

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE n° 521 – Sciences et Ingénierie pour l'Information

FACULTE des Sciences et Techniques
XLIM - Département Ondes et Systèmes Associés

Année : 2010

Thèse N° 48-2010

Thèse
pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et systèmes

Présentée et soutenue par
Rémy VILLENEUVE

Le 29 octobre 2010

**Réalisation et caractérisation de lignes à retard pour carcénotron
aux fréquences centimétrique, millimétrique et térahertz**

Thèse dirigée par Philippe LEVEQUE

JURY :

Rapporteurs :

M. Bertrand BOCQUET

Professeur

*Université des Sciences et Technologies de Lille 1, IEMN,
Dépt « DHS », Villeneuve d'Ascq*

M. Christian PERSON

Professeur

Télécom Bretagne, Laboratoire LAB-STICC, Brest

Examineurs :

M. Alain-Joseph DURAND

Ingénieur

Thales Electron Devices, Vélizy Villacoublay

M. Philippe LEVEQUE

Chargé de Recherche C.N.R.S. (H.D.R.)

Université de Limoges, XLIM, Dépt. « O.S.A. », Limoges

M. Thierry MONEDIERE

Professeur

Université de Limoges, XLIM, Dépt. « O.S.A. », Limoges

M. Patrick MOUNAIX

Chargé de Recherche C.N.R.S. (H.D.R.)

Université de Bordeaux 1, CPMOH TERA-SLAM, Talence

A ma femme Mary,

A mes parents,

A tous ceux qui me sont chers,

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué à la Faculté des Sciences et Techniques de l'Université de Limoges, au sein du laboratoire Xlim dans le cadre d'une bourse CIFRE avec l'entreprise Thales Electron Devices.

J'adresse mes remerciements à Messieurs Pierre Yves GUILLON et Dominique CROS, Professeurs des Universités, pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire ainsi qu'à Monsieur Bernard JECKO, Professeurs des Universités, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe « Ondes et Systèmes Associés ».

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Bertrand BOCQUET, professeur à l'IEMN de l'Université de Lille I, et à Monsieur Christian PERSON, professeur au LAB-STICC de Télécom Bretagne, pour avoir accepté de rapporter ce manuscrit.

Un merci très chaleureux à Patrick MOUNAIX, chargé de recherche au CPMOH de l'Université de Bordeaux I, pour avoir examiné ce travail, pour l'aide apportée dans les mesures aux fréquences térahertz mais aussi pour tous les conseils qu'il m'a donnés depuis mon stage de master 2.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur Alain-Joseph Durand, directeur technique chez Thales Electron Devices, pour tout ce qu'il m'a appris lors de nos discussions, trop rares certes, mais ô combien précieuses et passionnantes, sur le monde des tubes hyperfréquences. Merci beaucoup pour les nombreuses corrections du manuscrit.

Merci à Philippe LEVEQUE d'avoir encadré cette thèse.

Je remercie également Monsieur Thierry MONEDIERE, professeur à XLIM de l'Université de Limoges pour avoir examiné et jugé mon travail.

Encore merci pour tout à Nadine AYMARD qui, par sa bonne humeur et son efficacité, contribue grandement, à ce que la vie de doctorant soit des plus agréables. Merci également pour ton amitié.

Merci à Damien PASSERIEUX pour toute son aide concernant les mesures à 100 GHz.

Dans un laboratoire de recherche, certains s'en vont, d'autres arrivent et quelques uns restent, je garderai un souvenir intarissable de tout ce petit monde : Vincent et F.X. les inséparables coujoux, Laëti, David S., Christophe le surfeur, Miguel et ses magnifiques histoires franco-hispanico-anglaises, Bruno, Claire, Aurélie, ...

Un petit clin d'oeil au bureau 2008/2009 de l'ADELCOM : Chaussette, Freezou, Marmotte, Fabien, Ludo et Fifa.

Merci à toute l'équipe Ondes et Santé : Mary, Alice, Nico, Momo « Président et premier ministre du Liban », Saad de Ouarzazate, Titi et Grosminet, Caterina « yo me ne fou » et Thao. Une Equipe sérieuse qui ne se prend pas au sérieux et à laquelle sont venus s'ajouter, non seulement pour les pauses cafés, mais aussi pour les très fortes amitiés : Manu, Mika et Julien.

Plus généralement, je remercie tous les gens que j'ai pu croiser au laboratoire XLIM et à Limoges.

Ces remerciements n'auraient aucun sens, si je ne mentionnais pas les amis musiciens de Marcheprime : Florent, François, P'tit Rémy, Lucinette, Guillaume, Vincent, Francis, Cécile, Romain, ... mais aussi aux compagnons de lycée : Vincent, Guillaume, François et Olivier. On a partagé de superbes moments tous ensemble, j'espère que cela durera le plus longtemps possible.

Merci beaucoup à toute ma belle famille pour leur chaleureux accueil dans ce beau pays qu'est la Corrèze.

Je remercie très affectueusement mes parents qui, depuis le début, ont été à mes côtés et m'ont toujours soutenu dans toutes mes entreprises. Sans eux, je n'en serai jamais arrivé jusque là. Merci pour tout.

Et bien entendu, je garde le meilleur pour la fin : ma petite Mary qui a toujours été présente durant ma thèse que ce soit pour les moments de joie ou de doute. Merci pour ton attention de chaque instant.

Table des matières

Introduction	3
I Principes et généralités sur les tubes hyperfréquences et le micro-usinage de ligne à retard.	9
I Principe de fonctionnement d'un tube hyperfréquence	10
II Classification des tubes hyperfréquences	11
II.A Les tubes de type « O »	11
II.A.1 Le canon à électrons	12
II.A.2 L'espace d'interaction	12
II.A.3 Le collecteur	15
II.A.4 Mécanismes d'interaction	15
II.A.4.a Mise en paquet des électrons.	
.	16
II.A.4.b Cas du klystron	
.	18
II.A.4.c Tubes utilisant une ligne à retard	
.	21
II.A.4.d Autres tubes de type « O ».	
.	22
II.B Les tubes de types « M »	23
III Le carcinotron	27
III.A Généralités sur les carcinotrons	27
III.B Le carcinotron TH4229	29
IV Micro-usinage de la ligne à retard.	32
IV.A L'électroérosion par fil.	32
IV.B Le LIGA	36
IV.C La gravure ionique réactive	37

IV.D	Le micro-usinage par laser.	37
IV.D.1	Laser à impulsions ultra-courtes	37
IV.D.2	Laser UV	38
II	Mesures et caractérisations à 10 GHz	43
I	Etapes préliminaires à la mesure.	44
I.A	Couplage par guide.	44
I.B	Symétrie de la structure.	45
I.C	Influence du capot sur la mesure.	46
I.D	Adaptation de la ligne.	48
I.E	Couplage par cornet pyramidal.	49
I.E.1	Diagramme de rayonnement des cornets.	50
I.E.2	Gain des cornets.	53
I.E.3	Positionnement des cornets.	55
II	Mesures de pertes en onde progressive.	57
II.A	Mesures de pertes en transmission avec couplage par guide.	57
II.A.1	Puissance réfléchie et puissance transmise le long de la ligne.	57
II.A.1.a	Bilan de puissance.	57
II.A.1.b	Mesure de puissance.	58
II.A.2	Calcul des pertes	61
II.B	Mesures de pertes en transmission avec couplage par rayonnement.	63
II.B.1	Puissance réfléchie et puissance transmise.	63
II.B.2	Calcul des pertes.	66
III	Mesure de pertes en onde stationnaire.	67
III.A	Mesure en reflexion avec couplage par guide.	67
III.A.1	Modélisation d'une cavité électromagnétique.	68
III.A.1.a	Impédance d'entrée de la cavité.	68

III.A.1.b	Coefficient de qualité et pertes dans la cavité.	
	71
III.A.1.c	Couplage de la cavité à un circuit extérieur. Coefficients de qualité en charge, interne et externe.	
	73
III.A.1.d	Détermination des coefficients de qualité.	
	74
III.A.2	Mesure des pertes par la méthode des cavités résonantes.	76
IV	Diagramme de dispersion de la ligne à retard.	78
IV.A	Propriétés des lignes à structure périodique.	78
IV.B	Diagramme de dispersion obtenu par simulation.	81
IV.C	Mesure du diagramme de dispersion en onde progressive.	82
IV.D	Mesure du diagramme de dispersion en onde stationnaire.	84
IV.D.1	La méthode des résonances.	
	84
IV.D.2	Mesure du diagramme de dispersion de la ligne à retard.	
	85
V	Comparaison des différents résultats de mesures de pertes et de dispersion à 10 GHz.	88
V.A	Comparaison des mesures de pertes.	88
V.B	Comparaison des mesures de dispersion.	88
III	Mesures et caractérisations à 100 GHz.	92
I	Dispositifs de mesure.	92
II	Mesures en transmission avec couplage par guide.	93
II.A	Couplage par guide	93
II.B	Résultats de mesure.	94
II.B.1	Symétrie de la structure.	94
II.B.2	Adaptation de la ligne.	94
II.B.3	Puissance réfléchie et puissance transmise le long de la ligne.	95
II.B.4	Calcul des pertes.	97
III	Mesures en transmission avec couplage par rayonnement.	98
III.A	Couplage par cornet pyramidal.	98
III.B	Puissance réfléchie et puissance transmise.	100
III.C	Calcul des pertes.	103
IV	Diagramme de dispersion.	104

IV.A	Diagramme de dispersion obtenu par simulation.	104
IV.B	Mesure du diagramme de dispersion.	106
V	Comparaison des différents résultats de mesures de pertes et de dispersion à 100 GHz.	108
V.A	Comparaison des mesures de pertes.	108
V.B	Comparaison des mesures de dispersion.	110
IV	Perspectives vers des mesures et des caractérisations à 1 THz.	114
I	Principe et généralités sur la génération et de la détection d'ondes THz. . .	114
I.A	Génération d'onde THz.	115
I.A.1	Génération par redressement optique.	115
I.A.2	Génération par champ de surface.	116
I.A.3	Génération par photocommutateurs à semi-conducteur.	117
I.A.3.a	Principe.	117
I.A.3.b	Champ électromagnétique rayonné.	118
I.A.4	Autres types de sources THz.	119
I.B	Détection d'onde THz.	120
I.B.1	Détection par effet électrooptique.	121
I.B.2	Détection par photocommutation.	122
I.B.3	Autres types de détecteurs THz.	123
I.C	Reconstitution du signal THz par échantillonnage en temps équivalent. .	123
II	Le banc de génération et détection d'onde THz du laboratoire Xlim.	124
II.A	Le laser Titane-Saphir.	126
II.B	Lentilles.	127
II.C	Miroirs paraboliques.	128
II.D	Spectre THz généré et détecté sur le banc.	129
III	Mesure de la ligne à retard du carcinotron.	131
	Conclusion	136
	Bibliographie	142

Acronymes et abréviations

- ✓ BS : Beam Splitter
- ✓ BWO : Backward Wave Oscillator
- ✓ CCE : Court-Circuit Electrique
- ✓ CPMOH : Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne
- ✓ CSF : Compagnie Générale de Télégraphie Sans Fil (Thomson-CSF en 1968 puis Thales en 2000)
- ✓ CST : Computer Simulation Technology
- ✓ EDM : Electrical Discharge Machining
- ✓ GUF : Goethe-Universität Frankfurt
- ✓ HEMT : High Electron Mobility Transistor
- ✓ HF : Hyperfréquence
- ✓ ITER : International Thermonuclear Experimental Reactor
- ✓ LASER : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
- ✓ LIGA : Lithographie Galvanoformung Abformung
- ✓ MIG : Magnetron Injection Gun (canon MIG)
- ✓ OFHC : Oxygen Free High Conductivity
- ✓ PPM : Periodic Permanent Magnet
- ✓ QCL : Laser à Cascade Quantique
- ✓ RF : Radiofréquence
- ✓ RIE : Reactive Ion Etching
- ✓ ROS : Rapport d'Onde Stationnaire
- ✓ RTD : Resonant Tunneling Diodes
- ✓ TEM : Transverse ElectroMagnétique
- ✓ THz : Téraherz
- ✓ TOP : Tube à Onde Progressive
- ✓ TWO : Travelling Wave Tube
- ✓ UHF : Ultra High Frequency
- ✓ VHF : Very High Frequency
- ✓ VNA : Vector Network Analyzer
- ✓ WR : Waveguide Rectangular

Introduction

Introduction

En 1951, deux ingénieurs, Bernard Epsztein en France et Rudolph Kompfner aux Etats-Unis, déposent chacun un brevet pour un nouveau tube électronique : le carcinotron ou tube à onde rétrograde (Backward Wave Oscillator en anglais). Une trentaine d'années plus tard, et après plusieurs progrès successifs dans la montée en fréquence de ce type de tube, Thomson Tubes Electroniques (actuellement Thales Electron Devices), conçoit un carcinotron fonctionnant entre 850 GHz et 1 THz : le carcinotron TH4229. Comme ses prédécesseurs, ce tube électronique utilise une ligne à retard dont les caractéristiques vont directement avoir une influence sur les performances du carcinotron. Théoriquement, si l'on regarde le rendement du tube, on s'attend à ce que ce dernier décroisse en $1/f^2$ avec la montée en fréquence, ceci étant la conséquence de la variation des dimensions proportionnellement à la longueur d'onde. Or des tests de rendement réalisés à l'époque ont montré une décroissance bien supérieure. Ces pertes supplémentaires sont sûrement dues à des défauts présents sur la ligne à retard. En effet, pour fonctionner à de telles fréquences, le carcinotron a besoin d'une ligne à retard dont les dimensions des motifs élémentaires sont de l'ordre de la dizaine de micromètres (figure 1).

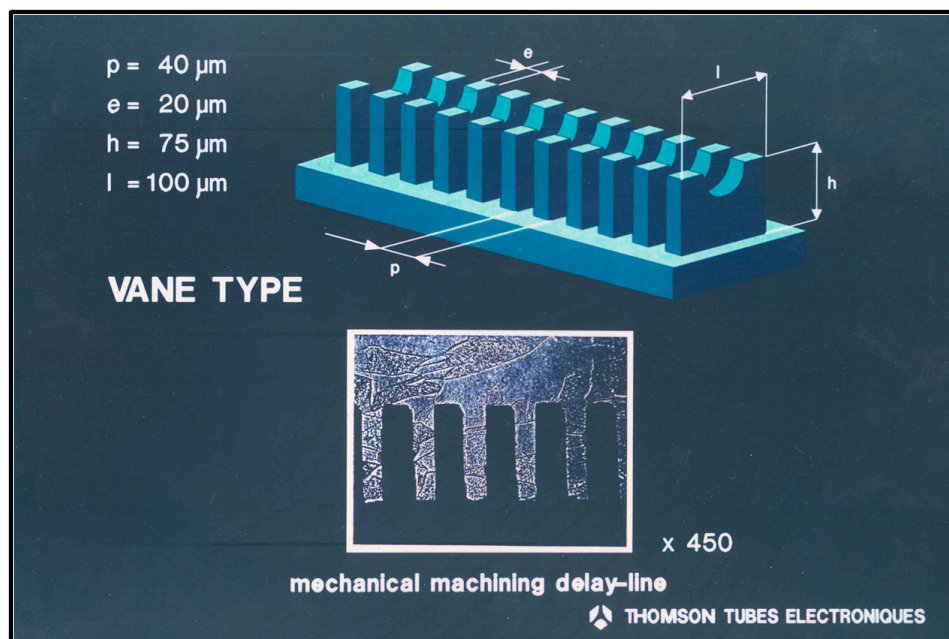


FIGURE 1 – Schéma et dimensions de la ligne à retard du carcinotron TH4229.

Au début des années 1980, une telle structure ne pouvait être usinée que par fraisage et par des mains très habiles. Une telle méthode ne peut pas atteindre la perfection nécessaire au bon fonctionnement d'un tube à cette fréquence. De nos jours, de nouvelles techniques de micro-usinage ont été mises au point et permettent d'atteindre des précisions bien inférieures à la longueur d'onde du rayonnement généré. De plus, à l'époque aucune mesure de pertes et de dispersion n'ont pu être réalisées afin de caractériser précisément ces lignes à retard.

En parallèle à tout cela, les développements de l'astronomie dans le domaine des ondes millimétriques ont permis de réaliser d'énormes progrès dans la production d'onde térahertz notamment par des techniques de microélectronique. Un bouleversement va survenir avec l'apparition des lasers à impulsions ultracourtes au début des années 1990. En effet, une impulsion lumineuse est composée d'une multitude d'ondes sinusoïdales de fréquences différentes dont la largeur de spectre est inversement proportionnelle à la durée de l'impulsion. Ainsi un laser capable de délivrer des impulsions optiques de l'ordre de la picoseconde permet au minimum d'atteindre le domaine térahertz. En couplant des lasers avec des dispositifs de micro-électronique, on est actuellement capable de générer et de réceptionner des ondes dans le domaine térahertz.

Il devient alors possible d'envisager des mesures permettant de caractériser une ligne à retard de carcinotron. Si l'on est capable d'émettre des ondes THz et de les réceptionner, il semble possible d'intercaler entre le générateur et le récepteur une ligne à retard afin de mesurer les pertes engendrées ainsi que la dispersion. C'est à partir de cette constatation que l'objet de cette thèse prend forme. Il s'agit de mettre au point une ou plusieurs techniques de mesure de pertes et de dispersion des lignes à retard. Une fois que l'on sera capable de mesurer correctement les caractéristiques de la ligne, on pourra en faire usiner selon différentes méthodes de micro-usinage et ainsi définir laquelle convient le mieux à l'usinage d'une ligne pour carcinotron.

Nous avons retenu trois méthodes de mesure pour la caractérisation de la ligne à retard. Les deux premières sont des mesures en onde progressive tandis que la dernière est en onde stationnaire. Les couplages avec la ligne se feront soit par guide d'onde soit par cornet rayonnant (figure 2). Cependant, nous n'avons pas le recul suffisant pour élaborer directement un système de mesure performant dans le domaine du térahertz. Pour cela nous avons donc décidé de transposer la structure à des fréquences où l'on dispose déjà d'un matériel bien rodé. Nous avons donc fait réaliser des lignes fonctionnant à 10 GHz et à 100 GHz dont les dimensions respectives sont 100 fois et 10 fois celle de la ligne du carcinotron TH4229.

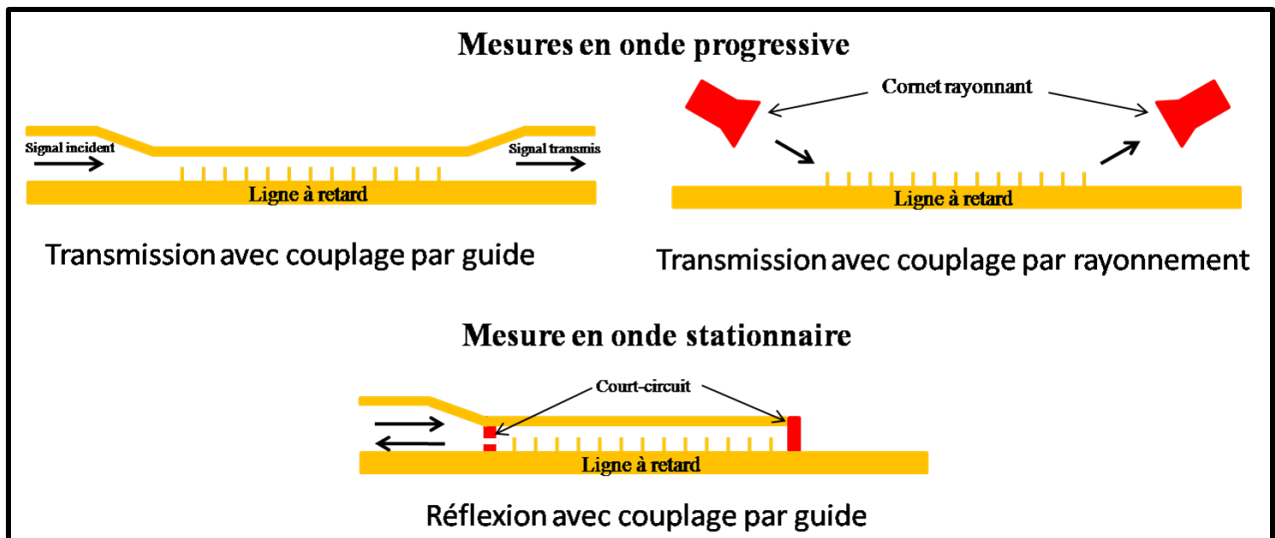


FIGURE 2 – Schéma de synthèse présentant les trois types de mesures à réaliser.

Dans une première partie, nous présenterons les généralités sur le fonctionnement des différents tubes électroniques pour ensuite se pencher sur les cas des carcinotrons et plus particulièrement sur le TH4229 et sa ligne à retard. Nous aborderons aussi dans cette partie, les techniques de micro-usinage envisageables pour la réalisation de nouvelles lignes à retard.

La deuxième partie sera consacrée à la caractérisation de l'homothétie à 10 GHz de la ligne à retard du carcinotron 4229. Dans cette partie nous détaillerons les principes et protocoles de chaque mesure, qu'il s'agisse des mesures de pertes ou de dispersion.

La troisième partie sera une transposition de la deuxième sur une ligne à 100 GHz.

La quatrième partie présentera les perspectives pour la mesure de la ligne à 1 THz du carcinotron TH4229. Nous aborderons dans cette partie les différentes techniques existantes pour l'émission et la détection des ondes térahertz. Nous présenterons aussi le banc de mesure qu'il est prévu d'utiliser ainsi que les contraintes qui risquent d'être rencontrées dans cette mesure.

Chapitre I :
Principes et généralités sur les tubes
hyperfréquences et le micro-usinage
de ligne à retard.

Chapitre I

Principes et généralités sur les tubes hyperfréquences et le micro-usinage de ligne à retard.

Les tubes hyperfréquences ont fait leur apparition dans les années 1930. Ils font parties de la famille des tubes électroniques au même titre que les tubes à grille (tétrode, triodes, vapotron, ...) et les tubes à images (tubes à rayons cathodique, tubes intensificateurs d'images lumineuses, tubes intensificateurs d'images radiologiques ...) [1]. Ils ont contribué à l'extension des radiocommunications vers des bandes de fréquences beaucoup plus élevées que celles couvertes précédemment par les tubes à grilles.

De nos jours, les tubes hyperfréquences ont trois principaux domaines d'application : les télécommunications, les radars et l'instrumentation scientifique médicale et industrielle.

En télécommunications, de 1 à 30 GHz, nous citerons les liaisons hertziennes (10 à 100 W), les liaisons sol-satellites (1 à 5 kW) et satellites-sol (environ 100 W), les liaisons troposphériques (quelques kilowatts). En télévision, entre 470 et 860 MHz, les puissances émises sont supérieures au kilowatt et atteignent 100 parfois 200 kW.

Le domaine des radars civils et militaires est quant à lui très vaste. Ils fonctionnent soit en régime d'ondes entretenues (CW), soit en régime impulsionnel, de quelques microsecondes par exemple. On distingue les radars au sol ou sur navires (contrôle du trafic aérien, atterrissages, surveillance du territoire, acquisition de cibles, conduites de tir, trajectographie, ...) et les radars embarqués sur avions, ainsi que sur missiles. Il est souvent important que les bandes passantes instantanées soient très larges : 10 à 15 % au niveau du mégawatt crête émis et dans certains cas, notamment pour les contre-mesures et le brouillage, de plus d'une octave au niveau d'environ 100 W (CW). Les puissances requises s'échelonnent, suivant les applications, de quelques 10 à 100 W (CW) à plusieurs mégawatts crête et plusieurs dizaines de kilowatts moyens [2].

En ce qui concerne les applications industrielles, scientifiques et médicales (ISM), nous retiendrons :

- ✓ les accélérateurs pour la radiothérapie
- ✓ les accélérateurs pour la stérilisation
- ✓ les accélérateurs de durcissement
- ✓ le chauffage et le séchage microondes
- ✓ la physique des hautes énergies (accélérateurs linéaires e- et e+, synchrotrons e- et p+, anneaux de stockage, laser à électrons libres, ...)
- ✓ les sources d'ions
- ✓ la fusion contrôlée, le chauffage et le contrôle du profil des plasmas

I Principe de fonctionnement d'un tube hyperfréquence

Un tube hyperfréquence ou tube électronique est un dispositif dans lequel règne un vide poussé et dans laquelle l'énergie d'un faisceau d'électrons est utilisée afin de générer ou d'amplifier une onde électromagnétique dans le domaine des hyperfréquences (300 MHz à 300 GHz) et des ondes submillimétriques (jusqu'à 1 THz). Un tube est composé essentiellement de deux éléments distincts : un faisceau d'électrons constituant une source d'énergie cinétique ou potentielle et une structure micro-onde dimensionnée de telle sorte que le faisceau cède une partie de son énergie à l'onde autour d'une fréquence donnée [3].

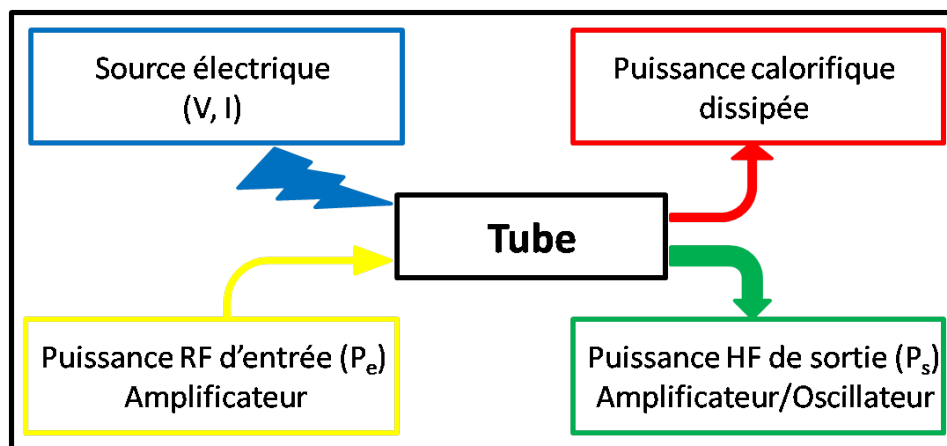


FIGURE I.1 – Schéma de principe d'un tube hyperfréquence.[3]

On est ici en présence d'un dispositif fonctionnant avec un processus inverse à celui d'un accélérateur d'électrons. Le faisceau d'électrons se propageant dans le tube tire son énergie d'une alimentation électrique continue délivrant, entre deux électrodes, une dif-

férence de potentiel V . Cette tension est directement reliée à l'énergie (exprimée en eV) qu'acquière les électrons entre la cathode et l'anode. Le tube constitue une charge qui emmagasine une partie de cette énergie et en dissipe une autre. La partie emmagasinée est convertie en rayonnement hyperfréquence tandis que l'autre partie est dissipée par effet Joule sous forme de chaleur qu'il faut évacuer. En fonction de la puissance calorifique à évacuer, différents types de refroidissement peuvent être utilisés : conduction, convection forcée d'air et d'eau, vaporisation de l'eau, ... Le rendement du tube peut donc être défini par le rapport entre la puissance du rayonnement hyperfréquence et la puissance électrique fournie pour l'accélération des électrons. Un tube électronique a donc pour rôle de convertir de l'énergie continue en énergie haute fréquence via un faisceau d'électrons. Le principe de fonctionnement général d'un tube hyperfréquence est schématisé sur la figure I.1.

Il existe deux configurations de tube : amplificateur et oscillateur. Dans le premier cas, lorsqu'on applique une puissance RF à l'entrée du tube, le signal introduit est amplifié par le faisceau ; le système est donc un amplificateur caractérisé par son gain, sa bande passante et ses non linéarités. Dans le second cas, il n'y a pas de signal RF introduit et le système fonctionne comme un oscillateur caractérisé par sa puissance micro-onde de sortie et sa bande d'accord.

II Classification des tubes hyperfréquences

Les différents types de tubes hyperfréquences peuvent être séparés en deux grandes familles : les tubes à interaction longitudinale dit de type « O » pour ordinaire et les tubes à champs croisés dit de type « M » pour magnétron. Dans les deux familles, le principe de fonctionnement est le même : il faut d'abord moduler le faisceau pour créer les paquets d'électrons, puis positionner ces paquets par rapport au champ électrique pour que ce dernier freine les paquets d'électrons qui cèdent de l'énergie à l'onde (progressive ou stationnaire). Dans la première famille figure les klystrons, les gyrotrons, les tubes à ondes progressives (T.O.P.) ou régressives ainsi que des tubes hybrides. La seconde famille est composée par les magnétrons, les carcinotrons « M » et les amplificateurs à champs croisés.

II.A Les tubes de type « O »

Dans la configuration de type « O », le champ magnétique servant à la focalisation du faisceau d'électrons est parallèle à la vitesse de déplacement des électrons. L'espace occupé par le faisceau d'électrons se divise en trois parties : l'espace de formation du

faisceau, l'espace d'interaction et le collecteur.

II.A.1 Le canon à électrons

Le canon assure la mise en forme du faisceau d'électrons. Les électrons sont émis par une cathode, puis ils sont accélérés par un champ électrique E entre cette cathode et une anode. Afin de minimiser l'énergie d'extraction des électrons, la cathode est portée à très haute température. Dans la plus part des cas, le canon utilisé est le canon dit de Pierce. Pour des raisons de symétrie, il est constitué d'une cathode en forme de calotte sphérique et d'une anode annulaire, de sorte que les lignes de champ électrostatique que suivent les électrons convergent au travers de l'ouverture aménagée dans l'anode. Dans un canon de Pierce, l'anode ne récupère pas les électrons, elle se contente de les accélérer en imprimant une forme particulière aux lignes de champ. L'anode ne suffisant pas à imprimer la bonne courbure aux lignes de champ électrique dans le canon, on ajoute une autre électrode entre l'anode et la cathode, à une tension voisine de la cathode, que l'on appelle le « wehnelt » du nom de son inventeur [3, 4] (figures I.2).

