse des caractéristiques du rayonnement de l’antenne Valentine HT a également conduit à déterminer sa fonction de transfert en émission $H_T(f)$ dans l’axe (cf chapitre II, *paragraphe 4.2.*, équation II-35) en utilisant la fonction de transfert $H_R(f)$ de l’antenne de Valentine XLIM. A partir de cette fonction, il est possible d’estimer le champ rayonné en champ lointain par l’antenne en fonction de la tension d’excitation et de la distance du point de mesure par rapport à l’antenne (cf Equation IV-14).

$$E(f, \theta, \varphi) = H_T(f, \theta, \varphi) \cdot V(f) \cdot \sqrt{\frac{\eta_0}{4\pi}} \cdot \frac{e^{-jkr}}{r}$$

Equation IV- 14

avec - r : distance par rapport au centre de phase à laquelle est calculé le champ

- η_0 : impédance d'onde en espace libre (377Ω)

- k : vecteur d'onde ($k=2\pi/\lambda$)

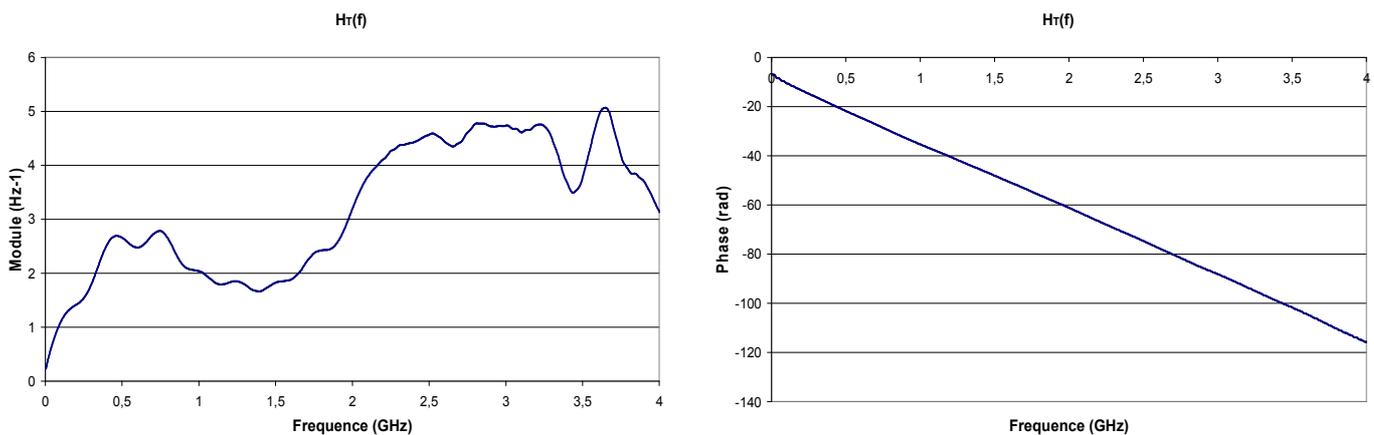


Figure IV- 22 : Caractéristiques fréquentielles de la fonction de transfert en émission de la Valentine HT

2.3. Configuration de l'expérimentation

Pour ces expérimentations fort niveau, les essais ont été effectués dans un hall d'essais de grandes dimensions (longueur : 45m, largeur : 22m, hauteur : 10m). Des mesures du champ vertical dans l'axe de la source ont été réalisées à 5m et à 10m. Ces distances permettent de garantir les conditions de champ lointain dans le cadre de l'étude.

La configuration autour du système rayonnant est présentée sur la

Figure IV- 23. Ce dernier a été monté sur un échafaudage à une hauteur de 3.1m. Une alimentation 60kV/60W permet d'alimenter de façon autonome ce dispositif. L'oscilloscope servant à l'acquisition des signaux à l'émission est placé dans une cage de Faraday à une distance de 10m à

l'arrière de l'antenne d'émission. Il permet de remonter au signal généré en pied d'antenne en mesurant le signal provenant d'une sonde capacitive du LGE placée entre l'antenne et le générateur.

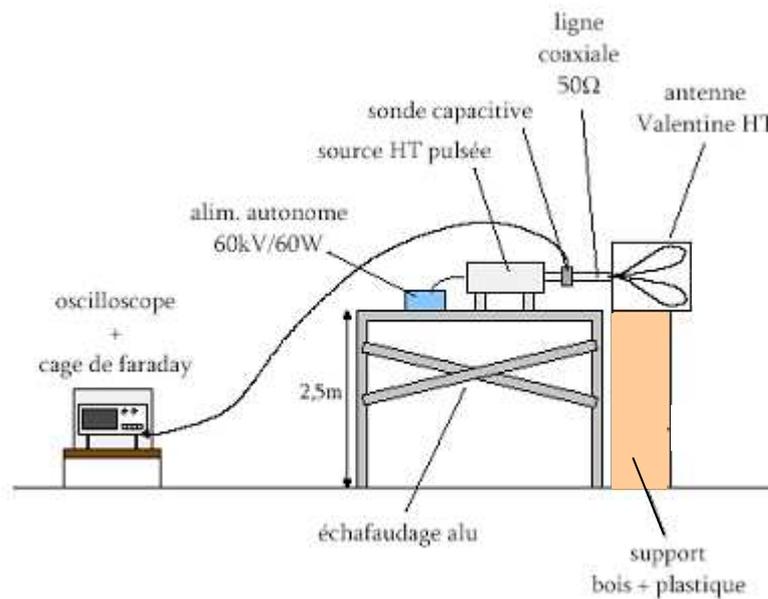


Figure IV- 23 : Configuration expérimentale de caractérisation du système rayonnant

Le dispositif utilisé pour l'application de la méthode MICHELSON lors de ces essais est composé d'une sphère métallique de 24cm de diamètre comme cible, et de l'antenne Valentine de XLIM (cf chapitre 3, *paragraphe 3.2.1.*) comme antenne de réception. Ces éléments sont placés dans le plan horizontal de la source, en respectant la disposition suivante :

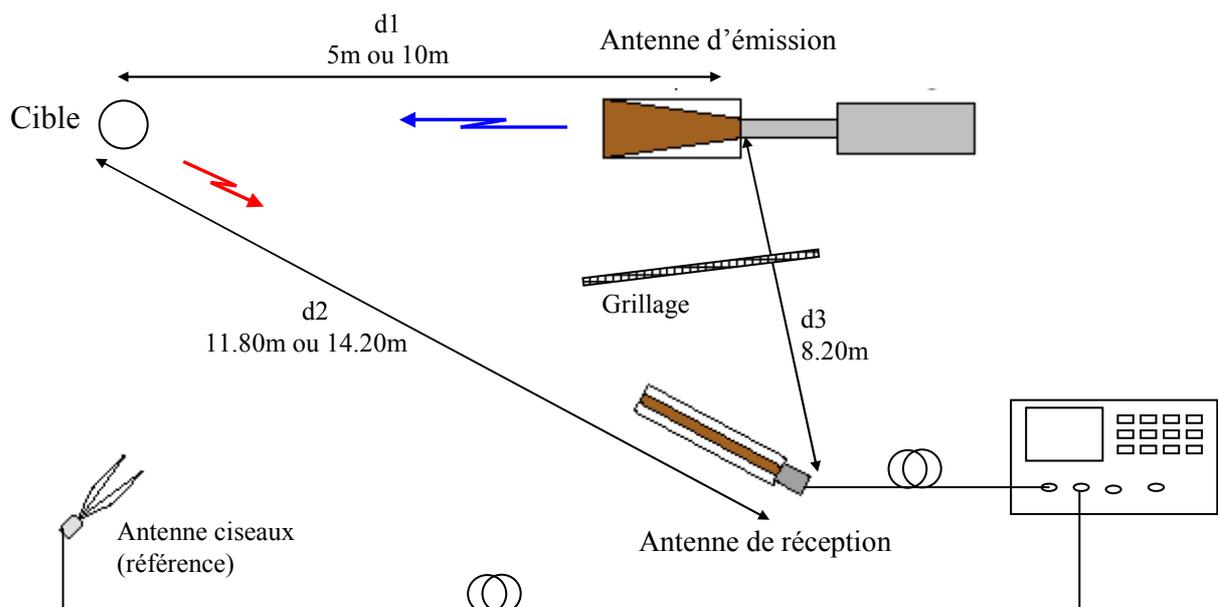
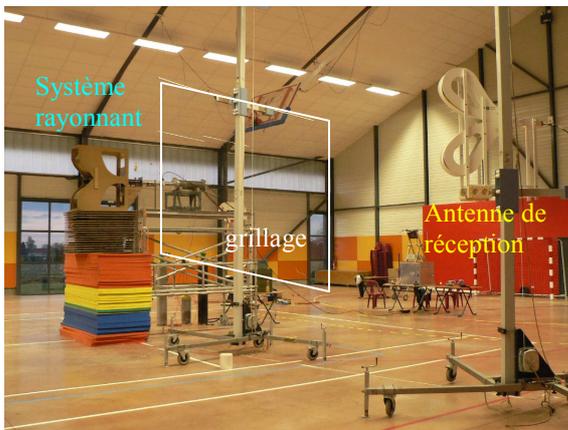


Figure IV- 24 : Configuration expérimentale de la méthode MICHELSON pour les essais en collaboration avec le LGE

L'acquisition du signal à la sortie de l'antenne de réception est réalisée à l'aide de l'oscilloscope TDS 6804B (cf annexe 5). Cet oscilloscope est placé en dehors du hall d'essais pour éviter les perturbations liées au système rayonnant. Une antenne placée au sol dans un coin de la salle sert de référence pour le déclenchement de l'acquisition. Les dispositifs d'acquisition (câbles et atténuateurs) ont été adaptés au niveau de tension supporté par les voies de l'oscilloscope. Un grillage métallique est installé entre le système rayonnant et l'antenne de réception pour limiter le couplage direct (cf Figure IV-25). Le support choisi pour maintenir la cible en hauteur est un mât en fibre de verre, permettant de limiter les échos parasites.



Antenne de réception protégée du couplage direct de la source rayonnante par un grillage

Cible (sphère Ø24cm) suspendue à un mât en plastique

Figure IV- 25 : Photographies du dispositif MICHELSON pour les essais avec le LGE

Comme la reproductibilité de ce générateur est correcte (environ 10%), ces expérimentations se sont déroulées en l'utilisant en mode répétitif afin de pratiquer un moyennage sur 20 points, et ainsi garantir un meilleur rapport signal à bruit. Les échos fixes sont éliminés par soustraction entre les mesures « avec cible » et « sans cible ».

Un capteur de champ (cf annexe 5) a également été utilisé pour mesurer les champs à 5m et à 10m de la source

2.4. Détermination du champ rayonné

2.4.1. Détermination des différentes fonctions de transfert

Le champ rayonné est déterminé à l'aide de la formule suivante :

$$E_i(f,P) = \frac{V_r(f)}{H_c(f,P) \cdot H_r(f) \cdot H_{\text{cables et atténuateurs}}(f)} \quad \text{Equation IV- 15}$$

Les fonctions de transfert de la cible, de l'antenne de réception, et de la chaîne d'acquisition (câbles + atténuateurs) doivent être donc connues pour obtenir le champ rayonné par la source.

La fonction de transfert de l'antenne de réception $H_r(f)$ est celle de l'antenne Valentine. Elle a été définie dans le chapitre 3, *paragraphe 3.2.1*.

La fonction de transfert de la chaîne d'acquisition utilisée pour les essais a été mesurée à l'analyseur vectoriel, le module et la phase de celle-ci sont donnés sur la figure suivante :

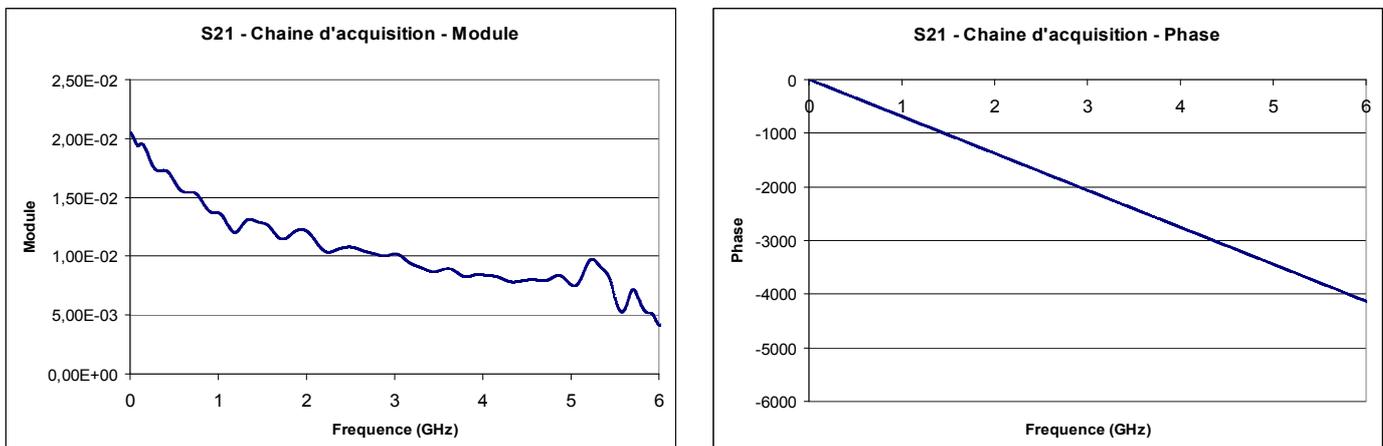


Figure IV- 26 : Fonction de transfert de la chaîne d'acquisition

Les fonctions de transfert de la cible pour les mesures du champ à 5m et à 10m de la source ont été obtenues à partir du programme analytique, et sont présentées sur la Figure IV- 27.

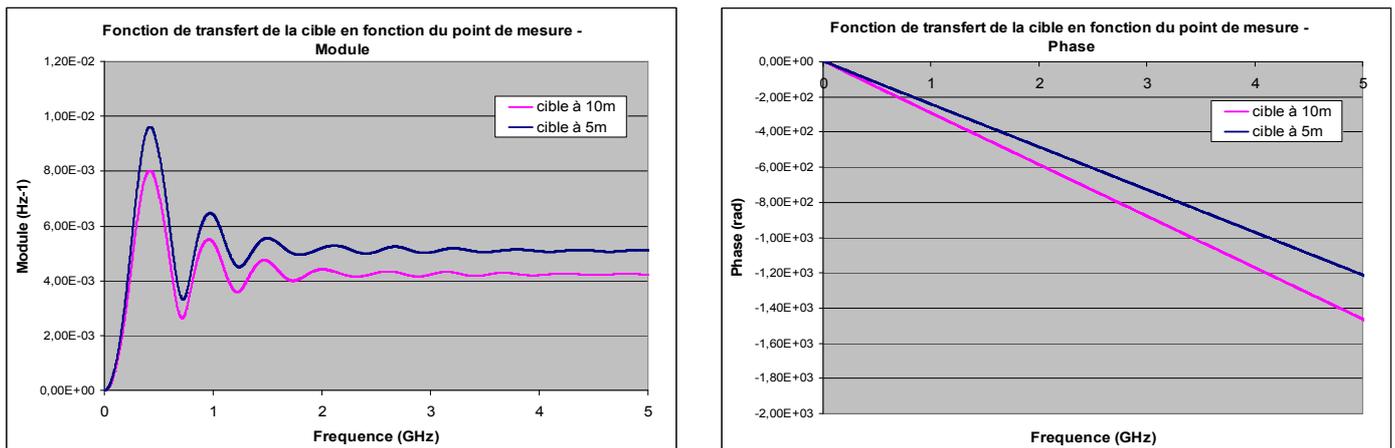


Figure IV- 27 : Fonction de transfert de la cible pour les points de mesure à 5m et 10m de la source

Plus la mesure du champ s’effectue loin de la source, plus faible est la fonction de transfert. Comme la position de la réception est fixe et placée à proximité de l’émission, la distance cible-réception augmente en même temps que la distance cible-source, le champ diffracté décroît ainsi en fonction de la distance. En tenant compte de la bande fréquentielle de la tension délivrée par le générateur, on peut considérer que le contenu spectral du champ incident est globalement inférieur à 1GHz. Il en résulte que le niveau de champ diffracté au niveau de la réception par rapport au niveau de champ incident illuminant la cible pour cette gamme de fréquence varie autour de 0.6% pour la cible placée à 5m, et autour de 0.5% pour la cible placée à 10m. Il faut également avoir à l’esprit que le niveau de champ illuminant la cible à 10m est deux fois plus faible que celui qui illumine la cible à 5m. Donc, si on raisonne directement sur le niveau de champ diffracté au niveau de la réception, le champ diffracté provenant de la cible placée à 10m est environ deux fois moindre que celui provenant de la cible placée à 5m, ce qui augmente la sensibilité aux échos parasites.

2.4.2. Résultats expérimentaux

2.4.2.1. Mesure du champ à 5m de la source

Pour remonter au champ incident, il faut tout d'abord extraire la signature de la cible (cf Figure IV- 28). Compte tenu du fort couplage direct entre l'émission et la réception (malgré la présence du grillage de protection) et de la présence d'échos parasites, une soustraction des signaux avec cible et sans cible est nécessaire afin de remonter au signal utile pour le traitement MICHELSON.

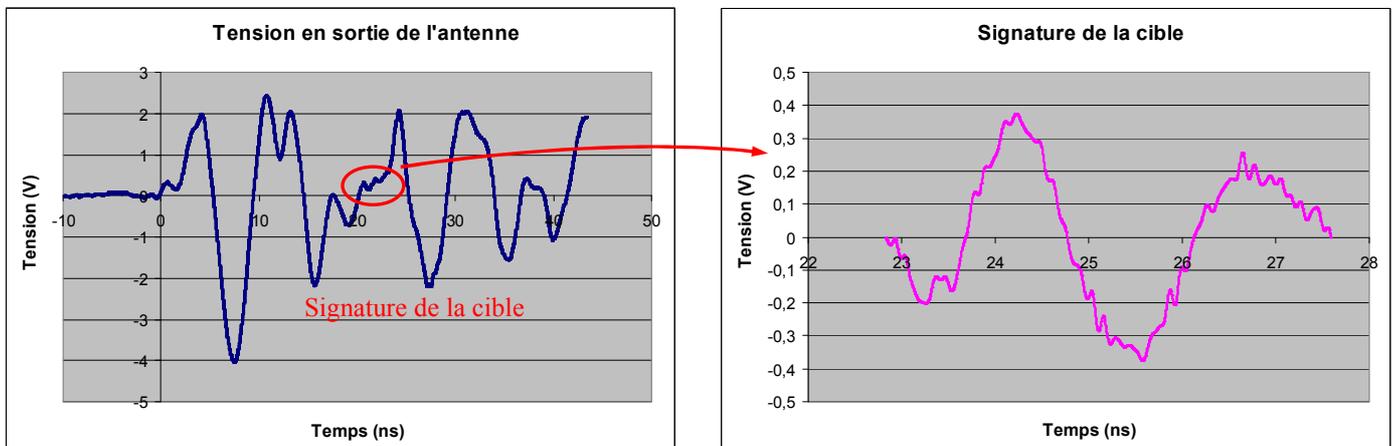


Figure IV- 28 : Extraction de la signature de la cible à partir de la tension relevée en sortie d'antenne pour la mesure du champ à 5m de la source

Le niveau crête à crête de la signature de la cible représente 10% du niveau crête à crête du couplage ; la dynamique de mesure de la signature est donc réduite. Il faut également noter que les conditions de reproductibilité du générateur sont correctes mais imparfaites. Malgré ces conditions, on arrive à extraire une signature relativement propre, même si on relève la présence de petites perturbations.

Le traitement MICHELSON est ensuite appliqué à cette signature (cf *paragraphe 3.1.*) pour obtenir le spectre du champ incident qui est représenté sur la Figure IV- 29. Le résultat obtenu avec la méthode MICHELSON est comparé avec l'estimation faite à partir de la fonction de transfert en émission $H_T(f)$ (cf *paragraphe IV-22*) et la tension relevée en pied d'antenne (cf *Figure IV-17*), ainsi qu'avec le résultat donné par le capteur de champ.

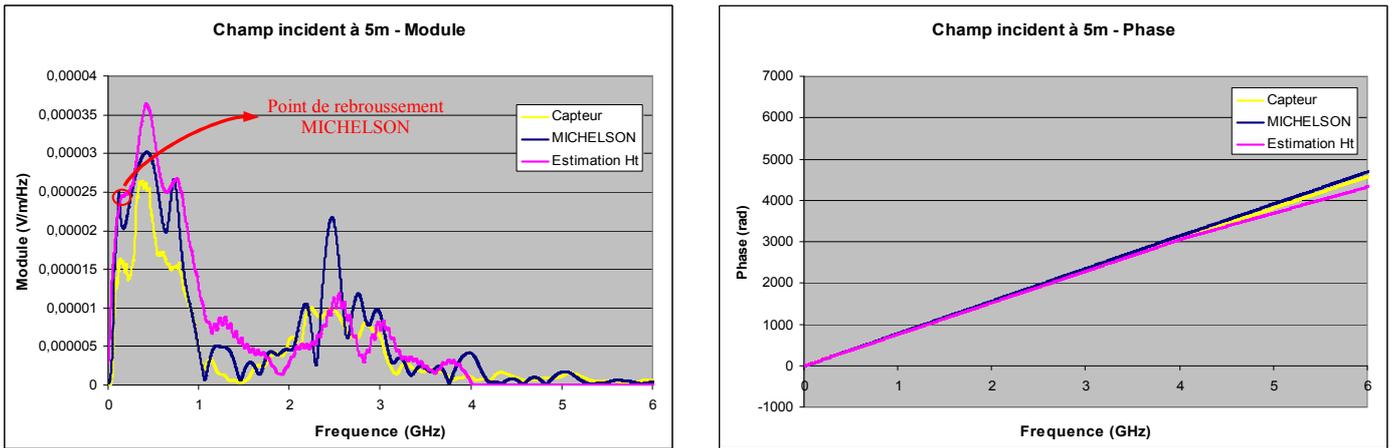


Figure IV- 29 : Caractéristiques fréquentielles du champ incident à 5m de la source

Le champ obtenu avec la méthode MICHELSON nécessite un traitement numérique à basses fréquences pour faire tendre le champ vers 0, ce problème est lié au manque de sensibilité de mesure à ces fréquences en dehors de la bande passante de l’antenne Valentine. Ce traitement a été appliqué à partir du point de rebroussement repéré (cf Figure III-51, chapitre 3, *paragraphe 3.2.3.*).

On constate que les allures des modules des champs trouvés par les trois moyens d’étude sont similaires, même si la Méthode MICHELSON fait apparaître une forte remontée à 2,5GHz qui n’est pas aussi marquée avec les autres moyens. On peut également noter que le niveau de champ donné par le capteur est plus faible que pour les deux autres méthodes. Le passage dans le domaine temporel (cf Figure IV- 30) après transformée de Fourier inverse permet une étude comparative plus précise.

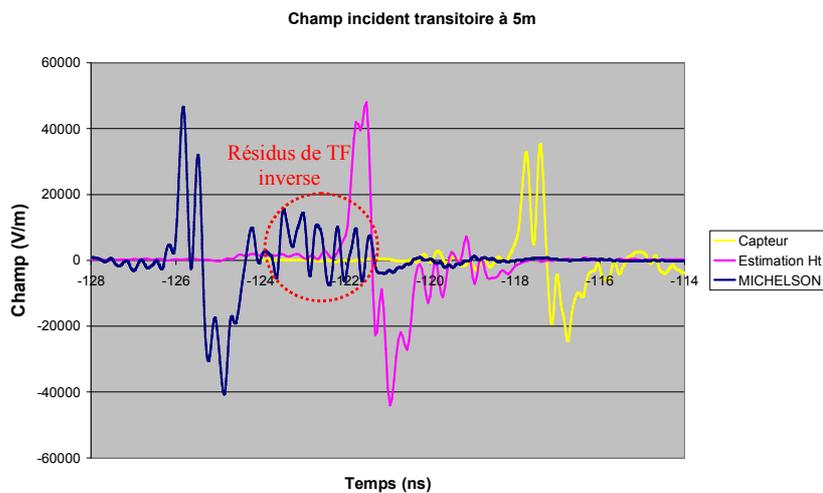


Figure IV- 30 : Champ transitoire à 5m de la source

	Méthode MICHELSON	Estimation H_T	Capteur de champ
Champ crête positif	46.6 kV/m	48.0 kV/m	38.7 kV/m
Champ crête à crête	87.3 kV/m	92.0 kV/m	65.6 kV/m
Facteur de mérite	437 kV	460 kV	328 kV
Etalement temporel	3.0 ns	3.2 ns	3.3 ns

Tableau IV- 4 : Résultats comparatifs sur le champ obtenu à 5m de la source

On peut constater à partir de la Figure IV- 30 et du Tableau IV- 4 , que les niveaux de champ obtenus par la méthode MICHELSON et par l'estimation sont très proches (environ 5% d'écart), par contre le niveau de champ donné par le capteur est beaucoup plus faible, il est 30% inférieur à ceux des autres moyens d'analyse. Cet écart a déjà été constaté pour l'expérimentation bas niveau. Ce problème est lié à un problème d'étalonnage de l'antenne Valentine XLIM et du capteur. La fonction de transfert d'émission de l'antenne HT du dispositif rayonnant a été étalonnée à l'aide de l'antenne Valentine XLIM lors d'essais préliminaires (cf *paragraphe 2.2.2.*), il apparaît donc logique de trouver des niveaux semblables entre la méthode MICHELSON et l'estimation, et une différence avec le niveau donné par le capteur de champ.

Suivant le moyen d'analyse utilisé, les évolutions transitoires sur le champ incident diffèrent. La méthode MICHELSON fait apparaître une traîne sur le champ incident obtenu, celle-ci est liée à la TF inverse et à un manque de précision sur la détermination du champ fréquentiel, notamment sur la forme de l'impulsion positive. On peut également remarquer que la forme de l'alternance positive du signal varie suivant l'outil d'étude. Le capteur et la méthode MICHELSON font apparaître deux pics positifs bien distincts. Le deuxième pic est plus faible dans le cas de la méthode MICHELSON, alors que les deux pics sont équivalents dans le cas du capteur. Cette différence peut s'expliquer sur la méthode MICHELSON par la signature extraite qui n'est pas lisse. L'estimation quant à elle ne fait apparaître qu'un pic légèrement échancré à son sommet sur l'impulsion positive, ceci peut être lié à une imprécision sur le calcul de $H_T(f)$ ou à une imprécision sur le relevé de la tension en pied d'antenne.

Au final, la méthode Michelson concorde sur les allures transitoires trouvées également avec le capteur, et elle est en accord avec le niveau donné par l'estimation.

Même en se plaçant dans le cas le plus défavorable, celui donné par le capteur de champ, le facteur de mérite respecte cahier des charges imposé au LGE, à savoir un facteur de mérite crête à crête supérieur à 200kV.

2.4.2.2. Mesure du champ à 10m de la source

La même étude a été menée avec la mesure du champ à 10m de la source. Ce cas est nettement plus défavorable que le cas précédent à 5m, car le rapport signal à bruit au niveau de la réception est fortement dégradé.