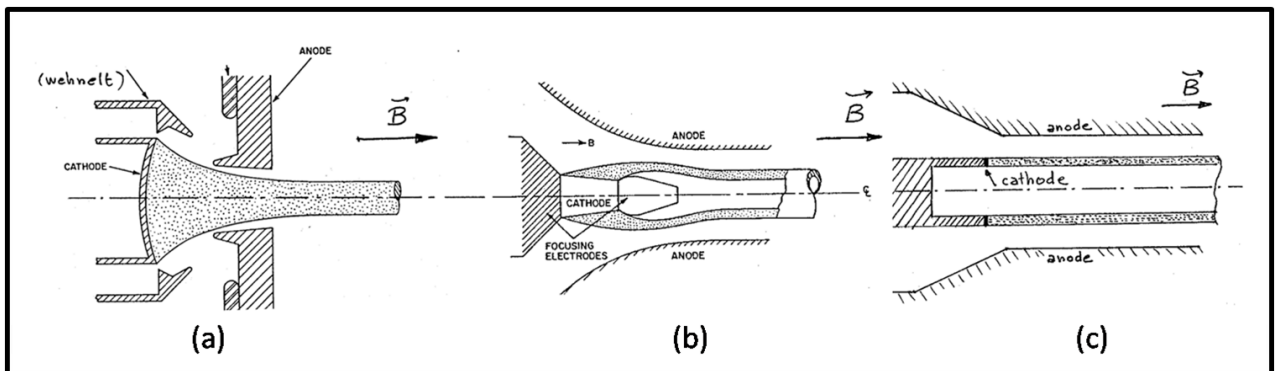


FIGURE I.2 – Canons pour tubes de type « O » : (a) Canon de Pierce (Faisceau plein), (b) Canon à injection magnétron (Faisceau creux), (c) Canon à injection froide (faisceau creux) [3]

Afin d'atteindre des densités de courant plus élevées et une plus faible dispersion des vitesses, certains tubes utilisent des faisceaux cylindriques creux. Dans ce cas, le faisceau est soit généré par un canon MIG (Magnatron Injection Gun) soit par une cathode cylindrique immergée dans le champ magnétique.

II.A.2 L'espace d'interaction

Une fois focalisé, le faisceau parcourt une distance importante avant de finir sa course dans le collecteur. Le long de ce parcours, il doit conserver une forme cylindrique, avec un

rayon acquis à la sortie du canon. Cette exigence est contrariée par la répulsion coulombienne entre les électrons qui le composent. Pour maintenir le diamètre du faisceau sur la longueur voulue, il convient d'appliquer aux électrons une force de rappel qui compense leur divergence. Cette force est dans la plupart des cas magnétique. Un champ magnétique exerce sur un électron une force $\vec{F} = -e\vec{v} \wedge \vec{B}$, où e est la charge de l'électron, \vec{v} sa vitesse et \vec{B} l'induction magnétique. Du fait de la divergence du faisceau par rapport à l'axe Oz de propagation, il apparaît une vitesse radiale qui, combinée à l'action du champ magnétique longitudinal, donne une force azimutale. Ainsi, l'électron acquiert un mouvement de rotation autour de l'axe, rotation entraînant une force dirigée vers l'axe de propagation et en opposition avec la divergence du faisceau. Le changement de sens du champ magnétique se traduit par une inversion du sens de rotation, sans modification de la force qui rappelle l'électron vers l'axe, annulant ainsi l'effet de la vitesse radiale initiale. On démontre que les forces de charges d'espace et les forces magnétiques s'équilibrent lorsque la condition de Brillouin est remplie, soit :

$$\omega_c = \sqrt{2}\omega_p \quad (\text{I.1})$$

où $\omega_c = \frac{eB_z}{m}$ est la pulsation cyclotronique décrivant la pression magnétique et $\omega_p = \sqrt{\frac{e\rho}{m\varepsilon_0}}$ est la pulsation plasma décrivant la charge d'espace ρ .

On utilise soit un solénoïde (figure I.3) soit un aimant permanent tubulaire pour créer le champ magnétique longitudinal uniforme. Le choix du solénoïde se fait au détriment de la consommation électrique. Les aimants permanents sont de préférence en samarium-cobalt car son point de Curie élevé (650°C) et son fort champ coercitif le mettent à l'abri des risques de désaimantation. Malheureusement pour assurer un champ uniforme, les aimants permanents doivent être de forme cubique engendrant des solutions lourdes et encombrantes surtout si le tube est long. Les aimants permanents sont utilisés dans des tubes compacts tels que les magnétrons et les klystrons de moyenne puissance.

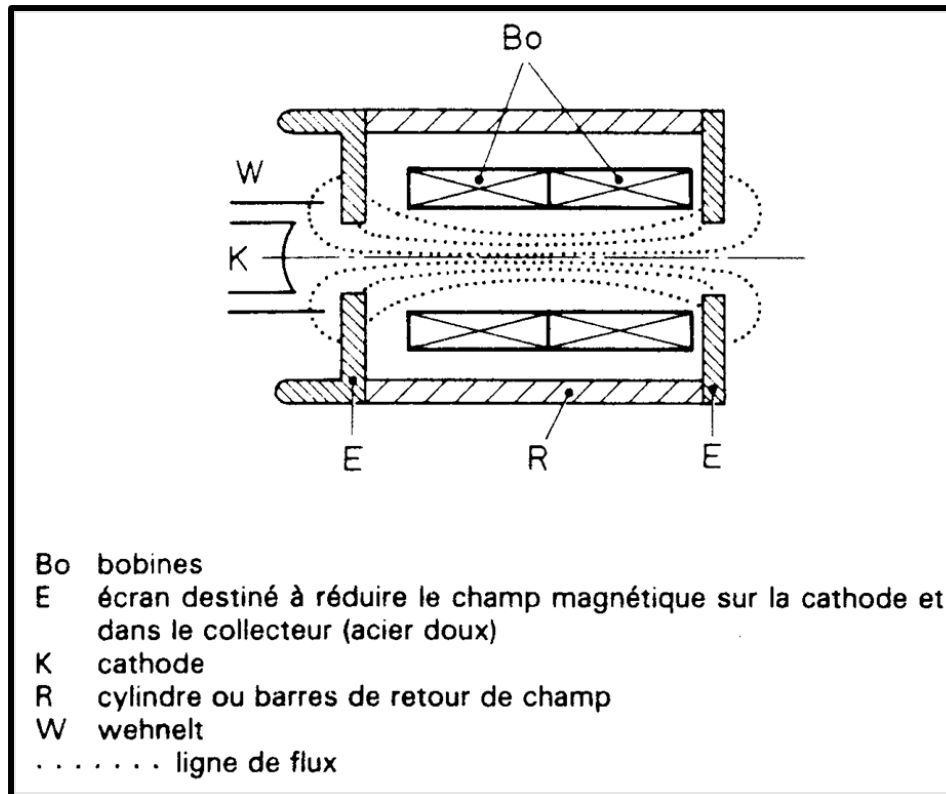


FIGURE I.3 – Focalisation par solénoïde [2]

Pour palier à ces défauts on substitue au champ homogène un champ alterné. On parle alors de focalisation PPM pour Periodic Permanent Magnet (figure I.4). Cette focalisation consiste en la succession de petits aimants permanents inversés deux à deux profitant ainsi du fait que la force de rappel des électrons, proportionnelle au carré du champ B_z ne dépend pas de son signe. On obtient ainsi un volume total d'aimantation beaucoup plus faible, chacun des aimants alternés étant également de forme isotrope. La force magnétique n'est bien sûr plus homogène et le faisceau ondule, mais ce phénomène reste gérable du moment que le pas entre les aimants alternés reste inférieur à une demi longueur d'onde de plasma ($\lambda_p = 2\pi \frac{v_z}{\omega_p}$). En raison des puissances moyennes et des contraintes d'encombrement, la focalisation PPM est surtout utilisée dans les tubes à ondes progressives (TOP) [2, 4, 5].

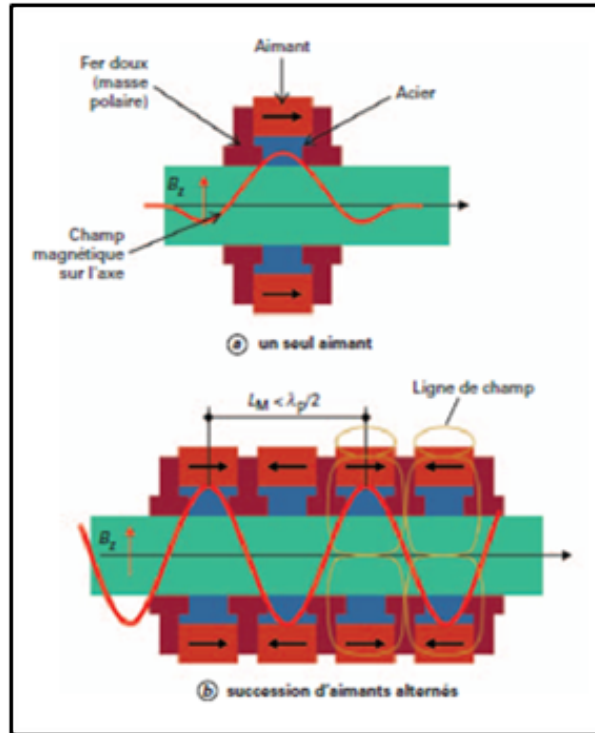


FIGURE I.4 – Focalisation PPM [4]

II.A.3 Le collecteur

Après interaction dans la structure hyperfréquence et donc après que les électrons ont cédé une partie de leur énergie sous forme radioélectrique, le faisceau est recueilli par le collecteur. Les collecteurs les plus simples sont constitués d'une électrode unique reliée à la masse. Les électrons impactent alors le collecteur de toute leur énergie cinétique résiduelle, et ils dissipent cette énergie en chauffant le métal qui doit être un bon conducteur thermique. On peut noter qu'il y a aussi un rayonnement de freinage (bremsstrahlung) donc une émission de rayon X. La capacité qu'a le collecteur à évacuer la chaleur emmagasinée peut limiter la puissance moyenne du tube, plusieurs solutions de refroidissement, selon le besoin, ont été conçues [3, 4] : refroidissement par conduction thermique, par convection forcée dans un échangeur à ailettes plongées dans de l'air, de l'eau ou un liquide diélectrique, refroidissement par évaporation, ... Le collecteur doit donc être parfaitement dimensionné afin que le bombardement électronique n'engendre pas des densités de puissance excessives et des températures de paroi trop élevées.

II.A.4 Mécanismes d'interaction

Lors de l'interaction, faisceau d'électrons et onde interagissent mutuellement l'un sur l'autre. En effet, les électrons doivent être groupés en paquet par le champ électrique sinusoïdal qui suivant son signe va accélérer ou ralentir les électrons.

Si les champs alternatifs auxquels se trouve soumis le faisceau électronique sont des champs stationnaires (la phase des champs est, à un instant donné, la même en tout point du volume d'interaction), l'onde attachée au faisceau électronique (composante alternative de la densité de courant électronique) est quant à elle une onde progressive avec une vitesse de propagation égale à celle du faisceau. D'après [6] la puissance alternative engendrée par un échange d'énergie entre un champ électrique alternatif (\vec{E}_a) et un faisceau électronique dans un volume V est :

$$\mathcal{R}e \left(- \int \frac{\vec{\mathcal{E}}_a \cdot \vec{J}_e^*}{2} dV \right) \quad (\text{I.2})$$

où \vec{J}_e est la composante alternative de la densité de courant électronique. Cette puissance est maximale quand \vec{E}_a et \vec{J}_e sont en opposition de phase. Dans les régions où le champ électrique et la densité de courant électronique sont quasiment en phase, il y a absorption de l'énergie. Cette énergie absorbée vient donc se soustraire à l'énergie qui est produite dans les régions où il y avait opposition de phase.

Si, au lieu d'être stationnaire, l'onde de champ électrique est progressive et de vitesse voisine de celle du faisceau électronique, alors dans ce cas il y a possibilité pour que l'onde de champ et la densité de courant électronique soient en opposition de phase et ce tout le long de la zone d'interaction. Une onde électromagnétique se propage quasiment à la vitesse de la lumière le long d'un câble tandis que les électrons se déplacent à une vitesse environ dix fois inférieure. Cette vitesse électronique ne pouvant être ramenée à celle de la lumière, il convient de réduire la vitesse de l'onde au moyen d'une structure à onde lente. On utilise pour cela des lignes à retard abaissant la vitesse de propagation du champ électrique à des valeurs légèrement inférieures à la vitesse des électrons. Le faisceau électronique n'a plus qu'à être accéléré à une vitesse voisine par un potentiel qui convient. Le champ électrique et la densité électronique pouvant rester en phase sur une longue distance, il n'est alors plus nécessaire de réduire le domaine d'interaction qui, plus il sera long, plus l'énergie captée sera élevée [6].

II.A.4.a Mise en paquet des électrons.

Soit un faisceau d'électrons homogène se déplaçant le long d'un axe avec une vitesse constante. Si l'onde hyperfréquence et le faisceau d'électrons se propagent exactement à la même vitesse alors il y a autant d'électrons accélérés que d'électrons décélérés, ainsi l'échange d'énergie est globalement nul puisque l'énergie cédée par le faisceau est égale à l'énergie absorbée par le faisceau. Si la vitesse des électrons est inférieure à la vitesse de l'onde on se retrouve dans une configuration accélérateur avec un gain d'énergie pour les électrons aux dépens de l'onde électromagnétique. Afin d'avoir un bilan énergétique

positif pour l'onde, la vitesse des électrons doit être supérieure à la vitesse de phase de l'onde. Ainsi, les paquets d'électrons restent dans les zones de champ décélératrices et l'onde s'en trouve amplifiée. En cédant leur énergie à l'onde, les électrons voient leur vitesse diminuer et l'on retrouve un synchronisme entre la vitesse électronique et la vitesse de phase de l'onde hyperfréquence. N'ayant plus d'échange d'énergie on parle de phénomène de saturation [7]. Un moyen permettant de continuer à extraire de l'énergie du faisceau est l'utilisation de lignes à pas variables qui vont diminuer la vitesse de phase de l'onde [3, 6, 8]. Pour optimiser la puissance hyperfréquence de sortie, une solution est d'injecter une harmonique du signal d'entrée [7].

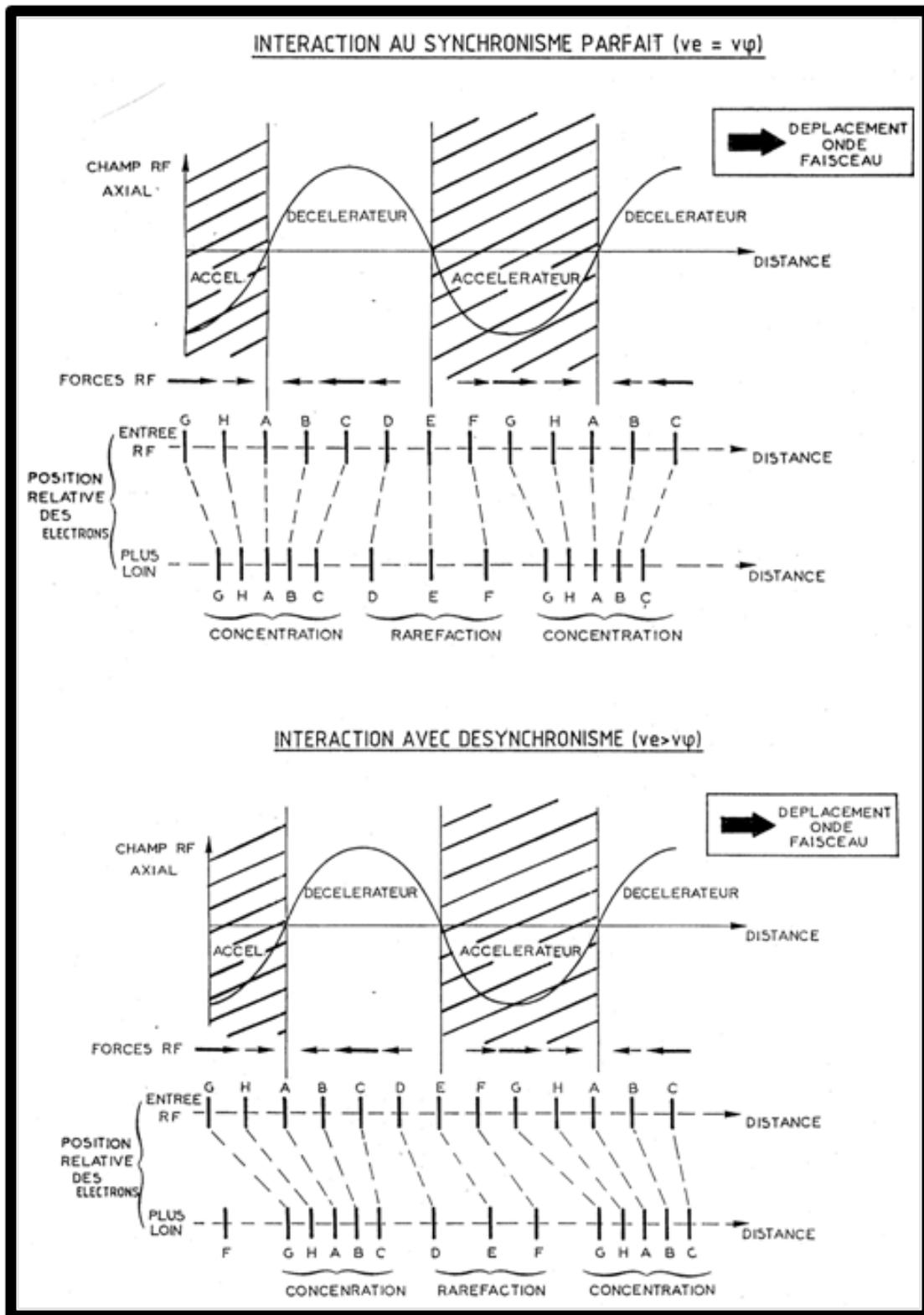


FIGURE I.5 – Mise en paquet des électrons soumis à une onde sinusoïdale[3].

II.A.4.b Cas du klystron

Le Klystron est un tube hyperfréquence imaginé vers 1937 par Russell H. Varian et

William Hansen, chercheur de l'université de Stanford, dans l'espoir de réaliser des dispositifs amplificateurs à très haute fréquence. Initialement utilisé pour générer un oscillateur local tel que le klystron reflex, il est devenu après la Seconde Guerre Mondiale l'amplificateur de référence pour les radars et les émetteurs de TV en VHF et UHF. Son champ d'utilisation s'est ensuite largement diversifié.

Son fonctionnement s'appuie sur deux phénomènes : la mise en paquets d'un faisceau continu d'électrons et le rayonnement de ces paquets d'électrons dans une cavité hyperfréquence. Une particule chargée traversant, en son centre, une cavité hyperfréquence accordée à une fréquence f (sur un mode TM01) rayonne dans cette cavité une partie de son énergie cinétique (figure I.6) parce qu'elle est freinée par le champ entre les becs.

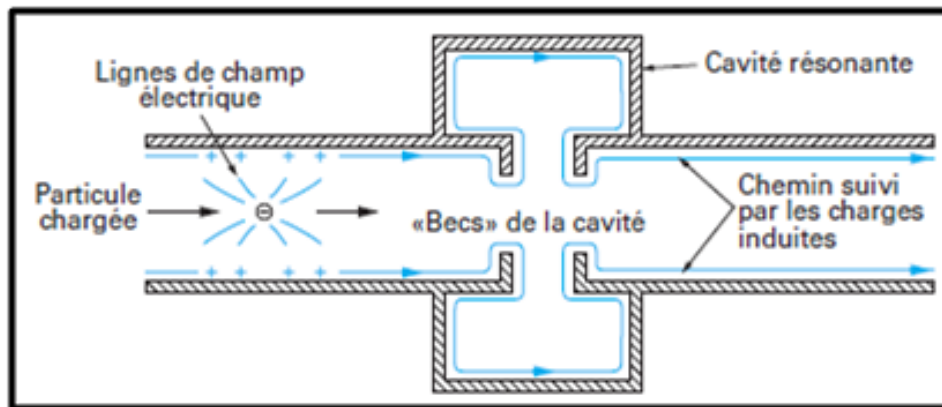


FIGURE I.6 – Particule chargée franchissant une cavité [4].

Une fois que la particule a quitté la cavité, il subsiste dans celle-ci une onde stationnaire oscillant à la fréquence f , dont l'énergie va en s'atténuant sous l'effet des pertes. Quant à la particule, ayant perdu de son énergie, elle est moins rapide qu'elle n'était quelques instants plus tôt : elle a été freinée par l'action de son propre champ. Tout d'abord la particule remonte un tuyau métallique qui mène à la cavité : on appelle ce tuyau « tunnel de glissement », et on s'arrange pour qu'il soit sous la coupure par rapport au champ RF de la cavité, c'est-à-dire trop étroit pour que le champ créé dans la cavité puisse s'y propager. La particule émet un champ électrostatique dont les lignes rejoignent les parois du tunnel et sont perpendiculaires à celles-ci. Mais dès qu'elles pénètrent dans la cavité, les lignes de champ se déforment pour continuer à épouser les parois. C'est cette « déformation » qui, se propageant à la vitesse de la lumière, « constitue » l'onde RF émise par la particule. Le passage fugitif de la particule génère ainsi un champ électrique axial variable au cours du temps, dont l'amplitude est magnifiée par la résonance de la cavité. Le mouvement de l'électron à travers la cavité induit l'émission d'une onde électromagnétique à la fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$.

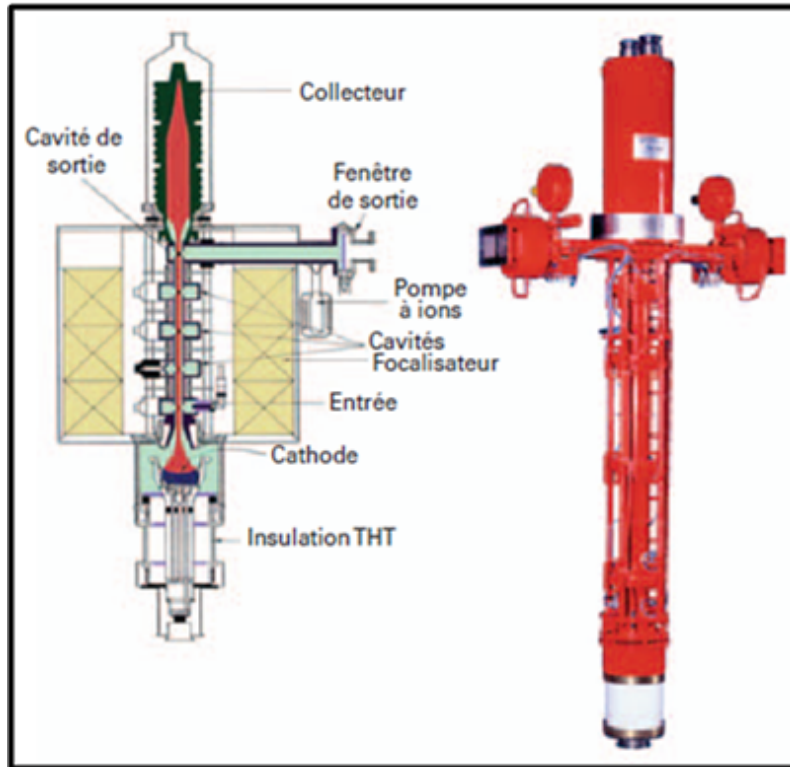


FIGURE I.7 – Schéma et photo d'un klystron [4].

Si une seconde particule se présente à l'entrée de la cavité où oscille en s'atténuant le champ rayonné par la première particule et que les deux particules sont distantes temporellement de $t = \frac{1}{f}$, alors la seconde particule traversera la cavité tandis que le champ créé par la première sera maximum. Non seulement cette deuxième particule rayonnera un champ par le même mécanisme que la première, mais surtout elle sera freinée par le champ préexistant. Au total, le champ rayonné par la deuxième particule sera plus intense que celui rayonné par la première, et les deux champs s'additionneront en phase. Si c'est un train de particules identiques qui traversent périodiquement la cavité, et si cette période correspond à la fréquence de la cavité, on entretient alors dans la cavité une onde stationnaire. Une fois l'équilibre atteint entre puissance rayonnée et puissance dissipée, on dispose d'une source d'énergie hyperfréquence à la fréquence de la cavité (que nous appellerons « cavité de sortie ») [4]. L'énergie résiduelle non transférée est dissipée dans le collecteur. Il faut noter que le champ magnétique externe ne sert qu'à stabiliser le faisceau d'électrons en aucun cas il n'intervient dans le processus d'interaction. Des klystrons comportant jusqu'à 7 cavités ont été mis au point ; ils fournissent une amplification allant jusqu'à 60 dB et une puissance de sortie atteignant plusieurs centaines de kW en régime entretenu. Ils sont très stables et ont une bonne réponse spectrale (pas d'oscillations parasites) [9].

II.A.4.c Tubes utilisant une ligne à retard

Les lignes à retard sont constituées par un réseau linéaire à structure périodique de cellules de types variés avec des formes plus ou moins complexes.

Dans cette catégorie de tubes, la modulation de vitesse, la mise en paquet des électrons et l'excitation du circuit sont réalisées simultanément. Afin que ces actions aient lieu, chaque cellule doit introduire entre les champs le même déphasage φ ainsi les cellules successives agissent à peu près en synchronisme sur le faisceau. Si le champ dans la première cellule est en $\sin(\omega t)$, alors les champs des cellules suivantes seront en $\sin(\omega t - \varphi)$, $\sin(\omega t - 2\varphi)$, $\sin(\omega t - 3\varphi)$, ...

Si l'on note p la distance entre deux cellules successives et t_0 l'instant où un électron passe dans la première cellule alors les temps de passage dans les cellules suivantes seront : $t_0 + \frac{p}{v_e}$, $t_0 + \frac{2p}{v_e}$, $t_0 + \frac{3p}{v_e}$, ... Ainsi l'électron voit successivement le champ en $\sin(\omega t_0)$, $\sin\left[\omega\left(t_0 + \frac{p}{v_e}\right) - \varphi\right]$, $\sin\left[\omega\left(t_0 + \frac{2p}{v_e}\right) - 2\varphi\right]$, ... Le synchronisme (égalité des vitesses électronique et de phase) est donc obtenu quand $\omega \frac{p}{v_e} = \varphi + 2n\pi$. L'onde peut être progressive ou régressive ce qui aboutit à deux sortes de tubes : le tube à onde progressive (TOP) dans lequel l'énergie se déplace dans le même sens que le faisceau électronique et le tube à onde régressive appelé carcinotron pour lequel l'énergie et le faisceau sont en contre propagation. [2]

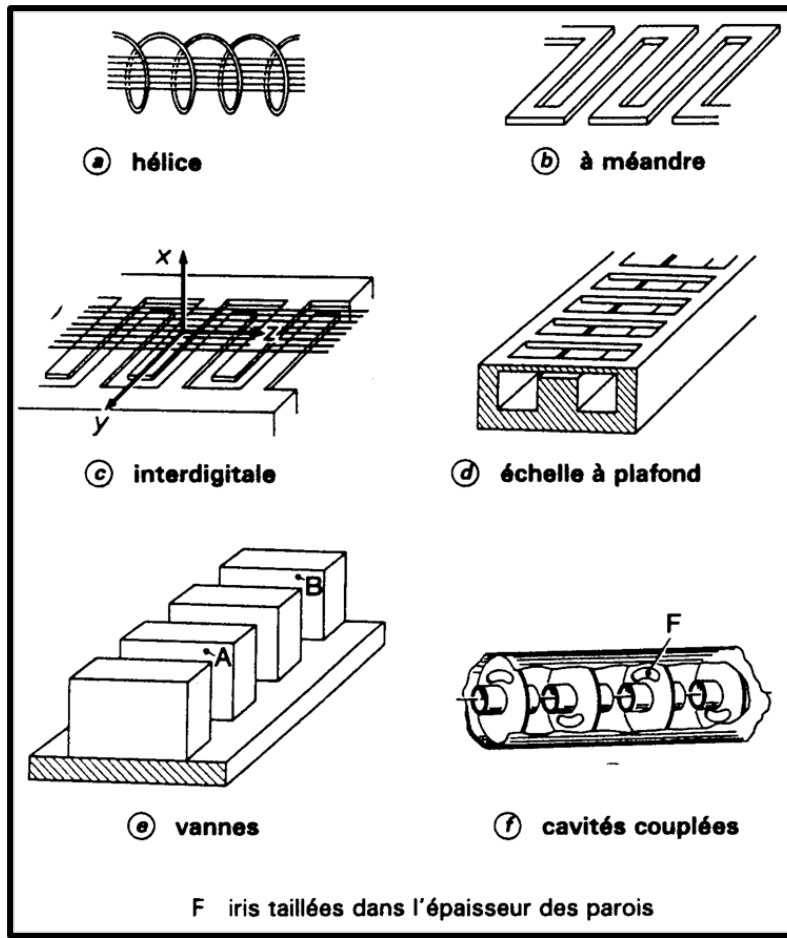


FIGURE I.8 – Divers types de ligne à retard[2].

II.A.4.d Autres tubes de type « O ».

D'autres dispositifs de type « O » utilisent un mécanisme d'interaction plus complexe. Le gyrotron par exemple, est un tube hyperfréquence oscillateur dans lequel les électrons d'un faisceau creux interagissent avec une onde HF rapide. Le canon de type MIG (figure I.2) est immergé dans un fort champ magnétique, ce qui permet d'obtenir un faisceau creux où les électrons tournent suivant des trajectoires hélicoïdales avec une vitesse angulaire voisine de la fréquence d'oscillation ou d'amplification. Ainsi, les électrons accélérés entre la cathode et l'anode par la différence de potentiel tournent autour du champ magnétique avec un mouvement hélicoïdal. Leur vitesse angulaire augmente avec le champ magnétique et le faisceau tend à se comprimer dans une cavité alors surdimensionnée et les électrons azimutaux sont légèrement freinés par les effets relativistes. Une mise en paquet a lieu avec cession d'énergie cinétique aux modes TE de la cavité cylindrique du guide au travers duquel les électrons évoluent [3, 10]. Plus loin, le champ magnétique statique diminue ; c'est la zone de décompression où les électrons sont recueillis dans le collecteur (figure I.9). Etant donné le niveau élevé des vitesses angulaires obtenues, le gyrotron a des fréquences de fonctionnement élevées et peut exciter des modes de la cavité cylindrique

plus hauts en fréquence. Entre 100 et 200 GHz, le gyrotron peut délivrer une puissance de sortie continue de 1 MW. Cette catégorie de tubes « exotiques » ouvre la voie aux applications de grande puissance en ondes millimétriques [11]. Par exemple, le réacteur ITER, pour la fusion nucléaire, sera alimenté par une vingtaine de gyrotrons [8].

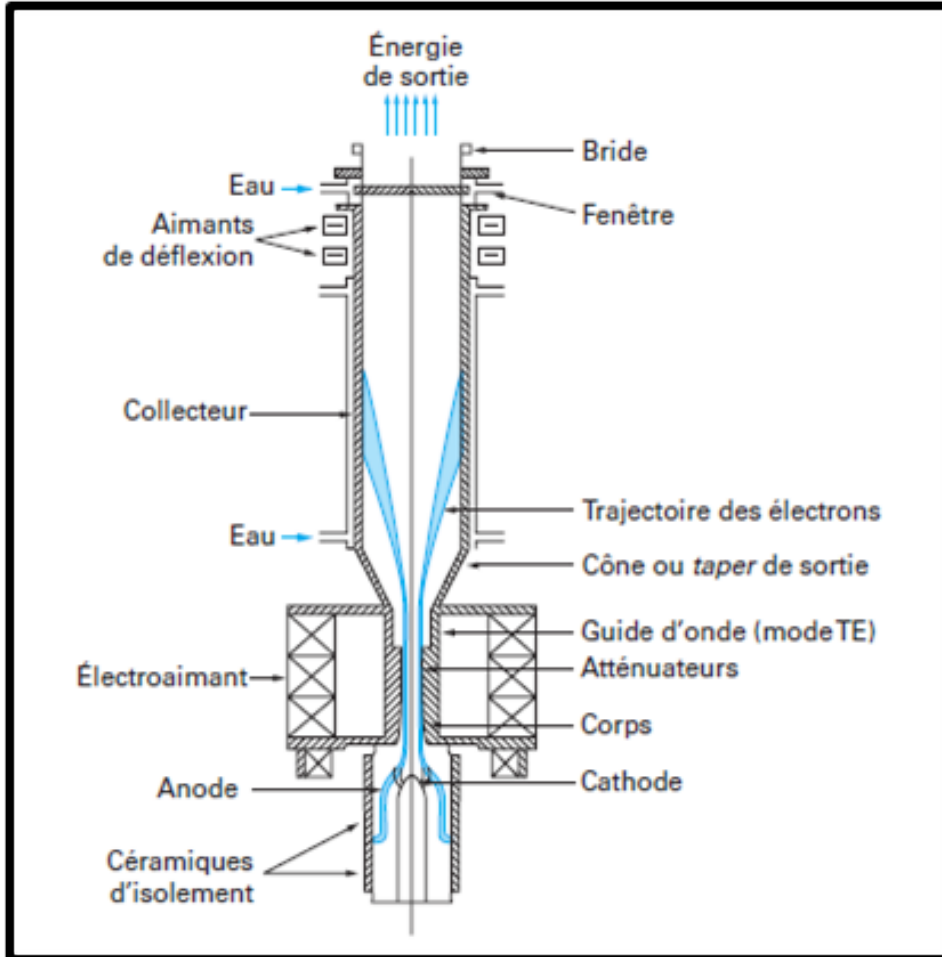


FIGURE I.9 – Schéma d'un gyrotron et trajectoire des électrons [8].

II.B Les tubes de types « M »

Pour ce genre de tube, les champs électriques et magnétiques sont perpendiculaires entre eux d'où l'appellation tube à « champs croisés ». Les électrons du faisceau ont donc une vitesse de dérive dans la direction du produit vectoriel $\vec{E} \wedge \vec{B}$. Les tubes « M » se déclinent selon plusieurs configurations. Le faisceau peut être, comme pour les tubes de type « O », injecté dans l'espace d'interaction via un canon à électrons ou alors, comme dans le cas du magnétron, recirculer dans la cavité hyperfréquence. On parle dans ce cas de dispositifs à faisceau réentrant. Certains tubes, comme l'Urbitron et le laser à électrons libres (figure I.10) utilisent un système d'aimants permanents périodiques qui permet au faisceau d'onduler. Ainsi, au champ magnétique axial de focalisation, on superpose un champ magnétique transverse et périodique qui force le faisceau électronique à onduler

autour de l'axe du tube.

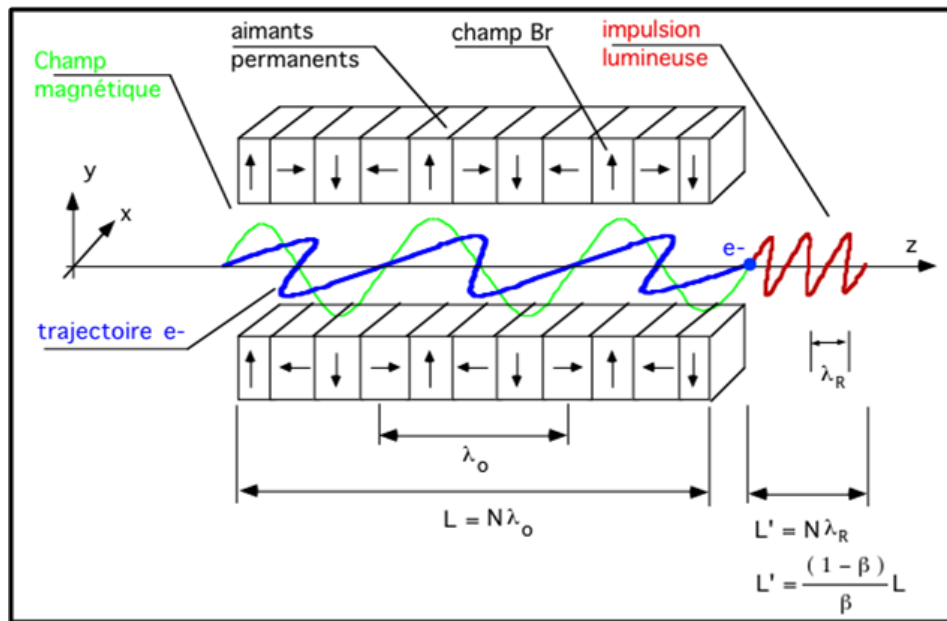


FIGURE I.10 – Laser à électrons libres.

Pour cette catégorie de tube, il faut qu'il y ait synchronisme entre la vitesse de dérive des électrons et la vitesse de phase de l'onde hyperfréquence. Il faut donc que les ondes soient suffisamment ralenties pour échanger de l'énergie avec le faisceau afin que l'interaction soit possible. Tout cela nécessite un dimensionnement adéquat des lignes à retard utilisées (cavités périodiques couplées, structures à vanes, hélices, ligne interdigitale, ...). Souvent il s'agit de plusieurs cavités couplées entre elles, les électrons interagissant sur l'un des modes stationnaires établis dans la structure hyperfréquence. On parle alors d'interaction étendue. La vitesse de groupe dans le cas d'une onde stationnaire étant nulle, l'énergie du faisceau convertie en énergie hyperfréquence est emmagasinée et piégée dans la structure. Il faut donc pour l'extraire réaliser un couplage très judicieux entre la zone d'interaction et le guide de sortie. Un tel dimensionnement n'est pas trivial. Dans le cas des tubes à ondes progressives (T.O.P.), la vitesse de groupe est positive et permet l'évacuation du rayonnement HF en sortie du dispositif. Dans le cas des tubes à ondes régressives (Carcinotron, Backward Wave Oscillator), la vitesse de groupe est négative ainsi l'énergie hyperfréquence se propage vers le canon à électron et peut être évacuée en amont de l'espace d'interaction [12].

Le faisceau des tubes « M » peut être créé à partir d'une cathode froide à émission explosive. L'ensemble du tube, plongé dans un champ magnétique statique créé par des aimants permanents, permet aux électrons du faisceau d'avoir des trajectoires courbées et d'interagir sur une composante progressive ou régressive de champ électrique longitudinal de la ligne à retard. Le faisceau est ainsi isolé par le champ magnétique et n'atteint pas directement la structure de l'anode. On parle d'isolement magnétique. Ces disposi-

tifs peuvent être à émission distribuée comme pour le Dematron (Distributed Emission Magnetron Amplifier) ou bien combiner à la fois un faisceau injecté avec une émission distribuée comme pour le Bidematron (Beam Injection Distributed Emission Magnetron Amplifier) [6].

Le tableau I.1 récapitule la classification de certains tubes hyperfréquences conventionnels en fonction du type de faisceau et de la structure hyperfréquence.

		STRUCTURE HYPERFREQUENCE						
		CAVITES RESONNANTES		LIGNE A RETARD				
		OSCILLATEUR		OSCILLATEUR			AMPLI	
				Vg = 0	Vg < 0	Vg > 0	Vg < 0	Vg > 0
Tubes « 0 »	Un faisceau plein	Klystron	Klystron reflex Monotron	OIE	Carcinotron (BWO)			TOP
	Plusieurs faisceaux pleins	MBK						TOP
		Canon MIG	Gyrotron (gyro monotron)		Gyro BWO			Gyro TOP
	Faisceaux creux	Canon émission froide		SW0 RDG Orotron	BWO			TOP DCMA
Faisceau ondulé						Ubitron Maser à élect. libres		
Tubes « M »	Faisceau non réentrant		MILO		Carcinotron M		Bitemitron	TPOM Bimatron Dematron MILO
	Faisceau réentrant		Magnétron	Magnétron			CFA Amplitron Stabilotron	CFA
Faisceau court non focalisé		Triode Tétrade IOT Lasertron	Viricator Triode reflex			Viricator Triode reflex		

TABLE I.1 – Classification des tubes hyperfréquences en fonction du type de faisceau électronique et du type de structure hyperfréquence.

III Le carcinotron

III.A Généralités sur les carcinotrons

Si le synchronisme est assuré entre le faisceau et une onde inverse, il y a amplification en sens opposé au faisceau. Dans ce cas, le faisceau ramène à l'entrée la modulation qu'induit sur lui le signal de sortie : il agit ainsi comme une boucle de réaction et on est conduit à un tube oscillateur. Les techniciens de la CSF ont baptisé ce tube « carcinotron » en référence au grec *καρκινοσ* (karkinos) qui signifie écrevisse et qui souligne le fait que l'énergie électromagnétique se propage à reculons par rapport à l'onde et au faisceau en interaction. La condition de synchronisme fixe la fréquence d'oscillation, on couvre ainsi, par variation de la tension d'accélération entre la cathode et l'anode, une gamme de fréquence qui, en pratique, peut être étendue, si la vitesse de phase varie elle même avec la fréquence [6]. Ainsi le carcinotron (Backward Wave Oscillator en anglais) fonctionne sur une plage de fréquence allant des microondes jusqu'au TéraHertz. Il existe deux types de carcinotrons, le carcinotron de type « M » et celui de type « O ». Le premier a été inventé par Bernard Epsztein en France et le second par Rudolph Kompfner aux Etats-Unis. Les deux brevets ont été déposés en 1951. Le carcinotron a d'abord été utilisé aux basses fréquences, mais le choix de ligne à retard comportant des formes simples et faciles à usiner, a permis de monter assez rapidement à des fréquences élevées. De plus ces lignes présentent des impédances de couplage basses (environ 1Ω), les pertes ohmiques étant réduites quand la ligne fonctionne sur le premier harmonique d'espace. De plus, l'usinage se fait sur du cuivre de très grande pureté (supérieure à 99.96%) et la possibilité d'avoir un support de ligne massif permet une dissipation de chaleur efficace [13].

L'évolution de la fréquence maximale obtenue avec un carcinotron est donné dans le tableau I.2.

Années de fabrication	Fréquences maximales
1957	200 GHz
1960	330 GHz
1961	430 GHz
1962	517 GHz
1963	625 GHz
1965	870 GHz
1970	1.2 THz (ISTOK)

TABLE I.2 – Evolution de la fréquence maximale du carcinotron au cours des années [13].

Les carcinotrons sont à ce jour, les meilleurs candidats pour produire entre 1 et 100 W dans la gamme de 100 GHz à 1.5 THz avec une agilité de fréquence de quelque 20 % [8].

Ceci dit lorsque l'on augmente la fréquence f de fonctionnement des carcinotrons, on se retrouve confronté à plusieurs facteurs faisant diminuer la puissance délivrée par le tube. La diminution des dimensions de la ligne à retard a pour incidence de réduire le volume disponible pour la transmission du faisceau de plus, le champ magnétique de focalisation est limité autour de 1 Tesla du fait de la saturation magnétique des pièces polaires. Ces deux facteurs entraînent une décroissance de la puissance du faisceau en $\frac{1}{f^2}$ mais d'autres facteurs conduisent à une décroissance plus rapide. Ces facteurs sont :

- ✓ L'augmentation des pertes du circuit par effet de peau (en $\frac{1}{\sqrt{f}}$). L'épaisseur de peau à la surface d'un conducteur varie proportionnellement comme la racine carrée de la fréquence (de l'ordre de 0.1 μm pour le cuivre à 300 GHz).
- ✓ les difficultés de réalisation mécanique de plus en plus fine qui entraînent des irrégularités de dimension ayant un rapport de plus en plus grand vis à vis de la longueur d'onde. G. Convert et al. dans [14] montrent que les réflexions (Δr) dans une cellule sont directement reliées aux imperfections mécaniques ($\Delta l/l$) par :

$$\Delta r \sim \frac{\Delta l}{l} \frac{v_\phi}{v_g} \quad (\text{I.3})$$

On comprend donc que la rugosité de la surface commence à avoir un rôle significatif et le traitement de la surface affecte grandement les pertes du circuit. Ainsi, une rugosité de 0.5 ou 1 fois l'épaisseur de peau fait augmenter les pertes respectivement d'un facteur de 20 ou 60 % [15].

- ✓ le grossissement du faisceau dû aux vitesses thermiques
- ✓ les limites de densité d'émission de la cathode qui sont liées à la température et donc au problème de dissipation thermique ainsi que la convergence en surface du canon électronique.

La figure I.11 présente la courbe de rendement (puissance de sortie du tube divisée par la puissance du faisceau) en fonction de la fréquence. On peut noter qu'en dessous de 300 GHz, on a une décroissance classique en $\frac{1}{f^2}$, au delà la décroissance devient beaucoup plus rapide ceci à cause des facteurs cités précédemment.

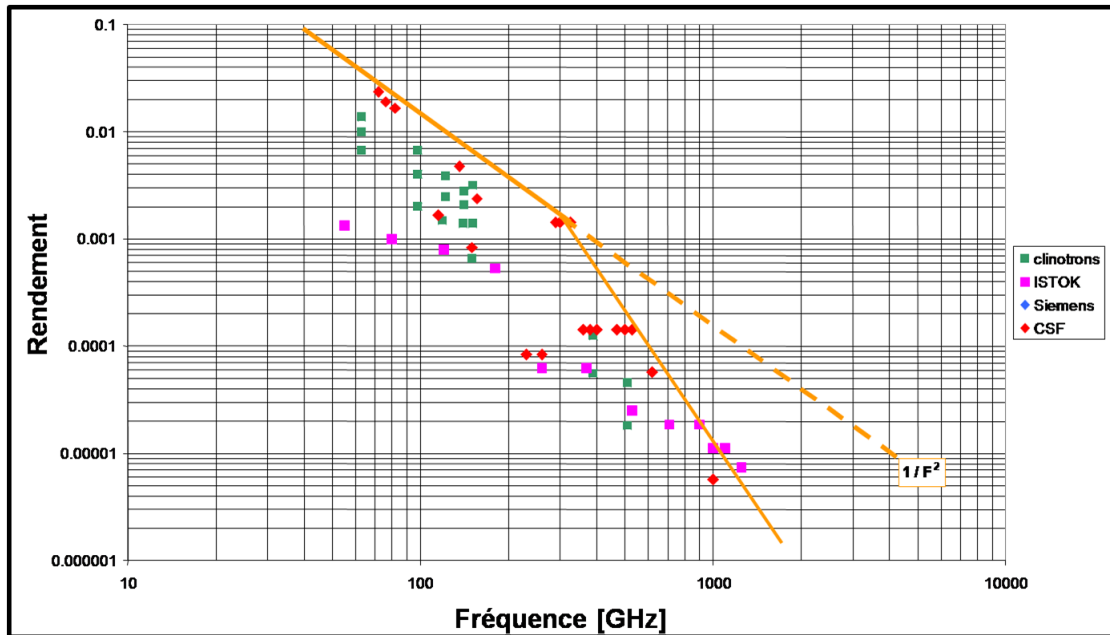


FIGURE I.11 – Rendement de différents carcinotrons et clinotrons (Source Thales Electron Devices).

Le carcinotron est donc un oscillateur basse et moyenne puissance pouvant osciller à une fréquence quelconque dans une bande d'un octave que l'on ajuste à l'aide d'un seul réglage de tension. Il est pour cela utilisé dans des appareils de mesure faisant usage du contrôle électronique de fréquence comme le générateur à balayage et l'analyseur de spectre. On le retrouve également dans des radars notamment pour les dispositifs de brouillage ainsi que dans des transpondeurs embarqués sur satellites [16]. Le carcinotron est aussi employé dans des laboratoires de physique pour des mesures de densité de plasma, de résonance paramagnétique et l'étude de structure fine de la matière [13].

La fréquence de fonction du carcinotron est contrôlée par la tension appliquée entre l'anode et la cathode. Ainsi, à chaque fréquence de fonctionnement correspond une vitesse de faisceau électronique. Afin d'assurer une condition de synchronisme, quelque soit la fréquence de fonctionnement, la ligne à retard doit être dispersive sur toute la bande de fréquence et ainsi entraîner une vitesse de phase différente pour chaque fréquence [17].

III.B Le carcinotron TH4229

Pour étudier le spectre du rayonnement électromagnétique de l'espace dans la région des longueurs d'onde sub-millimétriques, l'Agence Spatiale Européenne a lancé, dans les années 1980, le projet FIRST (Far InfraRed and Sub-millimeter Space Telescope). L'un des besoins clef pour cette mission était de disposer de sources de puissance afin de les utiliser comme oscillateurs locaux dans les spectroscopes hétérodynes de haute résolution. Ainsi Thomson Tubes Electroniques (actuellement Thales) a développé un carcinotron léger dans la bande 850 GHz - 1 THz entre 1983 et 1984. Ainsi est né le carcinotron TH4229

dont le schéma est donné en figure I.12.

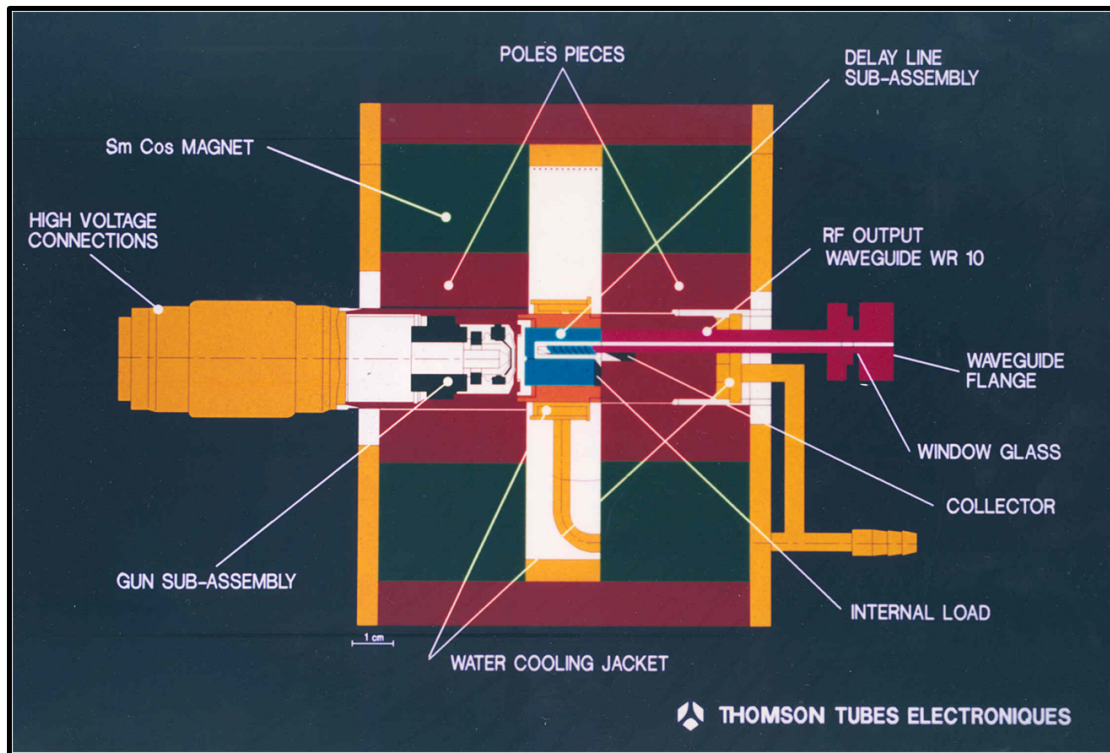


FIGURE I.12 – Schéma du carcinotron TH4229 (source Thales)

La tension d'accord pour ce tube s'étend de 4.9 kV pour 858 GHz à 8.8 kV pour 1.005 THz. La puissance maximale appliquée pour générer une puissance avoisinant les 1 mW est de 192 W. Entre 880 et 990 GHz on a une puissance minimale de 1 mW. La puissance maximale de 2.3 mW est atteinte pour plusieurs fréquences entre 910 et 940 GHz. L'encombrement du TH4229 est de 130*130*160 mm pour une masse de 8.2 kg. Le refroidissement est réalisé par circulation d'eau.

La ligne à retard de ce tube est une ligne périodique à ailettes qui compte tenu des pertes doit être suffisamment longue pour garder un courant d'accrochage faible (autour de 10 mA). Ainsi la ligne compte 370 vanes usinées à l'époque au moyen de fraises d'épaisseur 18 micromètres ce qui rend l'usinage extrêmement difficile entraînant des irrégularités géométriques de la ligne (source Thales). Les dents ont les dimensions suivantes : 75 μm de hauteur ($\lambda/4$), 100 μm de largeur et 20 μm d'épaisseur.

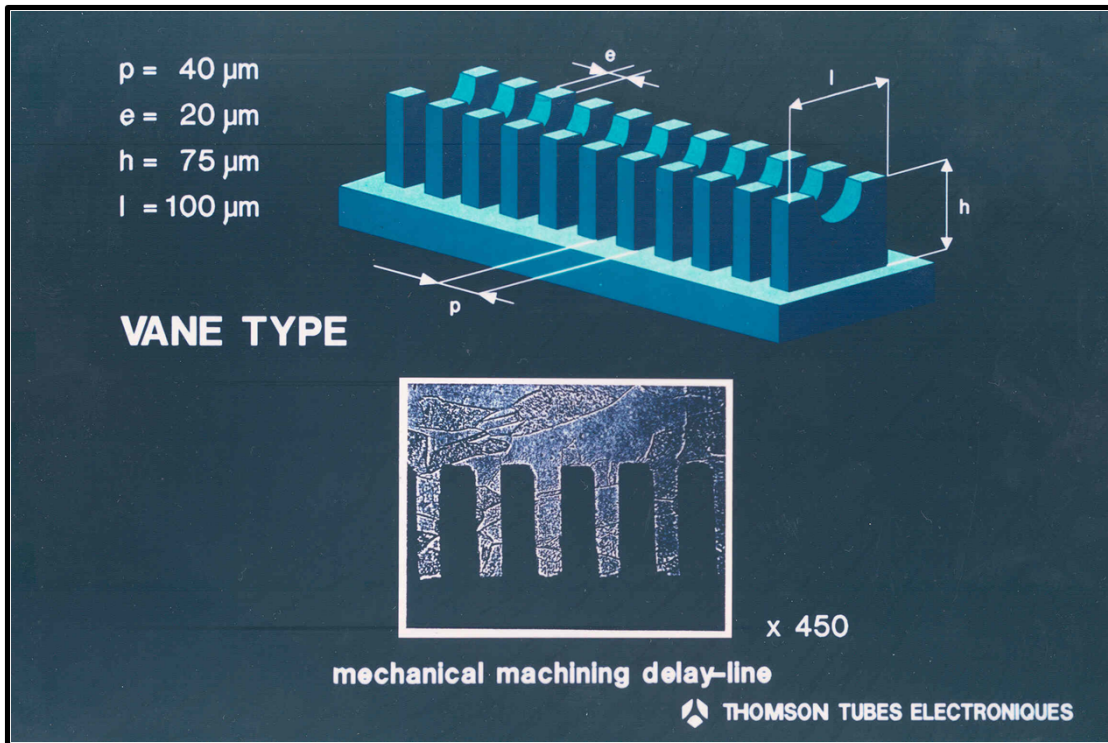


FIGURE I.13 – Ligne à retard du carcinotron TH4229 (source Thales)

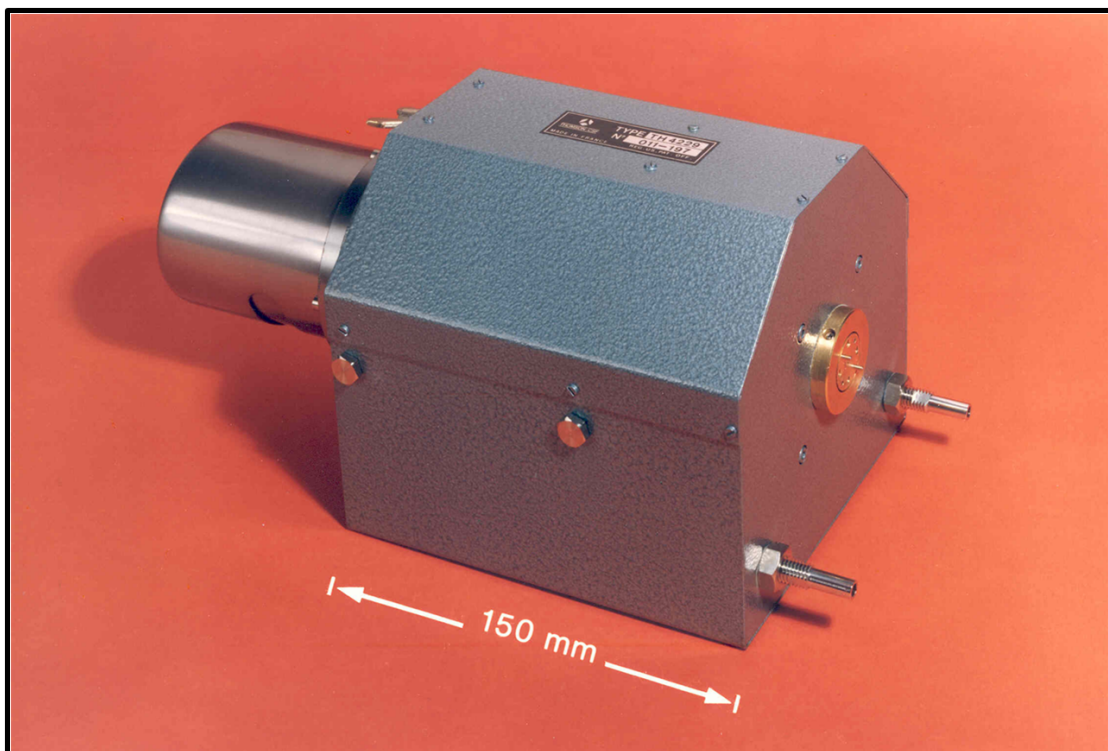


FIGURE I.14 – Le carcinotron TH4229 (source Thales)

IV Micro-usinage de la ligne à retard.

Comme vu précédemment, l'usinage de la ligne à retard du carcinotron TH4229 avec une fraise de $18\ \mu\text{m}$ réalisé, il y a une vingtaine d'années, s'avère une opération délicate dont le rendu et la reproductibilité ne sont pas compatibles avec la précision souhaitée pour ce type de structure. Depuis cette époque, de nouvelles techniques plus fiables et beaucoup plus précises ont été développées et sans cesse améliorées. Nous avons retenu cinq méthodes pour réaliser l'usinage de la ligne :

- ✓ l'électroérosion par fil
- ✓ le LIGA
- ✓ la gravure ionique réactive
- ✓ l'usinage par laser à impulsion ultra-courte
- ✓ l'usinage par laser UV

Compte tenu de l'importance des pertes aux hautes fréquences, il est nécessaire d'utiliser un cuivre le plus pur possible pour la réalisation des lignes à retard. On utilisera donc pour cela du cuivre OFHC présentant une pureté de l'ordre de 99.9 %.

Chacune de ces méthodes a ses avantages et ses inconvénients que ce soit en terme de coût, de qualité de surface et de précision. Ce sont les mesures de pertes sur les lignes fabriquées par ces différentes méthodes qui permettront de dire quelle méthode est la plus adaptée à la réalisation de ligne à retard pour carcinotron millimétrique.

IV.A L'électroérosion par fil.

En 1770, le savant anglais Joseph Priestley constate l'effet érosif des décharges électriques sur la matière. C'est en faisant des recherches pour éliminer cet effet sur des contacts électriques que les savants russes B.R et N.I. Lazarenko eurent l'idée d'exploiter ce phénomène destructeur à des fins d'enlèvement de matière et de développer un procédé contrôlé d'usinage des métaux. La première machine d'étincelage fut donc présentée en 1943 par les époux Lazarenko. Depuis, l'électroérosion ou EDM est devenue une réelle méthode d'usinage qui ne cesse de s'améliorer.