Ceci est illustré par l'extraction de la signature de la cible à partir de la tension relevée en sortie de l'antenne.

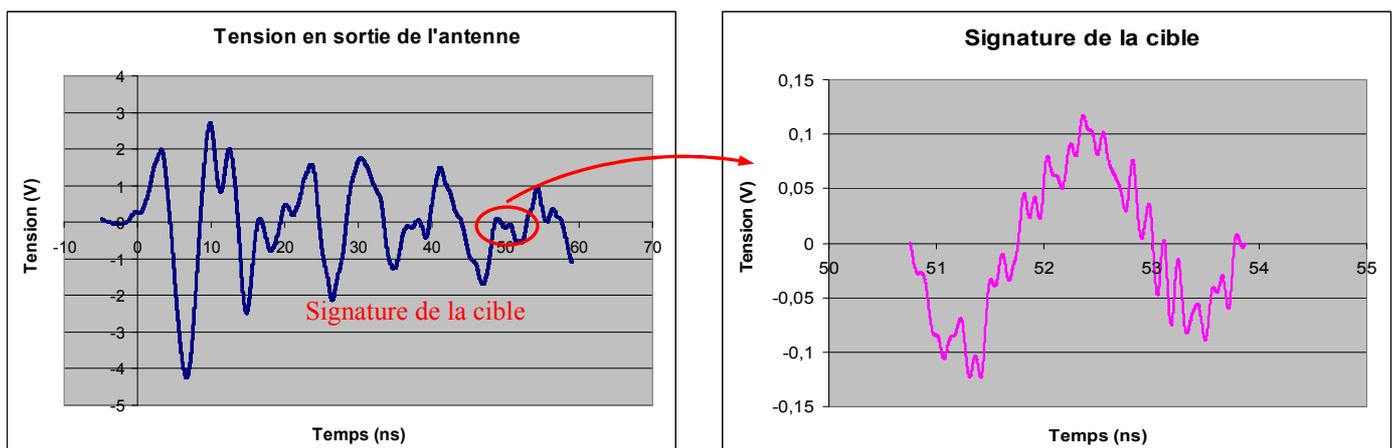


Figure IV- 31 : Extraction de la signature de la cible à partir de la tension relevée en sortie d'antenne pour la mesure du champ à 10m de la source

Le niveau de signature crête à crête ne représente que 3% du niveau de couplage crête à crête se produisant au même instant, la dynamique de mesure est donc extrêmement faible, ce qui explique que la signature obtenue soit fortement perturbée. Les résultats déduits de cette signature seront donc imprécis.

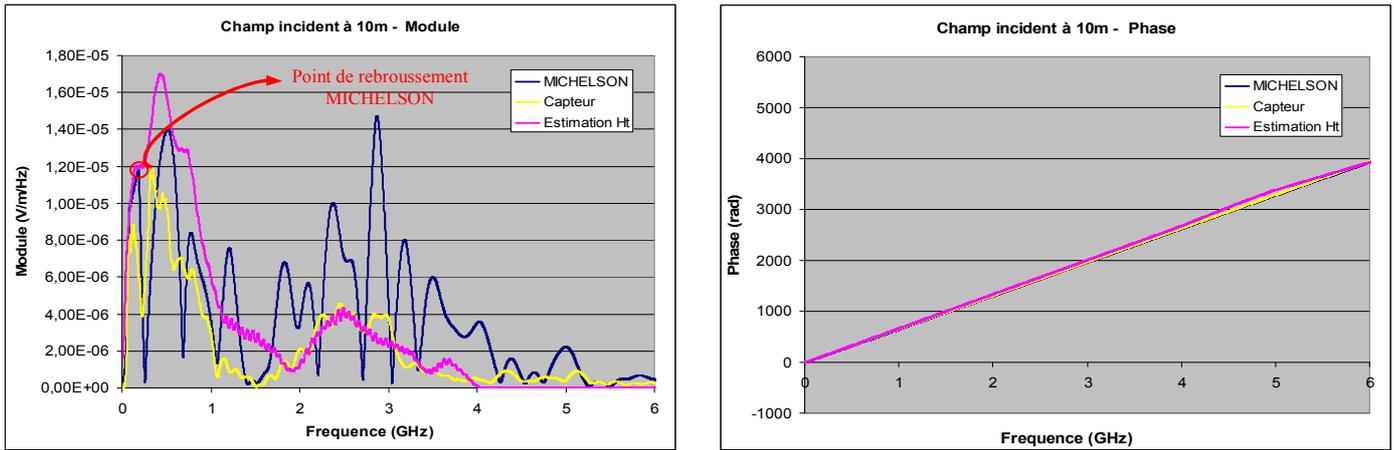


Figure IV- 32 : Caractéristiques fréquentielles du champ incident à 10m de la source

Le champ obtenu à partir de la méthode MICHELSON présente de nombreuses oscillations, liées aux perturbations présentes sur la signature de la cible. Une correction numérique a été appliquée à partir du point de rebroussement. Même si la tendance générale de l'évolution du champ est respectée par rapport à celles des autres outils d'analyse, la méthode MICHELSON fait apparaître un pic disproportionné aux alentours de 2.9GHz, qui ne paraît pas réaliste.

La Figure IV- 33 représente les champs transitoires obtenus à partir des différentes méthodes d'étude.

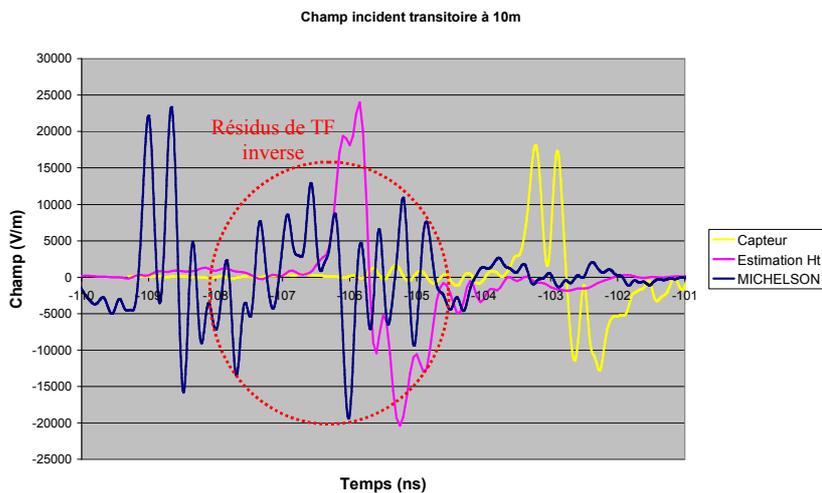


Figure IV- 33 : Champ transitoire à 10m de la source

	Méthode MICHELSON	Estimation H_T	Capteur de champ
Champ crête positif	23.2 kV/m	24.0 kV/m	17.9 kV/m
Champ crête à crête	38.8 kV/m	44.3 kV/m	30.5 kV/m
Facteur de mérite	380 kV	443 kV	305 kV
Étalement temporel	≈ 2.0 ns (incertitude liée à la traîne numérique)	3.1 ns	2.8 ns

Tableau IV- 5 : Résultats comparatifs sur le champ obtenu à 10m de la source

Les résultats obtenus avec la méthode MICHELSON dans ces conditions sont imprécis, la traîne observée sur le champ incident témoigne que le traitement a été effectué avec une signature de cible imprécise. Cependant l'allure globale du champ obtenu est correcte vis à vis de celle du capteur, et son niveau est cohérent par rapport à celui de l'estimation.

2.4.3. Conclusion sur les résultats obtenus

Pour ces expérimentations avec des champs forts ULB, la méthode MICHELSON a montré qu'elle permettait d'obtenir des résultats fiables. La mesure du champ à 5m de la source avec la méthode MICHELSON est cohérente en niveau et en allure par rapport aux résultats donnés par les autres outils d'analyse. Par contre la mesure du champ à 10m fait apparaître les limites de la méthode quand le rapport signal à bruit devient trop faible au niveau de l'antenne de réception, les résultats obtenus dans ces conditions sont imprécis.

La méthode MICHELSON aurait donné des résultats plus fiables, si on avait mesuré des champs plus proches de la source. Cependant, il fallait respecter le critère de champ lointain pour l'étude menée par le LGE, la distance de 5m était donc la distance minimale possible pour cette étude. De plus, une utilisation du capteur comme outil de comparaison n'était pas envisageable pour des distances inférieures sans risquer de le dégrader.

3. Bilan de la méthode MICHELSON

3.1. Points forts et points durs

Le principe de la méthode MICHELSON a été validé par les expérimentations de forts niveaux aussi bien en bande étroite qu'en large bande. Ces expérimentations ont permis de mettre en évidence les points durs et les points forts de la méthode.

- Les points durs

Le principal défaut de la méthode MICHELSON est sa sensibilité au bruit, qui peut être responsable d'imprécisions sur les résultats. Ainsi les échos parasites de la zone de mesure, le couplage direct entre émission et réception, et une bande passante insuffisante de l'antenne de réception pour l'étude sont des éléments qui ont tendance à abaisser le rapport signal à bruit, et donc à dégrader la qualité des résultats obtenus avec la méthode MICHELSON. Le champ diffusé mesuré par l'antenne de réception est relativement faible, son niveau par rapport à celui du champ incident est de l'ordre du pour cent (voire inférieur), ce qui explique que de faibles perturbations sur ce champ diffracté peuvent dégrader le résultat dans des proportions importantes.

Les mesures MICHELSON demandent donc d'avoir un champ incident relativement important au niveau de la cible, pour avoir un rapport signal à bruit acceptable au niveau de la réception.

Pour palier les problèmes de sensibilité au bruit, des traitements numériques peuvent être appliqués pour améliorer la qualité des résultats. La soustraction de signaux « avec cible » et « sans cible » permet par exemple d'éliminer les échos fixes (échos parasites de la zone de mesure et couplage direct), et d'isoler le signal utile. Une correction numérique sur certaines plages fréquentielles peut être également utilisée pour faire face au manque de sensibilité de l'antenne de réception.

D'un point de vue expérimental, l'amélioration du rapport signal à bruit au niveau de la réception passe par l'utilisation d'une antenne de réception plus directive. Une autre solution est

d'augmenter la taille de la cible tout en restant dans des conditions de mesure ponctuelle du champ. Des cibles plus spécifiques sont également envisagées pour la méthode MICHELSON (ce point est abordé plus en détails dans les perspectives de la conclusion générale). Dans le cas de conditions défavorables de mesure où le signal utile est faible par rapport au bruit, des traitements numériques peuvent être appliqués pour améliorer la qualité des résultats, comme la soustraction de signaux avec et sans cible ou la correction fréquentielle. Ce dernier traitement est utilisé pour palier le manque de sensibilité liée à la bande passante de l'antenne de réception.

L'autre point faible de la méthode Michelson est qu'il faut connaître au préalable la direction du champ incident pour déterminer la fonction de la transfert de la cible. Sans cette donnée, la méthode MICHELSON n'est pas applicable. Ce problème est similaire à celui rencontré avec des antennes non omnidirectionnelles dès qu'il s'agit de mesurer un champ inconnu.

- Les points forts

Le principal atout de cette méthode est de pouvoir mesurer des champs très forts avec une instrumentation bas niveau. Le niveau de champ mesuré n'est pas limité en théorie avec la méthode MICHELSON, car les risques de détérioration de l'antenne de réception sont nuls, à condition de protéger cette dernière du couplage direct de la source d'émission et d'adapter la taille de la cible au champ étudié.

Autant la méthode MICHELSON a des performances limitées quand le niveau de champ à mesurer est faible, autant cette méthode est particulièrement adaptée quand le champ mesuré est important, car le rapport signal à bruit est dans ce cas très élevé. Cette méthode permet donc des mesures très proches du système rayonnant.

Le fait que cette méthode n'utilise pas de câbles dans la zone de mesure lui offre également l'avantage d'être immunisé vis à vis des interférences électromagnétiques (IEM).

3.2. Comparaison aux capteurs MFP

Au premier chapitre, paragraphe 2.5., un bilan avait été donné sur les caractéristiques de chaque capteur MFP. Le même principe est repris dans le Tableau IV-6 dans lequel les caractéristiques de la méthode MICHELSON sont proposées.

	Antennes	Calorimètres	Sonde EO	Méthode EMIR	Méthode MICHELSON
Grandeur mesurée	champ E	Energie	champ E	Energie	champ E
Résolution temporelle	Bonne (dizaine de μ s)	Médiocre (ms)	Bonne (dizaine de μ s)	Moyenne (ms)	Bonne (dizaine de μ s)
Résolution spatiale	Moyenne (quelques cm)	Médiocre (dizaine de cm)	très bonne (quelques mm)	Excellente (centaine de μ s)	Bonne (quelques cm)
Bande couverte	[0.1GHz-20GHz] bande étroite et large bande Fonction du type d'antenne utilisée	[10MHz-40GHz] bande étroite	[0-10GHz] bande étroite et large bande	[0.5GHz-20GHz] bande étroite	[0.1GHz-20GHz] bande étroite et large bande Fonction du type d'antenne utilisée
Niveau supportable	Imposé par la rigidité diélectrique Centaines de centaine kV/m	Supérieur au point disruptif dans l'air Dizaine MV/m	Supérieur au point disruptif dans l'air Dizaine MV/m	Supérieur au point disruptif dans l'air Dizaine MV/m	Supérieur au point disruptif dans l'air MV/m
Mesure de la polarisation	oui	non	oui	oui	oui
Perturbations sur le champ mesuré	moyenne	très importante	très faible	très faible	faible
Sensibilité aux IEM	oui	oui	non	non	non
Sensibilité aux perturbations EM environnantes	Faible	Faible	Faible	Faible	Très importante

Tableau IV- 6 (1/2): Comparatif des caractéristiques des capteurs MFP

	Antennes	Calorimètres	Sonde EO	Méthode EMIR	Méthode MICHELSON
Technologie du système	Peu complexe	Complexe	Très complexe	Complexe	Simple
Mise en œuvre/ Réglages	Simple	Complicé (stabilité du système)	Complicé (stabilité du système)	Relativement simple	Relativement simple

Tableau IV- 6 (2/2): Comparatif des caractéristiques des capteur MFP

Le bilan du premier chapitre avait fait apparaître que la méthode EMIR et que les sondes EO étaient des dispositifs incontournables pour la mesure de MFP, le premier pour sa capacité à donner des cartographies de champ avec une résolution spatiale très fine, et le second pour l'ensemble de ses caractéristiques avec notamment une résolution temporelle fine. La méthode EMIR est une méthode particulière bien spécifique. La méthode MICHELSON ne peut pas être directement comparée à celle-ci. Par contre la méthode MICHELSON et les sondes EO sont des dispositifs qui mesurent le champ électrique transitoire à un emplacement donné, ces deux techniques sont directement comparables.

Les principaux atouts de la méthode MICHELSON par rapport aux sondes EO est de permettre la mesure de très forts niveaux de champ à partir de l'utilisation d'une instrumentation simple bas niveau, ce qui lui procure une grande souplesse d'utilisation. Les sondes électro-optiques s'appuient sur une technologie complexe nécessitant de nombreux ajustements avant et pendant la mesure en fonction des conditions expérimentales pour garantir la stabilité des mesures au cours du temps. Le LAHC propose un nouveau système d'asservissement pour palier ce problème de stabilité [39]. Néanmoins la mise en œuvre de ces sondes n'est pas évidente car elle nécessite une minutie toute particulière aussi bien pour le placement expérimental que pour les réglages technologiques.

Le plus gros défaut de la méthode MICHELSON, par rapport aux performances des sondes EO, est sa sensibilité aux perturbations électromagnétiques (échos parasites, couplage direct...). Les sondes électrooptiques quant à elles peuvent être directement placées auprès d'une structure pour mesurer le champ, ceci n'est pas possible avec la méthode MICHELSON.

La résolution spatiale de mesure est également en faveur des sondes électro-optiques, on retrouve un rapport 10 entre les deux dispositifs : quelques millimètres pour les sondes et quelques

centimètres pour la méthode MICHELSON. Mais ceci peut varier en fonction des conditions expérimentales, car plus le niveau de champ est important plus la taille de la cible peut être diminuée avec la méthode MICHELSON.

Pour des conditions expérimentales où une résolution spatiale fine est nécessaire ou dans le cadre d'essais avec environnement bruité, la méthode MICHELSON n'est pas adaptée et les sondes EO constituent le meilleur moyen de mesure. Par contre dans le cadre de mesure de champs de très forts niveaux, la méthode MICHELSON offre l'avantage d'obtenir des résultats fiables avec un équipement simple et facile à mettre en œuvre.

CONCLUSION GENERALE

L'objectif des travaux présentés dans ce mémoire a été de développer et de valider une nouvelle méthode de mesure de forts champs électromagnétiques adaptée aux rayonnements de sources MFP, appelée méthode MICHELSON.

Le principe de la méthode MICHELSON repose sur l'utilisation d'une cible pour diffuser le champ incident à mesurer. Une antenne de réception récupère une partie du champ diffusé dans une direction donnée. Le but est de remonter au champ incident à partir de la tension en sortie de l'antenne de réception. Une telle méthode permet de déporter la mesure du champ, et de n'utiliser qu'une instrumentation bas niveau, car le champ diffusé mesuré représente seulement une fraction du champ incident illuminant la cible. Etant donné que la cible est de faibles dimensions et qu'aucun câble n'est utilisé dans la zone de champ fort, les perturbations générées et subies par le dispositif de mesure sont également limitées. Cette méthode s'applique à la caractérisation de sources de champs forts bande étroite ou large bande impulsions. Les performances de la méthode MICHELSON sont à comparer à celles des capteurs spécifiques de ce type d'application qui sont les antennes, les sondes électro-optiques, et la méthode EMIR.

La première étape a consisté à mener une étude théorique pour choisir les éléments du banc MICHELSON, qui sont la cible et l'antenne de réception, en fonction du contexte d'étude, et à définir leurs fonctions de transfert, indispensables à l'extraction du champ incident. Une étude particulière a porté sur le choix de la cible, qui est l'élément clef du banc expérimental. Une sphère a été finalement choisie comme cible pour mener des essais de validation, car sa fonction de transfert varie peu en fonction de des différentes incertitudes de positionnement, un support simple peut être utilisé pour la maintenir, et un calcul analytique permet d'obtenir celle-ci en temps réel. Au cours de cette étude théorique, une méthodologie de mesure a été établie pour remonter à l'amplitude et aux composantes de polarisation du champ incident, suivant les conditions de mesure, en utilisant une antenne (cas particuliers) ou deux antennes de réception (cas général).

Une validation du principe de la méthode MICHELSON a été ensuite entreprise à partir de simulations et d'expérimentations bas niveaux. Cette étude a permis de vérifier que les résultats obtenus avec la MICHELSON étaient conformes aux résultats attendus pour la mesure de l'amplitude et des composantes du champ, à condition de respecter certaines règles de mise en place du banc. Ces règles permettent d'assurer la fiabilité des résultats sur le champ en fonction des conditions de mesure. Il a été montré notamment que la mesure du champ incident avec une seule antenne de réception n'était quasiment pas influencée par une incertitude de 5cm sur la position de la réception pour les conditions expérimentales testées. Il n'en est pas de même dans le cas où deux antennes de réception sont utilisées pour la mesure. Pour ce cas, il faut favoriser la mesure de composantes croisées du champ diffracté, typiquement avec une antenne à double polarisation, pour s'assurer de la validité du résultat final. Pour les cas où le rapport signal à bruit est faible au niveau de l'antenne de réception (présence d'échos parasites, couplage direct émission/réception important, directivité de l'antenne insuffisante par rapport à la bande fréquentielle du signal diffracté), des traitements numériques peuvent être appliqués (soustraction temporelle et corrections fréquentielles) pour avoir des résultats plus précis. Une limitation du couplage direct, quand les conditions expérimentales l'autorisent, permet également d'obtenir des résultats plus fiables.

L'étude de la méthode MICHELSON s'est terminée par son application à la caractérisation du rayonnement de sources MFP. Deux types d'expérimentation ont été menées : la première sur une source MFP bande étroite au CEG, et la seconde sur une source MFP ULB en collaboration avec le LGE de Pau. Pour ces deux types d'application, les champs obtenus avec méthode MICHELSON sont conformes en amplitude et en forme à ceux donnés par d'autres capteurs ou à ceux estimés. Les essais sur la source bande étroite ont notamment montré que la méthode MICHELSON était particulièrement bien adaptée à la mesure de très forts champ électriques à proximité de la source d'émission, contrairement à certains capteurs (sondes EO et antennes) qui marquent leurs limites (saturation, détérioration) dans ces conditions.

Le niveau de champ diffracté par la cible est en général de l'ordre du pour cent par rapport au niveau du champ incident, par conséquent la méthode MICHELSON est très sensible aux perturbations extérieures. Les mesures réalisées par la méthode MICHELSON pour ces deux types d'expérimentation se sont ainsi déroulées dans des conditions assez défavorables, avec un rapport signal à bruit était très faible dans les deux cas. Les mesures au CEG ont été perturbées par les échos parasites des parois de la salle ; une chambre anéchoïque de plus grande dimension ou des mesures en espace libre auraient permis d'avoir des résultats plus précis. Le couplage direct

émission/réception et la faible directivité de l'antenne de réception à basses fréquences sont responsables du faible rapport signal à bruit pour les expérimentations menées avec le LGE, pénalisant la dynamique de mesure. Malgré les incertitudes sur les champs obtenus résultant de ces conditions de mesure, la méthode MICHELSON a toujours donné des résultats cohérents.

La méthode MICHELSON est donc une méthode fiable pour mesurer le champ rayonné par des sources MFP. L'amélioration de la fiabilité des résultats passent par un meilleur rapport signal à bruit, c'est à dire une signature de la cible plus facile à extraire la tension mesurée par l'antenne de réception. Des études pourraient donc être menées dans ce sens pour augmenter la directivité de l'antenne de réception et pour avoir un champ diffracté par la cible moins sensible aux perturbations. Une meilleure directivité de l'antenne de réception peut par exemple être obtenue avec l'utilisation d'un réseau d'antennes [40]. De nouvelles cibles pourraient être envisagées :

- des plaques et des cylindres afin d'augmenter le niveau de diffraction, à condition de disposer de supports permettant un positionnement précis de la cible sans que celui-ci ne viennent perturber la mesure.
- des cibles dépolarisantes (type dièdre, trièdre...) pour que la composante du champ diffracté soit différente de celle du champ incident, ce qui doit permettre de réduire le couplage direct entre l'émission et l'antenne de réception et gagner en dynamique de mesure et de gagner en dynamique de mesure.
- des cibles sensibles uniquement au champ magnétique (exemple boucles [41]) ou uniquement au champ électrique (exemple fil).

Toutes ces évolutions conduiraient à l'amélioration de la méthode MICHELSON et à l'élargissement de son domaine d'application à la mesure en zone de champ proche de la source rayonnante à caractériser.

Annexes

Annexe 1

Sources bande étroite et sources large bande

1. Les sources bandes étroites

1.1. Les différents types de rayonnements

- **Rayonnement de Cherenkov**

Une particule chargée à la vitesse v , qui traverse un milieu d'indice de réfraction n , polarise les atomes tout au long de son parcours, qui deviennent des dipôles électriques (cf Figure 1). Ces dipôles émettent un rayonnement électromagnétique.

- Si la vitesse de particule ne dépasse pas celle de la lumière dans ce milieu ($v < \frac{c}{n}$), les rayonnements des dipôles de part et d'autre du parcours s'annulent.
- Si $v > \frac{c}{n}$, la matière en aval ne peut être polarisée, le champ créé par la particule se propageant moins vite que celle-ci. Un rayonnement net en résulte, qui constitue l'effet Cherenkov.

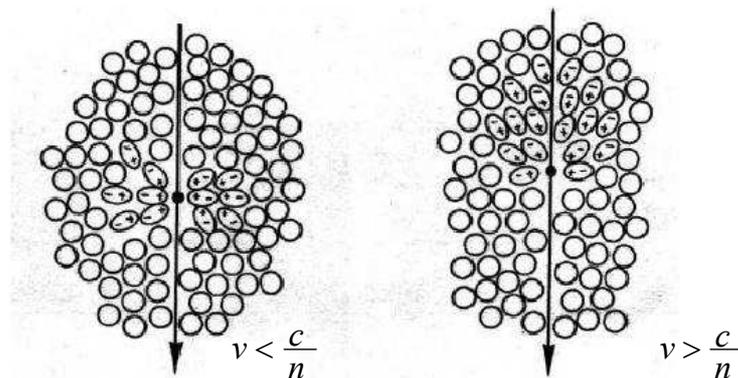


Figure 1: Principe de l'effet Cherenkov

Les sources MFP utilisant ce principe peuvent délivrer des puissances de sortie de plusieurs GW, avec des durées d'impulsions allant de la dizaine à la centaine de nanosecondes. Les fréquences pouvant être obtenues s'étendent de 1GHz à 100GHz.

Ce principe est utilisé par différents types de source : les tubes à ondes progressives (TWTs, Travelling-Wave Tubes), les oscillateurs à ondes progressives (BWOs, Backward-Wave Oscillators), le Magnétron et le MILO.

- **Rayonnement de transition**

Le rayonnement de transition intervient quand des électrons traversent la frontière entre deux milieux avec des indices de réfraction différents, ou quand les électrons se propageant dans un milieu rencontrent des perturbations comme des éléments conducteurs tels que des grilles ou des plaques. Le rayonnement de transition résulte du réarrangement des champs au voisinage de la discontinuité créée par l'interface ou la perturbation. Les klystrons sont les sources les plus communes utilisant le rayonnement de transition cohérent.

- **Rayonnement de Bremsstrahlung**

Par définition le rayonnement de Bremsstrahlung, connu également sous le nom de rayonnement continu de freinage, est le rayonnement électromagnétique produit par la variation d'accélération de particules chargées, au voisinage d'une zone de charge. Dans le cadre de source MFP, le rayonnement de Bremsstrahlung est obtenu en faisant osciller des électrons dans des champs externes magnétiques et/ou électriques. Ces champs peuvent être constants ou périodiques (onduleur).

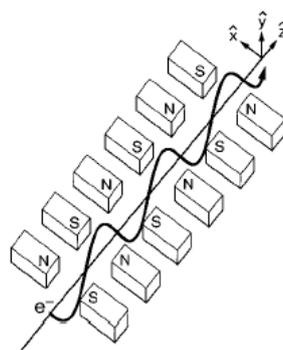


Figure 2 : Exemple de création d'un rayonnement de Bremsstrahlung à partir d'un faisceau d'électron traversant un champ magnétique périodique.

Sur la figure ci dessus, l'effet cumulé du déplacement axial suivant l'axe z et des variations périodiques du champ magnétique suivant la direction x produit des variations de charges dans le plan y-z à l'origine du rayonnement de Bremsstrahlung.

Ce type de rayonnement est utilisé dans les Cyclotron Resonance Masers (CRMs), les gyrotrons et les oscillateurs à cathode virtuelle.