L'usinage par électroérosion s'opère dans un liquide diélectrique (hydrocarbures, huiles minérales, produits de synthèse, solution aqueuses ou eau désionisée) et une tension est appliquée entre une électrode et la pièce à usiner. Cette tension doit être supérieure à la tension de claquage qui est fixée par le pouvoir isolant du diélectrique mais aussi par la distance entre les électrodes. Afin qu'ils résistent à l'usure on utilise pour l'électrode, des matériaux difficiles à usiner par électroérosion tels que les graphites, le cuivres et ses

alliages ou alors des matériaux plus résistants comme le molybdène, le tungstène et ses alliages. Il faut noter que l'électroérosion est une méthode d'usinage sans contact.

Trois phases sont à distinguer durant un processus d'électroérosion [18, 19] :

- ✓ L'ionisation : sous l'action du champ électrique du fait de l'ionisation du diélectrique, un canal conducteur entre l'électrode et la pièce se forme. L'ionisation a lieu là où le champ électrique atteint une intensité maximale. Cette phase d'ionisation correspond à la rupture diélectrique et ne dure qu'un temps très bref (10 à 100 ns) par rapport à la décharge. Le canal conducteur est formé d'un plasma, gaz qui subit une ionisation à très haute température (3000 à 12000 K). Il est constitué par des atomes métalliques évaporés de l'électrode et de la pièce, des ions M et des électrons. Ces particules sont créées par les chocs violents que subissent les atomes portés à haute température. La figure I.15 schématise le processus de ionisation entre les deux parties métalliques.

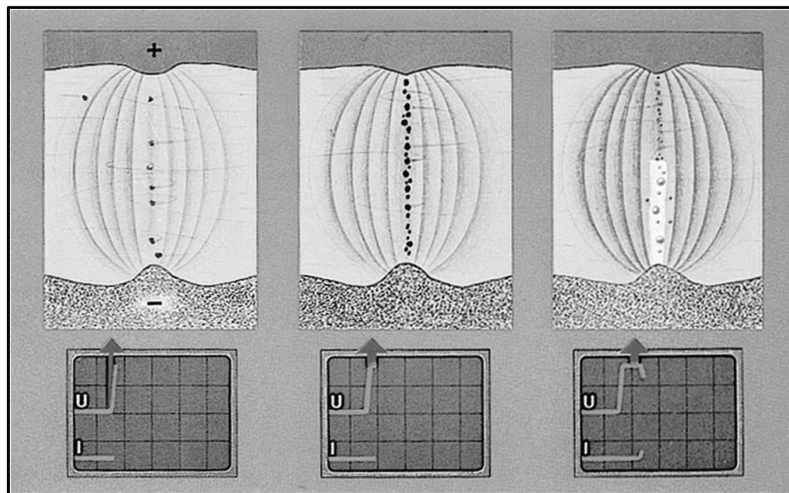


FIGURE I.15 – Ionisation du diélectrique entre l'électrode et la pièce à usiner et évolution de la tension U et de l'intensité du courant I [18].

- ✓ La fusion et la vaporisation de la matière : durant cette phase, l'intensité du courant croît tandis que la tension diminue. Pendant quelques microsecondes à quelques millisecondes, les particules attirées par les deux électrodes (la pièce à usiner joue le rôle de seconde électrode) vont y libérer leur énergie cinétique et y provoquer un échauffement très important. Les particules positives et négatives se dirigent respectivement vers la cathode et l'anode. La décharge étant fortement concentrée dans un canal de petite section, il en résulte des densités de courant très élevées, de l'ordre de 10^6 A/cm² entraînant des effets physico-thermiques importants. Des poches de matière fondue apparaissent aux deux électrodes. Autour du canal de plasma est créée une bulle de gaz et une onde de choc se propage radialement dans

le liquide. La bulle de vapeur croît de manière importante comme montrée sur la figure I.16.

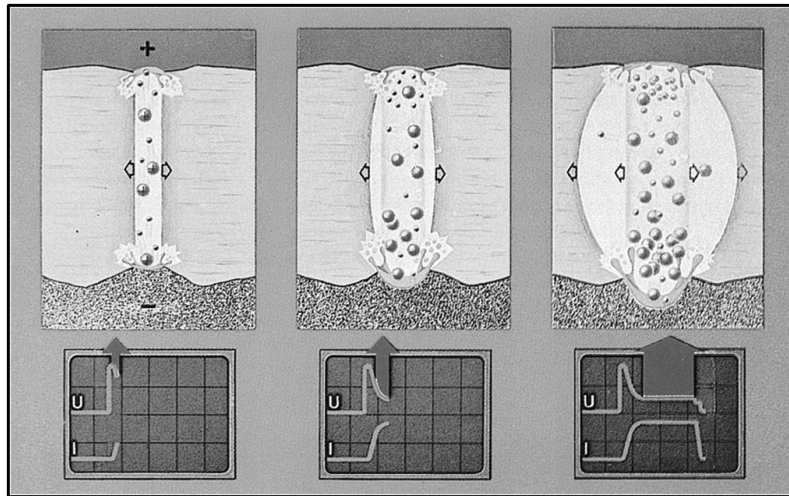


FIGURE I.16 – Fusion puis vaporisation de la matière sous l’effet des densités de courants très élevées et évolution de la tension U et de l’intensité du courant I [18].

- ✓ L’éjection de la matière : le circuit électrique est coupé, la bulle de vapeur se trouve entourée de liquide et de solides froids. À ce moment, la température dans la bulle de plasma est de 3000 à 20000 K. Des échanges thermodynamiques violents ont lieu. La fin de la décharge est traduite par un effet hydrodynamique : la cavité croît jusqu’à ce que sa pression interne soit minimale, puis sous l’effet de la pression hydrostatique du diélectrique, son volume diminue. Elle se scinde alors en deux parties. Le front de fusion des matériaux des électrodes régresse. Les deux bulles implosent. Une partie du métal encore à l’état liquide est éjectée sous l’impact du liquide diélectrique qui a acquis une grande énergie cinétique durant l’implosion de la cavité (figure I.17) .

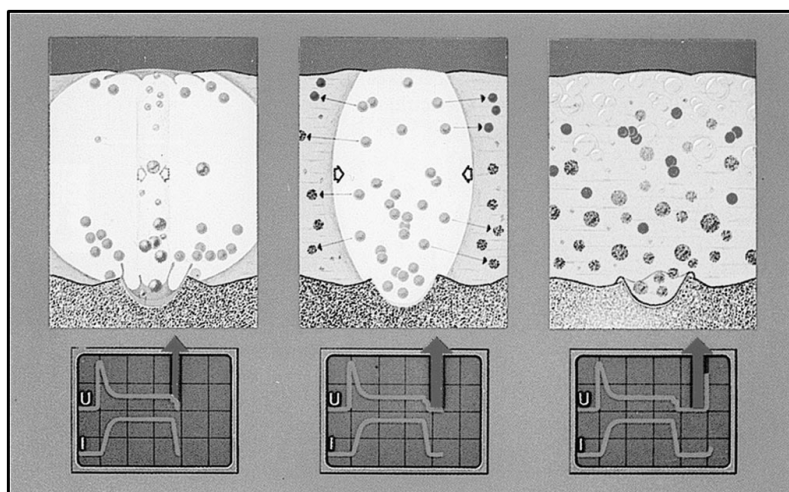


FIGURE I.17 – Ejection de la matière dans le diélectrique et évolution de la tension U et de l’intensité du courant I [18].

Le métal fondu éjecté se retrouve au sein du diélectrique sous la forme de petites sphérules et laisse un cratère sur chaque électrode. La partie de métal fondu non arrachée solidifie sur place.

Si l'électrode est un fil, on parle alors d'électroérosion par fil. La découpe consiste ici à utiliser un fil tendu et à la déplacer de manière à usiner la forme désirée (figure I.18). Afin de lutter contre l'usure et ainsi garder un diamètre de fil constant durant tout l'usinage, le fil est constamment déroulé d'une bobine. L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet de réaliser des coupes très fines, grâce au petit diamètre du fil (0.02 à 0.3 mm).

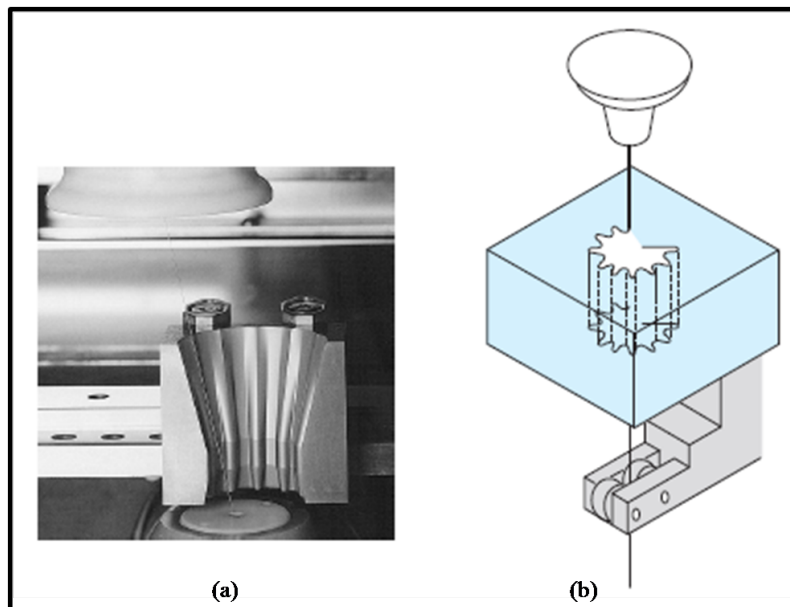


FIGURE I.18 – Exemple d'usinage de pièce par électroérosion (a) et schéma de principe de l'électroérosion (b)

Après finition, un usinage par électroérosion peut conduire à un bon état de surface avec un R_a (écart moyen arithmétique) allant de 0.2 à 1 μm . Des finitions très poussées peuvent même faire descendre ce paramètre à 0.1 μm . De nombreux détails sur l'électroérosion sont donnés par D. Kremer dans [18].

Compte tenu du fait que le diamètre de fil minimum disponible à ce jour est de 20 μm , un usinage par électroérosion par fil ne permet pas d'atteindre des largeurs de fente inférieures à 30 μm . La fréquence de fonctionnement de la ligne à retard ne pourrait ainsi pas dépasser les 570 GHz. De plus le fond de la fente entre les ailettes ne sera pas plat mais arrondi (rayon entre 15 et 20 μm) du fait de la forme cylindrique du fil.

IV.B Le LIGA

Le sigle LIGA provient de l'allemand Lithographie Galvanoformung Abformung (Lithographie électrodéposition moulage). Ce procédé a été développé vers la fin des années 1970 au Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK). Il est basé sur différentes étapes :

- ✓ La lithographie aux rayons X : Un substrat, recouvert d'un polymère, est exposé à un rayonnement X émis par un synchrotron à travers un masque photolithographique (en chrome par exemple) représentant le motif de la microstructure à usiner (figure I.19 (a)). Les zones exposées sont éliminées par voie chimique (figure I.19 (b)).
- ✓ L'électrodéposition : Un métal est déposé par électro-croissance dans les microstructures développées, sur toute l'épaisseur de la couche de polymère subsistant (figure I.19 (c)). Le polymère résiduel est ensuite enlevé laissant ainsi la pièce dégagee (figure I.19 (d)).

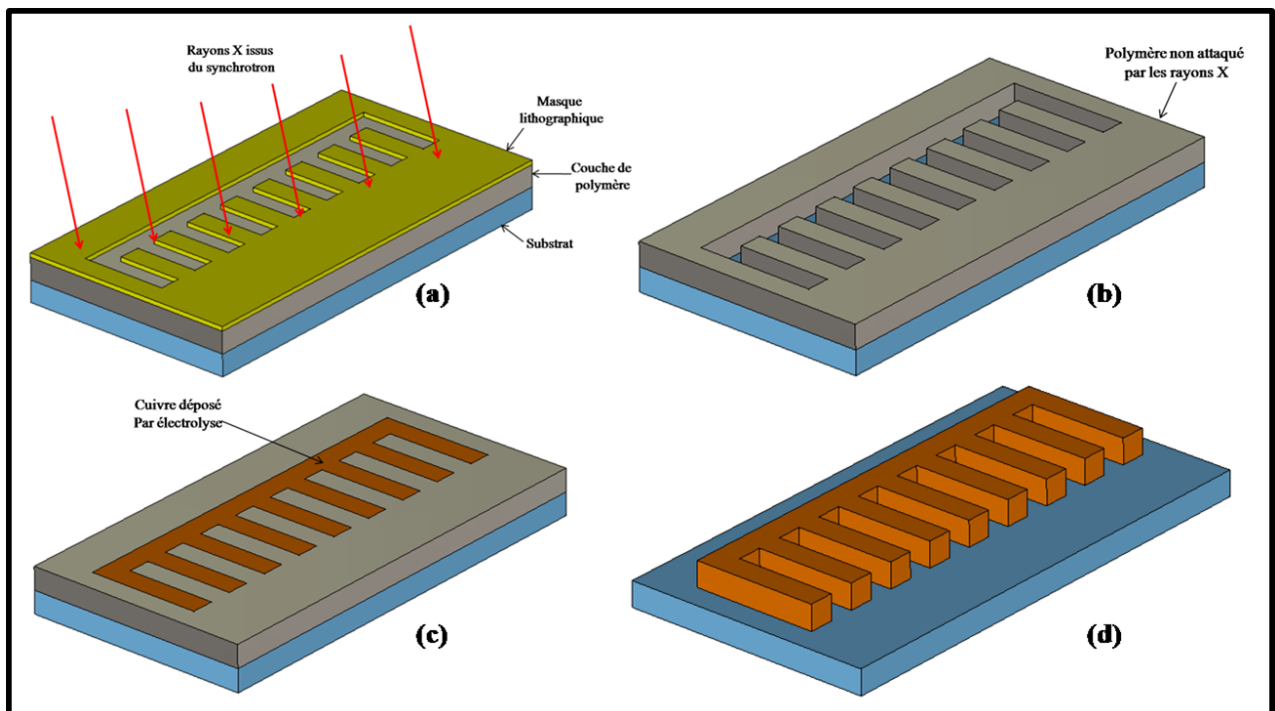


FIGURE I.19 – Principe de l'usinage LIGA [20].

La méthode LIGA permet de réaliser facilement des rapports de forme (*hauteur/épaisseur*) allant jusqu'à 50, notre structure ayant un rapport de forme d'environ 4, elle est donc largement réalisable par cette technique. Cependant l'électrocroissance nécessite l'utilisation d'un cuivre électrolytique dont les qualités n'atteignent pas celle du cuivre OFHC.

IV.C La gravure ionique réactive

La gravure ionique réactive (RIE en anglais) est une technique de gravure par plasma. Cette gravure met en jeu deux processus : d'une part des réactions chimiques entre un gaz ionisé et le matériau à graver d'autre part l'érosion de la surface due au bombardement ionique. Le principe de base est de créer un plasma contenant des ions dans une chambre à vide où se trouve l'échantillon à graver (substrat de cuivre dans notre cas). Cet échantillon est recouvert d'un masque photolithographique. Les ions viennent alors bombarder le substrat et arrachent des atomes de cuivre. Il s'agit là uniquement d'un effet mécanique (usinage ionique). Un effet chimique peut alors être apporté en utilisant un plasma réactif, c'est à dire un plasma dont les ions vont directement réagir avec le cuivre. Le plasma est soit créé entre deux électrodes soit par excitation micro-onde permettant ainsi d'augmenter très largement la densité d'ions réactifs. Les gaz généralement employés sont à base de fluor, de chlore, de brome avec adjonction d'oxygène et d'argon ce qui impose de réaliser cette technique dans un environnement sécurisé. La figure I.20 décrit le principe de l'usinage RIE.

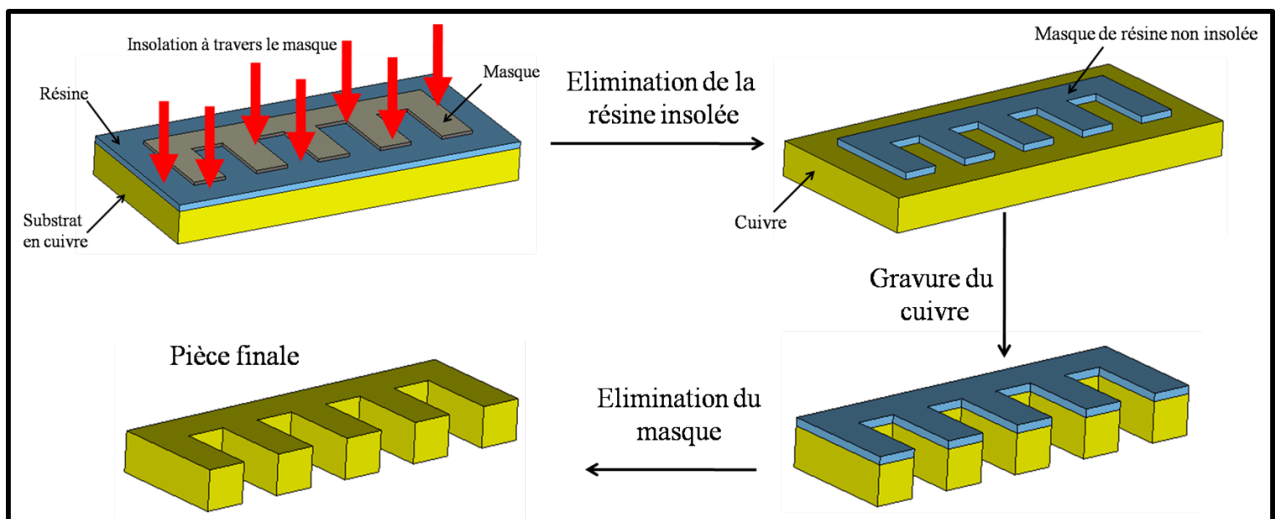


FIGURE I.20 – Principe de l'usinage RIE.

La précision que l'on peut obtenir par la gravure RIE est moins bonne que celle du LIGA, mais elle permet cependant l'utilisation de cuivre OFHC adapté aux hyperfréquences.

IV.D Le micro-usinage par laser.

IV.D.1 Laser à impulsions ultra-courtes

L'usinage laser est approprié pour les métaux à partir de durées d'impulsions comprises entre la microseconde et la nanoseconde. Cependant, de telles durées d'impulsions sont relativement élevées et entraînent des processus thermiques influençant alors la qualité des

faces des trous. En effet, la chaleur a le temps d'être diffusée vers l'extérieur de la zone d'absorption optique élargissant ainsi la zone influencée par la chaleur. Dans cette région, il y a génération d'une fusion locale et éjection du liquide dirigée vers les bords du trou, ce qui altère fortement la qualité de l'usinage. L'utilisation d'un laser femtoseconde permet de rendre le processus athermique et les champs électriques intenses des impulsions entraînent directement des absorptions multiphotoniques très fortes. Ainsi la région d'absorption est mieux définie et elle est surtout plus étroite qu'avec des lasers de type nanoseconde [21].

Le matériau subit en fait une ablation par ionisation. Il est transformé en un plasma avec comme résultat l'absence de zone affectée par la chaleur, sans fusion et sans formation de défauts de surface.

Un des problèmes de cette technique est que compte tenu de la forme gaussienne du faisceau laser, l'espace entre les ailettes sera sûrement conique. Les $20\ \mu\text{m}$ seront parfaitement respectés en haut des ailettes, mais la base sera supérieure à $20\ \mu\text{m}$ (figure I.21). De plus, la précision sur la largeur et le pas des ailettes sera de $\pm 3\ \mu\text{m}$, en ce qui concerne leur longueur et leur profondeur, elle sera de $\pm 5\ \mu\text{m}$.

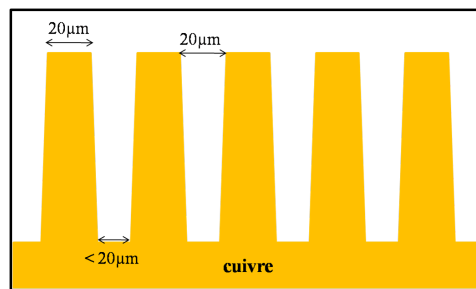


FIGURE I.21 – Conséquence du profil gaussien sur l'usinage des ailettes. Le fond de l'espace entre deux ailettes fait moins de $20\ \mu\text{m}$.

IV.D.2 Laser UV

Une autre solution d'usinage par laser consiste à usiner non pas le métal mais un polymère afin de réaliser un négatif de la ligne à retard. Le polymère est un polyimide de type Kapton ou Upilex. La réplique en cuivre se fait dans ce cas par dépôt électrocatalytique. Le laser utilisé ici est un laser UV qui permet d'obtenir une gravure moins conique que celle obtenue par le laser femtoseconde.

Ainsi la géométrie obtenue par cette technique utilisant un laser UV sera plus fidèle au modèle en comparaison avec l'usinage par laser femtoseconde cependant, la qualité du cuivre par dépôt électro-catalytique est de moins bonne qualité que celle que l'on peut avoir en utilisant directement un bloc de cuivre (OFHC si possible).

Ces cinq méthodes d'usinage peuvent être classées en 2 grandes familles selon que l'usinage se fait par enlèvement de matière ou par dépôt de matière comme le montre le

tableau I.3.

Usinage par ablation	Usinage par dépôt
Electroérosion par fil	Laser UV sur polymère
Laser à impulsions ultra-courtes	LIGA
Gravure ionique réactive	

TABLE I.3 – Classement des différentes techniques de micro-usinage de la ligne à retard par enlèvement ou par dépôt de matière.

Méthodes d'usinage	Avantages	Inconvénients
LIGA	Excellente précision	Cuivre électrolytique \neq cuivre OFHC
Gravure Ionique Réactive	Possibilité d'utiliser du cuivre OFHC	Précision moins bonne que le LIGA
Electroérosion par fil	Possibilité d'utiliser du cuivre OFHC	Fond arrondi $\varnothing_{\min}(\text{fil})=20\mu\text{m}$
Laser à impulsions ultra-courtes	Possibilité d'utiliser du cuivre OFHC	Fond de gorge plus étroit
Laser UV sur polymère	Géométrie bien respectée	Cuivre électrolytique \neq cuivre OFHC

TABLE I.5 – Avantages et inconvénients de chaque méthode d'usinage.

Nous avons présenté ici la ligne à retard du carcinotron ainsi que des méthodes d'usinage susceptibles d'être employées pour sa fabrication. Comme le montre le tableau I.5, les différentes méthodes présentent chacune des avantages et des inconvénients, auxquels peuvent venir s'ajouter des critères de coûts. Compte tenu de l'influence des défauts de surface aux fréquences térahertz, la méthode LIGA semblerait la plus optimale mais cela reste à vérifier par la mesure. Il faut, avant de pouvoir caractériser les lignes ainsi usinées, mettre au point des méthodes de mesures. Pour cela nous allons tout d'abord travailler avec une reproduction de la ligne à une échelle d'environ fois 100 soit une fréquence de 10 GHz pour laquelle le laboratoire Xlim est parfaitement équipé en matériel de mesure (analyseur de réseau vectoriel, câbles coaxiaux, guide d'onde, cornet, ...).

Chapitre II :

Mesures et caractérisations à 10 GHz

Chapitre II

Mesures et caractérisations à 10 GHz

Afin de déterminer la meilleure méthode de mesure un dispositif de test à l'échelle 96.2 a été réalisé. Les mesures doivent donc être faites sur une bande de fréquence au voisinage de 10 GHz.

Compte tenu du rapport d'homothétie 96.2 avec la ligne à retard du carcinotron TH4229, il se compose d'une ligne à retard composée d'ailettes de 1.923 mm d'épaisseur, 9.62 mm de largeur et 7.22 mm de hauteur. Le pas de la ligne étant de 3.846 mm. De part et d'autre de la ligne se trouve une zone de transition où la hauteur des ailettes passe de 0 à 7.22 mm. L'ensemble, ligne à retard et zone de transition repose sur une plaque de cuivre de 22 mm d'épaisseur. L'usinage des ailettes a été réalisé par enfonçage dans un bloc de cuivre. Celles-ci ne sont donc pas soudées sur la plaque de base, ce qui élimine les mauvais contacts.

Cinq parties de longueurs identiques ont été usinées, permettant ainsi la réalisation de mesures sur des longueurs de ligne différentes (figure II.1). Ainsi, le dispositif est formé de 3 tronçons de ligne à ailette d'environ 300 mm de long (n°2, 3 et 4 sur la figure) et de 2 tronçons composés d'une longueur d'adaptation suivie d'une portion de ligne à ailette (n°1 et 5). La longueur totale du dispositif est donc de 1500 mm.

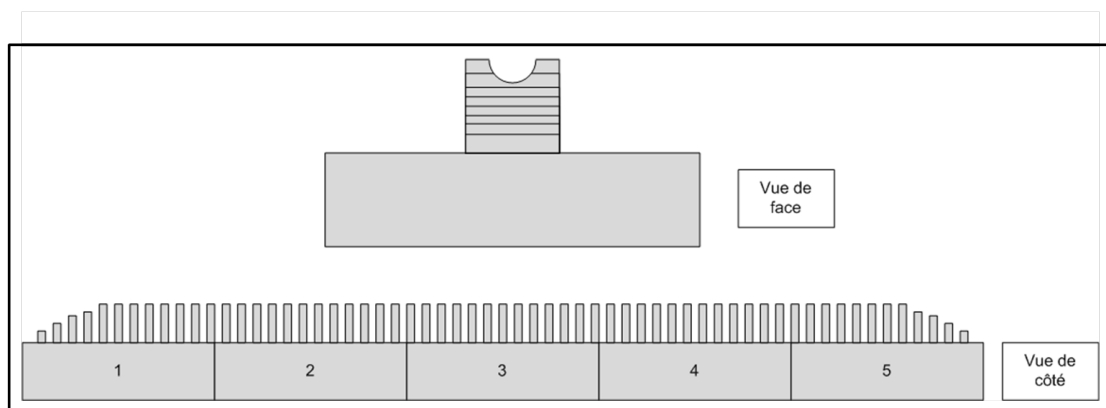


FIGURE II.1 – Schéma de la ligne à retard avec les 5 tronçons.

Entre les deux tronçons de transition, il est donc possible de réaliser des mesures pour 4 longueurs de ligne insérées. Les longueurs insérées seront donc $L_1 = 0$ mm (aucun tronçon inséré), $L_2 = 300$ mm (tronçon 2 inséré), $L_3 = 600$ mm (tronçons 2 et 3 insérés) et $L_4 = 900$ mm (tronçons 2, 3 et 4 insérés).

Les calculs de pertes étant réalisés par comparaison entre deux longueurs de ligne, nous parlerons dans la suite de longueurs de ligne insérées, L_i , et non de la longueur totale de la ligne qui n'intervient en rien dans les calculs.

Toutes les mesures au voisinage de 10 GHz, ont été réalisées à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA) Rohde & Schwarz 1127.85000.60 ZVM. Nous avons utilisé un calibrage TOSM (Thru, Open, Short, Match) en Full Two Port.

I Etapes préliminaires à la mesure.

I.A Couplage par guide.

La ligne à retard est reliée aux connecteurs de l'analyseur de chaque côté du dispositif par une transition guide coaxial – guide rectangulaire WR90 suivie d'une transition guide WR90 – guide WR159.

Afin de ne pas avoir une trop grande discontinuité entre la sortie du guide WR159 et la ligne à retard, deux pièces de cuivre courbées sont fixées sur la plaque support pour passer progressivement de la géométrie du WR159 à celle de la ligne en espace libre. Il s'agit en fait d'un guide avec un évasement exponentiel (figure II.2). L'ensemble du dispositif de test est recouvert par un capot en cuivre disposé à 12.693 mm (petit côté du WR159 moins hauteur d'une ailette) au dessus des ailettes de la ligne.

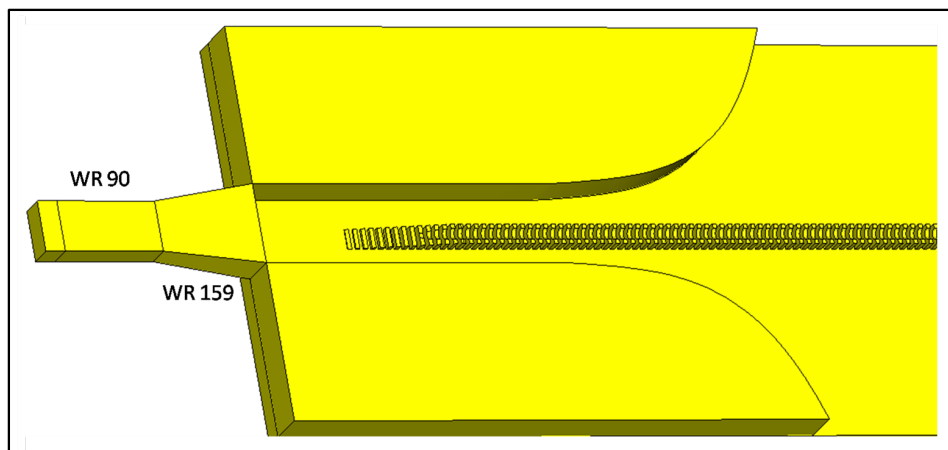


FIGURE II.2 – Schéma de la section d'adaptation avec la transition WR90-WR159.

Le tableau II.1 donne les caractéristiques et notamment les fréquences de coupure des deux guides utilisés pour le couplage entre la ligne à retard et le câble coaxial.

WR	Grand côté [mm]	Petit côté [mm]	Fréquence de coupure [GHz]	$F_{min} = 1.25 F_c$ [GHz]
159	40.39	20.193	3.712	4.64
90	22.86	10.16	6.56	8.2

TABLE II.1 – Caractéristiques des guides d'onde WR159 et WR90.

I.B Symétrie de la structure.

Il convient dans un premier temps de vérifier que la ligne à retard est bien une structure symétrique, c'est-à-dire que les paramètres S_{11} et S_{22} sont identiques. La figure II.3 représente la différence $|S_{11}-S_{22}|$ pour le dispositif de test sans insertion de ligne entre les tronçons 1 et 5. Le S_{11} et le S_{22} étant quasi égaux (différence inférieure à 0.15) et comme $|S_{11}-S_{22}|$ est inférieur à $|S_{11}|$ et à $|S_{22}|$, la symétrie de la structure est validée. On observe uniquement un pic plus élevé centré à 11.12 GHz qui est dû à la fréquence de coupure du mode TE_{20} pour le guide WR90.