1.2. Exemples de source bande étroite

- **Les tubes à faisceaux linéaires**

Cette famille de tubes est essentiellement constituée des tubes à ondes progressives (TWTs, Traveling-Wave Tubes), des oscillateurs à ondes régressives (BWOs, Backward-Wave Oscillateurs) et des Klystrons.

Il existe de nombreuses variantes des tubes à faisceaux linéaires. Ceux-ci diffèrent au niveau des techniques employées pour générer l'onde électromagnétique. Les principales différences sont au niveau de la formation du faisceau d'électrons, de l'utilisation du champ magnétique pour le transport des charges, et des niveaux de tensions et courants utilisés. Cependant, le principe de fonctionnement est similaire, et il est donné sur la Figure 3.

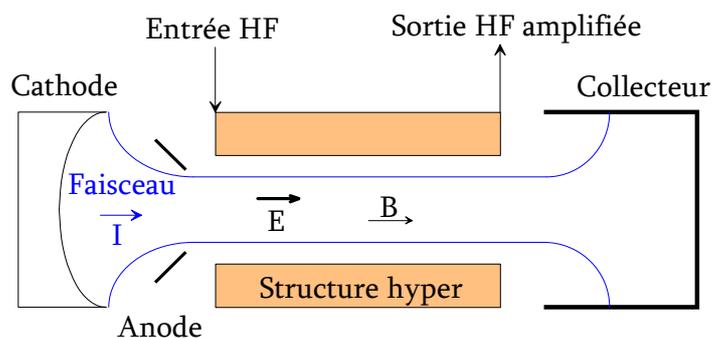


Figure 3 : Schéma de principe d'un tube à faisceaux linéaires

Les électrons sont émis par une cathode thermoionique et accélérés par le champ électrique existant entre l'anode et la cathode. Les électrons convergent électriquement sous l'influence d'un champ magnétique pour former un faisceau sensiblement cylindrique. Le champ E porté par la structure hyperfréquence module la vitesse des électrons, modulation qui se transforme

progressivement en modulation d'intensité du faisceau électronique. Par couplage, le courant HF imprimé sur le faisceau, induit un courant HF dans la structure, ce qui renforce le champ électrique. Le processus d'amplification se poursuit jusqu'à la sortie de la structure. L'énergie cinétique résiduelle des électrons est alors dissipée sous forme de chaleur dans un collecteur.

✓ TWTs et BWOs

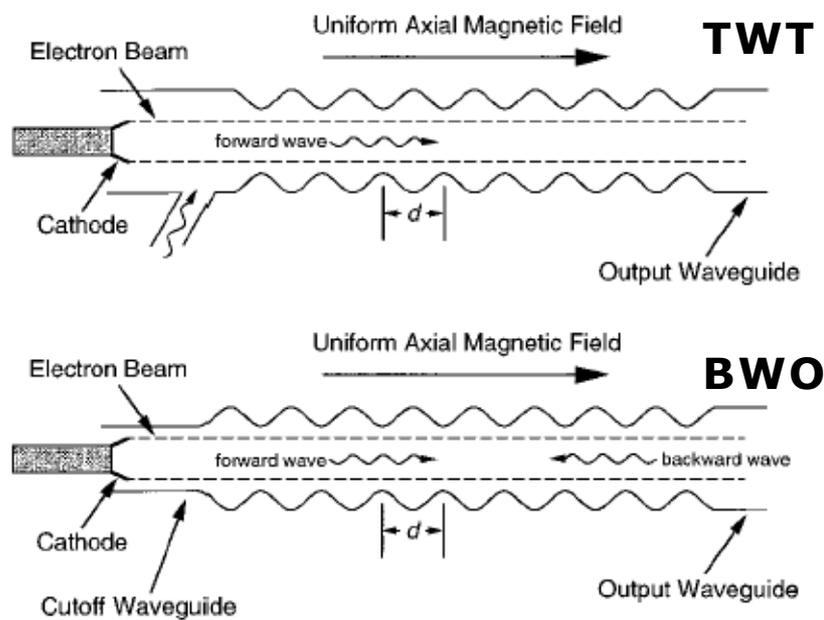


Figure 4 : Schémas de principe d'un TWT et d'un BWO

✓ Klystron

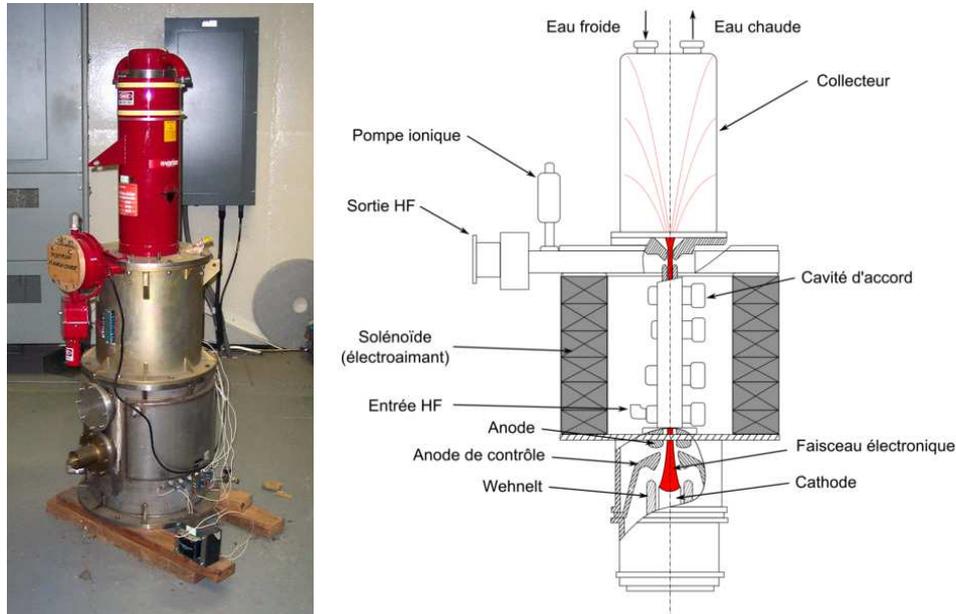


Figure 5 :Schémas de principe d'un Klystron

• Les tubes à champs croisés

Les tubes à champs croisés diffèrent des tubes à faisceaux linéaires du fait qu'ils convertissent l'énergie potentielle des électrons en micro-ondes en faisant dériver des électrons à l'intérieur de cavités résonnantes. Le magnétron et le MILO sont deux exemples de tubes à champs croisés.

✓ Le magnétron

Le magnétron est un tube à vide sans grille d'arrêt, avec une cathode centrale, chauffée par un filament, et une anode massive et concentrique dans laquelle sont creusées plusieurs cavités résonnantes.

Des électrons sont émis par la cathode entourée par une structure hyperfréquence que représente l'anode. Celle-ci est portée à un potentiel V par rapport à la cathode, ce qui crée un champ accélérateur E radial pour les électrons. Un champ magnétique transverse B , généralement créé par deux aimants permanents à chaque extrémité du tube, incurve la trajectoire des électrons qui en l'absence de champ HF, prend une forme cycloïdale. Le parcours en spirale des électrons se

fait à une fréquence accordée aux cavités résonnantes. Lorsqu'un champ HF, porté à l'anode, a une vitesse de phase angulaire ω proche de la vitesse angulaire des électrons ω_e , certains de ceux-ci cèdent une partie de leur énergie au champ HF en atteignant l'anode. D'autres sont repoussés vers la cathode, où, par émission secondaire, il y a multiplication des électrons. Une charge d'espace se forme alors autour de la cathode permettant ainsi l'échange d'énergie.

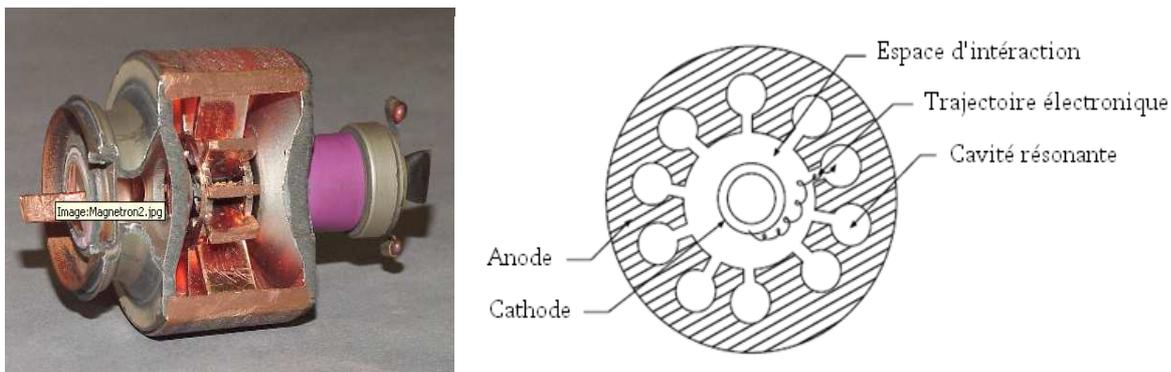


Figure 6 : Schéma de principe d'un magnétron à plusieurs cavités HF.

Pour les tubes de petites puissances ou basses fréquences ($< 4\text{GHz}$), l'énergie est prélevée au moyen d'une ligne coaxiale couplée à l'une des cavités par une boucle ou une antenne. Dans les autres cas, l'énergie est prélevée par un guide d'ondes couplé au circuit du magnétron par un transformateur d'impédance convenable.

✓ Le MILO

Le MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator) est une source micro-onde de forte puissance capable de produire des puissances crêtes supérieures au GW à des fréquences de quelques GHz. Ce tube hyperfréquence est un oscillateur à champs électrique et magnétique croisés, fonctionnant sur le principe d'un Magnétron linéaire, qui ne requiert pas de structure externe pour produire le champ magnétique nécessaire au guidage du faisceau d'électrons. Ceux-ci sont produits par émission explosive à partir d'une cathode de type velours, sont accélérés par la différence de potentiel radiale dans l'espace anode – cathode, et sont rabattues sur l'axe par le champ magnétique propre du courant de cathode. L'anode constitue une cavité hyperfréquence capable d'emmagasiner de l'énergie électromagnétique, transférée depuis le faisceau d'électrons. Ainsi, la géométrie du tube fixe les conditions de propagation des électrons dans le vide (isolement magnétique) et les conditions de synchronisme permettant les échanges d'énergie dans la structure hyperfréquence

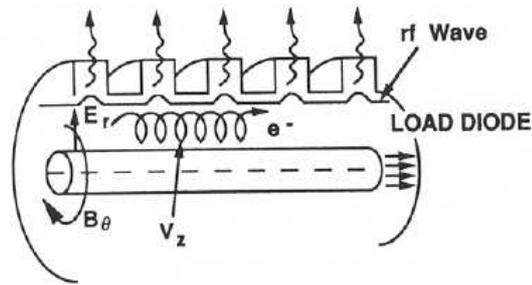


Figure 7 : Schéma de principe d'un tube MILO

Le principal avantage des tubes MILO est leur capacité à fonctionner sur de faibles impédances. Des puissances élevées peuvent donc être atteintes avec des tensions relativement faibles, ce qui est particulièrement appréciable dans les plus gros dispositifs où cathode et anode sont proches. Les MILO sont alors souvent couplés à des chargeurs de puissances pulsées tels que des générateurs à lignes à eau ou des générateurs à compression de flux.



Figure 8 : MILO développé par l'Institut franco-allemand de Saint Louis (ISL) en collaboration avec le Laboratoire de Physique et Technologie des Plasmas de l'Ecole Polytechnique.

De telles sources MFP produisent des puissances crêtes de quelques GW sur des durées d'impulsions de la dizaine à la centaine de nanosecondes à des fréquences allant de 1 à 10GHz. Les durées d'impulsions les plus courtes peuvent être répétées jusqu'à la centaine de Hertz.

- **L'oscillateur à cathode virtuelle ou vircator**

Le principe de ce tube repose sur le ralentissement brusque d'un faisceau longitudinal intense d'électrons. Ce ralentissement est souvent créé par un accroissement brutal du diamètre du tube métallique qui guide le faisceau. Lorsque celui-ci atteint cette région de dépression, il ralentit et une partie des électrons change de direction de propagation, produisant ainsi une région de charge

Annexe 1

d'espace réalisant une cathode virtuelle. Deux phénomènes d'oscillations apparaissent alors : l'oscillation, à la fréquence plasma, de la charge d'espace et l'oscillation propre du mouvement des électrons. Ces deux fréquences sont différentes, c'est une des raisons du très faible rendement des Vircators.

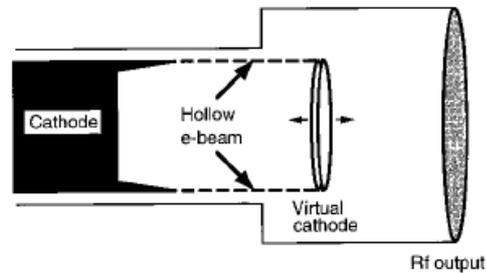


Figure 9 : Schéma de principe d'un Vircator

Les puissances produites dépassent le gigawatt à des fréquences comprises entre un et quelques gigahertz pour des rendements de quelques pourcents.

La figure suivante présente le projet réalisé par l'Université de Texas Tech. dans le cadre d'une thèse sur un ensemble MFP en bande C associant un générateur de Marx et un tube Vircator.

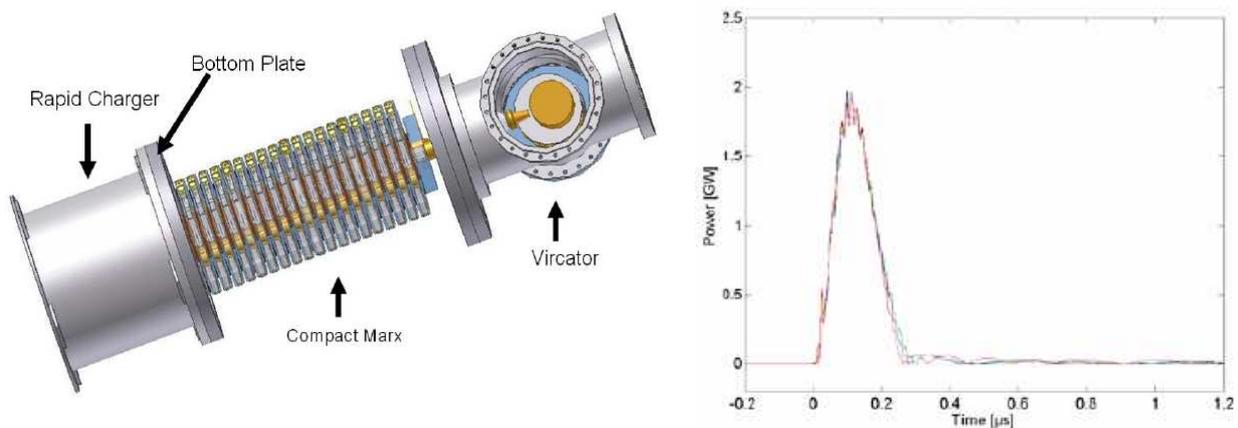


Figure 10 : Tube Vircator piloté par un générateur de Marx 500kV/500J/10Hz avec sa puissance de sortie (*Thèse Y.J. Chen – Texas Tech University - 2005*)

- **Le CRM et le gyrotron**

Le CRM (Cyclotron Resonance Maser) utilise le rayonnement de Bremsstrahlung avec des électrons qui oscillent dans un champ magnétique constant (cf Figure 11). Un faisceau d'électrons oscillant dans un champ magnétique constant interagit avec une onde électromagnétique se propageant suivant un angle précis pour être en accord avec le champ magnétique dans l'axe.

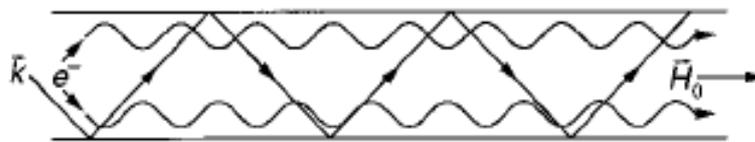


Figure 11 : Schéma de principe d'un CRM

Le gyrotron est une forme de CRM. Pour ce dispositif le faisceau d'électrons se déplace avec une trajectoire hélicoïdale dans un champ magnétique constant et interagit avec une onde électromagnétique excitée dans un guide d'onde légèrement irrégulier à des fréquences proches de la fréquence de coupure (cf Figure 12).

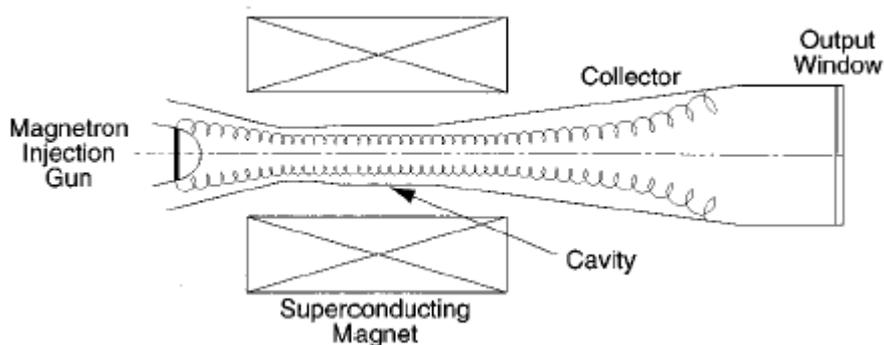


Figure 12 : Schéma de principe d'un CRM

2. Sources Large Bande et ULB

La génération d'une impulsion ULB repose sur l'utilisation de commutateurs rapides. On peut distinguer trois grandes familles de commutateurs : les commutateurs à base d'électronique rapide, les commutateurs à base d'éclateurs à gaz et les commutateurs à base de semi-conducteurs photosensibles.

2.1. Les commutateurs à base d'électronique rapide

Ce type de commutateurs représente la grande majorité des générateurs impulsionnels haute tension commercialisés. Les commutateurs les plus classiques sont les transistors FET permettant la génération d'impulsions de quelques nanosecondes, avec des niveaux de l'ordre de 10kV. Les commutateurs peuvent également se présenter sous la forme de composants travaillant en régime d'avalanche. Le principe du régime d'avalanche est de provoquer un régime à très fort gain par multiplication des porteurs lors de la collision des charges initiales avec le réseau cristallin. Ces collisions induisent de nouveaux porteurs. Des niveaux d'environ 50 kV peuvent être obtenus avec des temps de montée de l'ordre de la centaine de picosecondes. L'inconvénient de ce régime est la détérioration des composants par la création de canaux de courant forte densité, ce qui se traduit par une durée de vie limitée du substrat.

Un autre type de commutateurs à électronique rapide commence à se généraliser et montre des performances remarquables, il s'agit des diodes DSRD (Drift Step Recovery Diodes). Ces diodes mettent en œuvre l'injection de charges dans une diode rapide par une impulsion de polarisation. La charge est concentrée près des jonctions, ce qui permet sous l'impulsion d'une tension de commande l'obtention de décharges rapides. Les DSRD permettent la génération d'impulsions de plusieurs dizaines de kilovolts, avec des fronts de montée de l'ordre de la centaine de picosecondes. L'entreprise allemande FID GmbH commercialise des générateurs impulsionnels très performants basés sur l'utilisation de ces diodes. Les performances de leurs générateurs sont résumés dans le Tableau 1

Modèle	Tension de sortie (sur 50Ω)	Temps de montée	Largeur à mi-hauteur	Taux de récurrence max.	Taille (mm)
FPG 1000-N	1MV	1-2ns	1-100ns	1kHz	1500×400×300
FPG 200-N	200kV	1-2ns	1-3ns	1kHz	400×400×160
FPG 200-P	200kV	0,2-1ns	1-2ns	1kHz	400×400×160

Tableau 1 : Caractéristiques de générateurs de la société FID, intégrant des diodes DSRD

2.2. Les commutateurs à base d'éclateurs à gaz

Il s'agit de la plus vieille méthode de commutation pour la génération d'impulsions courtes. Le principe des éclateurs repose sur la création d'un plasma conducteur entre deux électrodes. Il existe deux moyens d'obtenir ce plasma : par commande électrique ou optique. En effet le champ appliqué entre les deux électrodes de l'éclateur correspond au champ limite d'ionisation du gaz. Une faible excitation électrique proche de l'électrode d'alimentation (cf Figure 13) suffit à créer quelques porteurs initiaux, amplifiés par le phénomène d'avalanche. De même une impulsion laser absorbée entre les deux électrodes peut servir d'évènement initiateur.

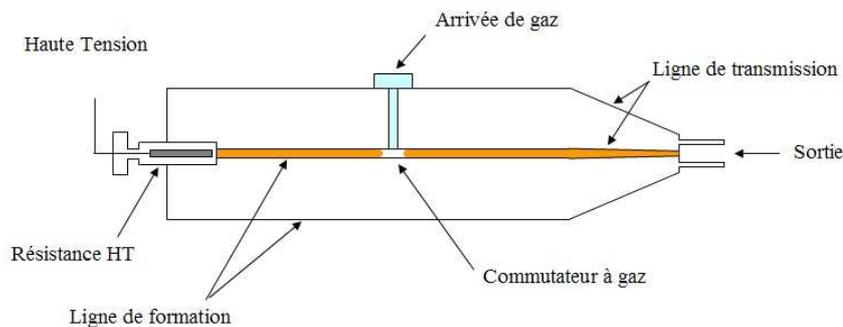


Figure 13: Eclateur à gaz

Ce type de technologie permet de commander de très fortes puissances. Le problème est qu'elle ne permet pas d'obtenir des impulsions parfaitement reproductibles et présente une gigue temporelle importante. Par contre, l'avantage de cette technologie est la possibilité d'associer plusieurs éclateurs en cascade pour obtenir une source de forte puissance. Un

exemple est montré sur la Figure 14 avec un générateur de Marx, où il suffit de rendre possible l'ionisation dans un éclateur pour que les autres se déclenchent à leur tour.

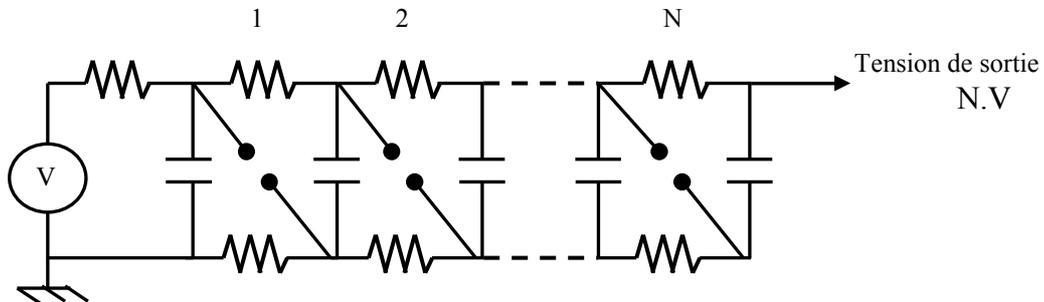


Figure 14: Schéma de principe du générateur de Marx

2.3. Les commutateurs à base de semiconducteurs photosensibles

On parle généralement de photoconducteurs ou de photocommutateurs pour ce type de commutateurs. Le déclenchement de la commutation est commandé par un faisceau laser, et permet d'obtenir des niveaux de tension de l'ordre de la dizaine de kilovolts tout en ayant une gigue de déclenchement relativement faible.

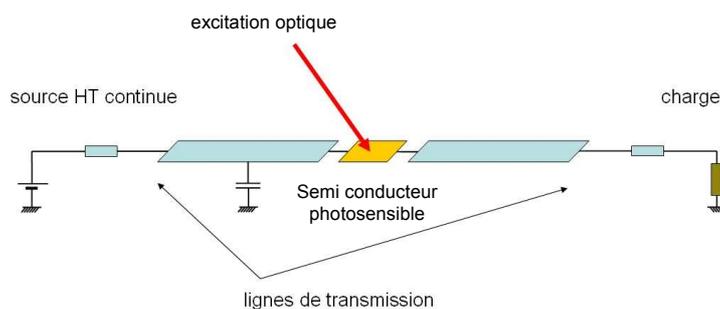


Figure 15: Semi-conducteurs photosensibles

L'excitation optique crée un certain nombre de porteurs dans le matériau semiconducteur. Ce dernier est polarisé par un générateur de tension et relié à la charge à alimenter. Les porteurs photogénérés se trouvent accélérés par le champ électrique appliqué. L'amplitude de ce dernier détermine les différents modes de fonctionnement du semiconducteur. Il en existe deux, le mode avalanche et le mode linéaire, décrits ci-après.

✓ **Le mode avalanche ou non linéaire**

Lorsque le champ est intense mais inférieur au champ de rupture du matériau, l'accélération des porteurs est telle que les chocs entre électrons et atomes du cristal provoquent l'ionisation de ces derniers. Ces électrons issus de l'ionisation des atomes provoquent à leur tour d'autres ionisations dans le cristal. Ce phénomène est appelé mode avalanche. Typiquement une énergie optique de 1mJ suffit à provoquer la fermeture du commutateur. L'inconvénient de ce mode est la création de courants intenses, qui provoquent la dégradation du semiconducteur, et donc raccourcissent sa durée de vie. De plus on peut constater une gigue temporelle de l'ordre de 100ps avec ce régime de fonctionnement.

✓ **Le mode linéaire**

En champ faible, le semi-conducteur travaille en régime linéaire, c'est à dire que le nombre de porteurs est limité par le nombre de photons incidents absorbés. Ce régime est alors caractérisé par une réponse électrique linéaire à l'impulsion optique. L'énergie optique nécessaire pour l'activation du commutateur dépend du semiconducteur, et de la durée d'impulsions voulue, on peut trouver dans les publications des valeurs allant jusqu'à 100mJ. Ces valeurs à appliquer sont très supérieures à celles utilisées dans le mode avalanche, mais ici la durée de vie du composant est beaucoup plus longue. Il est à noter que la gigue temporelle de ce mode de fonctionnement est très faible, environ 10ps, voire moins pour certains dispositifs.

Annexe 2

Caractéristiques des antennes et des ondes rayonnées

1. Caractéristiques électriques d'une antenne

Ces paramètres sont liés à la définition électrique de l'antenne au sein du circuit dans lequel elle est connectée. Ils permettent d'évaluer la charge apportée par l'antenne au circuit d'excitation et, ainsi, de caractériser l'efficacité du transfert de puissance entre le système radioélectrique et le milieu de propagation. Plusieurs paramètres peuvent servir à cette caractérisation, mais seuls les deux principaux sont définis dans les mesures: l'impédance d'entrée et le coefficient de réflexion dans le plan de référence choisi.

- **Impédance d'entrée de l'antenne**

En émission, et conformément à la théorie des circuits linéaires, l'aérien peut être représenté par un dipôle d'impédance d'entrée complexe $Z_e(f) = R_e(f) + jX_e(f)$, chargeant la sortie du circuit émetteur, ce dernier modélisé par une source d'impédance d'entrée Z_g , généralement égale à 50 Ohms (Figure 16).