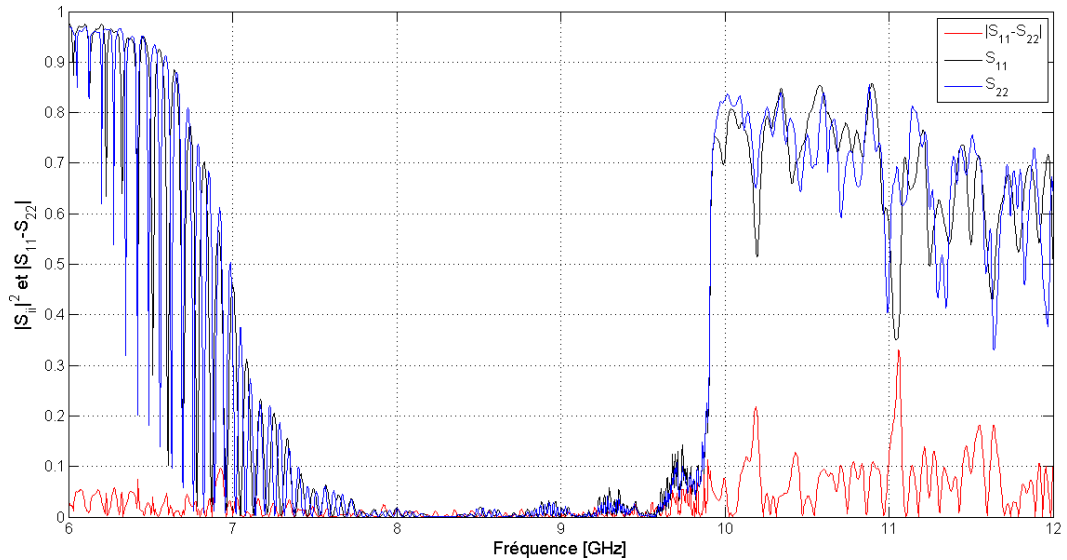


FIGURE II.3 – Comparaison entre les paramètres S_{11} et S_{22} du dispositif de test symétrique. Aucune longueur n'est insérée entre les sections d'adaptation.

I.C Influence du capot sur la mesure.

Afin d'estimer l'influence du capot placé au dessus de la ligne, ce dernier a été enlevé sauf sur les zones d'adaptation pour réaliser une série de mesures comparatives entre les configurations avec et sans capot.

La figure II.4 présente les coefficients S_{11} et S_{21} dans les deux configurations pour une longueur insérée de 900 mm. Les valeurs étant quasi identiques jusqu'à quasiment 10 GHz, on en déduit que le champ électromagnétique reste très concentré autour des ailettes ce qui rend la mesure de pertes en transmission peu affectée par la présence ou non du capot. L'écart que l'on observe au delà de 10 GHz est dû au fait que même si la ligne ne laisse pas propager d'onde, une partie de l'énergie incidente arrive plus ou moins à être transmise grâce à la présence du capot qui vient faire office de guide plan. On retrouve le même phénomène sur les bords de la ligne à retard, en pratique si l'on veut avoir une incidence sur la mesure, il faut placer un objet métallique à moins d'un centimètre de la ligne.

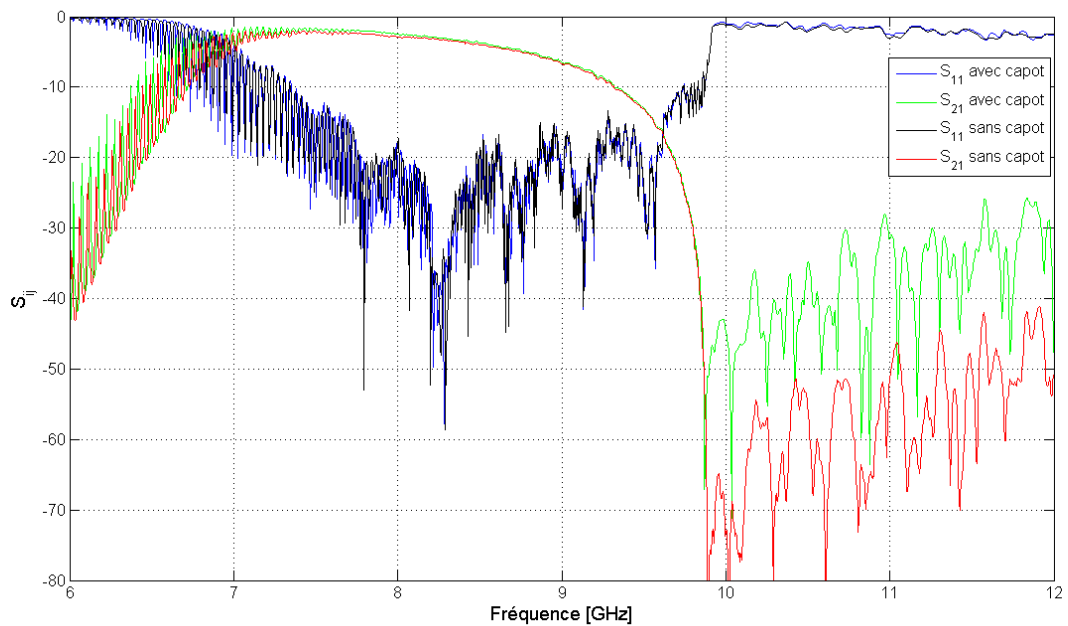


FIGURE II.4 – Comparaison des paramètres S_{11} et S_{21} avec et sans capot au dessus de la ligne pour une longueur insérée de 900 mm.

Une simulation de structure sous CST avec un maillage en $\frac{\lambda}{20}$, permet de retrouver ce résultat en observant les cartographies des champs. On retrouve le confinement de l'onde électromagnétique le long de la ligne à retard. La figure II.5 représente la structure modélisée (le capot du dessus a été enlevé pour la visualisation).

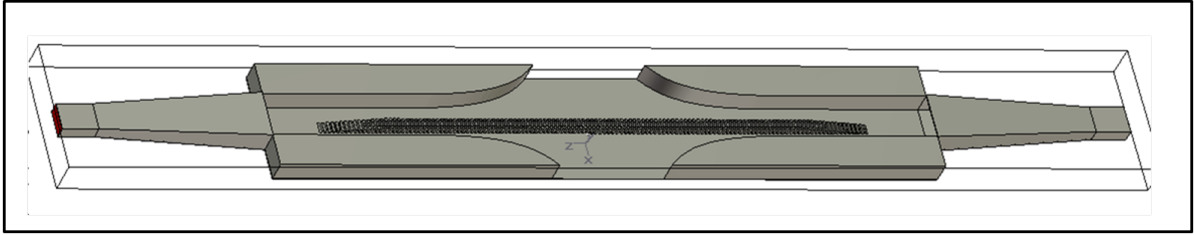


FIGURE II.5 – Structure simulée sous CST.

Les figures II.6, II.7 et II.8 représentent le module du champ électrique dans les différents plans de l'espace. On voit que le champ électrique, que ce soit au dessus ou sur les côtés de la ligne, décroît fortement dès que l'on s'éloigne de la ligne périodique.

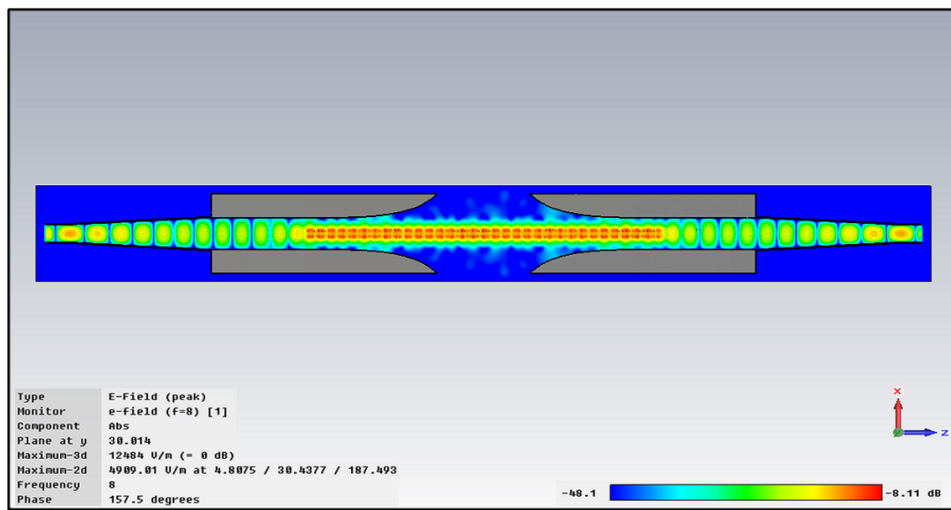


FIGURE II.6 – Module du champ électrique dans le plan xOz.

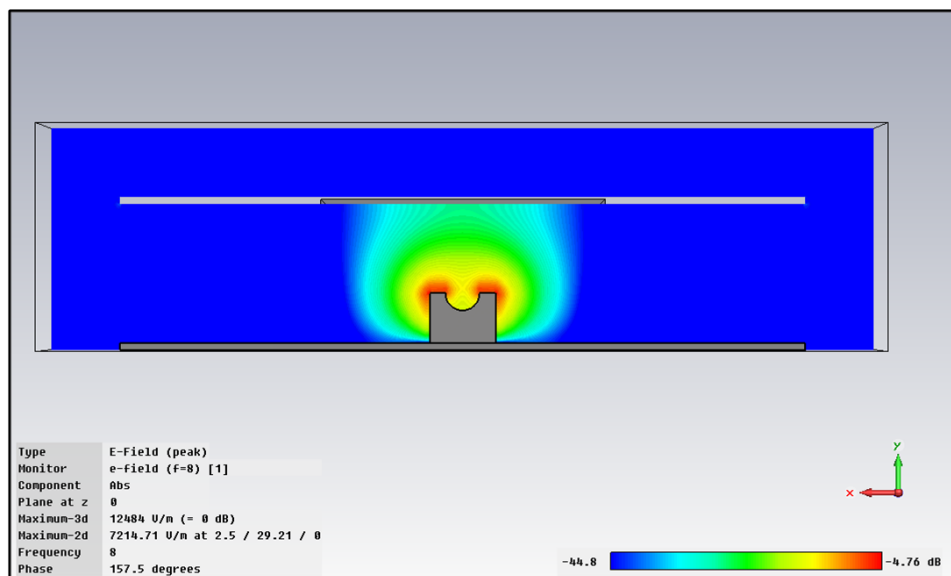


FIGURE II.7 – Module du champ électrique dans le plan xOy.

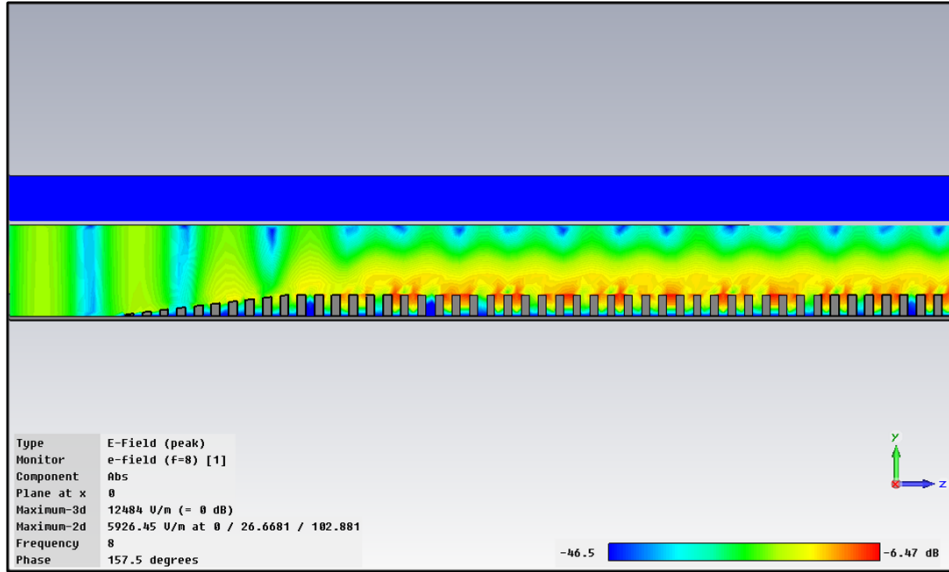


FIGURE II.8 – Module du champ électrique dans le plan yOz.

Ce résultat sera utile pour la réalisation des mesures en transmission avec un couplage par rayonnement. En effet, la mesure des pertes par propagation ne sera pas affectée par des pertes supplémentaires dues au rayonnement de la ligne.

I.D Adaptation de la ligne.

La qualité de l'adaptation de la ligne peut être exprimée à partir de la mesure du rapport d'onde stationnaire (R.O.S.). Le ROS se calcule à partir du coefficient de réflexion S_{11} comme le montre l'équation II.1 :

$$ROS = \frac{1 + |S_{11}|}{1 - |S_{11}|} \quad (\text{II.1})$$

Le ROS étant inférieur à 1.5 entre 7.7 GHz et 9.6 GHz, la ligne est bien adaptée dans cette bande de fréquence. Il reste inférieur à 2 entre 7.4 GHz et 9.8 GHz (figure II.9). Au-delà de ces fréquences, l'adaptation est limitée aux basses fréquences par la coupure du guide WR90 (6.56 GHz) et aux hautes fréquences par celle de la ligne périodique (10 GHz). La figure II.9 montre le ROS sur toute la bande étudiée pour les 4 longueurs de ligne insérées.

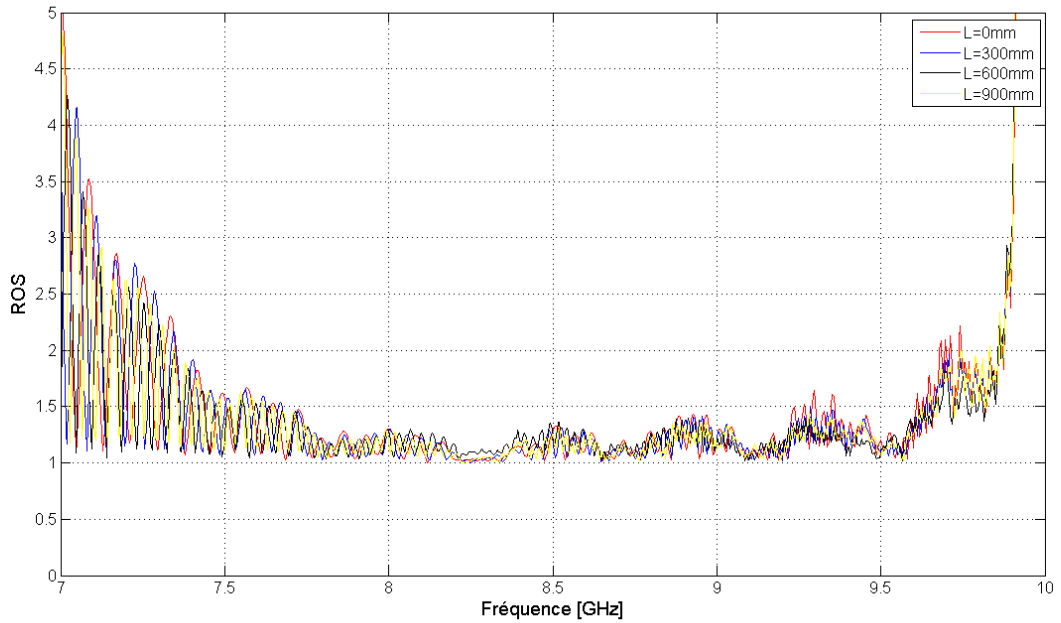


FIGURE II.9 – Zoom sur le ROS entre 7 et 10 GHz.

I.E Couplage par cornet pyramidal.

Dans cette partie, le capot ainsi que le guide en évasement exponentiel, utilisés dans la mesure avec couplage par guide, sont retirés. Le couplage entre la ligne et l'analyseur de réseau vectoriel se fait à l'aide de cornets pyramidaux. Afin qu'il n'y ait aucune interaction directe ou par réflexion entre les cornets, deux plaques d'absorbants électromagnétiques sont placées de chaque côté en entrée de ligne comme montré sur la figure II.10. Une petite ouverture a été réalisée dans l'absorbant autour de la ligne périodique (figure II.11). Comme nous l'avons vu précédemment, le champ électromagnétique reste confiné aux abords de la ligne ainsi les absorbants ne viennent en rien interférer dans la mesure des pertes.

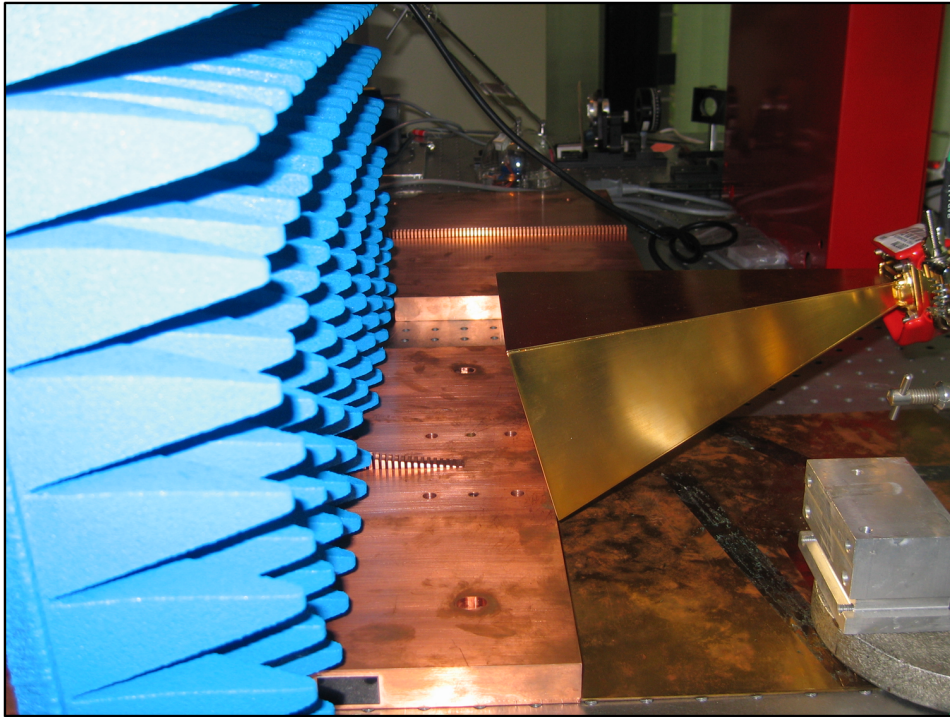


FIGURE II.10 – Couplage par cornet pyramidal et absorbant électromagnétique en entrée de ligne.

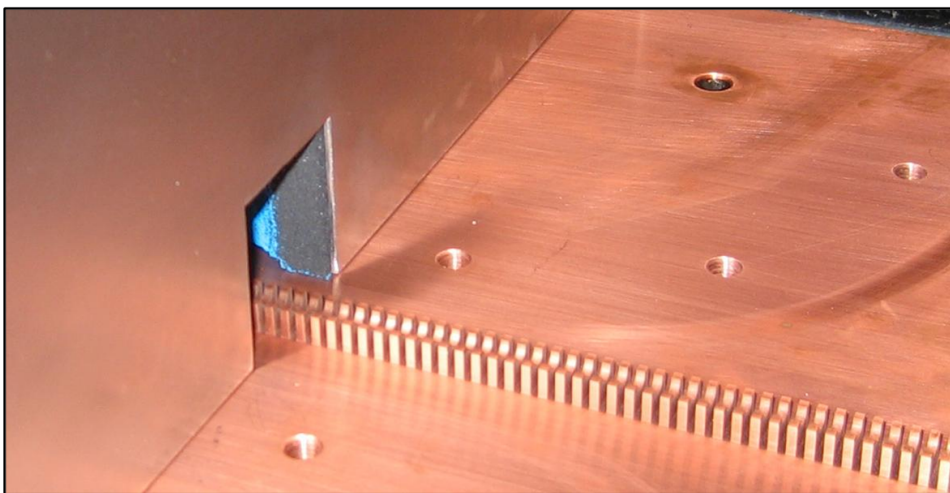


FIGURE II.11 – Ouverture dans l'absorbant électromagnétique autour de la ligne périodique.

I.E.1 Diagramme de rayonnement des cornets.

Le cornet est excité par un guide d'ondes WR90 travaillant sur le mode TE_{01} . On appelle a l'ouverture du cornet dans le plan H et b celle dans le plan E.

Les dimensions des cornets pyramidaux utilisés sont mentionnées sur la figure II.12.

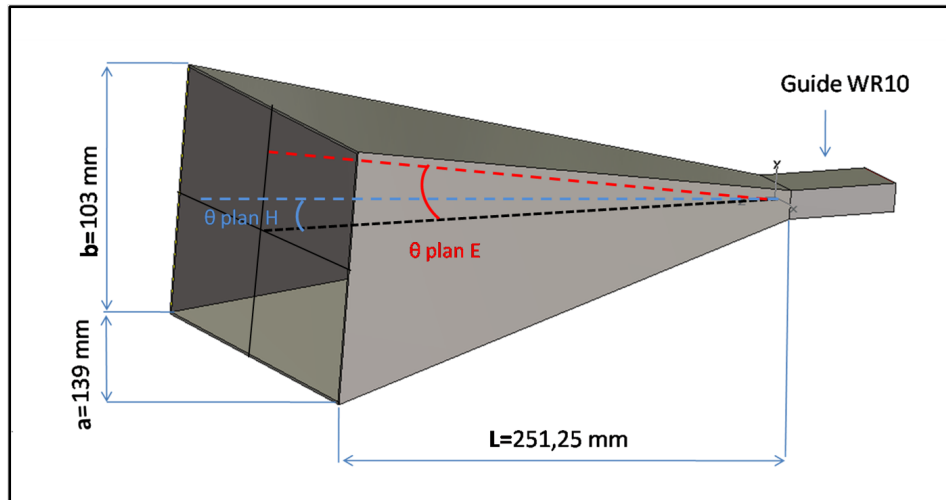


FIGURE II.12 – Dimensions du cornet pyramidal utilisé.

La répartition dans l'espace de l'énergie rayonnée ou reçue par un cornet est caractérisée par les diagrammes de rayonnement, dans le plan E et dans le plan H, donnés respectivement par les formules suivantes :

$$E(\theta) = b \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta\right)} \text{ pour le plan E} \quad (\text{II.2})$$

$$E(\theta) = \frac{\pi a}{2} \frac{\cos\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta\right)}{\frac{\pi^2}{4} - \left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta\right)^2} \text{ pour le plan H} \quad (\text{II.3})$$

La figure II.13 présente l'évolution des diagrammes de rayonnement dans le plan E et dans le plan H pour différentes fréquences auxquelles nous avons travaillé.

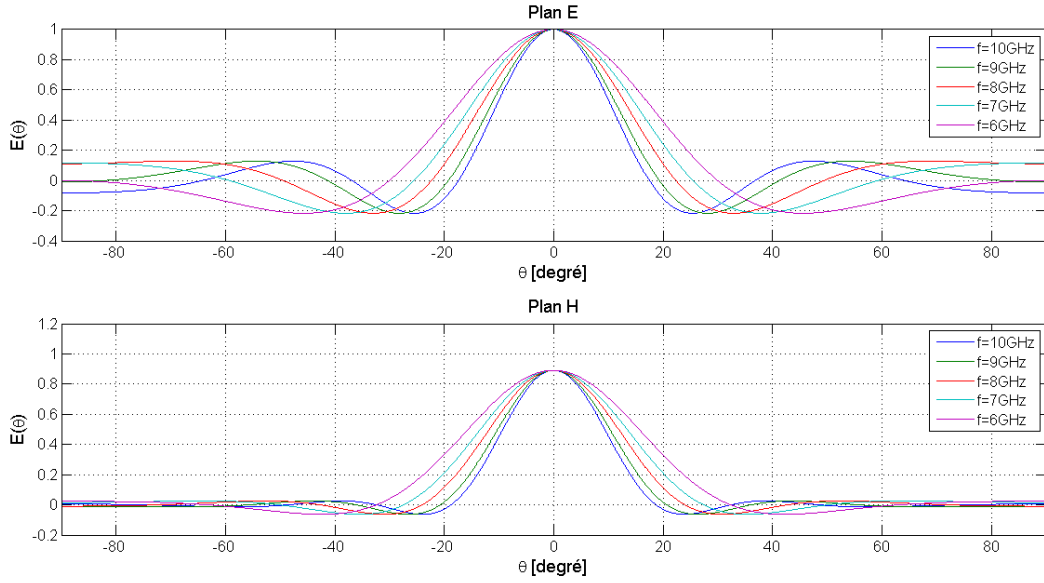


FIGURE II.13 – Diagramme de rayonnement des cornets pour différentes fréquences de fonctionnement dans le plan E et dans le plan H.

On peut aussi déterminer l'ouverture de l'antenne comme l'angle pour lequel la puissance diminue de 3dB. En pratique, on admet que toute la puissance émise par l'antenne se retrouve dans cette ouverture dont l'expression est :

$$(2\theta_{3dB})^\circ = 56 \frac{\lambda}{b} \text{ pour le plan } E \quad (\text{II.4})$$

$$(2\theta_{3dB})^\circ = 68 \frac{\lambda}{a} \text{ pour le plan } H \quad (\text{II.5})$$

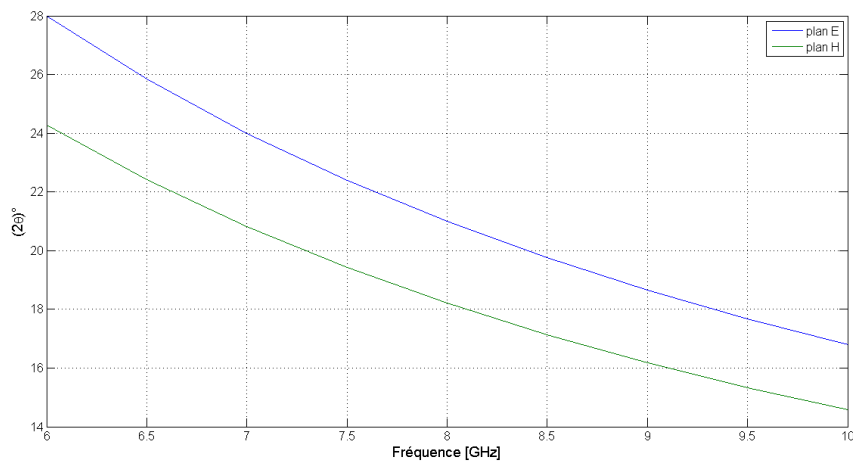


FIGURE II.14 – Ouverture à 3 dB des cornets en fonction de la fréquence pour le plan E et le plan H.

On observe que plus la fréquence augmente, plus l'ouverture à 3 dB et donc la taille du lobe principal diminue, augmentant ainsi la puissance par unité de surface.

Le diagramme de rayonnement des cornets pyramidaux utilisés a été calculé avec le logiciel CST, il est représenté en 3D sur la figure II.15. On note que le champ est maximal dans la direction $\theta = 0^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$.

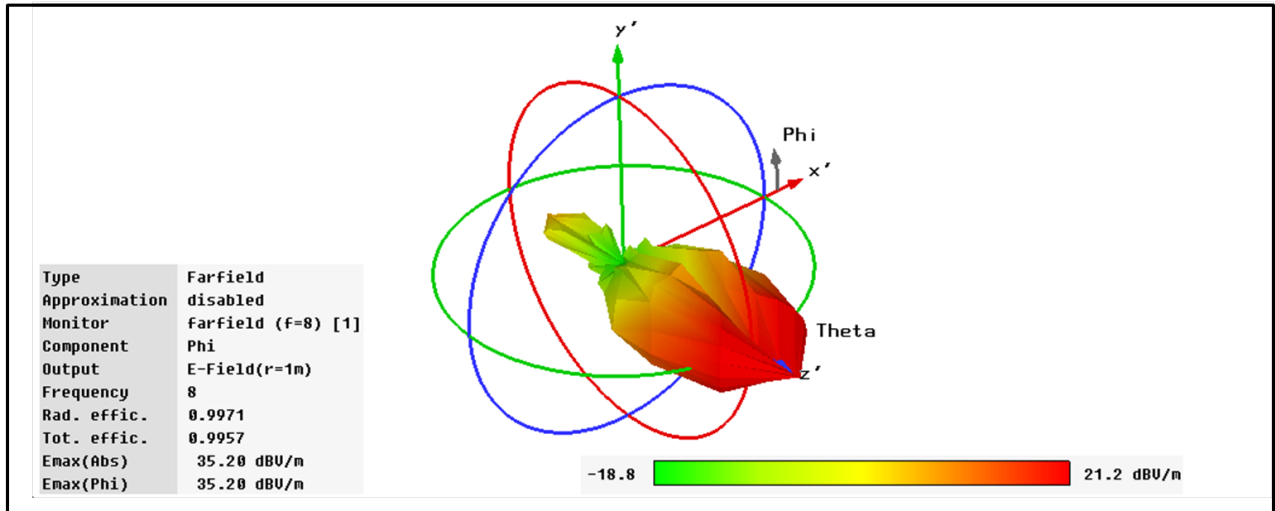


FIGURE II.15 – Diagramme de rayonnement du cornet pyramidal utilisé à 8 GHz.

I.E.2 Gain des cornets.

Le gain d'une antenne se définit comme le rapport de l'intensité maximum de rayonnement obtenue au sommet du lobe principal sur l'intensité de rayonnement dans la même direction qui serait produite pour une source électromagnétique isotrope alimentée par la même puissance d'entrée. Dans le cas d'une ouverture équiphasée uniformément illuminée, le gain est donné par la formule

$$G = \frac{4\pi S}{\lambda^2} \quad (\text{II.6})$$

pour un cornet, le gain prend la forme

$$G = \frac{4\pi S}{\lambda^2} F \quad (\text{II.7})$$

où F est le facteur de gain du cornet ($F \leq 1$). La surface effective du cornet (S_{eff}) est alors égale au produit :

$$S_{eff} = S \times F \quad (\text{II.8})$$

Le gain d'un cornet peut être déduit d'après l'étude de la répartition des champs à la surface de son embouchure. Les formules donnant les gains des cornets ont été établies par

Schelkunoff [22] et sont pour un cornet pyramidal :

$$G = \frac{\pi}{32} \left(\frac{\lambda}{b} G_H \right) \left(\frac{\lambda}{a} G_E \right) \quad (\text{II.9})$$

où G_E et G_H sont les gains respectivement dans le plan E et dans le plan H. Ils ont pour expression :

$$G_E = \frac{64aR_b}{\pi\lambda b} \left[C^2 \left(\frac{b}{\sqrt{2\lambda R_b}} \right) + S^2 \left(\frac{b}{\sqrt{2\lambda R_b}} \right) \right] \quad (\text{II.10})$$

$$G_H = \frac{4\pi b R_a}{\lambda a} \left\{ [C(u) - C(v)]^2 + [S(u) - S(v)]^2 \right\} \quad (\text{II.11})$$

où

$$u = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sqrt{\lambda R_a}}{a} + \frac{a}{\sqrt{\lambda R_a}} \right) \quad (\text{II.12})$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sqrt{\lambda R_a}}{a} - \frac{a}{\sqrt{\lambda R_a}} \right) \quad (\text{II.13})$$

et où $C(x)$ et $S(x)$ désignent les intégrales de Fresnel définies par :

$$C(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi q^2}{2}\right) dq \quad (\text{II.14})$$

$$S(x) = \int_0^x \sin\left(\frac{\pi q^2}{2}\right) dq \quad (\text{II.15})$$

R_a et R_b sont respectivement les longueurs des arêtes correspondant à a et à b .

La figure II.16 représente l'évolution du gain des cornets utilisés en fonction de la fréquence d'après l'équation II.9.

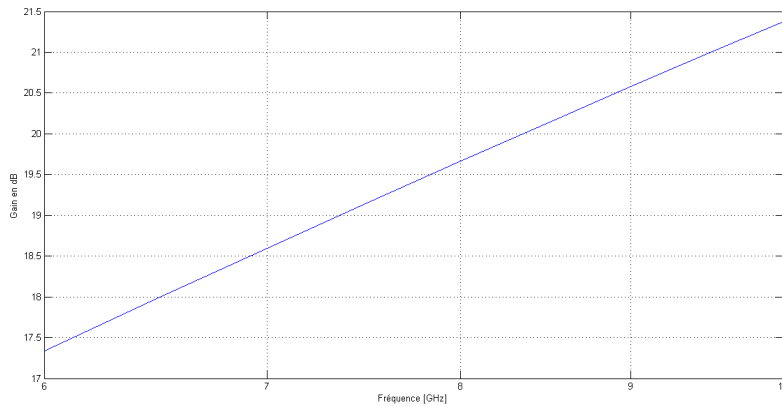


FIGURE II.16 – Gain des cornets en fonction de la fréquence.

On voit que le gain des cornets n'est pas le même en fonction de la fréquence, selon la fréquence que l'on regarde il n'y a pas la même puissance qui est reçue par la ligne d'où l'importance par la suite de mettre en place une mesure de perte par soustraction

de mesures effectuées sur différentes longueurs de ligne. Ainsi pour une fréquence donnée la puissance reçue par les différentes lignes est la même et les pertes engendrées par la variation de gain s'annulent.

I.E.3 Positionnement des cornets.

Afin d'orienter au mieux les cornets, on laisse un couplage par guide d'un côté de la ligne et on recherche la position pour laquelle le cornet se trouvant à l'autre bout de la structure reçoit le meilleur signal. Dans un premier temps nous avons fait varier l'angle d'attaque (α) du cornet par rapport au plan de la ligne (figures II.17 et II.18) puis la distance (d) entre l'axe du cornet et l'axe de la ligne (figures II.17 et II.19). Bien sûr, la meilleure position correspond à une distance d nulle mais l'on remarque que jusqu'à $d = 3$ cm, il n'y a pas de baisse critique de la puissance transmise. Pour l'angle d'inclinaison d'attaque du cornet, la puissance transmise est maximale pour $\alpha = 60^\circ$ mais reste acceptable pour $\alpha = 50^\circ$ et $\alpha = 70^\circ$. Le couplage entre le cornet et la ligne à retard se fait exactement dans la zone de transition où la hauteur des ailettes varie. En effet, si l'on fait varier la distance D entre le début de la ligne (ailettes la plus basse) et le mur d'absorbant, en déplaçant ce dernier le long de la ligne, aucune variation de la puissance transmise n'est à noter (figure II.20). Dans la partie où les ailettes ont une hauteur constante, l'énergie se propage sur la ligne sans être rayonnée. Le rayonnement ne se produit que dans la partie où les ailettes diminuent de hauteur (antenne à onde progressive).

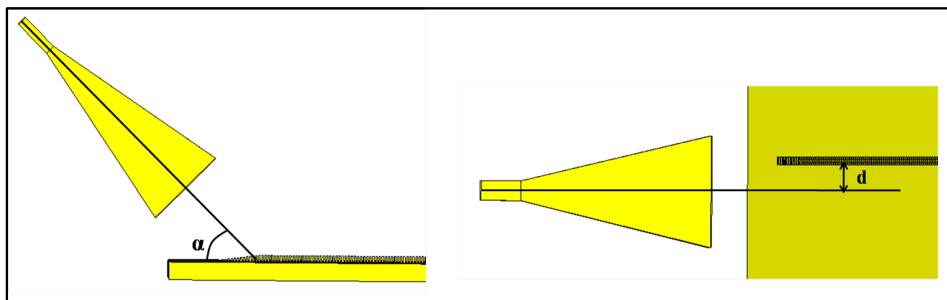


FIGURE II.17 – Angle α entre le plan de la ligne et l'axe du cornet et distance d entre l'axe du cornet et celui de la ligne.

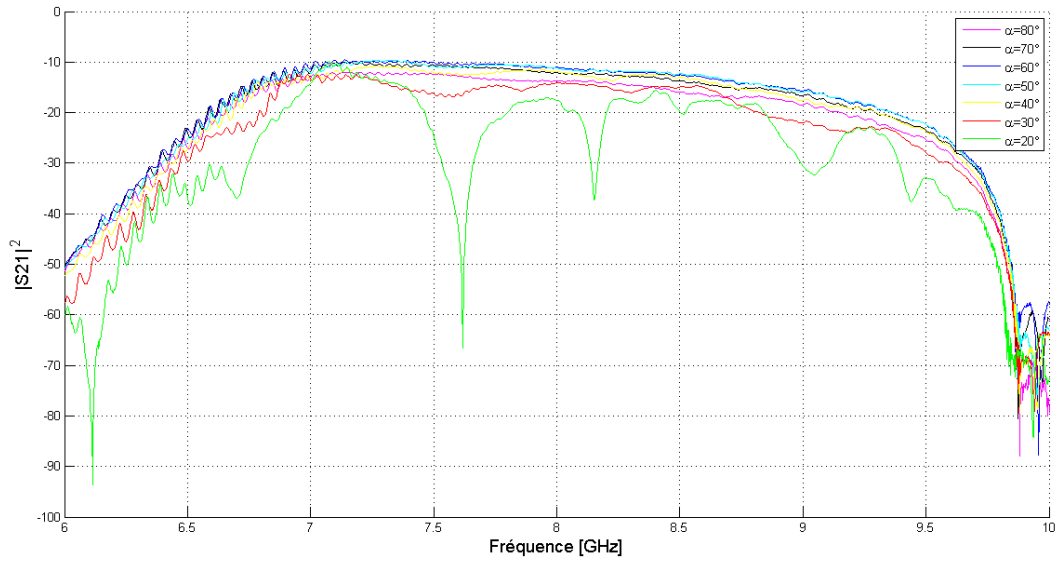


FIGURE II.18 – Puissance transmise en fonction de l'angle α du cornet par rapport au plan de la ligne pour une distance $d = 0$ cm et une distance $D = 13$ cm.

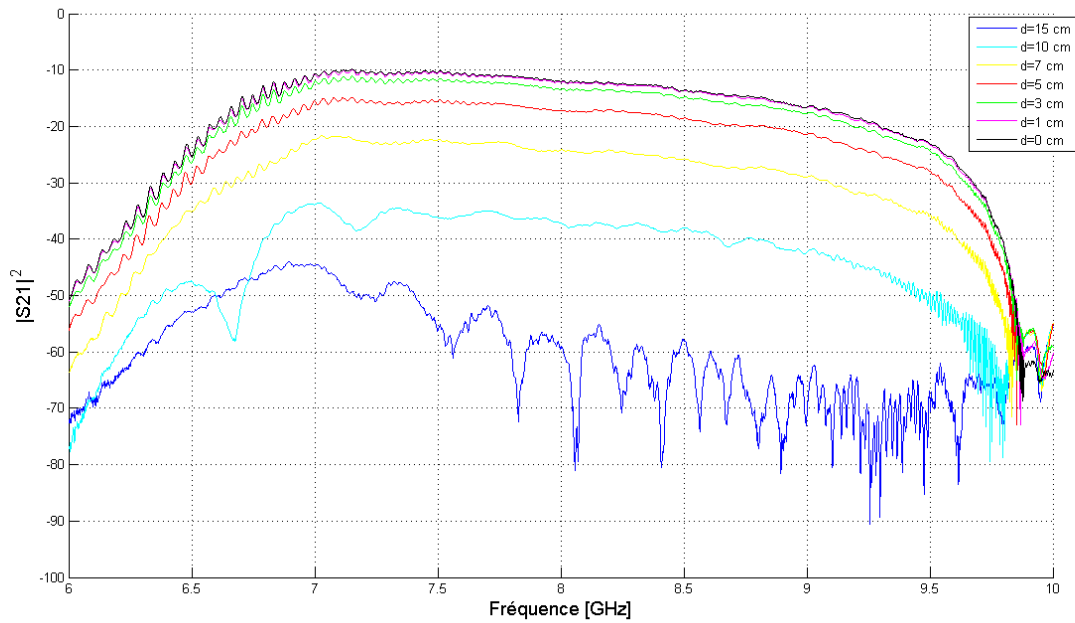


FIGURE II.19 – Puissance transmise en fonction de la distance d entre l'axe du cornet et l'axe de la ligne pour un angle $\alpha = 60^\circ$ et une distance $D = 13$ cm.

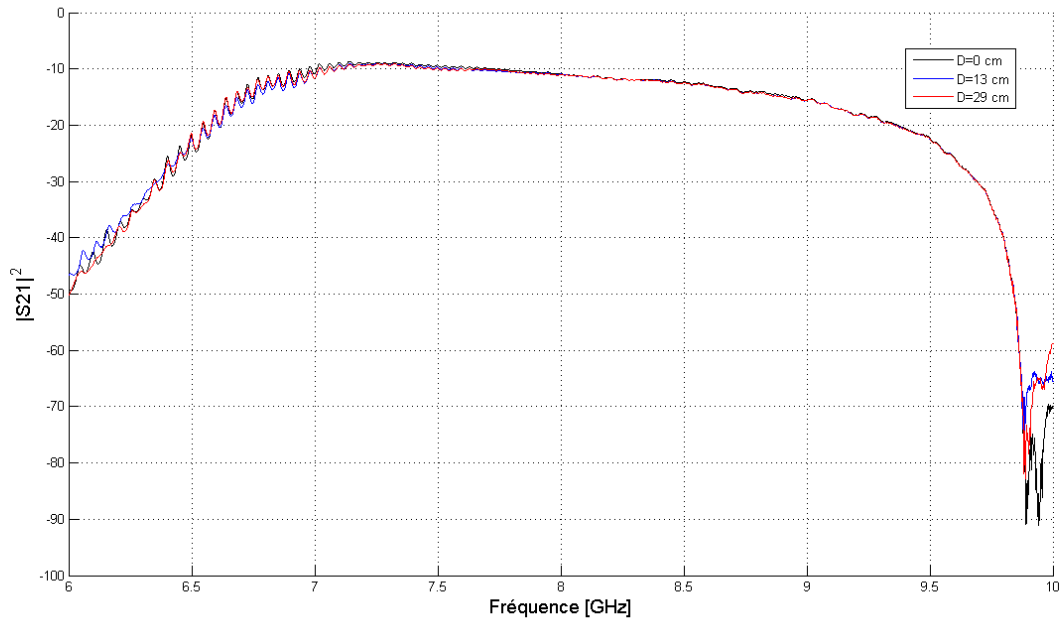


FIGURE II.20 – Puissance transmise en fonction de la distance D entre le début de la ligne et l'absorbant électromagnétique pour un angle $\alpha = 60^\circ$ et une distance $d = 0$ cm.

Une fois le premier cornet positionné correctement, on remplace le couplage par guide à l'autre extrémité de la ligne par le deuxième cornet que l'on positionne symétriquement au premier.

II Mesures de pertes en onde progressive.

II.A Mesures de pertes en transmission avec couplage par guide.

II.A.1 Puissance réfléchie et puissance transmise le long de la ligne.

II.A.1.a Bilan de puissance.

Le bilan de puissance du dispositif peut être schématisé comme sur la figure II.21 :

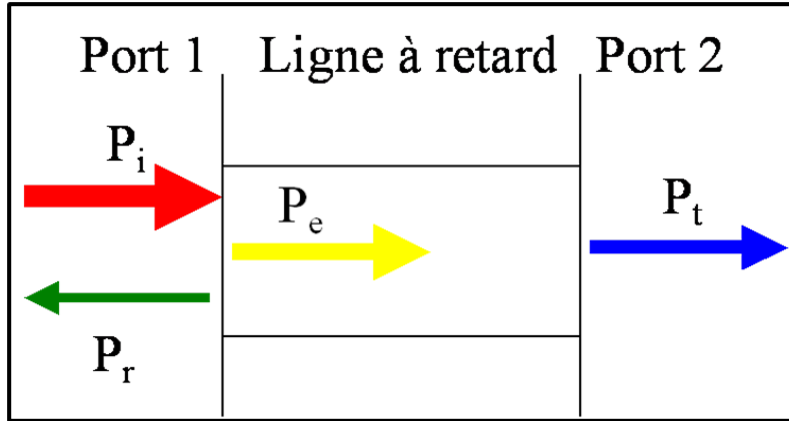


FIGURE II.21 – Bilan de puissance du dispositif sous test.

Avec :

- ✓ P_i : Puissance incidente
- ✓ P_r : Puissance réfléchie au port 1
- ✓ P_e : Puissance entrant dans la ligne à retard
- ✓ P_t : Puissance transmise au port 2

La mesure du S_{11} permet de déduire la puissance qui est réfléchie au port 1 :

$$\frac{P_r}{P_i} = |S_{11}|^2 \quad (\text{II.16})$$

La puissance entrant dans la structure au port 1 est :

$$\frac{P_e}{P_i} = 1 - |S_{11}|^2 \quad (\text{II.17})$$

La puissance transmise au port 2 s'obtient à partir du S_{21} :

$$\frac{P_t}{P_i} = |S_{21}|^2 \quad (\text{II.18})$$

II.A.1.b Mesure de puissance.

Sur la figure II.22, on peut observer que les différences entre les valeurs des paramètres S_{11} et S_{22} et entre les valeurs des paramètres S_{21} et S_{12} sont négligeables. Ainsi, dans la suite nous présenterons donc les moyennes des puissances réfléchies et les moyennes des puissances transmises (de même pour les puissances entrantes).

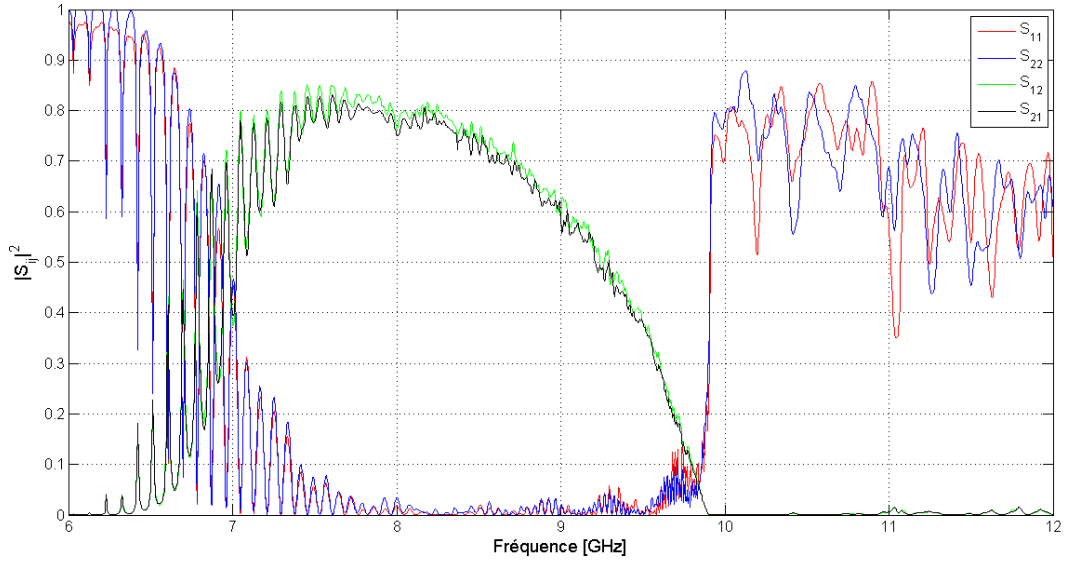


FIGURE II.22 – Paramètres S_{ij} pour $L=0$ mm.

La figure II.23 représente les puissances réfléchies au port 1 et au port 2 pour les 4 longueurs de ligne. La figure II.24 correspond aux puissances entrant dans la structure au port 1 et au port 2. Aux basses fréquences, on retrouve la limitation due à la coupure imposée par le guide d'onde WR90 (6.56 GHz en théorie). Toute la puissance est réfléchie à 6 GHz puis la proportion de puissance entrant dans la structure augmente pour être quasiment à 100% à partir de 7.7 GHz. La puissance commence de nouveau à être réfléchie au voisinage des 10 GHz, fréquence qui correspond à la coupure haute de la ligne périodique. La majeure partie de la puissance est réfléchie au dessus de 10 GHz, la partie qui entre dans la structure est absorbée par cette dernière comme on peut le voir sur la figure II.25 qui représente les puissances transmises au port 1 et au port 2.

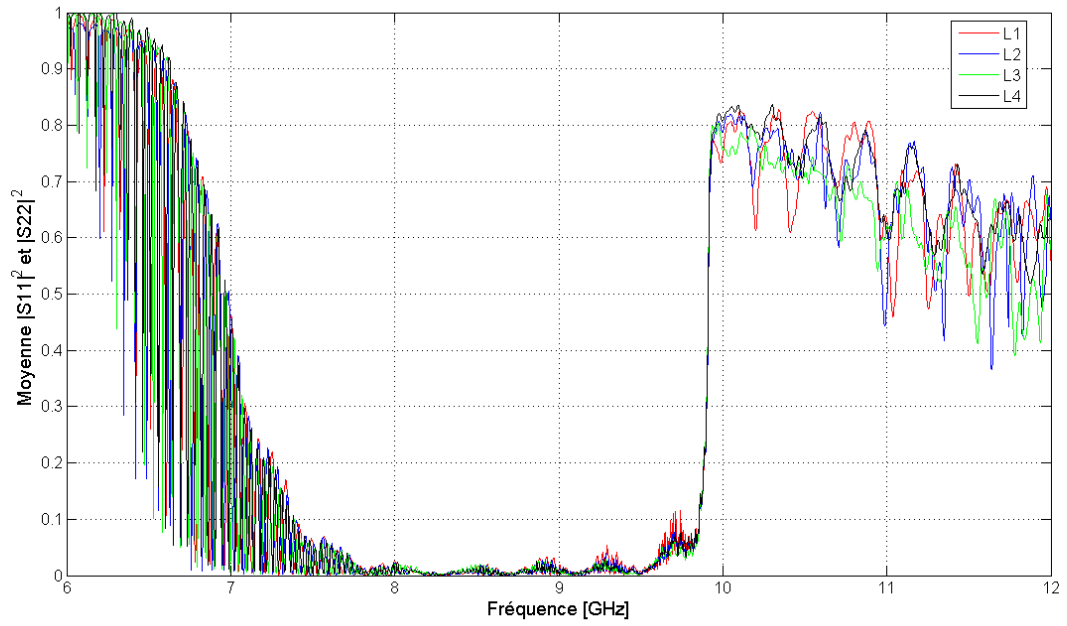


FIGURE II.23 – Puissance réfléchié au port 1 et 2.

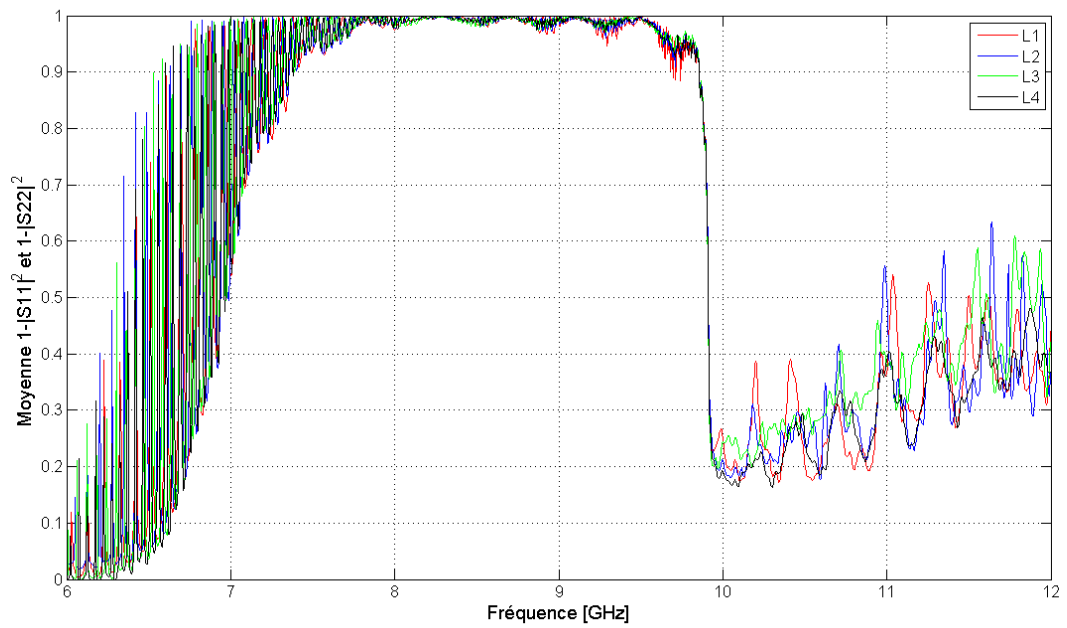


FIGURE II.24 – Puissance pénétrant dans la structure au port 1 et 2.

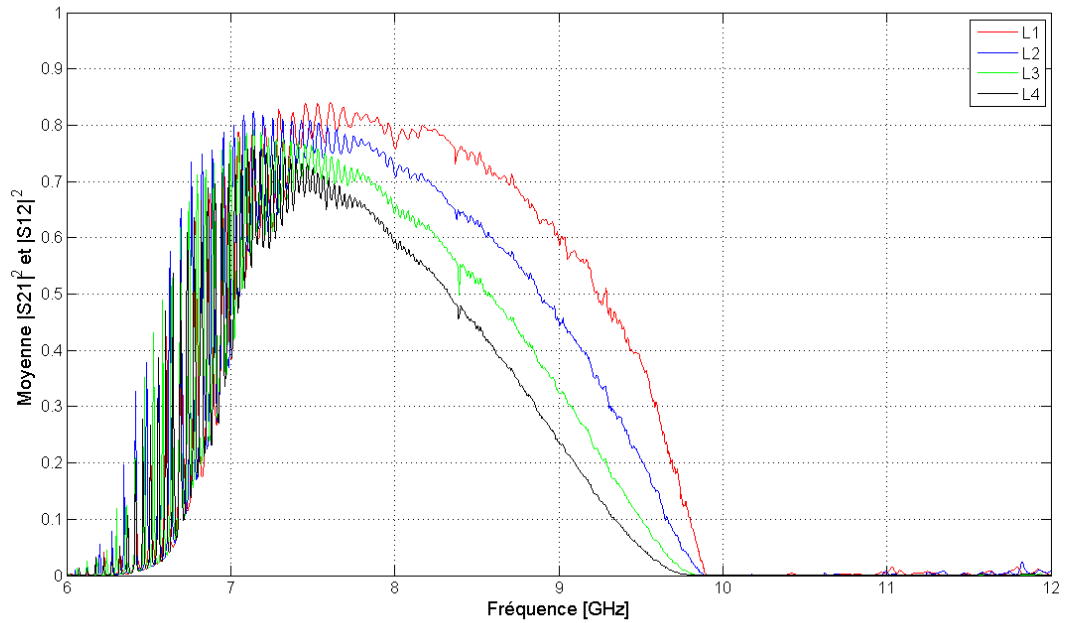


FIGURE II.25 – Puissance transmise au port 2 et 1.

On note sur la figure II.25 que plus la longueur insérée est grande plus la puissance transmise diminue, ceci implique que l'on est en présence de pertes réparties sur les différentes sections de la ligne.

II.A.2 Calcul des pertes

Les pertes totales peuvent être dues soit aux réflexions au niveau des ports soit à la dissipation engendrée par la ligne à retard [23].

On a ainsi :

$$L_T = L_R + L_D \quad (\text{II.19})$$

Avec :

- ✓ L_T : Pertes totales
- ✓ L_R : Pertes par réflexion
- ✓ L_D : Pertes par dissipation

Les différentes formes de pertes sont reliées aux puissances par les relations suivantes :

$$L_T = \frac{P_i - P_t}{P_i} = 1 - \frac{P_t}{P_i} = 1 - |S_{21}|^2 \quad (\text{II.20})$$

$$L_R = \frac{P_r}{P_i} = |S_{11}|^2 \quad (\text{II.21})$$

$$L_D = \frac{P_i - P_r - P_t}{P_i} P_e - P_t = 1 - |S_{21}|^2 - |S_{11}|^2 = 1 - (|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2) \quad (\text{II.22})$$

Les pertes réelles le long de la ligne sont alors obtenues en normalisant par rapport à la puissance pénétrant dans la structure au port 1 : P_e . On obtient ainsi les pertes par dissipation normalisées L_{DN} :

$$L_{DN} = \frac{P_e - P_t}{P_e} = \frac{1 - (|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2)}{1 - |S_{11}|^2} = 1 - \frac{|S_{21}|^2}{1 - |S_{11}|^2} \quad (\text{II.23})$$

La moyenne des pertes par dissipation normalisées est représentée sur la figure II.26 pour les 4 longueurs de ligne mesurées.

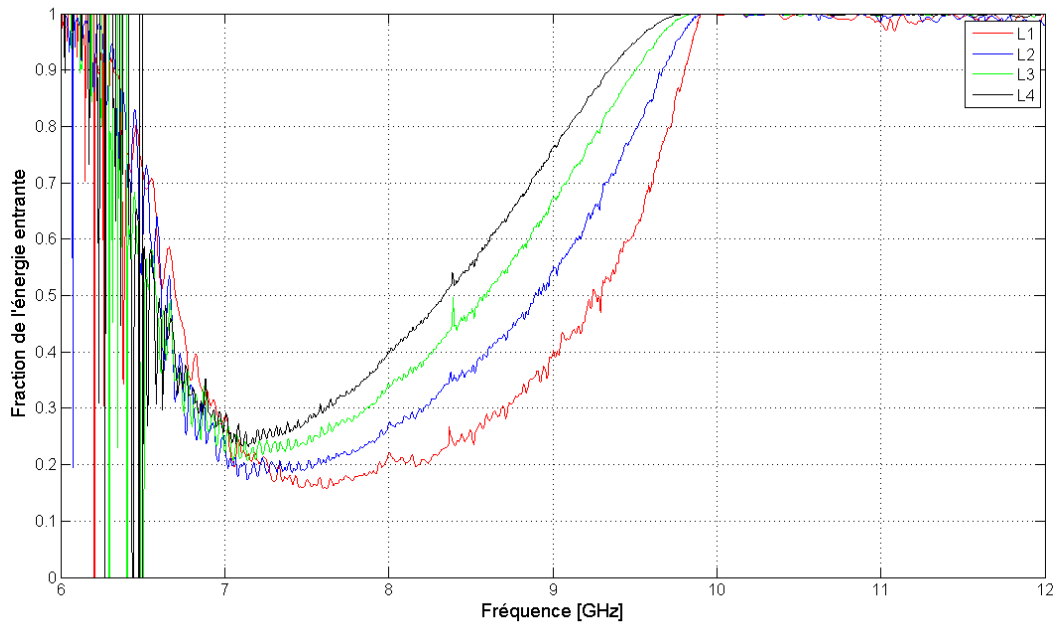


FIGURE II.26 – Pertes normalisées de la structure suivant les différentes longueurs insérées.

En comparant, les puissances transmises au port 2 (P_t) entre elles, et sachant que chaque tronçon inséré comporte 78 cellules (1 cellule = 1 ailette + 1 espace interailette), on peut en déduire les pertes normalisées par cellule : L_C .

$$L_C = \frac{P_t(L) - P_t(L + 300 \text{ mm})}{78} \quad (\text{II.24})$$

La figure II.27 représente les pertes normalisées par cellule (en dB) pour les 3 écarts de longueurs mesurées ainsi que la moyenne des toutes les pertes.