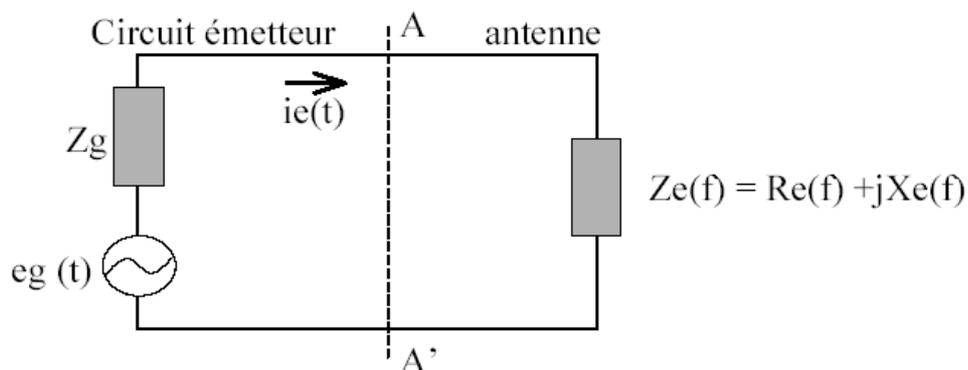


Figure 16 : Schéma équivalent du dispositif à l'émission ((A, A') : plan de référence)

La partie réelle de l'impédance d'entrée $Re(f)$ caractérise la puissance dissipée par l'antenne sous forme de rayonnement et de pertes diverses dans la structure (onde de surface, pertes diélectriques, ...). La partie imaginaire $Xe(f)$, d'interprétation plus délicate, représente la puissance réactive concentrée au voisinage immédiat de l'antenne.

- **Coefficient de réflexion**

Dans le plan de référence introduit précédemment, la discontinuité présentée par l'antenne peut être caractérisée par le coefficient de réflexion. Celui-ci est alors lié à l'impédance d'entrée de l'antenne par la relation classique :

$$S_{11}(f) = \frac{Z_e(f) - Z_g}{Z_e(f) + Z_g} \quad \text{Équation 1}$$

Z_g est l'impédance de normalisation.

Ce paramètre permet de caractériser l'adaptation de l'antenne qui est réalisée pour $S_{11}(f) = 0$, c'est à dire lorsque l'impédance d'entrée de l'antenne vaut : $Z_e(f) = Z_g^*$. Pour une adaptation à 50 Ohms, la partie réelle de l'impédance de l'antenne sera donc égale à 50 Ohms et la partie imaginaire nulle.

Le coefficient de réflexion en dB est égal à $20 \times \log |S_{11}|$. Lorsque l'antenne est parfaitement adaptée, celui-ci tend vers moins l'infini. En pratique, l'antenne est considérée comme adaptée si le S_{11} reste inférieur à -10 dB.

- **Tenue en tension**

Les antennes alimentées par des tensions élevées doivent résister aux phénomènes de claquage. Ceux-ci se produisent dans l'air lorsque le champ électrique présent autour de la structure de l'antenne dépasse les 30 kV/cm ; une décharge électrique, qui peut alors avoir des conséquences destructrices, se produit.

2. Caractéristiques de rayonnement

2.1 Les différentes zones de champ

Le comportement électromagnétique d'une antenne en émission est analysé suivant 5 zones distinctes (Figure 17).

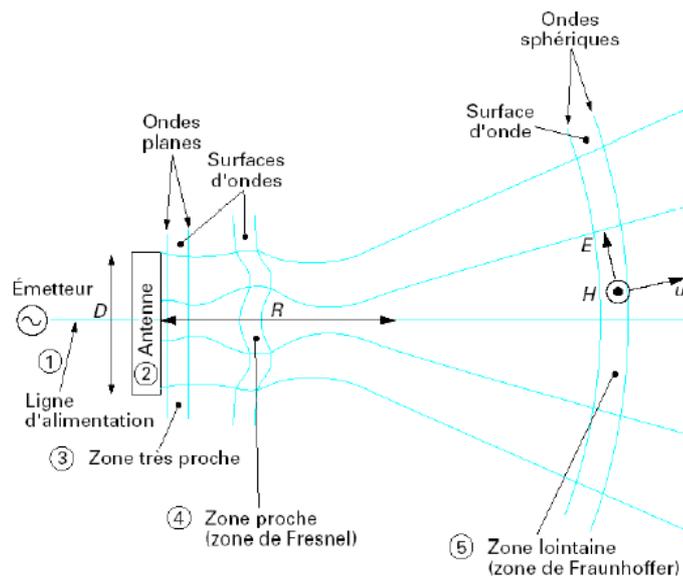


Figure 17 : Représentation du gain dans un des plans principaux

Zone 1 : La ligne d'alimentation. Dans cette région, la puissance émise reste sensiblement constante car la ligne a une atténuation très faible. Aucun rayonnement n'a lieu.

Zone 2 : L'antenne elle-même. La puissance P incidente est ici répartie sur l'ouverture de l'antenne et fournit une onde plane sur l'ouverture de densité moyenne P/s (s surface de l'antenne).

Zone 3 : La zone de Rayleigh ou zone très proche. Dans cette zone, un échange d'énergie réactive a lieu entre l'antenne et le milieu extérieur. L'onde rayonnée est quasi plane et le champ ne varie pratiquement pas. Cette zone s'étend jusqu'à une distance approximative de $0.5D^2/\lambda$, où D représente la plus grande dimension de l'antenne.

Zone 4 : La zone de Fresnel ou zone proche. Les surfaces d'ondes se transforment progressivement de plans en sphères. La densité de puissance fluctue, et les champs ne sont pas transverses à la direction de propagation de l'onde. L'impédance d'onde (E/H) peut être

haute (supérieure à 377Ω , génération de champ E) ou basse (inférieure à 377Ω , génération de champ H). Cette zone s'étend approximativement de $0.5D^2/\lambda$ à $2D^2/\lambda$.

Zone 5 : La zone de Fraunhofer ou zone lointaine. Dans cette zone, la puissance est rayonnée sous forme d'ondes sphériques centrées sur un point voisin de l'ouverture (centre de phase). La densité de puissance décroît en $1/r^2$ et le champ E décroît quant à lui en $1/r$. Les champs E et H sont orthogonaux entre eux et transverses à la direction de propagation du champ. L'impédance d'onde E/H est égale à 377Ω . Cette zone est classiquement définie au delà de la distance $2D^2/\lambda$. A très grande distance (par rapport à la longueur d'onde), on peut considérer que les champs se présentent sous la forme d'onde localement plane.

C'est dans cette zone que l'étude du rayonnement des antennes est réalisée notamment pour mesurer le gain ou les diagrammes de rayonnement. Il est toutefois délicat de déterminer la condition dite de champ lointain à partir du critère $2D^2/\lambda$, car la séparation avec la zone de champ proche n'est pas brutale et dépend du type d'antenne utilisé. De plus cette approximation est avant tout adaptée aux antennes bande étroite même si elle est souvent généralisée aux antennes large bande.

Ce critère $2D^2/\lambda$ correspond à la distance pour laquelle la sphéricité de l'onde est négligeable en phase. Un autre critère parfois utilisé est la distance $10D$, à partir de laquelle on considère que le champ varie en $1/r$. De nombreuses formules existent dans la littérature scientifique, il faut donc choisir la plus adaptée à l'antenne utilisée et aux paramètres à considérer (phase et/ou amplitude du champ).

2.2 Les grandeurs électromagnétiques

- **Impédance d'onde**

On définit l'impédance d'onde (η) comme le quotient du module du champ électrique \vec{E} par celui du champ magnétique \vec{H} . A proximité des sources, cette impédance est en général complexe. Dans le cas d'une onde plane (ou localement plane) se propageant à grande distance des sources, cette impédance :

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 120 \pi = 377 \Omega \quad \text{Équation 2}$$

Dans un milieu homogène quelconque, de permittivité relative ϵ_r et de perméabilité relative μ_r , cette impédance devient :

$$\eta = \eta_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad \text{Équation 3}$$

- **Densité surfacique de puissance électromagnétique (vecteur de Poynting défini par : \vec{S})**

La densité de flux d'énergie électromagnétique transportée par une onde est exprimée par le vecteur de Poynting défini par :

$$\vec{S}(t) = \vec{E}(t) \wedge \vec{H}(t) \quad \text{exprimé en W/m}^2 \quad \text{Équation 4}$$

Le vecteur de Poynting est orienté de façon à former un trièdre direct avec les champs \vec{E} et \vec{H} . Son module représente le débit d'énergie électromagnétique qui traverse une surface unité, également appelée densité surfacique de puissance. En régime sinusoïdal, le vecteur de Poynting est généralement complexe.

Dans le cas d'une onde plane (ou localement plane) se propageant dans l'air, le vecteur de Poynting est orienté dans le sens de la propagation de l'onde et la connaissance d'un seul des deux champs suffit pour déterminer la densité de puissance :

$$\vec{S}(t) = \frac{E(t)^2}{\eta_0} \vec{u} = H(t)^2 \cdot \eta_0 \cdot \vec{u} \quad \text{Équation 5}$$

avec \vec{u} vecteur unitaire de la direction \vec{S} , orthogonal au plan des champs et orienté de façon à former un trièdre direct avec ceux-ci

- **Densité stérique de puissance rayonnée (dP_Ω)**

La densité stérique de puissance rayonnée dP_Ω exprime la densité de puissance électromagnétique rayonnée par unité d'angle solide dans une direction donnée. Elle est à la base des caractéristiques de rayonnement des antennes (diagramme de rayonnement, directivité et gain).

$$dP_\Omega(\theta, \varphi) = \frac{dP_r(\theta, \varphi)}{d\Omega(\theta, \varphi)} \quad \text{en W/sr} \quad \text{Équation 6}$$

avec P_r = puissance électromagnétique rayonnée dans la direction (θ, φ) (en W)

$d\Omega$ = élément d'angle solide dans la même direction (θ, φ) (en sr)

- **Densité surfacique d'énergie**

La quantité d'énergie EM transportée par une onde traversant une surface unité pendant une durée T est appelée densité surfacique d'énergie dW , s'exprime de cette manière :

$$dW = \int_0^T S(t) dt \quad \text{exprimée en J/m}^2 \quad \text{Équation 7}$$

La durée T peut être celle d'une impulsion ou celle d'une salve d'impulsions entière.

En champ lointain, la densité surfacique de puissance peut s'exprimer ainsi :

$$dW = \int_0^T \frac{E(t)^2}{\eta_0} dt \quad \text{Équation 8}$$

Une variante est la densité surfacique d'énergie normalisée à 1m, dWn :

$$dWn = dW \times d^2 \quad \text{exprimée en J} \quad \text{Équation 9}$$

avec d : distance par rapport à l'ouverture rayonnante (en m)

- **Puissance électromagnétique (P)**

La puissance électromagnétique P qui traverse une surface finie s est égale au flux total du vecteur de Poynting à travers celle-ci :

$$P = \iint_s (\vec{S} \cdot \vec{n}) \cdot ds \quad \text{exprimée en W} \quad \text{Équation 10}$$

avec s : surface concernée (en m^2), \vec{n} : normale à la surface, \vec{S} : vecteur de Poynting

- **Puissance isotrope rayonnée équivalente (PIRE)**

La PIRE représente la puissance maximale rayonnée en champ lointain dans la direction où le gain de l'antenne est maximum :

$$PIRE = G \cdot Pe \quad \text{exprimée en W} \quad \text{Équation 11}$$

avec G : gain maximum de l'antenne

Pe : puissance absorbée à l'entrée de l'antenne (en W)

Cette puissance permet de calculer la densité surfacique de puissance maximale à la distance d de la source :

$$S = \frac{PIRE}{4 \pi \cdot d^2} \quad \text{exprimée en W/m}^2 \quad \text{Équation 12}$$

- **Energie électromagnétique (W)**

L'énergie électromagnétique W , se propageant à travers une surface finie s , se déduit de la puissance EM totale traversant cette surface pendant un temps T , ou de la densité surfacique d'énergie EM mesurée sur la même durée.

$$W = \int_0^T P(t) \cdot dt = \iint_s dW \cdot ds \quad \text{exprimée en J} \quad \text{Équation 13}$$

avec s : surface concernée (en m^2)

$P(t)$: puissance EM instantanée traversant s (en W)

dW : densité surfacique d'énergie EM (en J/m^2)

La durée T peut être celle d'une impulsion ou d'une salve entière d'impulsions.

- **Facteur de mérite (F)**

Le facteur de mérite F , appelé aussi tension lointaine, est une caractéristique qui permet d'apprécier l'efficacité de la source électromagnétique en champ lointain, en fonction de la distance, par son rayonnement en champ électrique. Cette caractéristique homogène à une tension, devient indépendante de la distance, sa valeur est équivalente à la valeur crête du champ électrique ramené à 1m de la source.

$$F = d \cdot E_c(d) \quad \text{exprimé en V} \quad \text{Équation 14}$$

avec $E_c(d)$: champ électrique crête (en V/m) mesuré en champ lointain à la distance d (en m) de la source

Cette écriture est aussi bien valable pour des sources bande étroite que pour des sources impulsionnelles.

Pour des sources bande étroite, le facteur de mérite peut être aussi déterminé à partir de l'aire effective de l'antenne :

$$F = \frac{\sqrt{P_e \cdot \eta_0 \cdot A}}{\lambda} \quad \text{exprimé en V} \quad \text{Équation 15}$$

avec λ : longueur d'onde de la fréquence rayonnée (en m)

P_e : puissance instantanée crête absorbée à l'entrée de l'antenne (en W)

η_0 : impédance d'onde en espace libre (377Ω)

2.3 Les caractéristiques d'une antenne

- **Gain et directivité**

Le gain et la directivité sont des paramètres qui permettent de décrire l'aptitude d'une antenne à concentrer son rayonnement dans une direction privilégiée. La directivité évalue l'efficacité du rayonnement par rapport à la puissance totale rayonnée, alors que le gain évalue cette efficacité par rapport à la puissance fournie par la source. Ces caractéristiques sont obtenues à partir de la densité de puissance rayonnée à grande distance par unité d'angle solide, en se plaçant en condition de champ lointain.

D'une façon générale, la fonction de gain G , qui décrit la variation de puissance rayonnée en fonction de l'angle pour une antenne localisée à l'origine du référentiel, est définie par la relation :

$$G(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{\Psi(\theta, \varphi)}{P} \quad \text{Équation 16}$$

Selon le choix de la puissance de référence P , trois définitions du gain sont communément utilisées (Figure 18) :

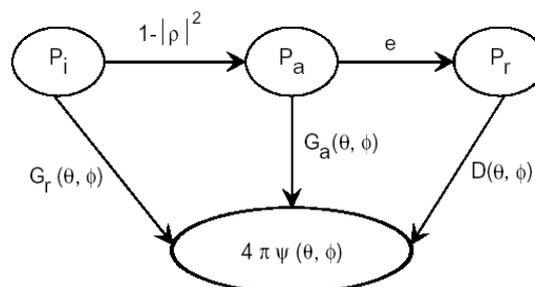


Figure 18 : Puissance de référence

Avec : P_i = Puissance incidente

P_a = Puissance acceptée par l'antenne

P_r = Puissance totale rayonnée

$|\rho|^2 = |S_{11}|^2$: coefficient de réflexion en puissance,

e : efficacité de rayonnement de l'antenne

Ψ : densité surfacique de puissance (également notée S)

Si la puissance de référence est la puissance P_i délivrée par le générateur, la quantité :

$$G_R(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{\Psi(\theta, \varphi)}{P_i} \quad \text{Équation 17}$$

est appelé gain réalisé. Sa valeur prend en compte toutes les pertes : désadaptation, effet Joule, pertes diélectriques.

Si la puissance de référence est la puissance P_a acceptée par l'antenne, la quantité

$$G_a(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{\Psi(\theta, \varphi)}{P_a} \quad \text{Équation 18}$$

est appelée gain intrinsèque. Cette définition ne tient pas compte des pertes par désadaptation. Par contre, elle inclut les pertes ohmiques et diélectriques.

Si la puissance de référence est la puissance totale rayonnée P_r , la quantité :

$$D(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{\Psi(\theta, \varphi)}{P_r} \quad \text{Équation 19}$$

est appelée directivité. Cette grandeur est caractéristique de l'antenne seule, mesurant la capacité de l'aérien à concentrer l'énergie dans une direction particulière.

Ces trois définitions de gain sont reliées entre elles (formule ci-dessous). Notamment, le gain réalisé est identique au gain de l'antenne, sous réserve que celle-ci soit parfaitement adaptée.

$$G_R(\theta, \varphi) = (1 - |S_{11}|^2) \cdot G_a(\theta, \varphi) = \frac{P_r}{P_a} \cdot (1 - |S_{11}|^2) \cdot D(\theta, \varphi) \quad \text{Équation 20}$$

- **Aire effective d'ouverture rayonnante**

Une onde électromagnétique se propageant dans l'espace peut être rayonnée par une ouverture dans un volume où règne un champ électromagnétique. La surface effective de

l'ouverture rayonnante est désignée par A. L'aire effective est en général inférieure à la surface physique de l'antenne mais reste du même ordre de grandeur.

L'aire effective A d'une antenne dépend de son gain maximal dans la direction de l'ouverture et de la longueur d'onde émise :

$$A = \frac{G \cdot \lambda^2}{4\pi} \quad \text{exprimée en m}^2 \quad \text{Équation 21}$$

avec λ : longueur d'onde de la fréquence rayonnée (en m)

G : gain maximal de l'antenne

Cette caractéristique peut être reliée à la densité maximale de puissance rayonnée en champ lointain, de la manière suivante :

$$S = \frac{A \cdot P_e}{d^2 \lambda^2} \quad \text{en W/m}^2 \quad \text{Équation 22}$$

avec d : distance par rapport à l'ouverture rayonnante en (m)

λ : longueur d'onde de la fréquence rayonnée (en m)

P_e : puissance absorbée à l'entrée de l'antenne (en W)

- **Polarisation.**

A grande distance des sources, le champ électromagnétique est constitué par des vibrations transversales. Ces vibrations sont définies par 2 vecteurs perpendiculaires : le champ électrique E et le champ magnétique H. Par convention, la polarisation de l'onde est la direction du champ électrique E. Si le vecteur champ électrique conserve une direction fixe durant une alternance de l'onde, on parle de polarisation rectiligne. Lorsque ce vecteur tourne d'un tour complet pendant une alternance, son extrémité décrit alors une ellipse, et on parle de polarisation elliptique (Figure 19).

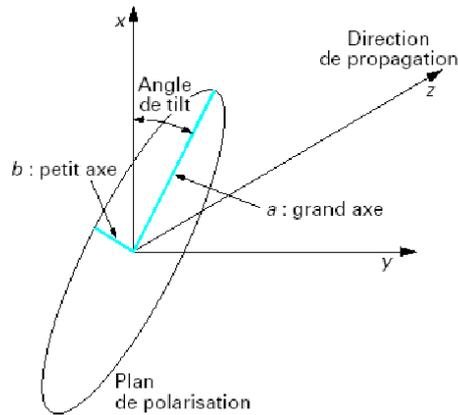


Figure 19 : Polarisation elliptique

- **Diagramme de rayonnement**

Le comportement lointain d'une antenne est généralement caractérisé par son diagramme de rayonnement qui représente la distribution spatiale du champ rayonné, de la densité surfacique de puissance ou du gain.

Il est généralement difficile de représenter la surface caractéristique de rayonnement en 3 dimensions, on se contente le plus souvent de plans de coupe particuliers d'un repère sphérique fournissant suffisamment d'informations sur le rayonnement. Typiquement, les deux plans de coupes représentés sont le plan électrique, dit plan E, et le plan magnétique, dit plan H (cf Figure 20). Les niveaux sont couramment normalisés à 0 dB pour le maximum, valeur obtenue à 0 degré si l'antenne ne dépointe pas.

Ces diagrammes font apparaître les directions principales de rayonnement où le niveau est maximal, ce sont les lobes principaux, ainsi que des directions où il existe des pics de niveau moindre, il s'agit des lobes secondaires.

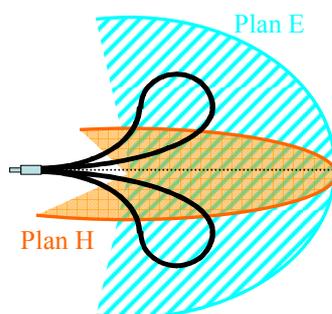


Figure 20 : Plans de coupe principaux

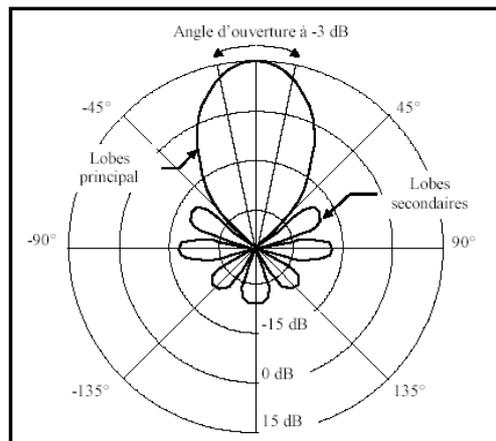


Figure 21 : Exemple de diagramme de rayonnement du gain dans un plan d'une antenne

Les angles d'ouverture (Figure 21) de l'antenne sont définis dans ces deux plans en considérant une atténuation de 3 dB par rapport au gain maximum obtenu dans le lobe principal. Ces angles permettent d'évaluer le secteur dans lequel la plus grande partie de l'énergie est rayonnée.

Annexe 3

Diffusion par un cylindre obtenue par simulation

Au chapitre 2, *paragraphe 3.4.*, la diffraction de trois types de cible (la sphère, la plaque carrée et le cylindre) a été étudiée en simulation. Pour ces simulations, le champ incident sous forme d'onde plane se propageait suivant l'axe z avec une polarisation suivant x , et les champs diffusés sont relevés dans le plan yOz par des sondes placées suivant x , et le cylindre était positionné suivant l'axe x également (configuration H_{CXX}). L'objectif est maintenant d'analyser l'influence de la polarisation sur le niveau de champ diffusé en fonction du positionnement du cylindre. Pour cela, de nouvelles simulations ont été menées, en conservant le cylindre positionné suivant x , mais le champ incident est désormais polarisé suivant y , et les champs diffractés dans le plan yOz sont relevés par des sondes placées suivant e_θ (configuration $H_{CV\theta}$, cf Figure 1).

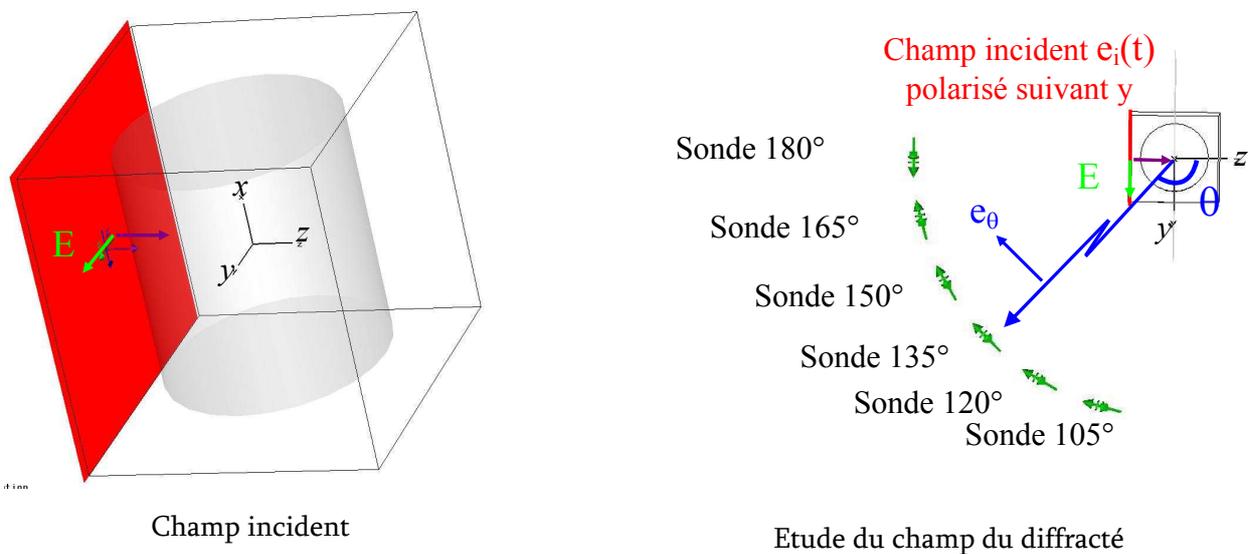


Figure 1 : Configuration des simulations transitoire et harmonique avec le cylindre positionné suivant x , avec un champ incident polarisé suivant y . L'étude du champ diffracté est réalisée suivant la composante e_θ

- **Réponses harmoniques**

Annexe 3

La diffraction du cylindre est étudiée tout d'abord en harmonique, les résultats suivant les deux séries de simulation sont présentés sur la Figure 2.

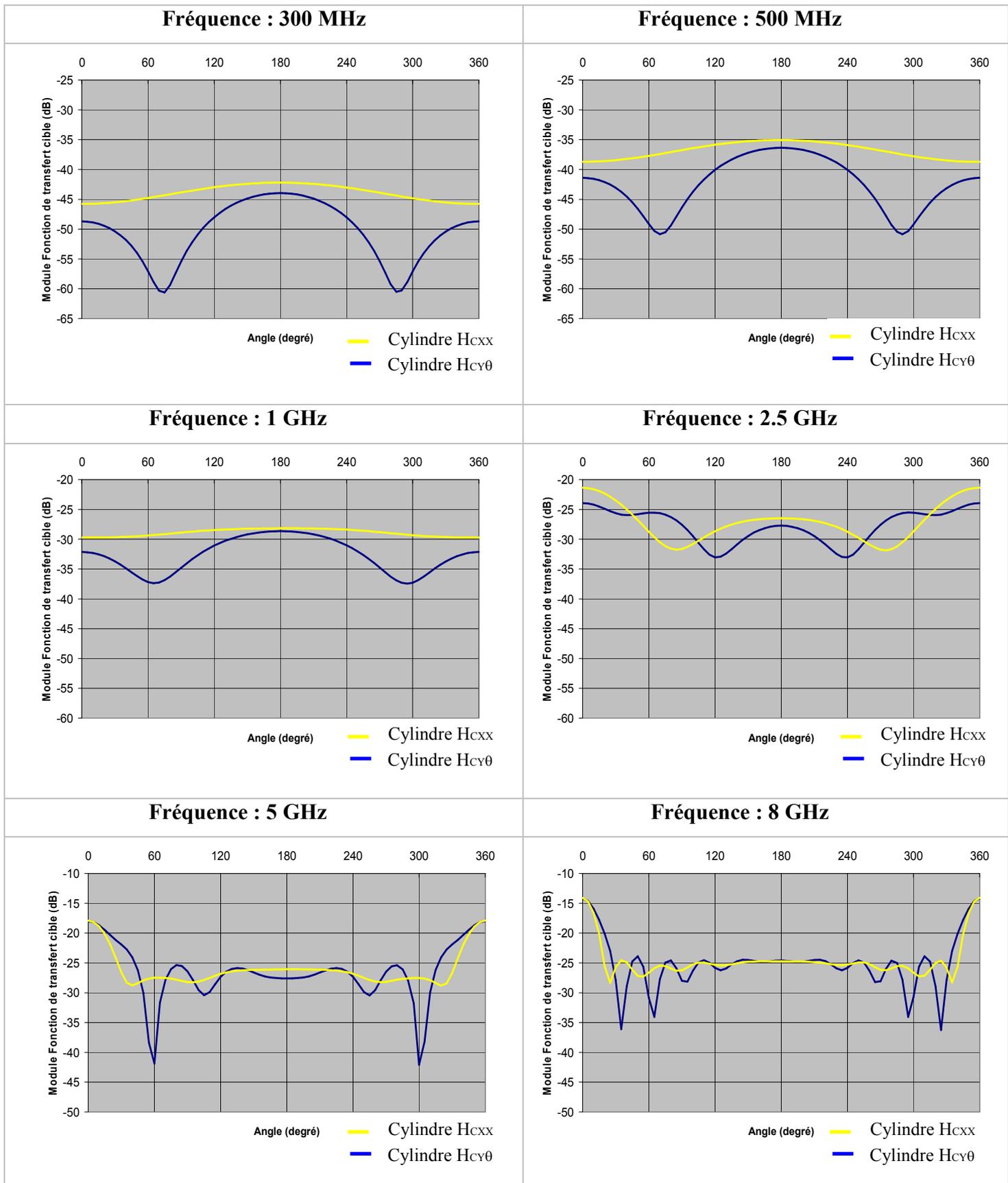


Figure 2°: Fonction de transfert du cylindre dans le plan yOz en fonction de la fréquence, suivant que le champ incident et le relevé du champ diffracté sont tous deux suivant x (H_{cxx}), ou suivant y et e_{θ} ($H_{cy\theta}$)

La Figure 2 montre que les évolutions angulaires des fonctions de transfert du cylindre pour les configurations H_{CXX} et $H_{CV\theta}$ ont des allures assez différentes aux basses fréquences ($f < 2.5\text{GHz}$), où les oscillations sont plus marquées avec la configuration $H_{CV\theta}$. Mais plus on monte en fréquence, plus les allures sont similaires. Le niveau obtenu avec la configuration H_{CXX} est globalement plus important que celui obtenu avec la configuration $H_{CV\theta}$, mais la différence de niveau entre les deux courbes ($\approx 5\text{dB}$ à 300MHz) a tendance à diminuer quand on monte en fréquence, jusqu'à être quasiment nul à 8GHz .

Le positionnement du cylindre vis à vis de la polarisation du champ incident influe sur le niveau de diffraction mais seulement aux basses fréquences, car dès qu'on approche de la zone optique les résultats deviennent équivalents quelle que soit la polarisation du champ incident.

- **Réponses transitoires**

La diffraction du cylindre est désormais étudiée dans le domaine temporel, pour 6 angles précis de diffraction, pour une distance de 1m (hypothèse de champ lointain). Les résultats obtenus suivant que l'on se place dans la configuration H_{CXX} ou $H_{CV\theta}$ sont présentés sur la Figure 3 et dans le Tableau 1.

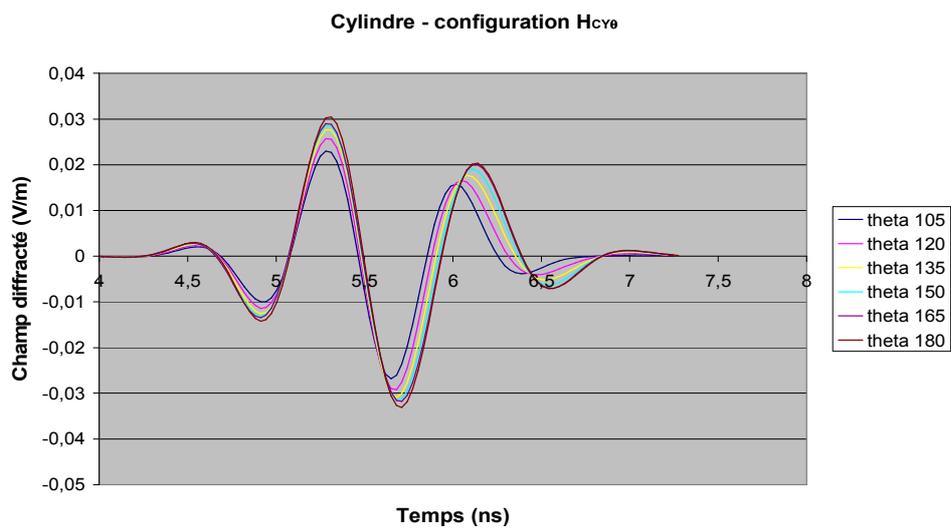
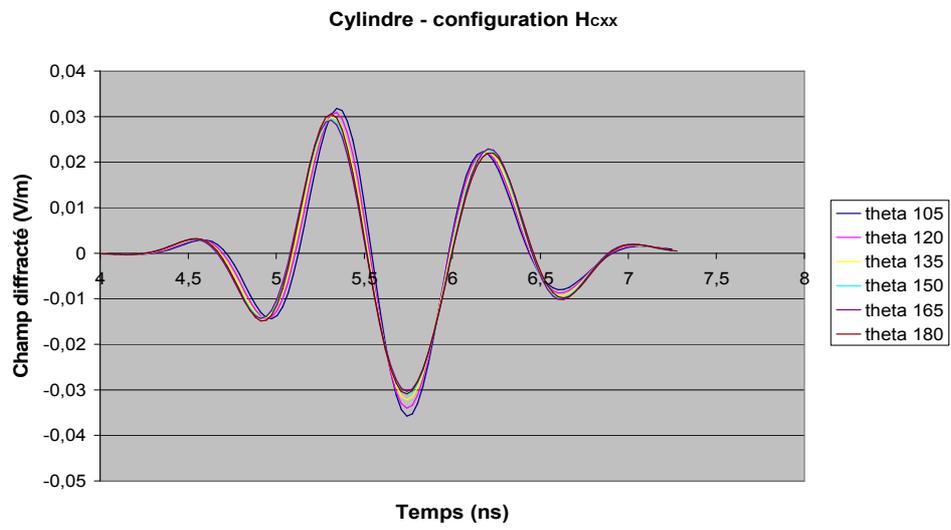


Figure 3°: Réponses transitoires des cibles en fonction de l'angle d'étude (en degrés)

		105°	120°	135°	150°	165°	180°
Champ crête à crête (mV/m)	Cylindre H_{CXX} (mV)	67.6	64.9	62.1	60.5	59.6	61.5
	Cylindre $H_{CY\theta}$ (mV)	46.6	51.3	54.7	56.1	56.8	59.4
	écart	37.1%	23.2%	12.6%	7.5%	5.0%	3.5%
Étalement temporel (ns)	Cylindre H_{CXX} (mV)	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0
	Cylindre $H_{CY\theta}$ (mV)	2.6	2.7	2.8	2.9	3.0	3.0

Tableau 1: Caractéristiques transitoires des réponses des cibles en fonction de l'angle d'étude pour un champ incident de 1.7V/m crête à crête

On peut constater que les étalements temporels des champs diffractés varient légèrement dans la configuration $H_{CY\theta}$ en fonction de l'angle de diffraction, plus cet angle est proche de 180°, plus l'étalement est important. Ce n'est pas le cas pour la configuration H_{CXX} , pour laquelle l'étalement reste fixe quel que soit l'angle d'observation de la diffraction.

De plus, la configuration H_{CXX} permet d'obtenir un niveau d'amplitude de champ diffracté plus important que celui de la configuration $H_{CY\theta}$. Néanmoins, la différence de niveau entre ces deux configurations diminue de manière conséquente quand l'angle de diffraction se rapproche de 180°, ainsi ces écarts passent de 37.1% pour un angle de 105° à 3.5% pour un angle de 180°.

Pour ce type de signaux impulsionnels dont le contenu spectral est inférieur à 2.5GHz, l'influence de la polarisation du champ incident sur le niveau d'amplitude du champ diffracté est conséquente pour des angles de diffraction inférieurs à 150°, car les écarts de niveau sont alors supérieurs à 7.5%, et augmentent fortement pour des valeurs angulaires plus faibles.

Annexe 4

Détermination des composantes du champ rayonné à partir de seulement deux fonctions de transfert dans le cas de configurations particulières avec la méthode MICHELSON quand la cible est une sphère

Cette annexe présente la généralisation de la mesure de la polarisation du champ incident avec une seule antenne de réception qui fait suite au paragraphe 5.2. du chapitre 3.

Le raisonnement pour obtenir la polarisation du champ incident, appliqué au cas particulier où la source, la cible et la réception sont dans le plan horizontal, peut être généralisé à une configuration quelconque de ces trois éléments.

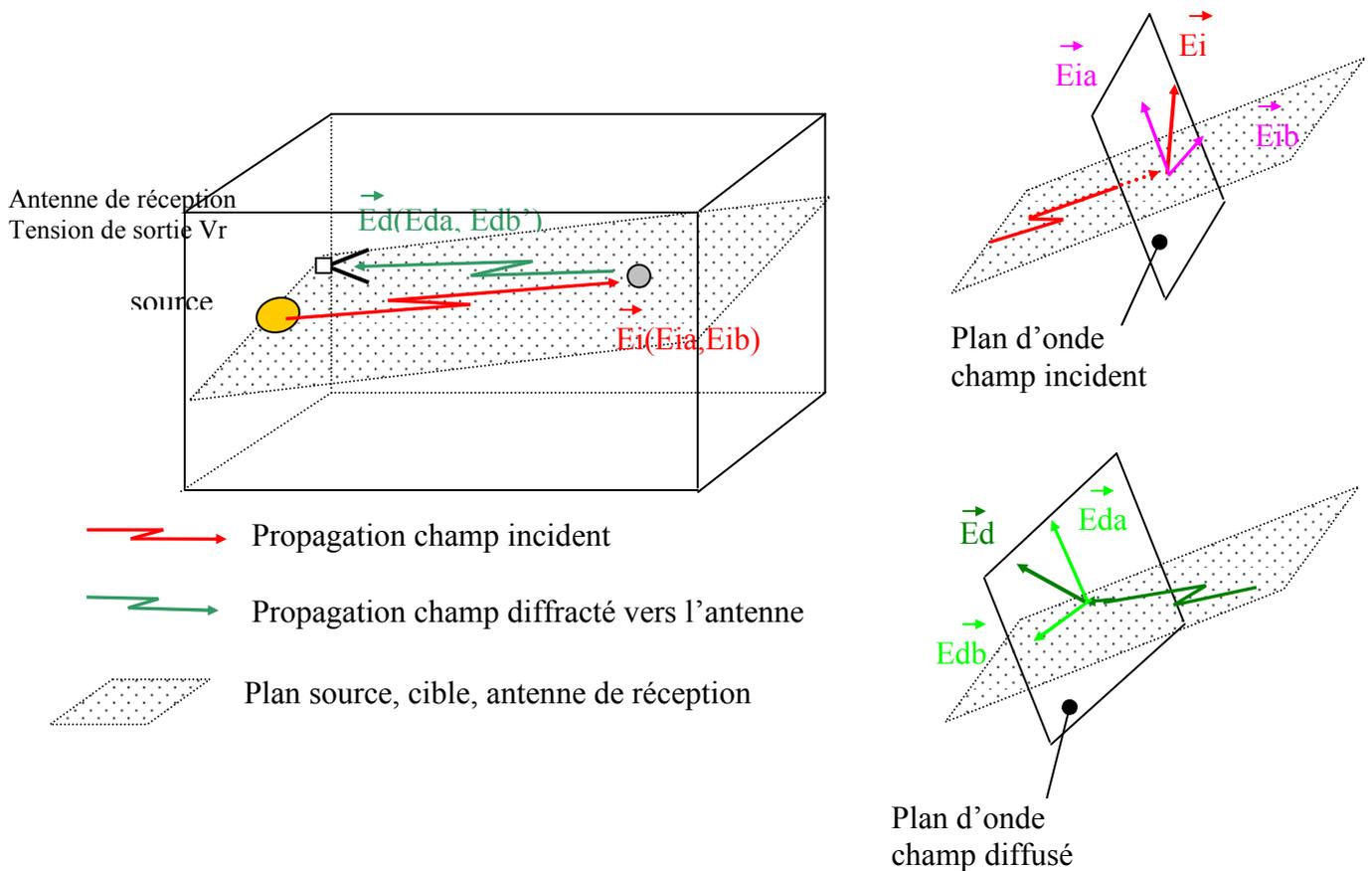


Figure 22 : Mesure MICHELSON avec une seule antenne en réception dans le cas particulier où la source, la cible et la réception sont dans un plan quelconque

Le champ incident \vec{E}_i est défini par les composantes \vec{E}_{ia} et \vec{E}_{ib} formant le plan d'onde. \vec{E}_{ia} est la composante orthogonale au plan formé par la source, la cible et l'antenne, et \vec{E}_{ib} est la composante contenue dans ce plan. Quel que soit le point du plan source-cible-réception, la résultante de la diffraction de la composante \vec{E}_{ia} en ce point est polarisée suivant la même direction c'est à dire \vec{a} , et la résultante de la diffraction de la composante \vec{E}_{ib} est polarisée suivant \vec{b}' , qui est contenu dans ce plan.

Les équations sont les mêmes que dans le cas où la source, la cible et la réception sont dans le plan horizontal :

$$E_{da}(f) = H_{caa}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{cba}(f) \cdot E_{ib}(f) \quad \text{avec } H_{cba}(f) = 0 \quad \text{Équation 23}$$

$$E_{db'}(f) = H_{cab'}(f) \cdot E_{ia}(f) + H_{cbb'}(f) \cdot E_{ib}(f) \quad \text{avec } H_{cab'}(f) = 0 \quad \text{Équation 24}$$

Il suffit donc d'orienter l'antenne de réception, suivant \vec{a} ou \vec{b}' , pour remonter à \vec{E}_{ia} ou \vec{E}_{ib} .

$$\Rightarrow E_{ia}(f) = \frac{V_{ra}(f)}{H_{ra}(f) \cdot H_{caa}(f)} \quad \text{Équation 25}$$

$$E_{ib'}(f) = \frac{V_{rb'}(f)}{H_{rb'}(f) \cdot H_{cbb'}(f)} \quad \text{Équation 26}$$

La mesure séparée des effets de chaque composante du champ incident au niveau de la réception repose sur le positionnement précis de l'antenne. Pour faire le tri entre ces composantes, il faut orienter cette antenne soit de façon colinéaire au plan source-cible-antenne, soit de façon orthogonale à ce plan.

Pour des positions quelconques de la source, de la cible et de la réception, l'orientation de l'antenne doit se faire suivant les trois degrés de rotation de l'espace ($\vec{\Omega}_x, \vec{\Omega}_y, \vec{\Omega}_z$) pour pouvoir mesurer les composantes \vec{E}_{da} et $\vec{E}_{db'}$. Les réglages suivant ces degrés de rotation nécessitent un matériel spécifique assurant un positionnement précis. $\vec{\Omega}_x$ et $\vec{\Omega}_y$ permettent d'orienter l'antenne vers la cible, et $\vec{\Omega}_z$ fixe la composante du champ à mesurer. Le réglage suivant $\vec{\Omega}_z$ est le plus délicat, car il doit permettre de se placer soit dans le plan source-cible-reception, soit de façon orthogonale à ce plan, d'où la difficulté à réaliser ce réglage. L'incertitude de mesure sur les composantes du champ incident repose directement sur la précision de positionnement de chacun de ces angles (cf chapitre 2, *paragraphe 4.3.*)

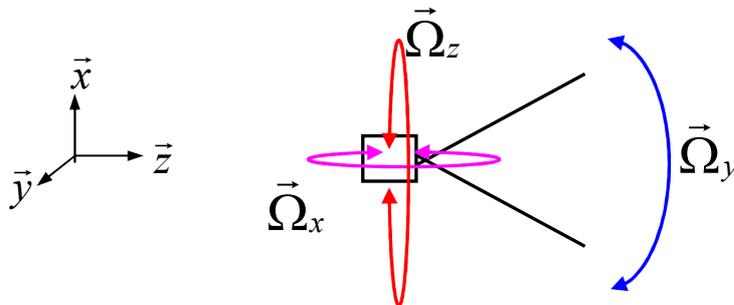


Figure 23 : Réglage des différents degrés de rotation de l'antenne

Pour obtenir la polarisation du champ incident, la solution utilisant une seule antenne orientée suivant les directions particulières, \vec{a} ou \vec{b}' , implique un matériel spécifique pour orienter les antennes suivant ces composantes lorsque celles-ci ne sont pas horizontales ou verticales. Sur le site de Brive, ce matériel n'est pas à disposition et des expérimentations de ce type ne sont pas envisageables.

Annexe 5

Matériel utilisé dans le cadre des expérimentations bas niveaux.

1. L'oscilloscope TDS 6804B

L'oscilloscope utilisé pour les expérimentations bas niveaux sur le site de Brive est le Tektronix TDS 6804 B, ses principales caractéristiques sont données dans le tableau 1.



Figure 24: oscilloscope TDS 6804B

Nombre de voies	4
Bande passante	7GHz et 8GHz avec DSP
Temps de montée	62 ps
Impédance d'entrée	50 ohms
Sensibilité	10 mV/div à 1V/div sur 10 divisions
Résolution verticale	8 Bits (>11 Bits avec moyennage)
Tension maximale acceptée	5 V RMS
Fréquence maximale d'échantillonnage	20 Géchantillons/s sur les 4 voies
Base de temps	25 ps/div à 40s/div
Jitter du trigger	1.5 ps RMS
Longueur d'enregistrement	4 Mpoints sur une voie

Tableau 1 : Caractéristiques du TDS 6804B

Annexe 5

Cet oscilloscope peut fonctionner suivant différents modes de fonctionnement :

- Le mode RT (Real Time) qui donne un signal comportant uniquement les points mesurés par l'oscilloscope à la fréquence d'échantillonnage. Le pas temporel sera donc de 50 ps à la fréquence maximale d'échantillonnage de 20 Gec/s.
- Le mode IT (Interpolated Time) ajoute des points interpolés entre les points mesurés. Il peut s'agir d'une interpolation linéaire ou en $\sin(x)/x$. Le pas temporel peut donc descendre artificiellement à 500 fs.
- Le mode ET (Equivalent Time) est un mode pseudo séquentiel. Plusieurs mesures sont effectuées et sont ensuite entrelacées par traitement DSP. Le pas temporel obtenu peut également descendre artificiellement à 500 fs.

Le mode IT offre un meilleur rendu des courbes grâce à l'interpolation. Ce mode est celui qui est le plus souvent employé.

A ces modes s'ajoutent différentes options comme :

- Le moyennage. Il est employé régulièrement avec les sources peu reproductibles
- Le mode enveloppe qui calcule les minimums et les maximums du signal sur plusieurs mesures.
- Le mode segmenté qui permet d'acquérir différentes trames successives du signal mesuré et non tout le signal.

2. La sonde capacitive

La sonde capacitive conçue par la société *Europulse* a pour but de prélever une petite partie d'un signal incident, la majorité du signal est quant à elle disponible en sortie. Le signal prélevé est atténué de 53 dB par rapport au signal incident. On place cette sonde en général en sortie d'un générateur pour avoir une image du signal d'émission. Ce signal permet également de synchroniser l'acquisition des signaux de réception systématiquement vis à vis de l'impulsion issue du générateur.



Figure 25: Sonde Europulse

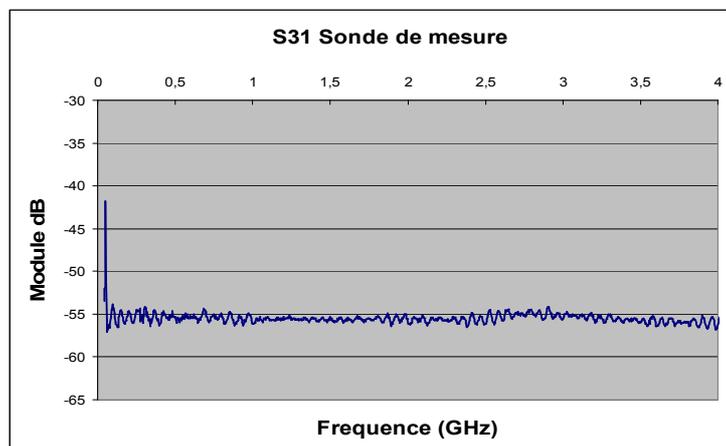


Figure 26: S31 - Sonde Europulse

3. Capteur de champ électrique

Le capteur de champ utilisé est le capteur AD-80 de la société *Prodyn*. Ce capteur a été utilisé pour les expérimentations bas niveaux comme capteur de référence pour valider les résultats obtenus par la méthode MICHELSON.



Figure 27: Capteur de champ AD-80

3.1. Caractéristiques constructeur

- **Caractéristiques géométriques du capteur**

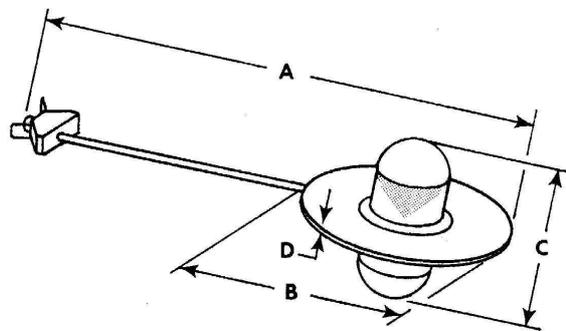


Figure 28: Caractéristiques géométriques du capteur

A : 17,78 cm

B : 5,08 cm

C : 1,95 cm

D : 0,32 cm

Masse : 260 grammes

- **Mode de fonctionnement**

On retrouve à la sortie du capteur, une tension V_0 proportionnelle à la dérivée de l'induction électrique (D); soit à une constante près, proportionnelle à la dérivée du champ électrique (E) environnant.

$$V_0(t) = R \cdot A_{eq} \cdot \frac{dD(t)}{dt}$$

Équation 27

V_0 : tension à la sortie du capteur

R : impédance caractéristique (100 ohms)

A_{eq} : aire équivalente du capteur ($3 \times 10^{-4} \text{ m}^2$)

D : induction électrique ($D = \epsilon_0 \cdot E$ en Coulombs / m^2 et E : champ électrique)

On remonte au champ électrique en effectuant l'intégration suivante :

$$E(t) = \frac{1}{R \cdot A_{eq} \cdot \epsilon_0} \cdot \int_0^t V_0(u) du$$

Équation 28

- **Caractéristiques techniques du capteur associé au capteur**

Fréquence de coupure (-3 dB)	5,5 GHz
Temps de montée (10%-90%)	< 64 ps
Tension crête maximale de sortie	$\pm 1 \text{ kV}$

- **Caractéristiques techniques du balun**

Largeur de bande (-3 dB)	250 kHz – 10 GHz
Pertes d'insertions	8dB
Délai de propagation (nominal)	0.6 ns
Tension d'entrée maximale	1 kV
Rejection de mode commun	≥ 20 dB
Impédance des ports	50 Ω

3.2. Caractéristiques déterminées expérimentalement

Le facteur d'antenne du capteur de champ a été mesuré dans la chambre SESAME du Centre d'Etudes de Gramat.



Figure 29 : Capteur testé dans la chambre SESAME

Deux configurations ont été testées :

- La première où le capteur est en incidence normale par rapport à la propagation du champ
- La seconde où le capteur fait un angle de 45 degrés par rapport à la propagation du champ.

Vue de dessus :

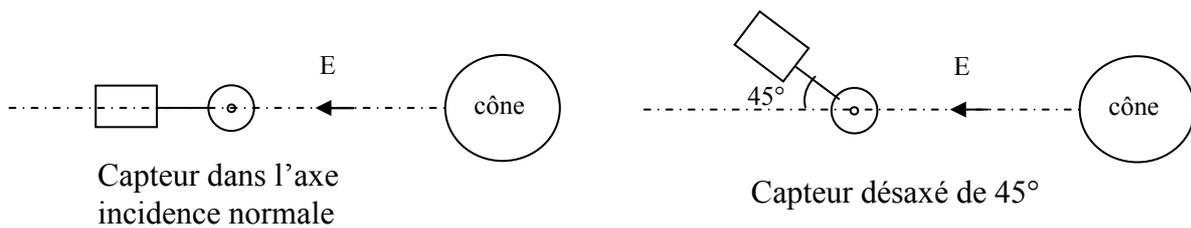


Figure 30 : Configurations de mesure du facteur d'antenne

Les résultats obtenus dans SESAME sont comparés au facteur d'antenne calculé à XLIM à partir de la formule analytique donné par le constructeur (cf équation 2).

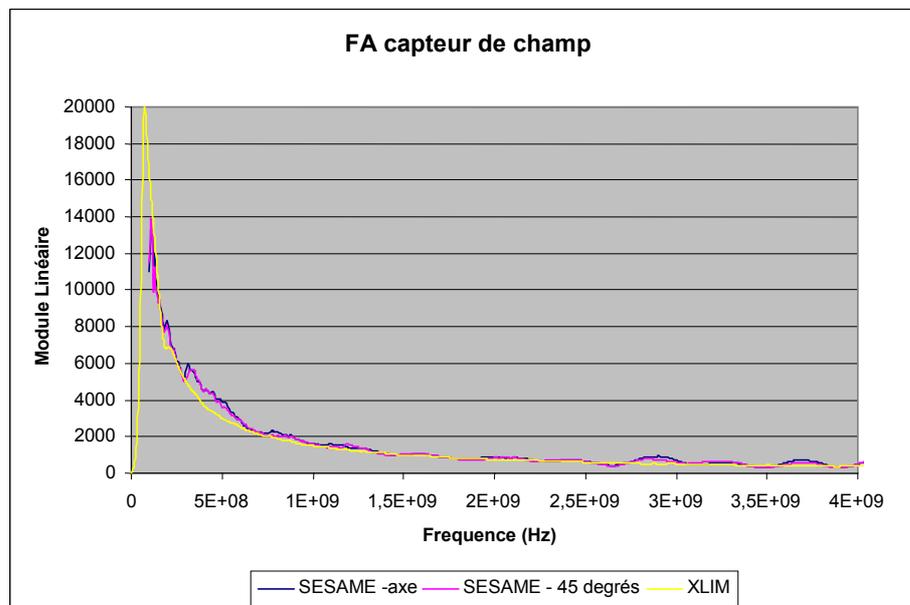


Figure 31 : Facteurs d'antenne du capteur de champ

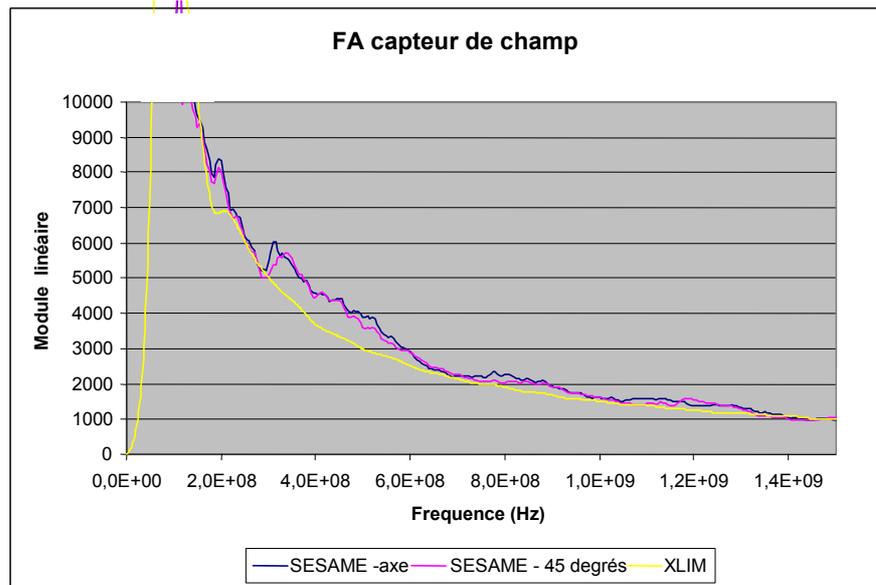


Figure 32 : Zoom sur la partie [0-1.5GHz] des facteurs d'antenne du capteur

Au vu des résultats obtenus dans SESAME, on peut constater que le capteur est quasi omnidirectionnel, le changement d'orientation de 45° n'influe pas (ou très peu) sur le facteur d'antenne de celui-ci.