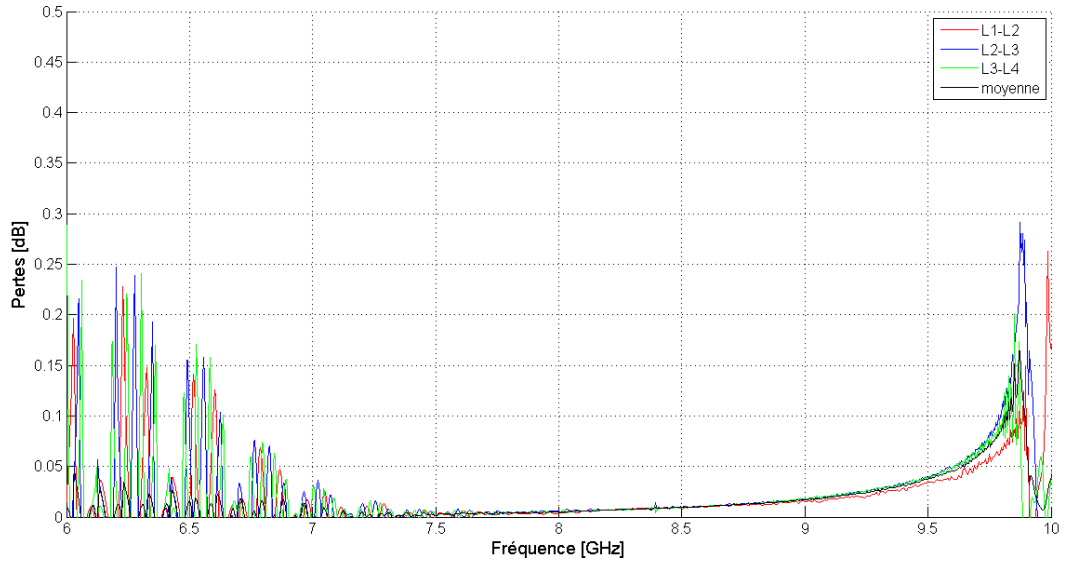


FIGURE II.27 – Pertes normalisées par cellule en dB en fonction des écarts entre les longueurs insérées.

On note une augmentation des pertes avec la montée en fréquence qui s'accroît au voisinage de la fréquence de coupure à 10 GHz. Les pertes moyennes pour quelques valeurs de fréquences sont données dans le tableau II.2.

Fréquence [GHz]	Pertes [dB]
8	0.0048
8.5	0.0093
9	0.0170
9.5	0.0373

TABLE II.2 – Pertes moyennes en dB pour quelques valeurs de fréquences.

II.B Mesures de pertes en transmission avec couplage par rayonnement.

Le principe de mesure dans cette partie, est le même que dans le cas du couplage par guide sauf que ce dernier est remplacé par un couplage par cornet rayonnant. Les mesures de pertes sont toujours réalisées en comparant différentes longueurs de ligne périodique.

II.B.1 Puissance réfléchie et puissance transmise.

La figure II.28 représente la puissance réfléchie au port 1. On retrouve la coupure du guide WR90 (6.56 GHz), fréquence autour de laquelle le coefficient de réflexion est élevé.

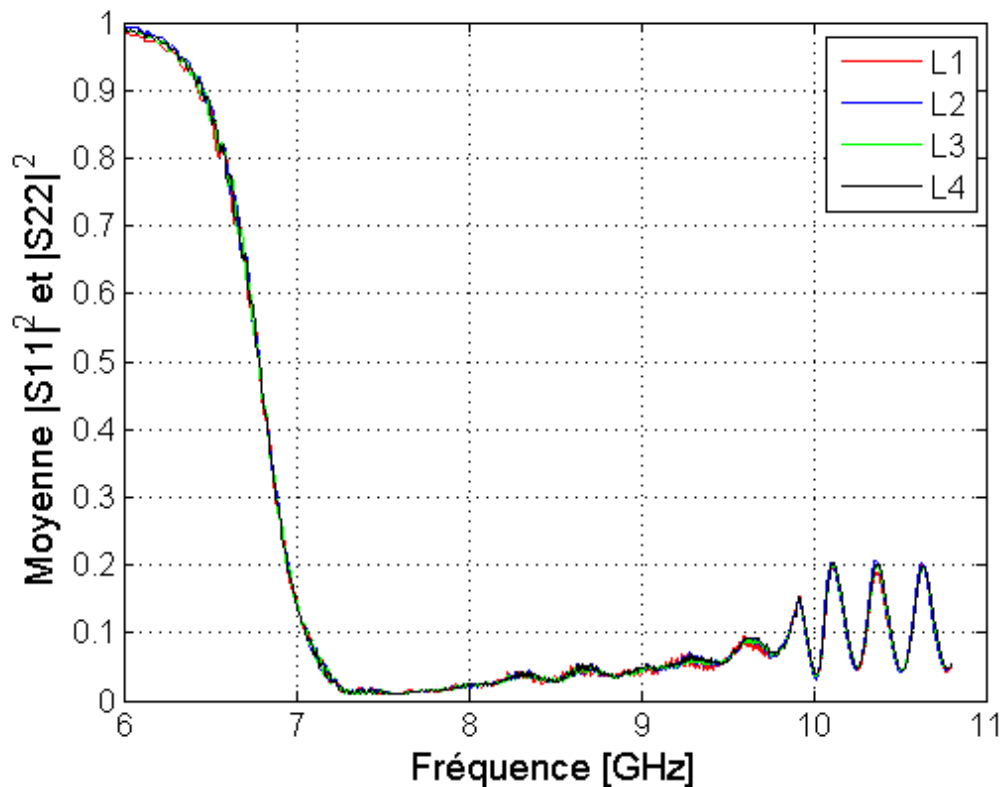


FIGURE II.28 – Puissance réfléchié au port 1 et 2.

Contrairement à la mesure avec couplage par guide, la puissance pénétrant dans la structure n'est pas égale à $1-P_r$, en effet une partie de la puissance qui n'est pas réfléchié au port 1 est absorbée dans l'absorbant électromagnétique réduisant ainsi la proportion de puissance entrant dans la structure. En effet, la tache éclairée par le cornet est plus large que la ligne, une partie de la puissance incidente parvient à la zone de transition en se répartissant entre puissance réfléchié et puissance transmise et une autre partie arrive sur le plan métallique supportant la ligne pour y être réfléchié vers l'absorbant électromagnétique. Ainsi, $1-P_r$ représente la somme de la puissance entrante et de la puissance absorbée (figure II.29). La plus grande partie du signal incident étant absorbée, le taux de puissance transmise (figure II.30 et II.31) se retrouve donc grandement affecté contrairement à la mesure avec couplage par guide. La valeur maximale de la puissance transmise passe en effet d'environ 0.8 pour le couplage par guide à 0.055 pour le couplage par rayonnement. Si l'on compare les résultats de la figure II.23 et de la figure II.28, on observe une croissance du paramètre S_{11} entre 7.5 et 10 GHz dans le cas d'un couplage par cornet uniquement. La zone de transition a une surface toujours constante, cependant dans le cas d'un cornet, la taille du lobe principal qui éclaire cette zone est réduite quand la longueur d'onde diminue (cf figure II.14), augmentant ainsi la puissance par unité de surface. Il est à noter que la part de puissance absorbée ne varie pas en fonction de la longueur de la ligne, la mesure des pertes n'est donc pas affectée par ce phénomène.

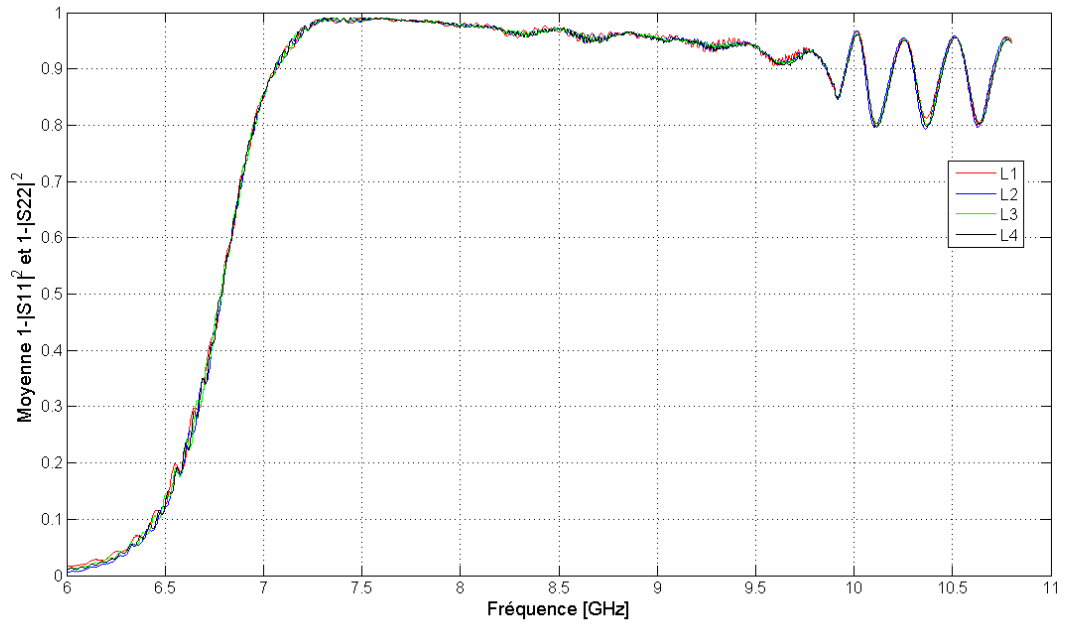


FIGURE II.29 – Somme de la puissance entrante et de la puissance absorbée.

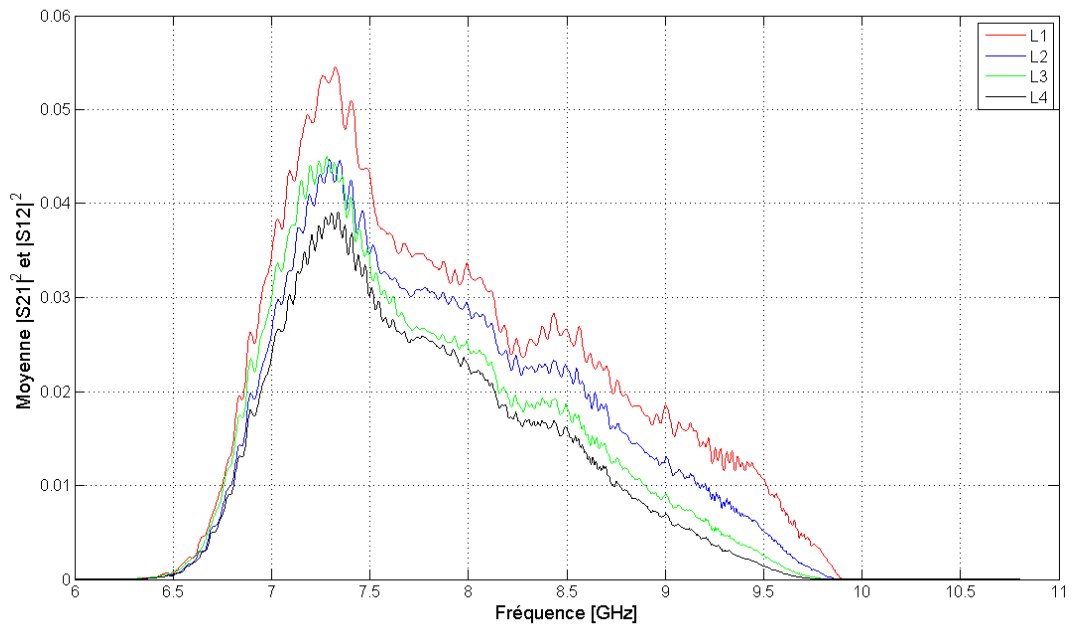


FIGURE II.30 – Puissance transmise au port 2 et 1.

On définit la puissance transmise normalisée (P_{tn}) qui est le rapport entre la puissance transmise sur la puissance non réfléchi au port 1 :

$$P_{tn} = \frac{|S_{21}|^2}{1 - |S_{11}|^2} \quad (\text{II.25})$$

La figure II.31 représente la puissance transmise normalisée avec un couplage par guide et par cornet pour $L = 0$ mm. Dans les 2 cas, on note la chute de la puissance transmise lorsque la fréquence tend vers la fréquence de coupure de la ligne à 10 GHz.

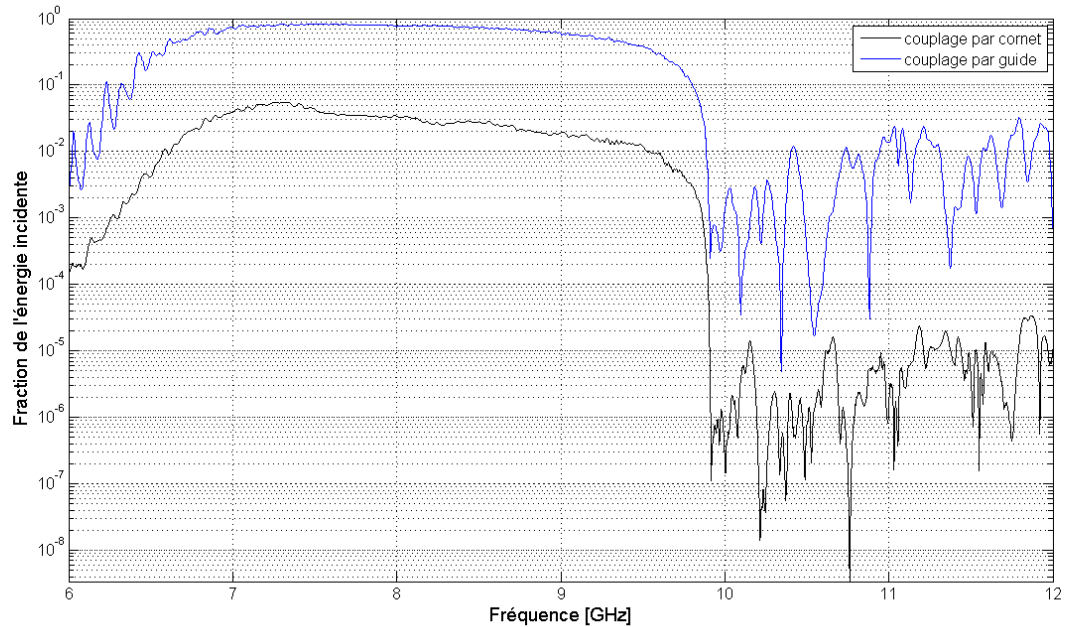


FIGURE II.31 – Puissance transmise normalisée avec couplage par guide et par cornet pour $L = 0$ mm.

II.B.2 Calcul des pertes.

Les pertes pour le couplage par rayonnement se calculent de la même manière que pour le couplage par guide en comparant la puissance transmise pour différentes longueurs insérées (Equation II.24). La figure II.32 représente les pertes par cellule en dB. On note que comme pour les pertes avec couplage par guide les pertes par cellule ne dépendent que de la fréquence et non de la longueur de ligne.

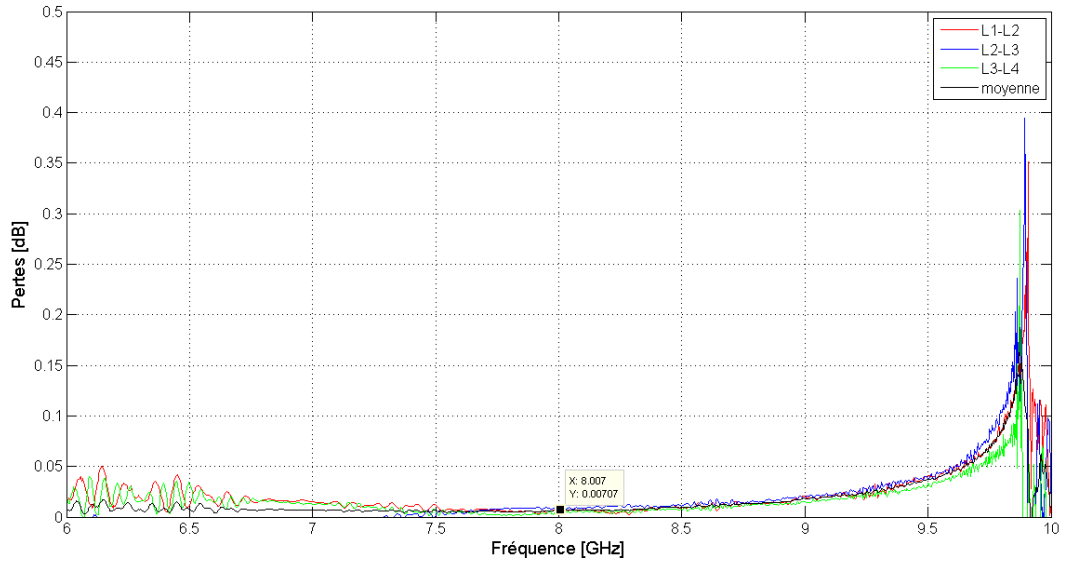


FIGURE II.32 – Pertes normalisées par cellule en dB pour les trois écarts de longueurs insérées.

On note une augmentation des pertes avec la montée en fréquence qui s'accroît au voisinage de la fréquence de coupure à 10 GHz. Les pertes moyennes pour quelques valeurs de fréquences sont données dans le tableau II.3.

Fréquence [GHz]	Pertes [dB]
8	0.0070
8.5	0.0093
9	0.0183
9.5	0.0377

TABLE II.3 – Pertes en dB pour quelques valeurs de fréquences.

III Mesure de pertes en onde stationnaire.

III.A Mesure en réflexion avec couplage par guide.

Dans cette partie, une section de la ligne à retard comportant 78 cellules est placée entre deux courts-circuits. Un orifice sur un des courts-circuits permet de réaliser le couplage entre le guide d'accès et la ligne périodique. Ce dispositif est présenté sur la figure II.33. On est donc en présence d'une cavité à structure périodique. Après avoir rappelé quelques notions de bases sur les cavités résonantes, nous présenterons la mesure des pertes via le coefficient de qualité Q_0 .

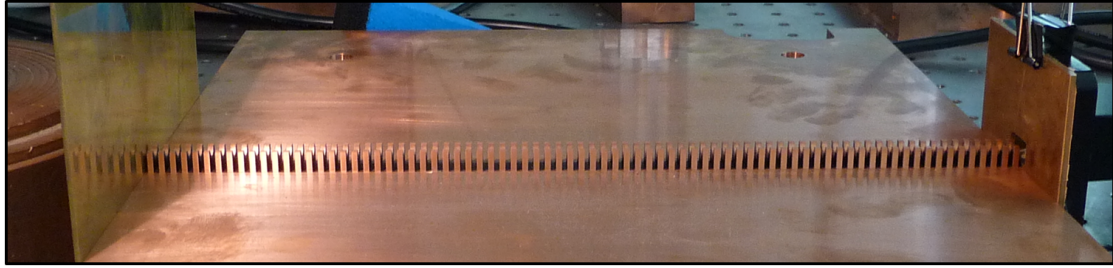


FIGURE II.33 – Dispositif de mesure de pertes en onde stationnaire.

III.A.1 Modélisation d'une cavité électromagnétique.

Les cavités micro-ondes peuvent être modélisées par une infinité de circuits RLC parallèles reliés en série. Chaque mode de résonance M_n de la cavité est schématisé par un circuit RLC parallèle [24].

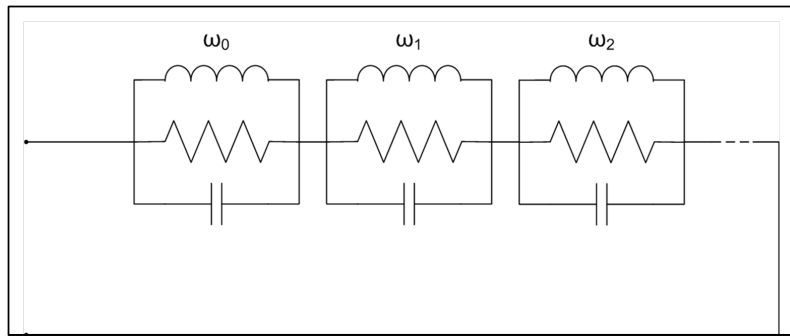


FIGURE II.34 – Circuit électrique équivalent à une cavité résonante.

On s'intéresse dans un premier temps au mode de résonance M_0 , schématisé par les éléments caractéristiques R_0 , L_0 et C_0 (figure II.35).

III.A.1.a Impédance d'entrée de la cavité.

L'impédance complexe du circuit RLC parallèle de la figure II.35 est :

$$Z_{RLC} = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{jL_0\omega} + jC_0\omega = \left[\frac{1}{R_0} + j \left(C_0\omega - \frac{1}{L_0\omega} \right) \right]^{-1} \quad (\text{II.26})$$

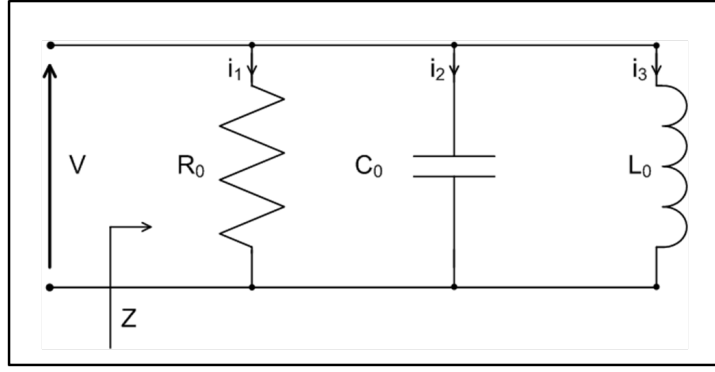


FIGURE II.35 – Schéma d'un circuit RLC parallèle équivalent au mode de résonance M_0 de la cavité.

D'après l'équation II.26, on voit que l'impédance est maximale quand sa partie imaginaire est nulle soit à une pulsation ω_0 tel que :

$$C_0\omega_0 = \frac{1}{L_0\omega_0} \quad (\text{II.27})$$

Soit une fréquence dite de résonance f_0 :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_0C_0}} \quad (\text{II.28})$$

Aux basses fréquences ($f < f_0$), ce sont les effets capacitifs qui dominent tandis qu'aux hautes fréquences ($f > f_0$), on a une augmentation des effets inductifs. A la fréquence de résonance f_0 , il y a compensation entre les effets inductif et capacitif.

Si on analyse les courants dans les trois branches du circuit RLC parallèle de la figure II.35 à la résonance, on obtient :

$$i_1 = \frac{1}{R_0}V \quad (\text{II.29})$$

$$i_2 = jC_0\omega_0V \quad (\text{II.30})$$

$$i_3 = \frac{1}{jL_0\omega_0}V \quad (\text{II.31})$$

En faisant le rapport entre les courants i_2 et i_1 et entre les courants i_3 et i_1 , puis en utilisant l'équation II.27, on a :

$$\frac{i_2}{i_1} = jR_0C_0\omega_0 = jQ_0 \quad (\text{II.32})$$

$$\frac{i_3}{i_1} = \frac{R_0}{jL_0\omega_0} = -jQ_0 \quad (\text{II.33})$$

où Q_0 est appelé coefficient de surtension du circuit.

Nous voyons que plus R_0 augmente, plus Q_0 augmente, le courant dans le circuit dit « circuit bouchon » se répartissant entre la self et la capacité.

Nous pouvons donc, à présent, réécrire l'expression de l'impédance de l'équation II.26 :

$$Z_{RLC} = \frac{R_0}{1 + jQ_0\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)} \quad (\text{II.34})$$

L'amplitude de la tension en fonction de la pulsation peut donc être calculée :

$$V = Z_{RLC}i = \frac{R_0}{\sqrt{1 + Q_0^2\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}}i \quad (\text{II.35})$$

A la résonance ($\omega = \omega_0$), l'impédance et la tension aux bornes du circuit RLC parallèle sont maximales :

$$V_{max} = R_0i \quad (\text{II.36})$$

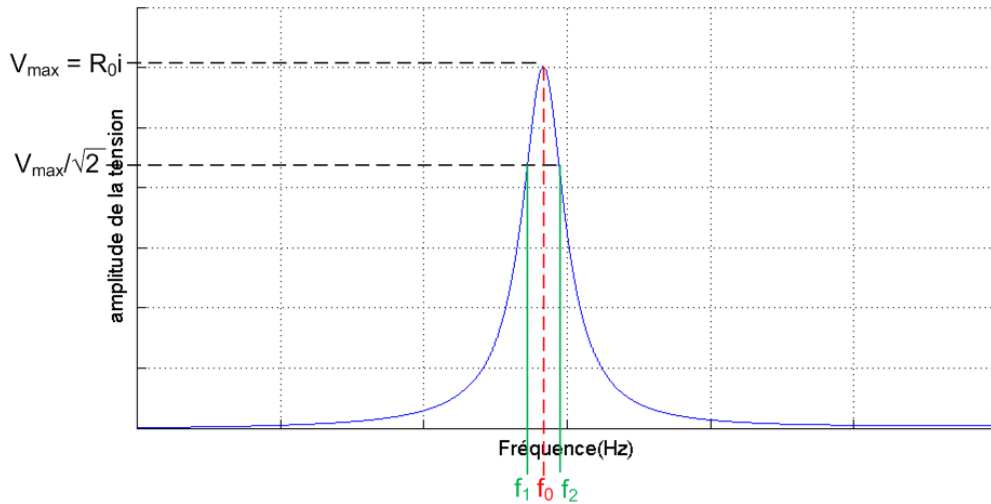


FIGURE II.36 – Amplitude de la tension en fonction de la fréquence autour de la résonance f_0 .

La figure II.36 montre qu'à la résonance, la tension aux bornes du circuit RLC augmente. Si l'on veut limiter la surtension aux bornes des composants du circuit et notamment aux bornes du condensateur, il faut limiter le facteur Q_0 . Dans une cavité micro-onde, la surtension entraîne des claquages RF [10].

Recherchons les fréquences pour lesquelles $V = V_{max}/\sqrt{2}$. Dans ces conditions, l'équation II.35 impose que :

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right) = \pm \frac{1}{Q_0} \quad (\text{II.37})$$

Sachant que l'on est proche de la résonance, l'approximation avec un développement

en série de Taylor autour de ω_0 peut être faite :

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right) \approx 2\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \pm \frac{1}{Q_0} \quad (\text{II.38})$$

Ainsi, on obtient deux pulsations ω_1 et ω_2 satisfaisant l'équation II.38 et telles que :

$$\omega_1 - \omega_2 = \Delta\omega = \frac{\omega_0}{Q_0} \quad (\text{II.39})$$

Le facteur de qualité Q_0 , peut alors s'exprimer sous la forme :

$$Q_0 = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (\text{II.40})$$

Le facteur de qualité Q_0 définit donc le caractère plus ou moins aigu de la résonance du circuit. Plus Q_0 augmente, plus la courbe de la figure II.36 est étroite. Ainsi la cavité se comporte comme un filtre passe bande : les fréquences basses et hautes autour de la fréquence de résonance f_0 sont coupées.

III.A.1.b Coefficient de qualité et pertes dans la cavité.

La loi des courants dans le circuit RLC parallèle (figure II.35) permet d'aboutir à l'équation intégral-différentielle suivante :

$$C_0 \frac{dV}{dt} + \frac{V}{R_0} + \int \frac{V}{L_0} dt = 0 \quad (\text{II.41})$$

qui en utilisant l'équation II.27 équivaut à :

$$\frac{d^2V}{dt^2} + \frac{1}{R_0 C_0} \frac{dV}{dt} + \omega_0^2 V = 0 \quad (\text{II.42})$$

Une solution de ce type d'équation est :

$$V(t) = V_0 e^{-\frac{1}{2R_0 C_0} t} \sin(\omega_0 t + \varphi) \quad (\text{II.43})$$

On pose comme conditions initiales que $t = 0$ et on a $V(0) = V_{max} = Ri$. En utilisant l'équation II.32 on obtient :

$$V(t) = Ri e^{-\frac{\omega_0}{2Q_0} t} \cos(\omega_0 t) \quad (\text{II.44})$$

A partir de cette équation, on peut déduire la décroissance de l'énergie stockée dans la cavité micro-onde. En effet, l'amplitude de V décroissant en $e^{-\frac{\omega_0}{2Q_0} t}$, on en déduit que l'énergie dans la cavité décroît comme le carré de cette amplitude, soit en $e^{-\frac{\omega_0}{Q_0} t}$. La décroissance de l'énergie par unité de temps (dW/dt) est ainsi égale à $\frac{\omega_0}{Q_0}$ multiplié par

l'énergie stockée initialement dans la cavité (W_i), soit :

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\omega_0}{Q_0} W_i \quad (\text{II.45})$$

Si \mathcal{P} est la puissance instantanée perdue et sachant que $W = \mathcal{P}t$, alors on obtient pour le facteur de qualité [25] :

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_i}{\mathcal{P}} \quad (\text{II.46})$$

Si E et H sont les amplitudes complexes des champs électrique et magnétique, l'énergie emmagasinée (sous forme électrique et magnétique) dans la cavité de volume V est :

$$W_i = \frac{1}{2} \varepsilon \int_V E \cdot E^* dv = \frac{1}{2} \mu \int_V H \cdot H^* dv \quad (\text{II.47})$$

On distingue deux causes de pertes intrinsèques à la cavité :

✓ Les pertes ohmiques dans les parois : P_j .

Si S est la surface des parois de la cavité et R_s la résistance superficielle des parois de conductivité σ_p alors :

$$P_j = \frac{1}{2} R_s \int_s H \cdot H^* ds \quad (\text{II.48})$$

En introduisant la profondeur de pénétration dans les parois δ_s , due à l'effet de Peau :

$$\delta_s = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu_p \sigma_p f}} \quad (\text{II.49})$$

et sachant que :

$$R_s = \frac{1}{\sigma_p \delta_s} \quad (\text{II.50})$$

on obtient pour les pertes ohmiques :

$$P_j = \frac{1}{2} \frac{\omega \mu_p \delta_s}{2} \int_s H \cdot H^* ds \quad (\text{II.51})$$

Les pertes ohmiques sont donc directement liées à la géométrie de la cavité.

✓ Les pertes dans le diélectrique qui remplit la cavité : P_d .

Le diélectrique remplissant la cavité présentant une conductivité σ_d , on a :

$$P_d = \frac{1}{2} \sigma_d \int_V E \cdot E^* dv \quad (\text{II.52})$$

Pour minimiser les pertes en hyperfréquence, on utilise des cavités vides ou remplies d'air.