Au dessus de 1GHz, les différences constatées sont minimales entre le facteur d'antenne calculé à XLIM et celui obtenu dans SESAME, on peut considérer qu'ils sont identiques. Par contre en dessous de 1GHz le facteur d'antenne sous SESAME est supérieur à celui de XLIM, et cet écart peut atteindre 15% entre 0.3 et 0.5GHz. Cette différence semble être liée aux pertes d'insertion du balun, qui sont surestimées dans la documentation technique dans cette gamme de fréquence.

C'est la mesure du facteur d'antenne effectué au CEG qui est utilisée pour les essais de validation de la méthode MICHELSON.

4. Diagrammes de rayonnement dans le plan H de l'antenne

Valentine XLIM

Les diagrammes de rayonnement dans le plan H de la Valentine XLIM sont présentés dans cette partie. Seul le plan H est représenté, car c'est le plan d'étude utilisé pour les expérimentations MICHELSON.

4.1. Angle d'ouverture dans le plan H

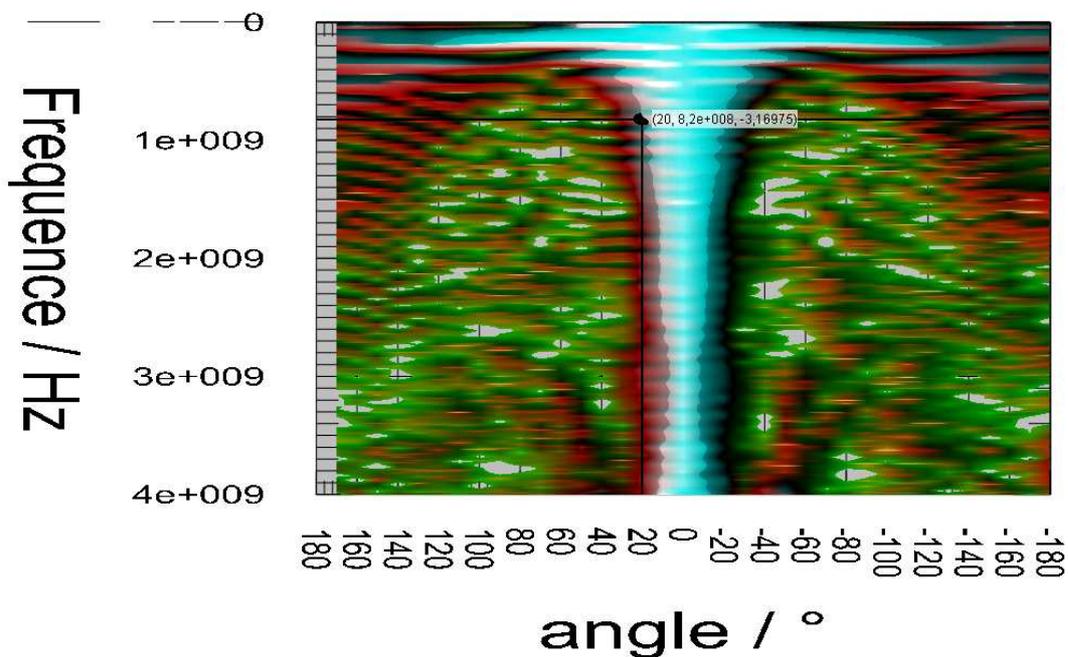


Figure 33 : Angle d'ouverture obtenu en simulation

On peut voir sur cette figure que plus on monte en fréquence, plus le lobe de rayonnement de l'antenne est étroit. Par contre en dessous de 500MHz, l'angle d'ouverture peut devenir très important (supérieur à 200 degrés). Ce manque de directivité à basses fréquences est responsable du fort couplage émission/réception mentionné dans ce mémoire dans le cadre des mesures MICHELSON bas niveau et fort niveau avec des signaux ULB.

4.2. Diagrammes de rayonnement

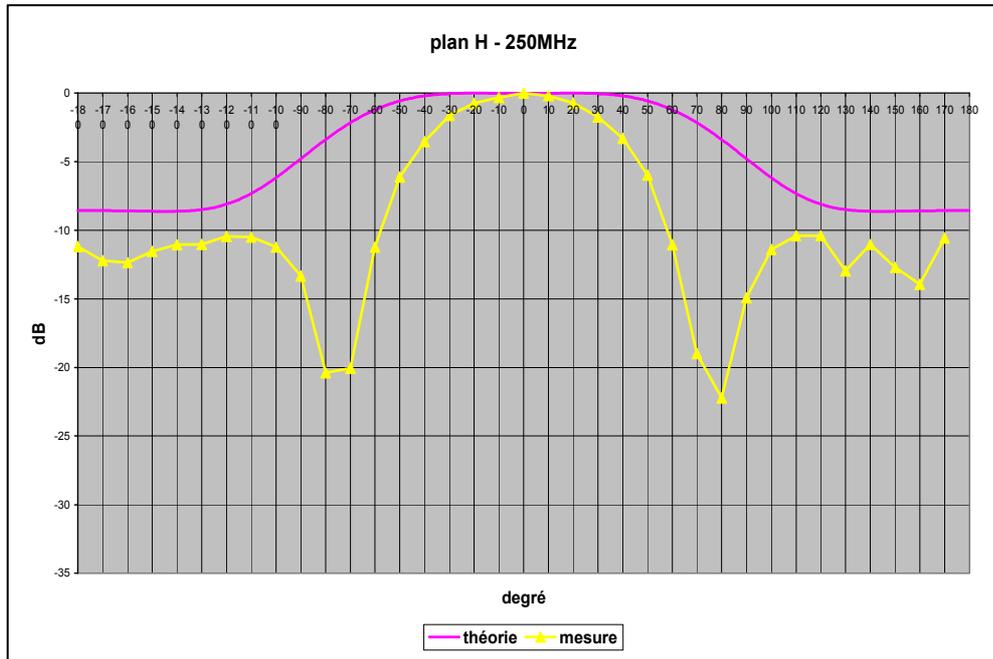


Figure 34 : Plan H –250MHz

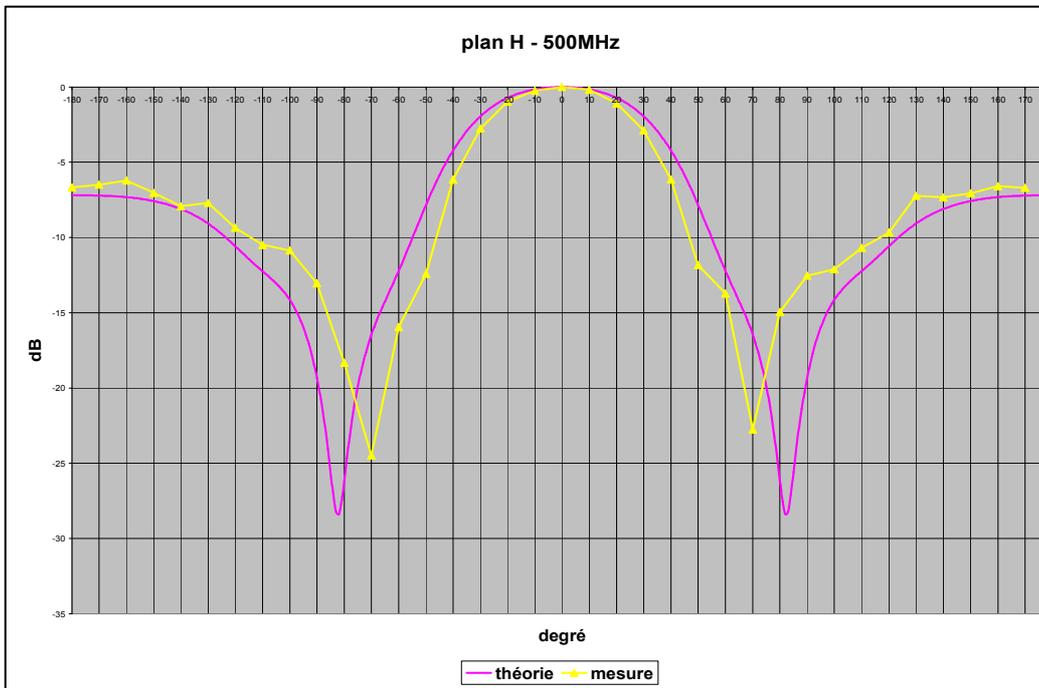


Figure 35 : Plan H –500MHz



Figure 36 : Plan H -750MHz



Figure 37 : Plan H -1GHz

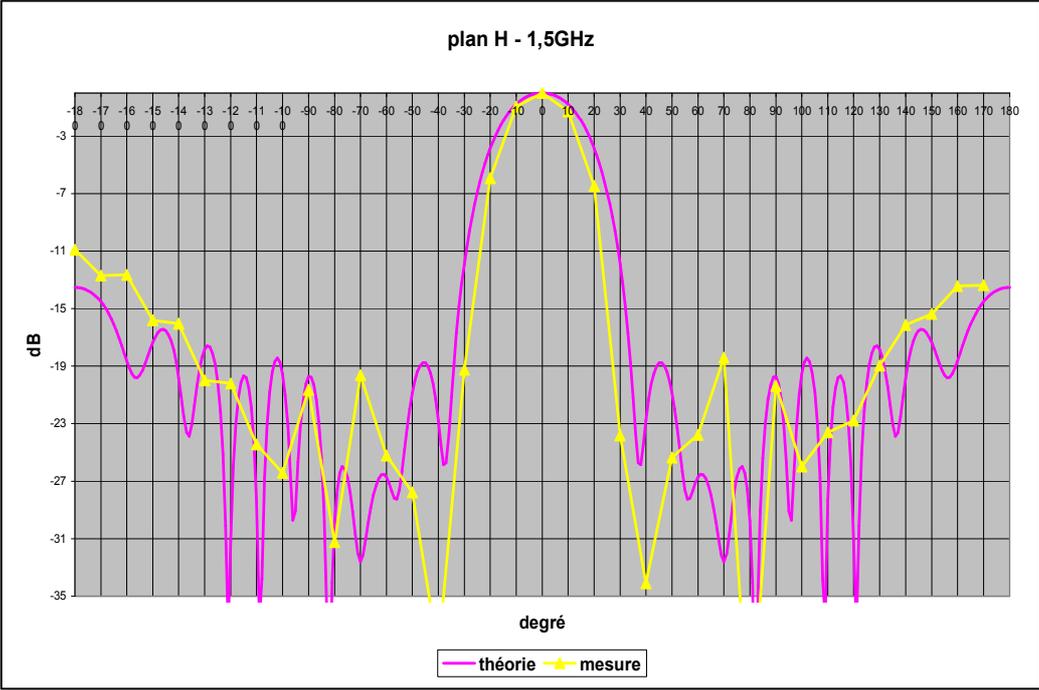


Figure 38 : Plan H -1.5GHz

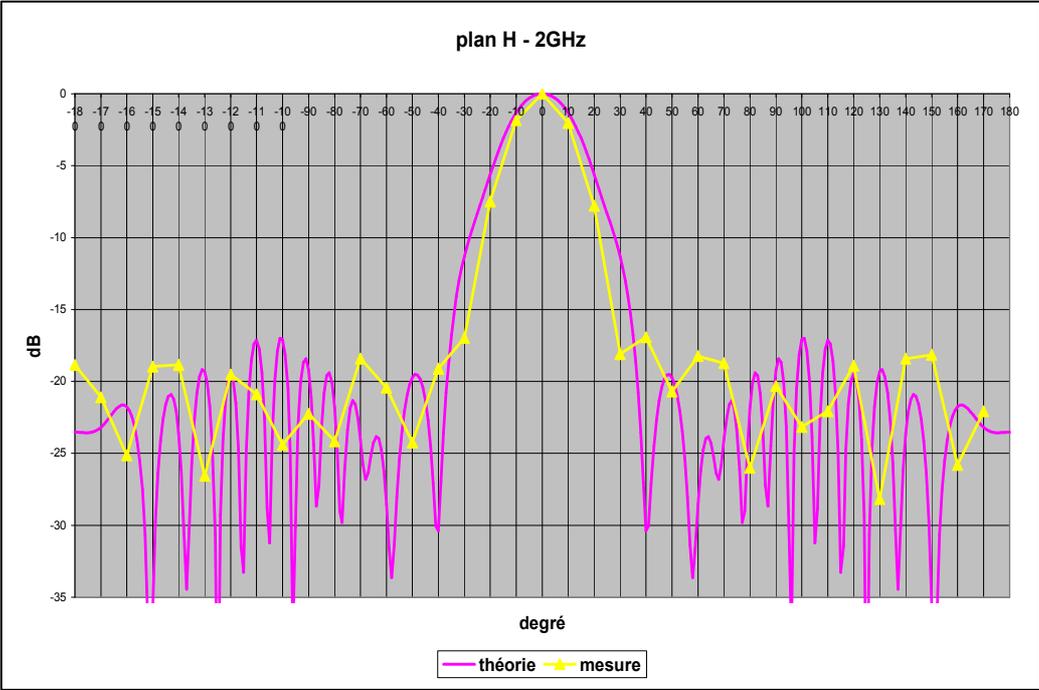


Figure 39 : Plan H -2GHz



Figure 40 : Plan H -2.5GHz

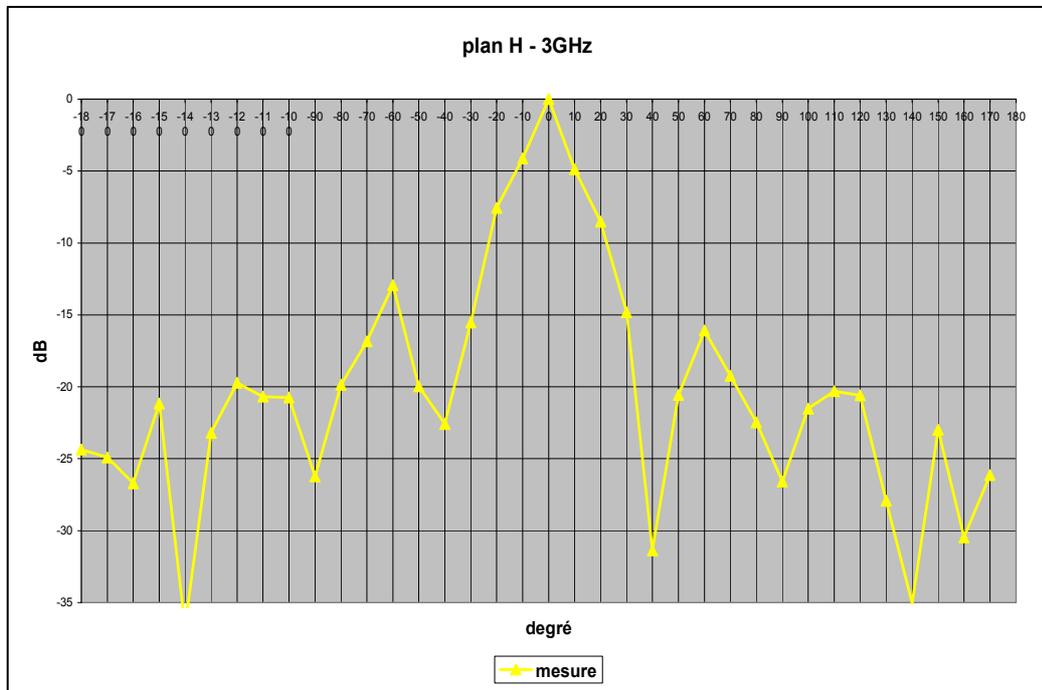


Figure 41 : Plan H -3GHz

Annexe 5

A la fréquence de 250 MHz, on note une différence entre les valeurs théoriques et les valeurs mesurées du diagramme de rayonnement de l'antenne. Ceci est lié au support en bois de l'antenne, qui n'est pas modélisé en simulation.

De la même manière qu'au paragraphe précédent, l'étude de ces diagrammes montre que plus on diminue la fréquence, moins l'antenne est directive, ce qui augmente la sensibilité au couplage direct pour les applications MICHELSON.

Annexe 6

Campagne de mesures menées au Centre d'étude de Gramat sur la source Sinus 500

1. Les capteurs utilisés pour la campagne de mesure [20]

1.1. Le cornet CEA

Ce cornet dispose d'un atténuateur rotatif visible sur la Figure 42. Cet atténuateur a été réglé sur la position 5 afin d'éviter tout claquage face au SINUS 500. Les caractéristiques (gain, diagramme de rayonnement) de ce cornet avec atténuateur en position 5 sont rappelées sur les Figures 43 et 44.



Plan E = Plan (yoz)

Plan H = Plan (xoy)

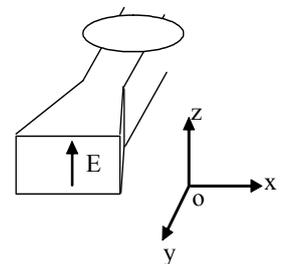


Figure 42: Cornet TESLA du CEA

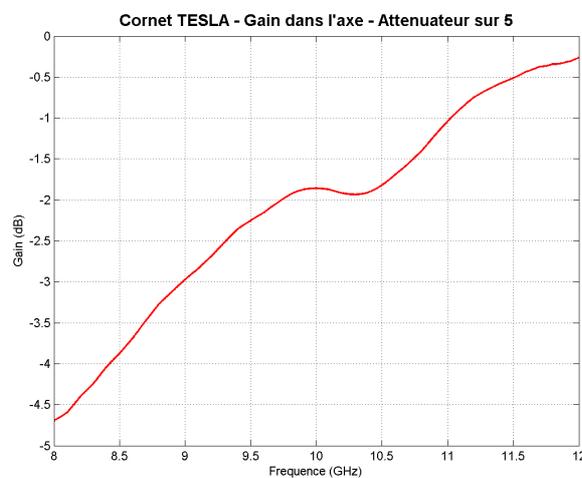


Figure 43 : Gain du cornet Tesla du CEA.

Annexe 6

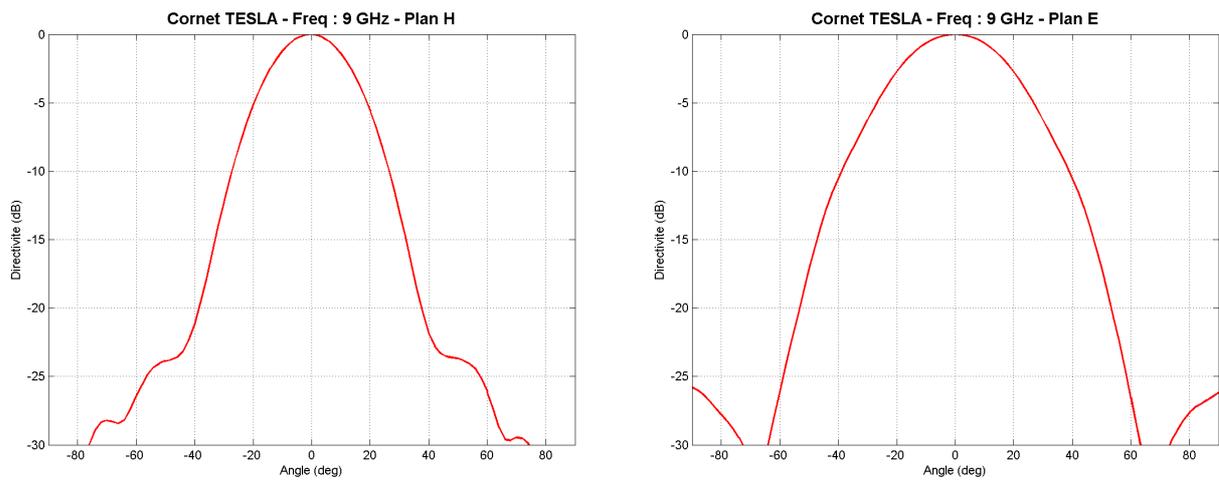


Figure 44 : Diagrammes de rayonnement du cornet Tesla prêté par le CEA.

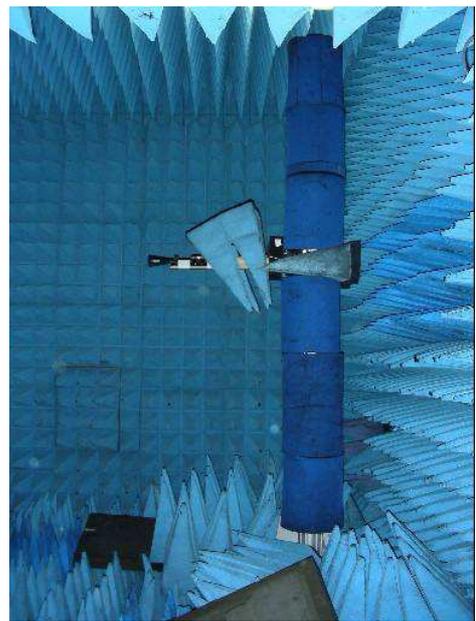


Figure 45 : Cornet CEA positionné dans la chambre d'essai

1.2. Le guide débouchant CEG

Le guide CEG se présente sous la forme suivante :



Figure 46: Photo du guide ouvert bande X et à la transition associée

Les caractéristiques radioélectriques du guide (gain dans l'axe, diagrammes de rayonnement) sont présentées sur la figure suivante :

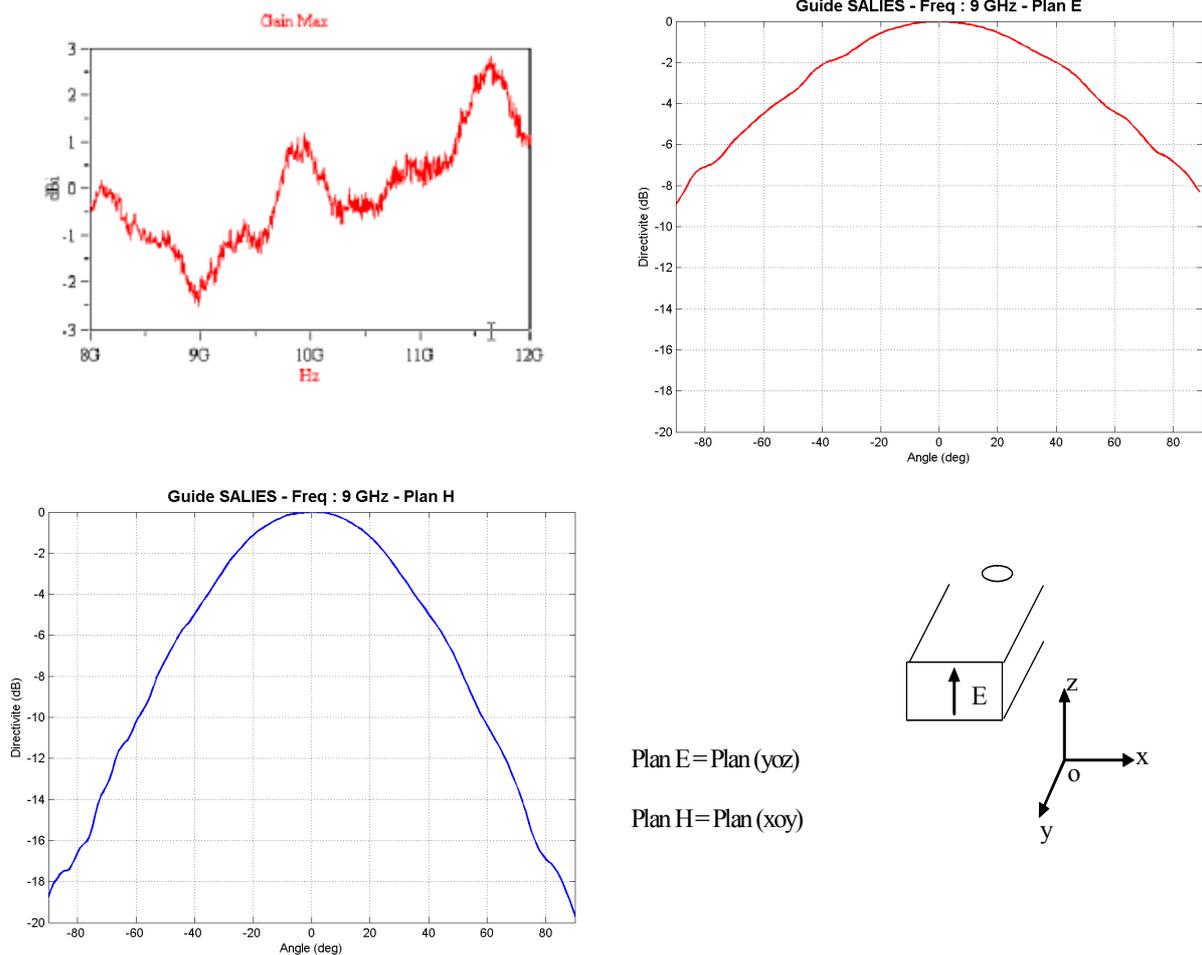


Figure 47: Gain et diagrammes de rayonnement du guide ouvert bande X.

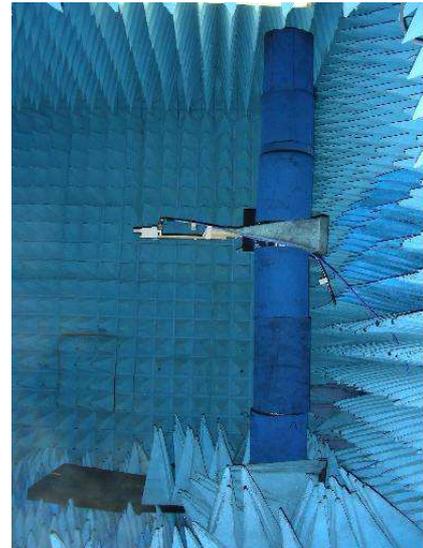


Figure 48 : Guide CEG positionné dans la chambre d'essai

1.3. La méthode EMIR

- **Caractéristiques de la caméra**

Durant ces essais la caméra utilisée est une caméra JADE LWIR de la société CEDIP munie d'un objectif 12 mm, HFOV de 43,6° et VFOV de 33,4° (fourniture CEG). La caméra est utilisée avec un temps d'intégration de 470 μ s, et une fréquence d'acquisition supérieure à 100 Hz.

La caméra est positionnée sur la partie gauche de du cornet d'émission (cf figure 49). Cette position évite un blindage particulier.



Figure 49: Position de la caméra dans la chambre anéchoïque

- **Caractéristiques des films photothermiques**

Afin de bénéficier pleinement des avantages de la méthode EMIR, à savoir une visualisation 2D, les dimensions des films sont de 2,20 m en longueur et 0,60 m en largeur. Chaque film était collé sur un panneau en polystyrène. Les panneaux ont été fixés sur deux supports verticaux en bois (voir figure 50).

Deux films d'épaisseur 25 μm de type CSD sont utilisés, un film de résistance 1500 ohms et un de résistance 200 ohms.

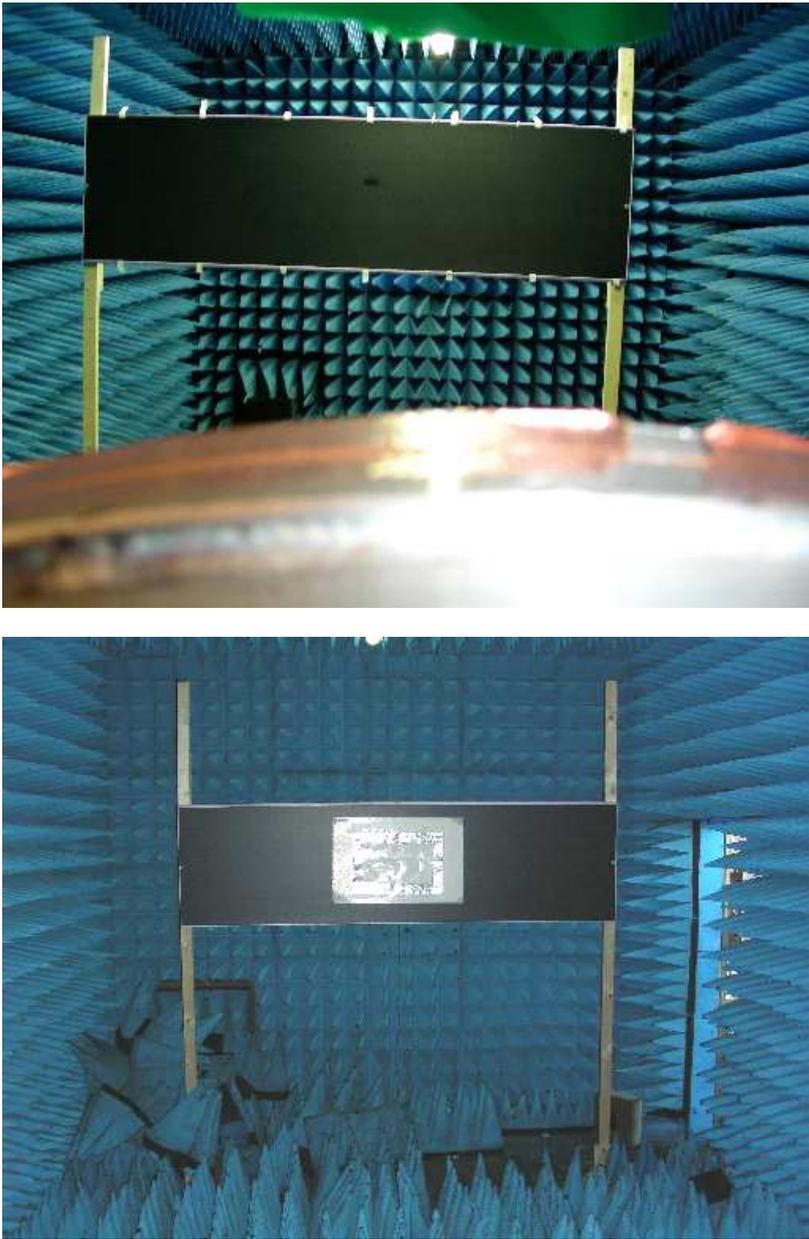
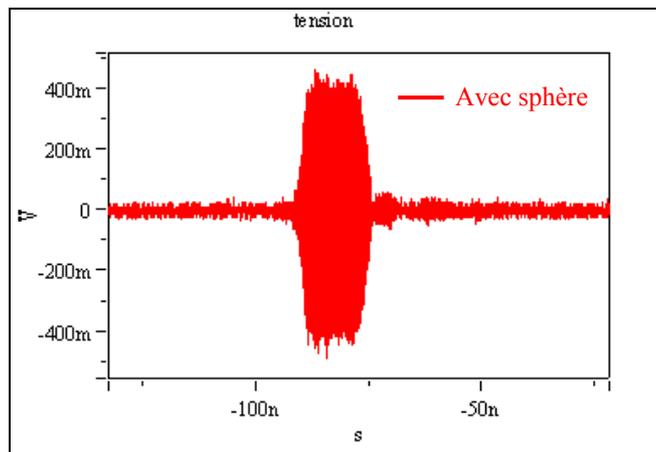


Figure 50: EMIR, vue des films photothermiques, film avec mire de calibration (en bas) et film en configuration opérationnelle (en haut)

2. Mesures avec la méthode MICHELSON

2.1. Mesures dans l'axe de l'embouchure du cornet

- Mesure à 2m (tir N°4)

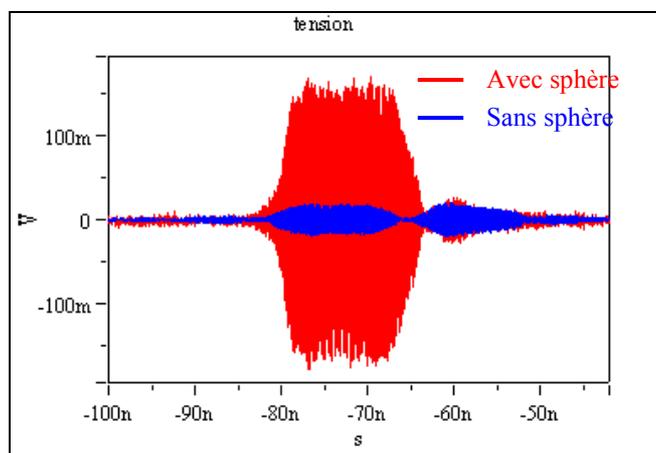


$$H_c = 0.008690$$

$$V_{\text{sphère}}^c : 408 \text{ mV} \quad \Rightarrow \quad E_i^c : 851 \text{ kV/m}$$

Aucune mesure à vide n'a été réalisée pour cette configuration. On suppose de toute façon que le niveau de cette mesure est négligeable comparé au niveau de la mesure avec cible dans ce cas.

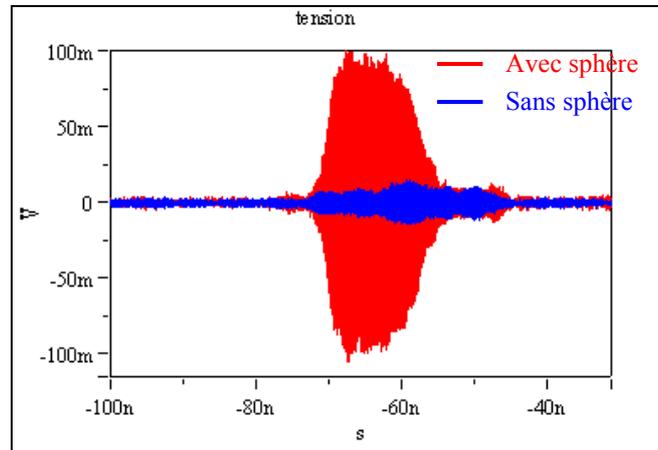
- Mesure à 3.5m (tir N°8)



$$H_c = 0.004816$$

$$V_{\text{utile}}^c = 154 \pm 14 \text{ mV} \quad \Rightarrow \quad E_i^c : 579 \pm 52 \text{ kV/m}$$

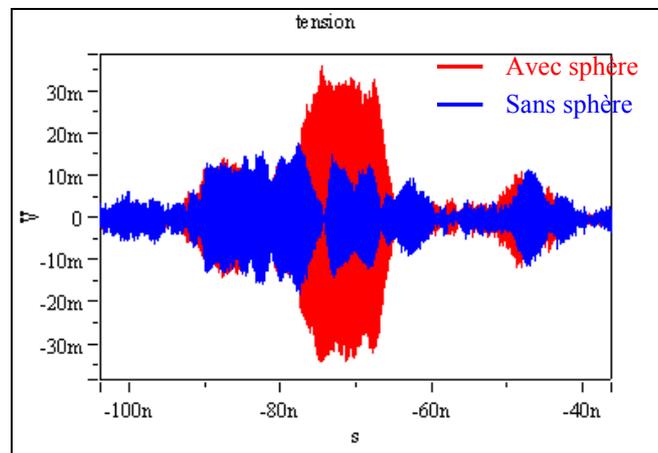
- **Mesure à 5.00m (tir N°5)**



$$H_c = 0.003489$$

$$V_{\text{utile}}^c = 91.6 \pm 9.2 \text{ mV} \Rightarrow E_i^c : 473 \pm 45 \text{ kV/m}$$

2.2. Mesure de la polarisation croisée à 3.5m (tir N°11)



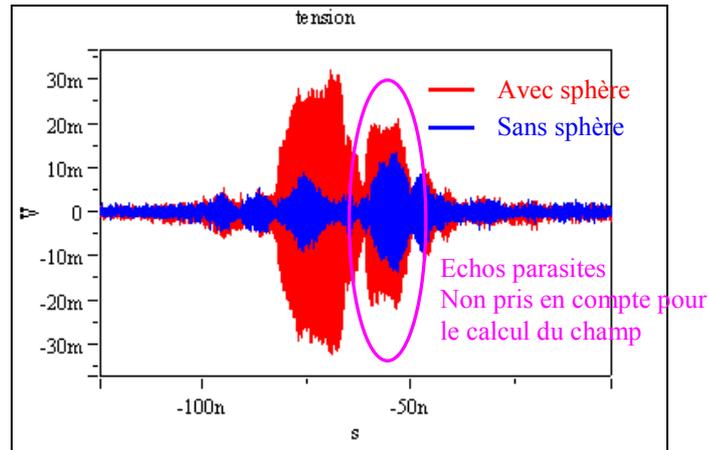
$$H_c = 0.004086$$

$$V_{\text{utile}}^c = 30.8 \pm 6.4 \text{ mV} \Rightarrow E_i^c : 136 \pm 28 \text{ kV/m}$$

2.3. Mesures sur l'axe y à 3.5 m de l'embouchure du cornet

Ces mesures ont été réalisées en plaçant le cornet de réception dans le coin de la salle à la même hauteur que la source et que la cible, soit $z=0$.

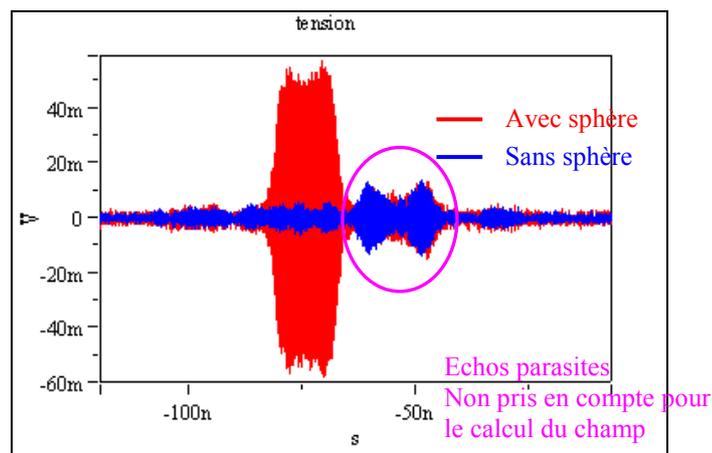
- Mesure à $x=3.5\text{m}$, $y=-1.00\text{m}$, $z=0.00\text{m}$ (tir N°23)



$$H_c = 0.006064$$

$$V_{\text{utile}}^c = 30.8 \pm 6.4 \text{ mV} \Rightarrow E_i^c : 136 \pm 28 \text{ kV/m}$$

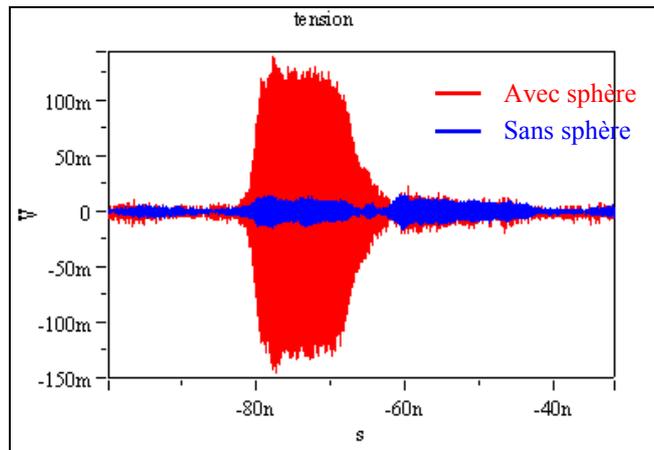
- Mesure à $x=3.5\text{m}$, $y=-0.66\text{m}$, $z=0.00\text{m}$ (tir N°26)



$$H_c = 0.005640$$

$$V_{\text{utile}}^c = 48.0 \pm 3.0 \text{ mV} \Rightarrow E_i^c : 154 \pm 9 \text{ kV/m}$$

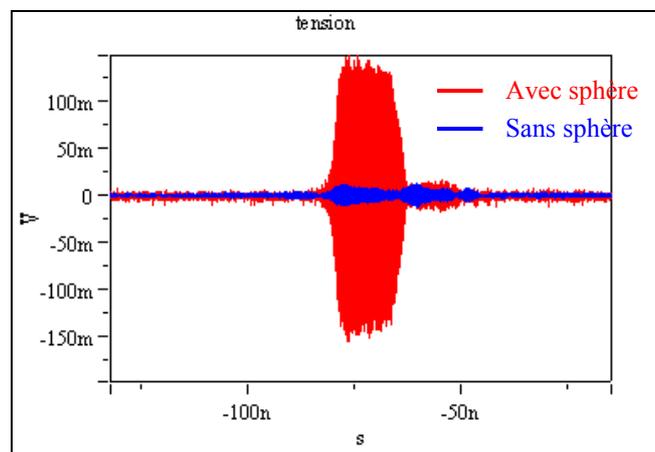
- **Mesure à $x=3.5\text{m}$, $y=-0.33\text{m}$, $z=0.00\text{m}$ (tir N°29)**



$$H_c = 0.005303$$

$$V_{\text{utile}}^c = 124.0 \pm 8.8 \text{ mV} \quad \Rightarrow \quad E_i^c : 424 \pm 30 \text{ kV/m}$$

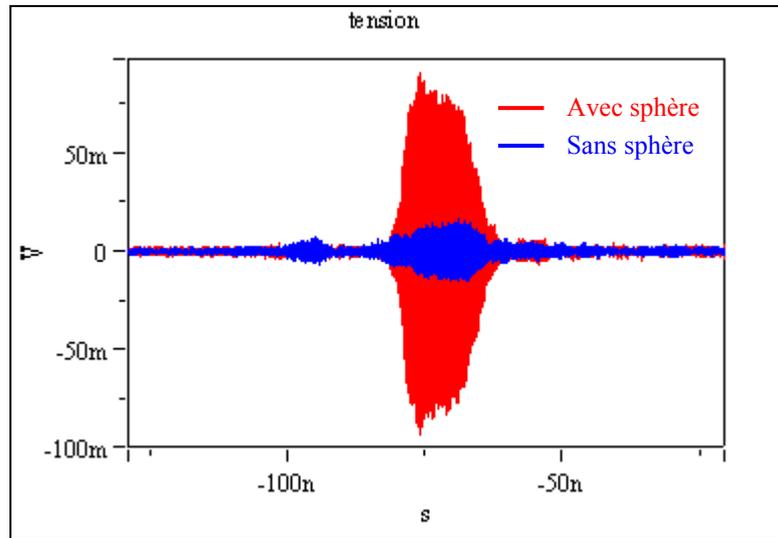
- **Mesure à $x=3.5\text{m}$, $y=+0.33\text{m}$, $z=0.00\text{m}$ (tir N°13)**



$$H_c = 0.004544$$

$$V_{\text{utile}}^c = 134 \pm 6.0 \text{ mV} \quad \Rightarrow \quad E_i^c : 534 \pm 24 \text{ kV/m}$$

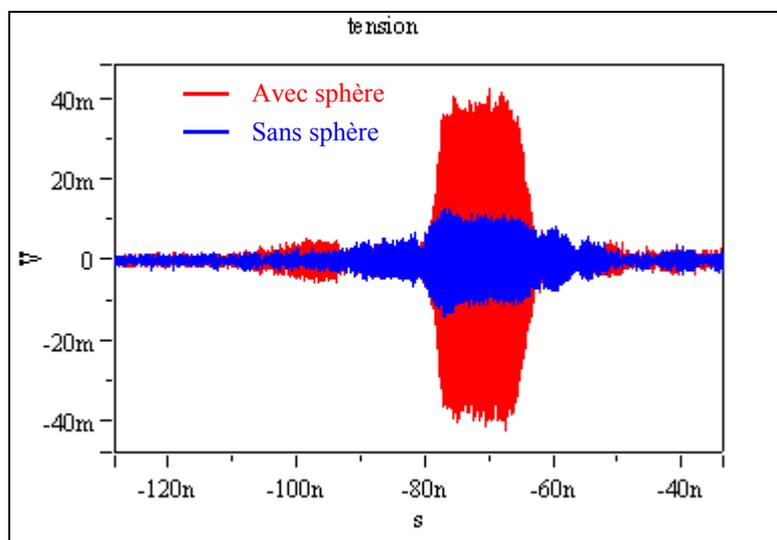
- **Mesure à $x=3.5\text{m}$, $y=+0.66\text{m}$, $z=0.00\text{m}$ (tir N°17)**



$$H_c = 0.004341$$

$$V_{\text{utile}}^c = 70.4 \pm 10.8 \text{ mV} \quad \Rightarrow \quad E_i^c : 294 \pm 45 \text{ kV/m}$$

- **Mesure à $x=3.5\text{m}$, $y=+1.00\text{m}$, $z=0.00\text{m}$ (tir N°20)**



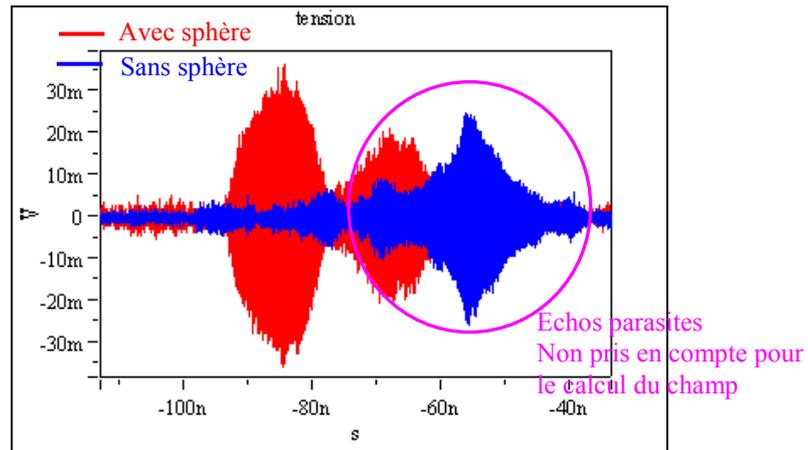
$$H_c = 0.003984$$

$$V_{\text{utile}}^c = 37.0 \pm 9.6 \text{ mV} \quad \Rightarrow \quad E_i^c : 168 \pm 43 \text{ kV/m}$$

2.4. Mesures sur l'axe z à 3.5 m de l'embouchure du cornet

Pour ces mesures, le cornet de réception positionné dans le coin de la salle a été placé à la même hauteur que la cible ($z = -0.66\text{m}, -0.33\text{m}, +0.33\text{m}, +0.66\text{m}$).

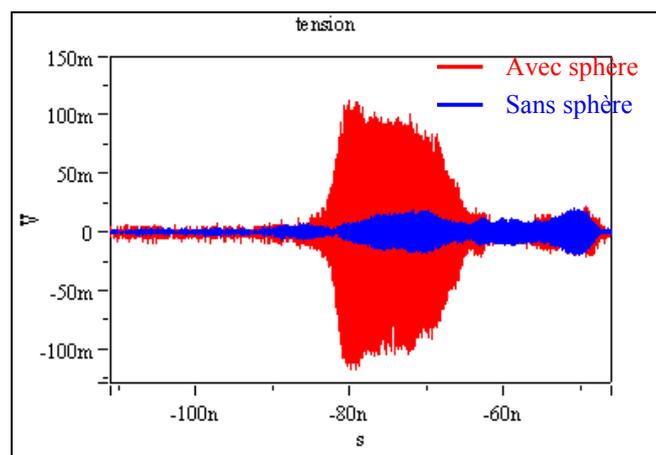
- **Mesure à $x=3.5\text{m}$, $y=0.00\text{m}$, $z=-0.66\text{m}$ (tir N°51)**



$$H_c = 0.004883$$

$$V_{\text{utile}}^c = 28.8 \pm 4.8 \text{ mV} \quad \Rightarrow \quad E_i^c : 107 \pm 18 \text{ kV/m}$$

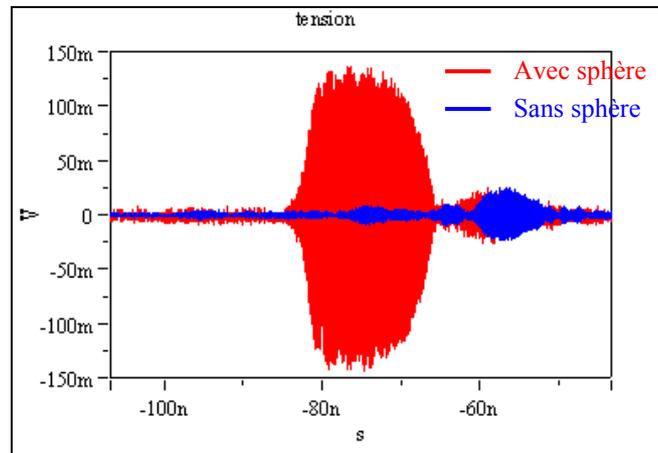
- **Mesure à $x=3.5\text{m}$, $y=0.00\text{m}$, $z=-0.33\text{m}$ (tir N°54)**



$$H_c = 0.005113$$

$$V_{\text{utile}}^c = 92.0 \pm 12.0 \text{ mV} \quad \Rightarrow \quad E_i^c = 326 \pm 43 \text{ kV/m}$$

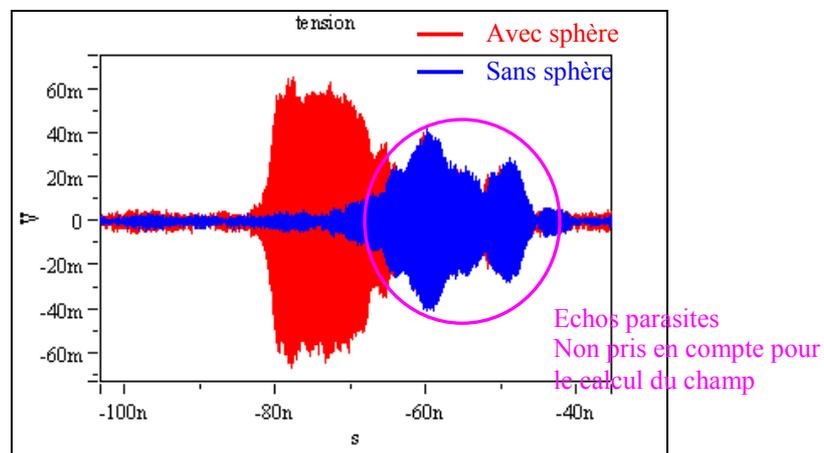
- **Mesure à $x=3.5\text{m}$, $y=0.00\text{m}$, $z=+0.33\text{m}$ (tir N°32)**



$$H_c = 0.004689$$

$$V_{\text{utile}}^c = 124 \pm 5.0 \text{ mV} \quad \Rightarrow \quad E_i^c = 480 \pm 19 \text{ kV/m}$$

- **Mesure à $x=3.5\text{m}$, $y=0.00\text{m}$, $z=+0.66\text{m}$ (tir N°35)**



$$H_c = 0.004213$$

$$V_{\text{utile}}^c = 56 \pm 3.0 \text{ mV} \quad \Rightarrow \quad E_i^c = 241 \pm 13 \text{ kV/m}$$

- Mesure à $x=3.5m$, $y= 0.00m$, $z=-1.00m$ et mesure à $x=3.5m$, $y= 0.00m$, $z=+1.00m$

Ces mesures n'ont pas pu être réalisées à cause des difficultés d'installation, et des perturbations importantes liées à ces positionnements dans la chambre (parois, néons).

3. Précision de mesure de la méthode MICHELSON

3.1. Introduction

La formule utilisée pour remonter au champ incident via monofréquentiel la méthode MICHELSON est la suivante :

$$E_i^{crête}(P) = \frac{V_r^{crête}(P)}{H_c(f_0, P) \cdot H_r(f_0) \cdot H_{cables\ et\ atténuateurs}(f_0)} \quad \text{Équation 29}$$

D'après la formule du calcul du champ, on déduit l'incertitude sur celui-ci :

$$\frac{\Delta E_i^{crête}(P)}{E_i^{crête}(P)} = \frac{\Delta H_r(f_0)}{H_r(f_0)} + \frac{\Delta H_c(f_0, P)}{H_c(f_0, P)} \quad \text{Équation 30}$$

Les incertitudes sur les atténuations des câbles et des atténuateurs ainsi que l'incertitude sur la mesure de la tension lié au système d'acquisition ont été dissociées. L'incertitude résultante sur le champ incident est donc liée aux incertitudes sur la fonction de transfert de la cible et sur la fonction de transfert de l'antenne de réception. Ces incertitudes sont liées principalement à des erreurs de positionnement expérimental.

3.2. Influence de l'erreur de positionnement de la réception sur le calcul de la fonction de transfert de la sphère

3.2.1. Présentation

Le relevé des coordonnées de la réception par rapport à la cible est soumis à une incertitude de mesure qui se répercute sur le calcul de la fonction de transfert. Il est intéressant d'avoir une estimation de cette incertitude sur la fonction de transfert, en tenant compte de l'erreur possible commise sur le positionnement de la réception.

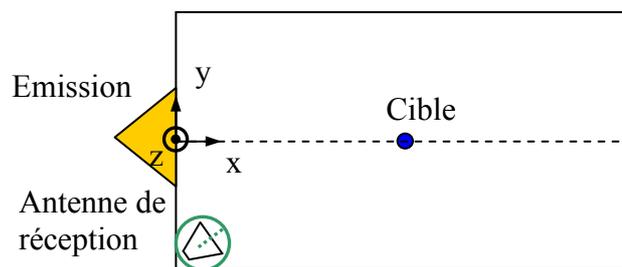


Figure 51 : Incertitude de positionnement de 10cm sur l'emplacement de la réception

L'incertitude sur la réception est au maximum de 10cm. On peut donc considérer que l'emplacement du cornet peut être compris dans un cercle de rayon 10cm par rapport aux coordonnées mesurées.

En supposant possible de placer les trois éléments dans un plan horizontal ($\Delta z < 1\text{cm}$), la fonction de transfert de la cible sera calculée suivant quatre positions extrêmes par rapport au point mesuré $[x, y, z]$, ces quatre positions correspondant à l'incertitude maximale sur l'emplacement (c'est à dire placées sur le cercle d'incertitude) :

$$- [x - 0.1, y, z], [x + 0.1, y, z]$$

$$- [x, y - 0.1, z], [x, y + 0.1, z]$$

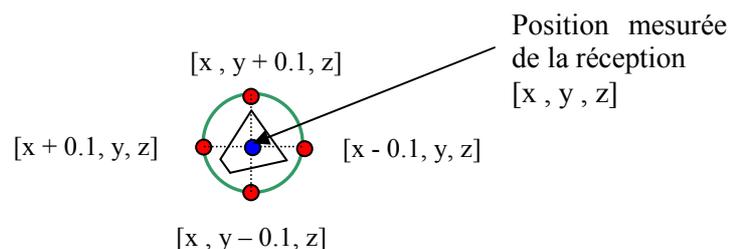


Figure 52 : Positions extrêmes de l'antenne de réception prises pour le calcul de l'incertitude sur la fonction de transfert de la cible

3.2.2. Calcul de l'incertitude

- **Mesure à 2m**

Emplacement de la réception	Fonction de transfert	$\Delta H_c/H_c$
$[x', y', z']$	0.008690	0%
$[x' - 0.1, y', z']$	0.008230	-5.4%
$[x' + 0.1, y', z']$	0.009151	+5.2%
$[x', y' - 0.1, z']$	0.008301	-4.6%
$[x', y' + 0.1, z']$	0.009094	+4.5%

- **Mesure à 3.5m**

Emplacement de la réception	Fonction de transfert	$\Delta H_c/H_c$
$[x', y', z']$	0.004816	0%
$[x' - 0.1, y', z']$	0.004696	-2.5%
$[x' + 0.1, y', z']$	0.004940	+2.5%
$[x', y' - 0.1, z']$	0.004669	-3.1%
$[x', y' + 0.1, z']$	0.004970	+3.1%

- **Mesure à 5m**

Emplacement de la réception	Fonction de transfert	$\Delta H_c/H_c$
$[x', y', z']$	0.003489	0%
$[x' - 0.1, y', z']$	0.003417	-2.1%
$[x' + 0.1, y', z']$	0.003563	+2.1%
$[x', y' - 0.1, z']$	0.003431	-1.7%
$[x', y' + 0.1, z']$	0.003545	+1.6%

- **Mesure à $x=3.5\text{m}$, $y=-0.66\text{m}$, $z=0.00\text{m}$**

Emplacement de la réception	Fonction de transfert	$\Delta H_c/H_c$
$[x', y', z']$	0.005640	0%
$[x' - 0.1, y', z']$	0.005441	-3.6%
$[x' + 0.1, y', z']$	0.005850	+3.7%
$[x', y' - 0.1, z']$	0.005478	-2.9%
$[x', y' + 0.1, z']$	0.005798	+2.8%

- **Mesure à $x=3.5\text{m}$, $y=+1.00\text{m}$, $z=0.00\text{m}$**

Emplacement de la réception	Fonction de transfert	$\Delta H_c/H_c$
$[x', y', z']$	0.003984	0%
$[x' - 0.1, y', z']$	0.003934	-1.3%
$[x' + 0.1, y', z']$	0.004038	+1.3%
$[x', y' - 0.1, z']$	0.003867	-3.0%
$[x', y' + 0.1, z']$	0.004109	+3.1%

3.2.3. Conclusion sur l'incertitude de mesure liée au positionnement de la réception au niveau de la fonction de transfert

Plus la distance réception-sphère est faible, plus l'incertitude sur la fonction de transfert de la cible est importante. Ainsi quand la sphère est à 2m dans l'axe de la source, la distance sphère-réception est la distance minimale pour l'ensemble des mesures, et l'incertitude maximale sur la fonction de transfert est de l'ordre de $\pm 5\%$.

Pour des distances plus importantes, l'incertitude sur la fonction de transfert n'excède jamais $\pm 4\%$.

Compte tenu de l'incertitude de 10cm sur la mesure des distances prises en compte, l'incertitude sur la fonction de transfert reste raisonnable, par conséquent une erreur de mesure sur les coordonnées de la réception ne conduit pas à de gros écarts au niveau de la fonction de transfert.

L'incertitude maximale sur la fonction de transfert prise en compte pour l'ensemble des mesures est :

$$\frac{\Delta H_c(f_0, P)}{H_c(f_0, P)} \leq 5.5\%$$

3.3. Incertitude sur le facteur d'antenne lié à son positionnement en direction de la cible

3.3.1 Présentation

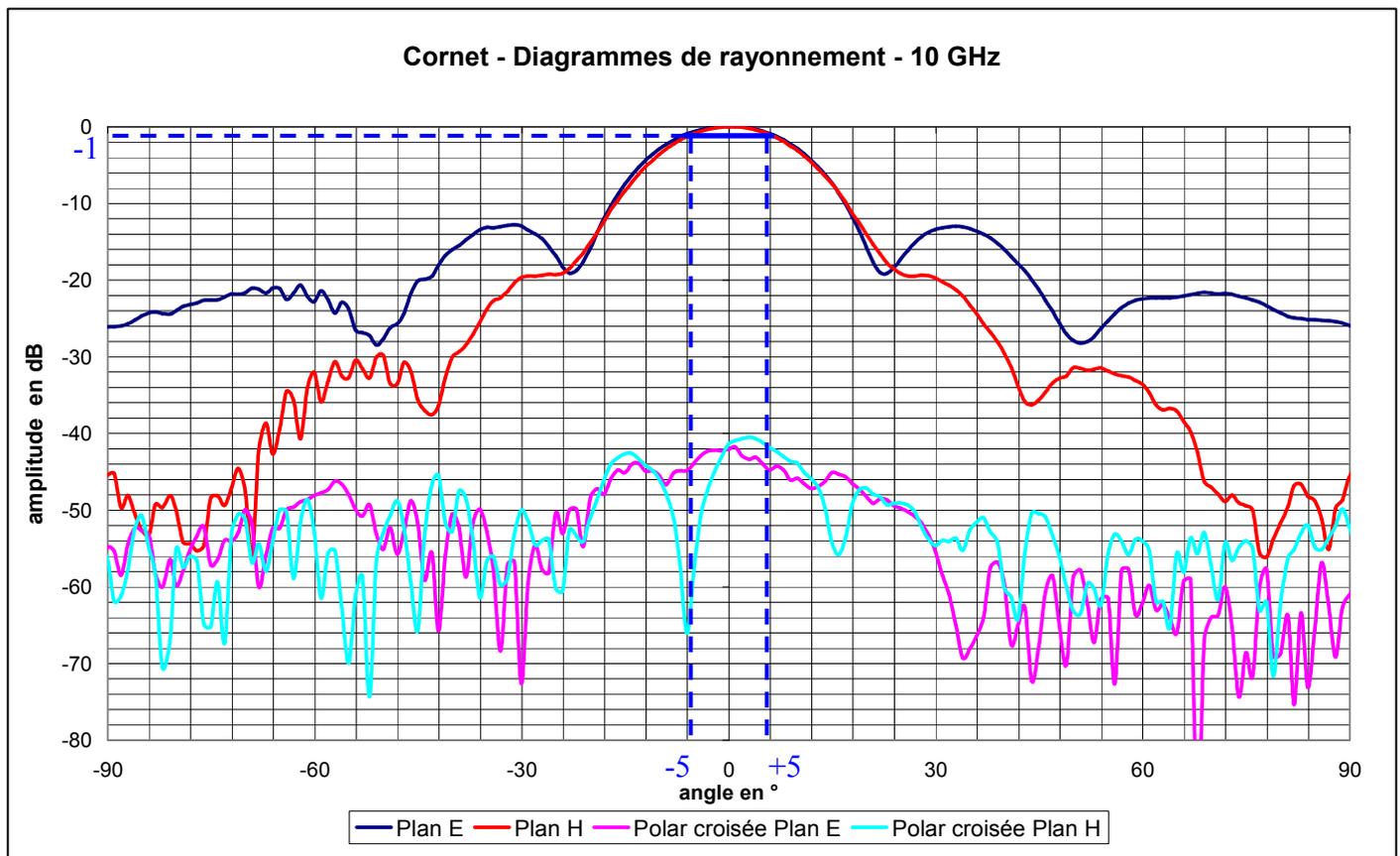
$$H_r(f) = \left[\frac{\pi \cdot f}{300 \cdot 10^6} \cdot \sqrt{\frac{400}{G(f) \cdot Z_0}} \right]^{-1} \quad \text{Équation 31}$$

$$\frac{\Delta H_r(f)}{H_r(f)} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta G(f)}{G(f)} \quad \text{Équation 32}$$

L'incertitude sur le facteur d'antenne est lié au diagramme de rayonnement de l'antenne de réception. Ce diagramme de rayonnement dépend donc du type d'antenne utilisée et de la précision avec laquelle il a été déterminé. De plus, il faut tenir compte de l'imprécision sur le positionnement de l'antenne de réception en direction de la cible, c'est à dire l'erreur sur le gain en fonction de l'erreur angulaire sur le positionnement.

Pour ces mesures avec le cornet en réception, on ne tient compte que de l'incertitude lié au positionnement de celui-ci.

3.3.2. Calcul de l'incertitude



Les diagrammes présentés sont les diagrammes à 10GHz, car les diagrammes à 9GHz n'ont pas été réalisés. Les diagrammes à 10GHz sont plus étroits que ceux à 9GHz, par conséquent, quand on mesure l'incertitude angulaire sur ces diagrammes, on maximise l'erreur trouvée par rapport à celle qui aurait déduite des diagrammes à 9GHz.

On peut considérer que expérimentalement, on a une incertitude angulaire de $\pm 5^\circ$ sur la visée du cornet en direction de la cible. Sur le diagramme de rayonnement normalisé, une telle incertitude angulaire se traduit par une incertitude sur le gain de -1.0dB, soit -20.6%.

$$\frac{\Delta G(f)}{G(f)} = 20.6\%$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta H_r(f)}{H_r(f)} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta G(f)}{G(f)} = 10.3\%$$

L'incertitude sur le facteur d'antenne est de l'ordre de 10%.

3.4. Incertitude de mesure sur le système Michelson

$$\frac{\Delta E_i^{crête}(P)}{E_i^{crête}(P)} = \frac{\Delta H_r(f_0)}{H_r(f_0)} + \frac{\Delta H_c(f_0, P)}{H_c(f_0, P)} \approx 16\%$$

L'incertitude sur la mesure du champ liée directement au facteur d'antenne et la à la fonction de transfert de la cible est au plus de 16%, ce qui est acceptable. On ne tient pas compte de l'incertitude du système d'acquisition pour cette estimation.

Références

[1] Général P.M. GALLOIS

« *E.bombe : l'arme du futur ?* »

<http://www.lesmanantsduroi.com/articles2/article32102.php>, 2007

[2] E. SCHAMILOGLU

« *High power microwave sources and applications* »

IEEE MTTs, Fort Worth, Texas

[3] B. CRABOS, J-L LASSERRE, R. VEZINET

« Guide à la caractérisation de sources micro-ondes de forte puissance »

Rapport technique T2006-00015/CEG/NC (Diffusion restreinte)

[4] R.J. BARKER, E. SCHAMILOGLU

“High-power microwave sources and technologies”

Livre, IEEE Press Series on RF and Microwave Technology, 2001

[5] W.G. CARRARA, R.S. GOODMAN, R.M. MAJEWSKI

« Spotlight synthetic aperture radar, signal processing algorithm»

Livre aux éditions Artech House, 1995

[6] P. DELMOTE - C. DUBOIS - J. ANDRIEU - V. BERTRAND - M. LALANDE -B. BEILLARD - B. JECKO - R. GUILLEREY - F. MONNIER - M. LE GOFF -L. PECASTAING - A. GIBERT - J. PAILLOL - P. DOMENS

«The UWB SAR system PULSAR : new generator and antenna developments »

Conference SPIE'S 17th Annual International Symposium, ORLANDO, 2003

[7] C. KOPP

« *The Electromagnetic Bomb - a Weapon of Electrical Mass Destruction* »

<http://www.globalsecurity.org/military/library/report/1996/apjemp.htm>, 1996

[8] L.D. BACON, L.F. RINEHART

« *A brief technology survey of high power microwave sources* »

SANDIA National laboratories, SAND2001-1155, 2001

[9] S. H. GOLD, G. S. NUSINOVICH

« *A brief technology survey of high power microwave sources* »

Review of scientific instruments, N°68, novembre 1997, p3945

[10] M.T. DOMONKOS, P.J. TURCHI, J.V. PARKER, T.C. GRABOWSKI, C.W. GREGG, C.E. ROTH, K. SLENES

« *A Ceramic Loaded Polymer Blumlein Pulser for Compact, Rep-Rated Pulsed Power Applications* »

15th Pulsed Power Conference, Monterey, CA, juin 2005, p1322-1325

Références

[11] V.A. KOZLOV, I.A. SMIRNOVA, S.A. MARVAKOVA, A.F. KARDO-SYSOEV

« New generation of drift step recovery diodes (DSRD) for subnanosecond switching and high repetition rate operation »

Power Modulator Symposium, Hollywood, CA, USA, 2002, p441-444

[12] L. PÉCASTAING, T. REESS, J. PAILLOL, A. GIBERT, P. DOMENS

«*Very fast rise-time short pulse high voltage generator*»

IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 34, n°5, Part1, pp. 1822-1831, 2006

[13] B. VERGNE

« *Synthèse d'ondes électriques picosecondes de puissance par commutation optoélectronique – Application aux radars à bande spectrale ultralarge* »

Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2006

[14] JC. DIOT, S. VAUCHAMP, V. BERTRAND, J. ANDRIEU, M. LALANDE, B. JECKO

« *On UWB transient generation system architectures consequences on antenna design* »EUCAP 2007, European Conference on antennas and propagation, Edimbourg, novembre 2007

[15] J-C. DIOT, S. VAUCHAMP, J. ANDRIEU, M. LALANDE, V. BERTRAND, B. BEILLARD, B. VERGNE, V. COUDERC, A. BARTHELEMY, B. JECKO, D. GONTIER, S. COLSON, R. GUILLEREY, M. BRISHOUAL

« *Optoelectronic ultra-wide band radar system: RUGBI* »EURAD 2005, European Radar, Paris, octobre 2005

[16] C. BAUM« *JOLT : A Highly Directive, Very Intensive, Impulse-Like Radiator* »Proceedings of the IEEE, Vol. 92, N° 7, juillet 2004

[17] Y. ANDREEV, V. GUBANOV and al

« *High-Power ultrawideband radiation source* »

Laser and Particle Beams, LPB, vol 21, 2003, p211-217

[18] B. MELLOUET, L. VELASCO, J. ACHKAR

« *Fast method applied to the measurement of microwave power standards* »

IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement, vol 50, pp 381-384, April 2001.

[19].E. GABORIT

« *Caractérisation de champs électriques hyperfréquences par capteur électro-optique vectoriel fibré* »

Thèse de doctorat, Université de Savoie, 2005

[20] P. BERISSET

« *GTMFP Experimentation au CEG* »

CEA/CESTA, marché 05.77.122, 2007 (Diffusion restreinte)

[21] T. INOUE, K. YAMAMURA

« *A broadband power meter calibration system in the frequency range from 10 MHz to 40 GHz using a coaxial calorimeter* »

IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement., 45, p146–152, 1996

Références

[22] M. KANDA, K.D. MASTERSON

« Optically sensed EM-field probes for pulsed fields »
Proceedings of IEEE, vol 80, pp 209-215, Jan 1992

[23] M. S. Litz, D. C. Judy, N. Tesny

« *A ZnTe electro-optic electric field sensor* »
SPIE 3702, pages 30–35, 1999

[24] P. LEVESQUE, JL. LASSERRE, A. PAUPERT, G. TEYSSEDOU

« *Caractérisation de sources impulsionnelles de forte puissance par la méthode EMIR* »
Journées nationales du CNFRS « Métrologie et capteurs en électromagnétisme », 2004

[25] P. LEVESQUE, L. LEYLEKIAN, D. BALAGEAS.

« *Vectorial characterisation of electromagnetic fields by infrared thermography* ».
5th Quantitative Infrared Thermography, Conference QIRT 2000, Reims, juillet 2000.

[26] C. MEOLA, G.M. CARLOMAGNO

« Recent advances in the use of infrared thermography »
Measurement, Science and. Technology., 15 , pR27-58, 2004.

[27] B. JECKO, M. LALANDE, J. ANDRIEU, B. BEILLARD, J.C. DIOT

« *Procédé et système d'acquisition d'un champ électromagnétique* »
Brevet français – publié le 29/09/06, FR 2883642

[28] B BEILLARD

« Définition d'outils électromagnétiques transitoires adaptés à la détermination de la surface équivalente radar »
Thèse de doctorat, Université de Limoges, 1996

[29] G. T. RUCK, D.E. BARRICK, W.D. STUART

« *Radar Cross Section* »
Livre, vol. 2, Plenum Press; 1970

[30] M. PIETTE

« *Banc de mesure en régime transitoire de la signature radar d'objets tridimensionnels* »
Thèse de doctorat, Université catholique de Louvain, 1995

[31] W. FRANTZ, K. DEPPERMAN

« *Theory fo diffraction by a cylinder as affected by the surface wave* »
Annalen der Physik, vol 10, 1952, p 361

[32] C ROBLIN

« *Représentation, mesure et modélisation d'antennes pour la radio impulsionnel°* »
Ecole d'automne Ultra Large Bande, 2006

[33] J. ANDRIEU, S. NOUVET, V. BERTRAND, B. BEILLARD, B. JECKO

Références

« Transient Characterization of an Original Ultra-Wide Band Antenna : The Scissors Antenna^o»

IEEE Transaction on Antennas and Propagation, vol. 53, n°4, pp 1258, April 2005.

[34] SCHWARZBECK

<http://www.schwarzbeck.de/Datenblatt/k91201f.pdf>

[35] K. LIU,

« *Diagonal dual-polarized broadband horn antenna* »

Patented number : 6489931, EMC Test Systems – LP, 2002

[36] JC. DIOT, B. BEILLARD, J. ANDRIEU, M. LALANDE, B. JECKO

Design of antennas for transient Ultra Wide Band (UWB) systems

ANTEM Conference, 11e Conference on Antenna Technology and Applied Electromagnetism Saint-Malo, France, Juin 2005

[37] B. CADILHON

« *Etude de la réalisation d'un ensemble autonome d'émission d'ondes électromagnétiques de fortes puissances* »

Thèse de doctorat, Université de Pau, 2008

[38] P. DELMOTE, C. DUBOIS, J. ANDRIEU, M. LALANDE, V. BERTRAND, B. BEILLARD, B. JECKO, T. LARGEAU, R. GUILLEREY, S. COLSON

« Two original UWB antennas : the Dragonfly antenna and the Valentine antenna^o»

Radar 2004, International Radar Conference, Toulouse, octobre 2004.

[39] M. BERNIER

« *Mesure vectorielle, en espace libre, de champs EM microondes de forte puissance (MFP), par capteurs électro-optiques fibrés* »

Thèse de doctorat, Université de Savoie, 2005

[40] S. VAUCHAMP, J-C. DIOT, M. LALANDE, J. ANDRIEU, V. BERTRAND, B. VERGNE, V. COUDERC, B. JECKO

« *Antennes agiles optoélectroniques impulsionsnelles principe et applications* »

REE, Revue de l'Electricité et de l'Electronique, n°1, p73-83, janvier 2006

[41] F. SZEREMETA

« *Capteur de champ magnétique : optimisation dans la bande 10kHz-100MHz* »

Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2001

Liste des publications

- Revue nationale

S. VAUCHAMP, J-C. DIOT, M. LALANDE, J. ANDRIEU, V. BERTRAND, B. VERGNE, V. COUDERC, B. JECKO

« *Antennes agiles optoélectroniques impulsives principe et applications* »

REE, Revue de l'électricité et de l'Electronique, n°1, p73-83, janvier 2006

- Symposiums internationaux à comité de lecture et avec proceedings

JC. DIOT, S. VAUCHAMP, J. ANDRIEU, M. LALANDE, V. BERTRAND, B. BEILLARD, B. VERGNE, V. COUDERC, A. BARTHELEMY, B. JECKO, D. GONTIER, S. COLSON, R. GUILLEREY, M. BRISHOUAL

« *Optoelectronic ultra-wide band radar system: RUGBI°* »

EURAD 2005, 2nd European Radar Conference, Paris, Octobre 2005, p81-84

S. VAUCHAMP, J-C. DIOT, M. LALANDE, J. ANDRIEU, B. BEILLARD, B. JECKO, J-L. LASSERRE

« *High electromagnetic field measurement by using a reflection on a target°* »

EURAD 2006, 3rd European Radar Conference, Manchester, Septembre 2006, p131-134

JC. DIOT, S. VAUCHAMP, J. ANDRIEU, M. LALANDE, V. BERTRAND, B. BEILLARD, B. VERGNE, V. COUDERC, A. BARTHELEMY, B. JECKO, D. GONTIER, S. COLSON, R. GUILLEREY, M. BRISHOUAL

« *Impulse Optoelectronic Ultrawide Band Antenna Array°* »

EUCAP 2006, 1st European Conference on Antennas and Propagation, Nice, novembre 2006

S. VAUCHAMP, J-C. DIOT, M. LALANDE, J. ANDRIEU, B. BEILLARD, B. JECKO, J-L. LASSERRE

« *High electromagnetic field measurement by using target diffraction°* »

EUCAP 2006, 1st European Conference on Antennas and Propagation, Nice, novembre 2006.

S. VAUCHAMP, M. LALANDE, J. ANDRIEU, B. BEILLARD, J-L. LASSERRE, A. PAUPERT, G. TEYSSIDOU, R. POUZALGUES

« *Utilization of target diffraction to measure a high electromagnetic field°* »

ICEAA07, International Conference on Electromagnetics and Advanced Applications, Turin, septembre 2007, p784-787

Liste des publications

A. GODARD, S. VAUCHAMP, J. ANDRIEU, M. LALANDE, V. BERTRAND, B. BEILLARD, B. VERGNE, V. COUDERC, A. BARTHELEMY, B. JECKO, D. GONTIER, S. COLSON, R. GUILLEREY, M. BRISHOUAL

« On UWB transient generation system architectures consequences on antenna design »

EUCAP 2007, 4th European Conference on Antennas and Propagation, Edimbourg, novembre 2007.

- Colloques internationaux

S. VAUCHAMP, J-C. DIOT, M. LALANDE, J. ANDRIEU, B. BEILLARD, B. JECKO, J-L. LASSERRE

“Utilization of target diffraction to measure a high electromagnetic field”

Air SNR HPM meeting, Gramat, 24-26 septembre 2007

- Colloques nationaux

S. VAUCHAMP, V. BERTRAND, C. DUBOIS, J-C DIOT, M. LALANDE, J. ANDRIEU, B. BEILLARD, B. VERGNE, V. COUDERC, B. JECKO

« Mise en réseaux d'antennes Ultra -Large Bande en métrologie impulsionnelle »

JNM 2005, Journées Nationales Micro-ondes, Nantes, mai 2005

J.C. DIOT, S. VAUCHAMP, S. LABORDE, J. ANDRIEU, V. BERTRAND, M. LALANDE, , B. BEILLARD, B. VERGNE, V. COUDERC, B. JECKO

« Démonstrateur RADAR Ultra-Large Bande instantanée : RUGBI »

JNM 2005, Journées Nationales Micro-ondes ,Nantes, mai 2005

S. VAUCHAMP, J-C. DIOT, M. LALANDE, J. ANDRIEU, B. BEILLARD, B. JECKO, J-L. LASSERRE

“Méthode de mesure de champ fort utilisant la SER de la cible”

Séminaire du métier Détection Electromagnétique organisé par la Délégation Générale de l'Armement, Paris, France, 20 - 22 Novembre 2006

S. VAUCHAMP, J-C DIOT, M. LALANDE, J. ANDRIEU, B. BEILLARD, J-L. LASSERRE, A. PAUPERT, G. TEYSSIDOU, R. POUZALGUES

“Utilisation de la SER d'une cible pour mesurer un champ fort“

JNM 2007, Journées Nationales Micro-ondes, Toulouse, mai 2007

S. VAUCHAMP, M. LALANDE, J. ANDRIEU, J-L. LASSERRE

“La méthode MICHELSON : une nouvelle technique de mesure de champs forts“

CEM08 Paris – 14^e Colloque International sur la Compatibilité Electromagnétique, Paris, France, 20-23 mai 2008

Résumé

Ce mémoire présente le développement d'une nouvelle méthode de mesure de forts champs électromagnétiques, appelée méthode MICHELSON. Cette étude a été financée par la Délégation Générale pour l'Armement (DGA). Cette méthode repose sur un équipement simple composé d'une cible passive et d'une antenne de réception classique. La cible est éclairée par le champ à mesurer et le diffracte dans différentes directions, l'antenne de réception mesure le champ diffracté à un emplacement donné ; le but est de remonter au champ incident à partir de la tension relevée à la sortie de l'antenne. Le fait de déporter la mesure permet de ne récupérer qu'une fraction du champ incident, et une instrumentation bas niveau suffit pour mesurer le champ fort. Des collaborations avec le Centre d'Etudes de Gramat (CEG) et le Laboratoire de Génie Electrique (LGE) de Pau ont été menées pour valider la méthode sur des sources MFP bande étroite et large bande. Ces expérimentations forts niveaux ont permis d'établir les performances de la méthode MICHELSON et de les comparer à celles des capteurs spécifiques existants.

Mots clés : mesure de champ électromagnétique, micro-ondes de forte puissance, diffusion, cible, antenne, fonction de transfert, analyse transitoire

Contribution to high power source characterization: Instantaneous Measurement of an Electromagnetic Field by the Signature of a Neutral Object (MICHELSON method)

Abstract

This document presents the development of a new method for the high electromagnetic field measurement, called MICHELSON method. This study was supported by the French armament agency (DGA). This method is based on a simple equipment which is composed of a passive target and a classical receiving antenna. The target is illuminated by the field to measure and diffracts it in different directions, the receiving antenna measures the diffracted field in a given location; the purpose is to get the incident field from the receiving antenna output voltage. The fact to move the measurement permits to recover only a fraction of the incident field, permits to measure high fields from a low level instrumentation. Collaborations with the Centre d'Etudes de Gramat (CEG) and with the Laboratory of Electrical Engineering (LGE) of Pau have been led to validate the method on narrow band and wide band high power microwave sources. These high level experimentations have permitted to establish the performances of the MICHELSON method, which have been compared to those of the specific existing sensors.

Keywords : electromagnetic fields measurement, high power microwaves, scattering, target, antenna, transfer function, transient analysis.