Le facteur de qualité Q_0 peut donc maintenant s'exprimer de la manière suivante :

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_i}{P_j + P_d} \quad (\text{II.53})$$

On est alors amené à définir des facteurs de qualité partiels Q_j et Q_d tels que :

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{P_j}{\omega_0 W_i} + \frac{P_d}{\omega_0 W_i} = \frac{1}{Q_j} + \frac{1}{Q_d} \quad (\text{II.54})$$

Ainsi nous voyons que toute cause de pertes supplémentaires a pour effet de diminuer la surtension de la cavité. Si on pouvait s'affranchir de toutes ses pertes, la courbe de réponse spectrale (figure II.36) d'une cavité idéale serait un pic de Dirac [24].

On remarque que P_j varie en $1/\sqrt{f}$ ainsi le coefficient de surtension Q_j de la cavité micro-onde ne peut pas atteindre, d'après l'équation II.54, des valeurs très élevées en ondes millimétriques. Cependant, on note que pour une fréquence de résonance donnée, d'après les équations II.49, II.51 et II.54, Q_j est proportionnel à $\sqrt{\sigma_p}$: il est donc possible d'augmenter le facteur de qualité partiel de la cavité Q_j en choisissant pour les parois un matériau à conductivité élevée.

III.A.1.c Couplage de la cavité à un circuit extérieur. Coefficients de qualité en charge, interne et externe.

Lorsque que l'on veut étudier une cavité électromagnétique, on ne peut pas directement avoir accès à son coefficient de surtension Q_0 . En effet, la cavité doit être couplée un minimum avec l'extérieur, d'une part pour créer les oscillations électromagnétiques mais aussi pour permettre de mesurer l'énergie à l'intérieur de la cavité.

Lors des mesures des caractéristiques électromagnétiques de la cavité, il nous faut prendre en compte une nouvelle source de pertes : les pertes par rayonnement et dissipation au niveau du système de couplage (de résistance R_s), un guide d'onde par exemple. Nous les nommerons pertes extérieures (P_{ext}). Nous pouvons donc définir un coefficient de

qualité externe (Q_{ext}) tel que :

$$Q_{ext} = \omega_0 \frac{W_i}{P_{ext}} \quad (\text{II.55})$$

En conséquence, les pertes totales (P_T) sont composées des pertes internes à la cavité (P_j et P_d) ainsi que des pertes dues au couplage (P_{ext}) :

$$P_T = P_j + P_d + P_{ext} = P_{int} + P_{ext} \quad (\text{II.56})$$

En pratique, on mesure donc un coefficient de qualité en charge (Q_c) qui s'exprime en fonction des coefficients de qualité interne (Q_0) et externe (Q_{ext}) de la cavité :

$$\frac{1}{Q_c} = \frac{P_j}{\omega_0 W_i} + \frac{P_d}{\omega_0 W_i} + \frac{P_{ext}}{\omega_0 W_i} = \frac{1}{Q_j} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_{ext}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}} \quad (\text{II.57})$$

Le rapport entre les pertes extérieures et les pertes internes donne :

$$\frac{P_{ext}}{P_{int}} = \frac{Q_0}{Q_{ext}} = \frac{R_0}{R_s} = \beta \quad (\text{II.58})$$

β est appelé coefficient de couplage de la cavité au circuit extérieur.

Le coefficient de surtension en charge peut ainsi être relié directement au coefficient de surtension interne :

$$Q_c = \frac{Q_0}{1 + \beta} \quad (\text{II.59})$$

Trois cas sont alors à distinguer :

- ✓ Si $\beta < 1$, la cavité est dite sous-couplée : les pertes extérieures via le système de couplage sont inférieures aux pertes propres de la cavité.
- ✓ Si $\beta > 1$, la cavité est dite sur-couplée : les pertes extérieures sont supérieures aux pertes propres de la cavité.
- ✓ Si $\beta = 1$, la cavité est au couplage critique. Le système de couplage est adapté à la cavité et toute l'énergie injectée est dissipée dans la cavité.

Dans les 2 premiers cas, une partie de l'énergie électromagnétique est stockée dans la cavité tandis qu'une partie est extraite par fuite de rayonnement via le guide d'onde.

III.A.1.d Détermination des coefficients de qualité.

L'impédance mesurée par l'analyseur de réseau (Z_n) est égale à l'impédance du circuit parallèle RLC normalisée par l'impédance de la source R_s . Ainsi en utilisant les

équations II.34 et II.58 , on obtient :

$$Z_n(\omega) = \frac{Z_{RLC}(\omega)}{R_s} = \frac{\beta}{1 + jQ_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} \quad (\text{II.60})$$

Si l'on se place à des fréquences proches de la fréquence de résonance et en utilisant l'équation II.38 alors l'impédance Z_n devient :

$$Z_n(\omega) = \frac{\beta}{1 + j2Q_0 \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}} \quad (\text{II.61})$$

Une méthode pour calculer le facteur de qualité Q_0 consiste à utiliser l'équation II.61. En effet, à une certaine fréquence (f_1), le dénominateur devient égal à $(1 + i)$. De même, il existe une autre fréquence (f_2) pour laquelle le dénominateur devient égal à $(1 - i)$. A ces fréquences, l'impédance normalisée peut s'écrire :

$$Z_n(f_{1,2}) = \frac{\beta}{1 \pm i} \quad (\text{II.62})$$

Ainsi, nous obtenons deux équations satisfaites par f_1 et f_2 :

$$-Im [Z_n(f_1)] = Re [Z_n(f_1)] \quad (\text{II.63})$$

$$Im [Z_n(f_2)] = Re [Z_n(f_2)] \quad (\text{II.64})$$

Déterminer la fréquence f_1 est équivalent à trouver l'intersection entre $S_{11}(f)$ et le lieu de tous les points pour lesquels l'équation II.63 est satisfaite. Il en est de même pour f_2 en satisfaisant l'équation II.64. Une représentation de cette intersection sur l'abaque de Smith est montrée sur la figure II.37.

Ainsi f_1 ou f_2 peuvent être utilisées pour calculer Q_0 :

$$Q_0 = \frac{f_0}{2|f_0 - f_{1,2}|} \quad (\text{II.65})$$

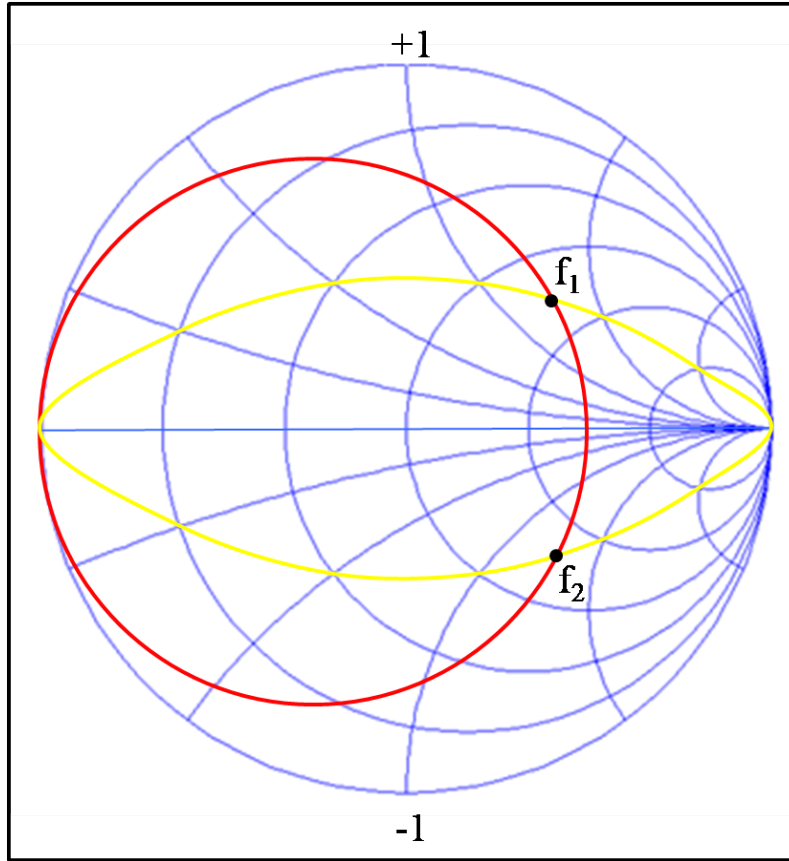


FIGURE II.37 – Détermination de f_1 et f_2 sur l'abaque de Smith pour le calcul de Q_0 . En rouge, le paramètre S_{11} mesuré et en jaune, les fréquences pour lesquelles on a $Re [Z_n(f)] = \pm Im [Z_n(f)]$.

Sachant que :

$$\beta = \frac{1 + S_{11}(f_0)}{1 - S_{11}(f_0)} \quad (\text{II.66})$$

on déduit directement Q_{ext} et Q_c d'après les équations II.58 et II.59 [26].

III.A.2 Mesure des pertes par la méthode des cavités résonantes.

Les pertes engendrées le long de la ligne sont fonction de la distance z parcourue ainsi, le champ électrique décroît exponentiellement et peut être calculé par la formule suivante :

$$E(z) = E_0 e^{-\alpha z} \quad (\text{II.67})$$

la puissance en Watt s'écrit donc :

$$P(z) = P_i e^{-2\alpha z} \quad (\text{II.68})$$

On obtient ainsi les pertes en Watt correspondant à une longueur L par :

$$\Pi = P_i(1 - e^{-2\alpha L}) \quad (\text{II.69})$$

où α est en *neper/m*.

Les pertes en décibel sont données par :

$$\Delta = 10 \log \left(\frac{P_i - \Pi}{P_i} \right) = \frac{10}{\ln 10} \ln \left(1 - \frac{\Pi}{P_i} \right) \quad (\text{II.70})$$

et dans le cas de pertes faibles :

$$\Delta \approx \frac{10}{\ln 10} \left(\frac{\Pi}{P_i} \right) = 4.3429 \frac{\Pi}{P_i} \quad (\text{II.71})$$

D'après les équations II.69 et II.70 , on obtient :

$$\Delta = \frac{10}{\ln 10} \ln(e^{-2\alpha L}) = -8.6959\alpha L \quad (\text{II.72})$$

La puissance incidente (en Watt) est donnée par :

$$P_i = W v_g \quad (\text{II.73})$$

où W est l'énergie stockée par unité de longueur (en joule par seconde) et v_g la vitesse de groupe qui est la vitesse de l'énergie (en mètre par seconde).

Dans le cas d'une ligne périodique de période L , l'énergie U stockée dans une cellule (en joules) s'obtient par :

$$U = WL \quad (\text{II.74})$$

Ainsi, d'après l'équation II.73 la puissance incidente s'écrit :

$$P = W v_g = \frac{U v_g}{L} \quad (\text{II.75})$$

En combinant cette dernière équation avec l'équation II.71, on obtient les pertes en dB :

$$\Delta \approx 4.3429 \frac{\Pi L}{U v_g} \quad (\text{II.76})$$

Durant une période $T = 2\pi/\omega$, l'énergie E perdue dans la cavité est égale à :

$$E = \Pi T \quad (\text{II.77})$$

Or comme vu précédemment, le facteur de surtension Q_0 est lié aux pertes internes de la

cavité et peut donc s'écrire :

$$Q_0 = 2\pi \frac{U}{E} = 2\pi \frac{U}{T\Pi} = \omega \frac{U}{\Pi} \quad (\text{II.78})$$

D'après II.76 on obtient pour les pertes en dB pour une cellule :

$$\Delta \approx 4.3429 \frac{\omega L}{Q_0 v_g} = \frac{4.3429 \omega L v_\varphi}{Q_0 v_\varphi v_g} = \frac{4.3429}{Q_0} \phi \frac{v_\varphi}{v_g} \quad (\text{II.79})$$

où $\phi = \beta L$ est le déphasage par cellule en radian.

Cette mesure de pertes n'a malheureusement pas pu être réalisées.

IV Diagramme de dispersion de la ligne à retard.

Un des outils de caractérisation des lignes à retard est le diagramme de dispersion. Plusieurs méthodes permettent d'aboutir à la détermination du diagramme de dispersion d'une ligne. Une méthode consiste à étudier la variation de la phase de l'onde le long de la structure en fonction de la fréquence, c'est cette méthode que nous utiliserons dans le cas de mesures par transmission.

Une autre méthode consiste à placer la ligne entre deux court-circuits et ainsi former une cavité à structure périodique, cette méthode sera utilisée dans les mesures en onde stationnaire.

Enfin la simulation à l'aide de logiciel de calcul électromagnétique permet elle aussi d'obtenir le diagramme de dispersion d'une ligne à retard.

IV.A Propriétés des lignes à structure périodique.

Une ligne périodique est un ensemble de cellules identiques couplées le long de la direction de propagation à intervalles réguliers. Si l'on suppose que la ligne est parcourue par une onde électromagnétique de haute fréquence, un calcul, rigoureux ou approximatif, basé sur les équations de Maxwell permet dans certains cas seulement de déterminer la distribution des champs le long de la ligne. On est donc, le plus souvent obligé de raisonner avec des schémas de circuits équivalents [27, 28].

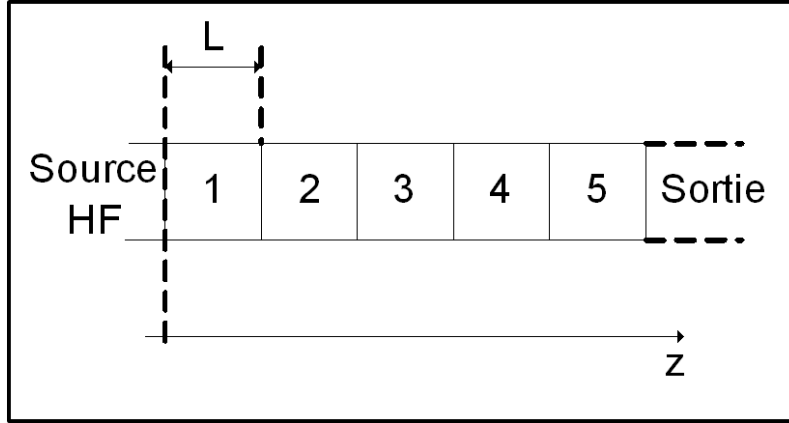


FIGURE II.38 – Schéma d'une ligne à structure périodique.

Pour comprendre les lois qui gouvernent la propagation de l'onde le long de la ligne périodique, il est utile de procéder par étapes. Un des outils est le diagramme de dispersion (ou diagramme de Brillouin), où l'on trace la pulsation de l'onde ($\omega = 2\pi f$) en fonction de la constante de propagation ($\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$, on néglige ici la constante d'atténuation α afin de simplifier le problème), en ne s'intéressant qu'à la propagation du champ \vec{E}_z le long de l'axe, et en écrivant que \vec{E}_z est une solution de l'équation II.80 :

$$\Delta \vec{E}_z + \beta^2 \vec{E}_z = 0 \quad (\text{II.80})$$

Si l'hypothèse qu'un mode pseudo-TEM était parfaitement exacte, ce diagramme aurait l'allure d'une droite de pente $V_\varphi = c \cdot \sin \varphi$ (vitesse de phase $V_\varphi = \frac{\omega}{\beta}$, égale à la vitesse de groupe $V_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta}$ dans ce cas non dispersif). La ligne pouvant être parcourue en sens inverse, la droite de pente $-V_\varphi$ est tout autant légitime. On voit ici que l'une des caractéristiques de ces lignes périodiques est la vitesse de phase et sa variation dans la bande passante. La condition de périodicité impose que la distribution du champ électromagnétique dans une cellule soit identique dans la cellule suivante, mais avec un déphasage dû à la distance $z = p$ parcourue, p étant le pas de la ligne. Ainsi le champ \vec{E}_z doit vérifier l'équation II.81 :

$$\vec{E}_z(z + p) = \vec{E}_z(z) \cdot e^{-j\beta_0 p} \quad (\text{II.81})$$

Ce résultat est connu sous le nom de théorème de Floquet [29, 30, 31, 8].

On en déduit que le champ RF s'écrit sous la forme d'une série de Fourier :

$$\vec{E}_z(z) = \sum_n \vec{E}_{n,z}(0) \cdot e^{-j\beta_n z} \quad (\text{II.82})$$

où β_n décrit un harmonique d'espace [32] :

$$\beta_n = \beta_0 \pm \frac{2\pi n}{p} \quad (\text{II.83})$$

On voit d'après l'équation II.82 que le champ total se présente comme la superposition d'une infinité de composantes dont l'amplitude est donnée par $\vec{E}_{n,z}(0)$ et chacune décalée de n fois $\frac{2\pi}{p}$. Il est ainsi possible de déduire le diagramme de dispersion des ondes électromagnétiques se propageant dans une structure périodique infinie.

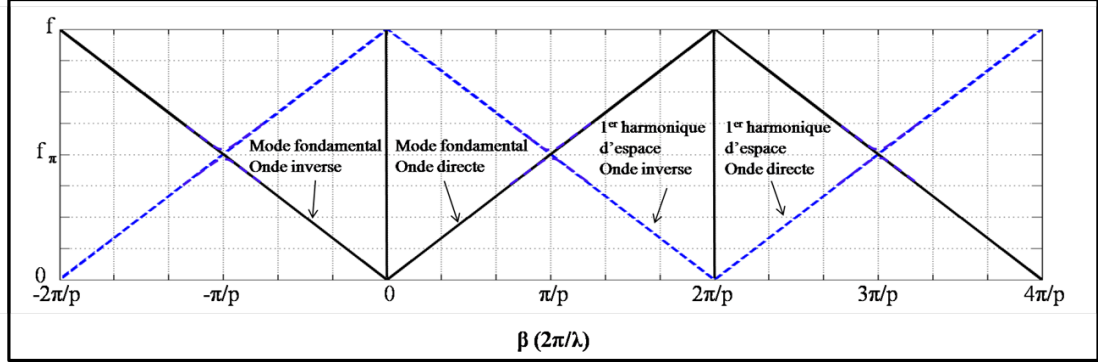


FIGURE II.39 – Diagramme de Brillouin

Considérons à présent un nombre N fini de cellules identiques couplées entre elles et régulièrement espacées de p . Contrairement à une structure infinie, la structure devient maintenant résonante pour un nombre discret de fréquences de résonance. Les conditions aux limites imposent que le champ électromagnétique en $z = Np$ doit avoir la même phase qu'en $z = 0$. Ainsi on a :

$$\beta Np = 2\pi m \quad (m \in \mathbb{N}) \quad (\text{II.84})$$

La condition de périodicité donnée par l'équation II.82 entraîne pour chaque harmonique d'espace :

$$\beta_n Np = \beta Np + 2\pi Nn = 2\pi(m + nN) \quad (\text{II.85})$$

Par convention, pour le mode fondamental, la constante de propagation n'excede pas $\beta = \pi/p$ [31]. Ainsi d'après l'équation II.83, cela implique que m doit être inférieur ou égal à $\frac{N}{2}$. Nous obtenons donc les valeurs discrètes suivantes pour β :

$$\beta Np = \pi N, \pi(N - 1), \pi(N - 2), \dots, \pi, 0 \quad (\text{II.86})$$

Ainsi N cellules identiques dans une structure périodique résonante conduisent à $N+1$ fréquences de résonance qu'il est alors possible de positionner sur le diagramme de dispersion de la ligne périodique à N cellules. On note que si N tend vers l'infini alors la cavité aura une infinité de fréquences de résonance. C'est cette propriété des lignes à structures périodiques résonantes que nous utiliserons pour la mesure du diagramme de dispersion de la ligne à retard en onde stationnaire.

IV.B Diagramme de dispersion obtenu par simulation.

La ligne à retard a fait l'objet d'une simulation sous CST et le diagramme de dispersion a pu ainsi être calculé sur toute la bande spectrale du continu à 10 GHz. Pour cela une cellule élémentaire a été modélisée (figure II.40) et entourée de conditions aux limites particulières (périodiques dans le sens de propagation et CCE dans les deux autres directions) [33]. Le problème consistant uniquement en la résolution de l'équation d'Helmoltz et pour un mode donné, si l'on fixe un β , il ressort une fréquence de résonance. En faisant varier β on obtient un ensemble de fréquences de résonance qui permettent de tracer le diagramme de dispersion [34].

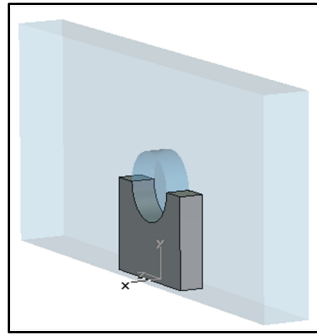


FIGURE II.40 – Motif élémentaire modélisé pour la simulation sous CST.

Le diagramme de dispersion obtenu après simulation est présenté sur la figure II.41. On distingue la coupure haute de la ligne aux alentours de 10 GHz. En effet, la vitesse de phase étant quasiment constante vers 10 GHz on en déduit que la vitesse de groupe est nulle ainsi, l'énergie ne peut plus se propager le long de la ligne comme on a pu le constater sur les mesures de pertes. Ce genre de ligne n'ayant pas de coupure basse on devrait obtenir une fréquence nulle pour un déphase nul, or, on relève ici une fréquence de 123 MHz. Cette erreur est due au fait que la cellule élémentaire doit être placée dans un volume de calcul qui ne peut être infini, ainsi on se retrouve avec une fréquence de coupure basse qui est celle du guide d'onde rectangulaire dans lequel est placé la ligne.

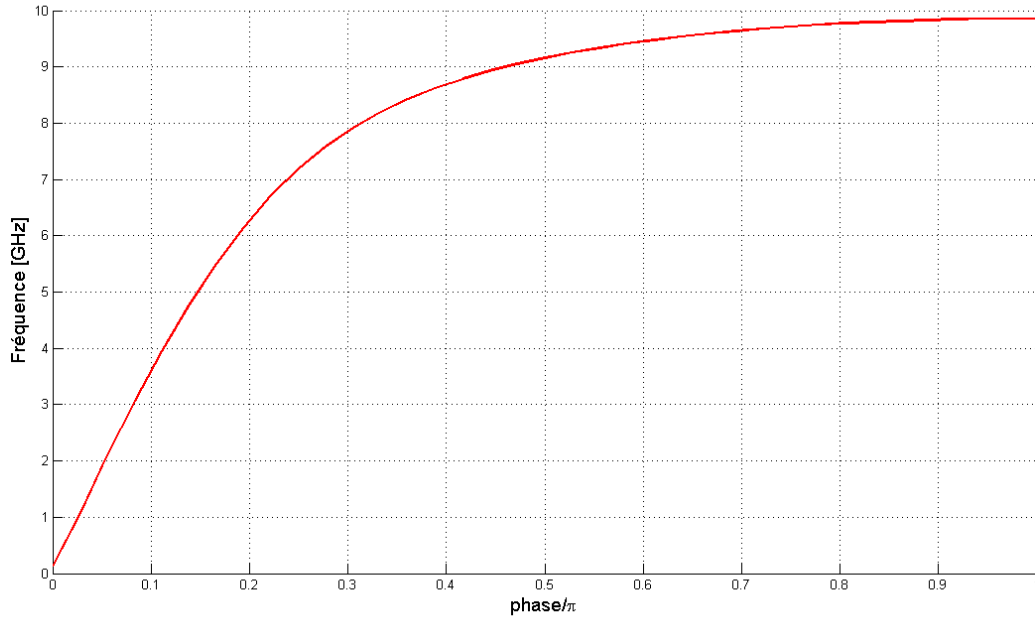


FIGURE II.41 – Diagramme de dispersion de la ligne à 10 GHz obtenu sous CST.

IV.C Mesure du diagramme de dispersion en onde progressive.

L'analyseur de réseau vectoriel nous donnant à la fois accès à l'amplitude du signal et à sa phase, il est possible d'avoir la variation de la phase en fonction de la fréquence. Quel que soit le type de couplage, en onde progressive, le principe de la mesure reste le même et se base sur la comparaison entre les variations de phase dans la bande passante en fonction des différentes longueurs de ligne.

Nous avons vu précédemment, que l'onde se propageant dans la ligne a une dépendance en $e^{-j\beta z}$ où βz représente la phase de l'onde. Ainsi connaissant la variation de z entre deux longueurs de ligne, si l'on fait la différence des phases entre deux longueurs de ligne, c'est à dire :

$$\Delta\phi = \phi_{L_{i+1}} - \phi_{L_i} \quad (\text{II.87})$$

et que l'on divise cette différence par le nombre de cellules entre les deux longueurs (78 dans notre cas), on obtient alors le déphasage par cellule à $2N\pi$ près. La détermination de la constante N se déduit par comparaison avec le diagramme de dispersion obtenu par simulation.

Les figures II.42 et II.43 représentent la moyenne des phases des paramètres S_{21} et S_{12} pour les 4 longueurs de ligne dans le cas d'un couplage respectivement par guide et par cornet. Compte tenu de la coupure basse imposée par le guide WR 90, comme dans les mesures de pertes, la mesure du diagramme de dispersion par cette méthode ne peut se faire qu'à partir de 6,5 GHz.

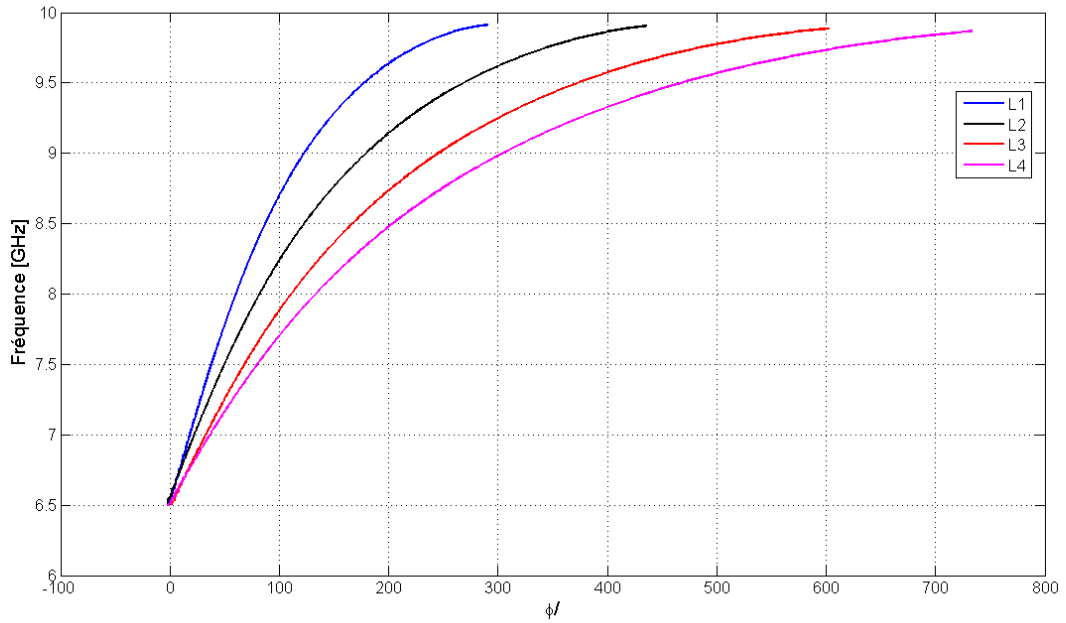


FIGURE II.42 – Variations de la phase en fonction de la fréquence pour les 4 longueurs de ligne dans le cas d'un couplage par guide.

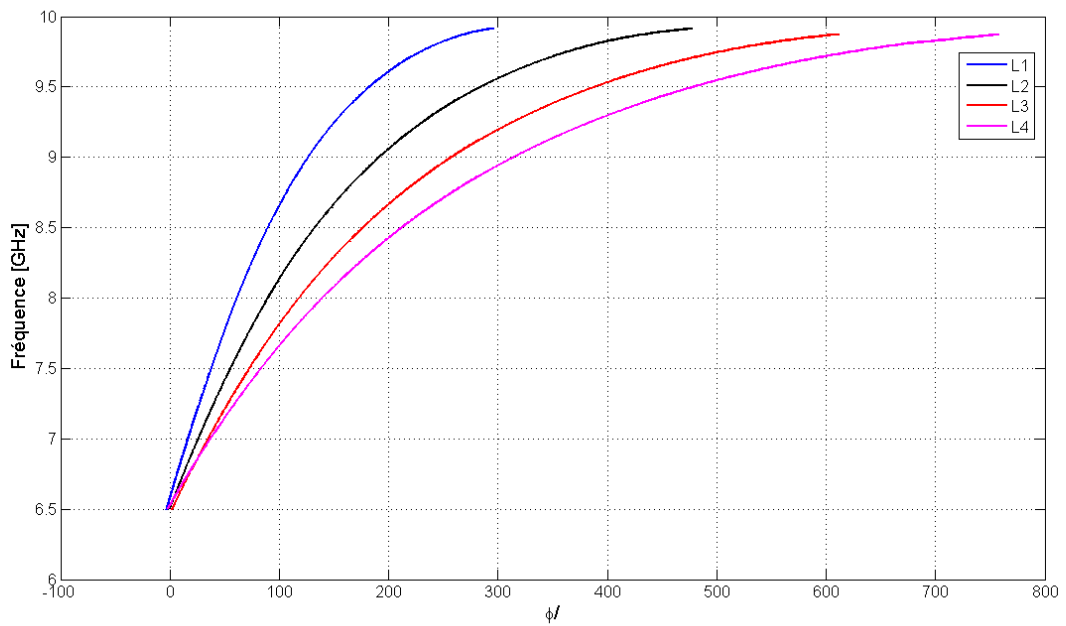


FIGURE II.43 – Variations de la phase en fonction de la fréquence pour les 4 longueurs de ligne dans le cas d'un couplage par cornet.

Etant donné que l'on dispose de 4 longueurs différentes, il est possible de calculer 3 diagrammes de dispersion, la figure II.44 présente la moyenne de ces 3 diagrammes de dispersion pour un couplage par guide et par rayonnement. La valeur de N se déduit par

comparaison avec le diagramme obtenu par simulation. On trouve dans notre cas $N=16$.

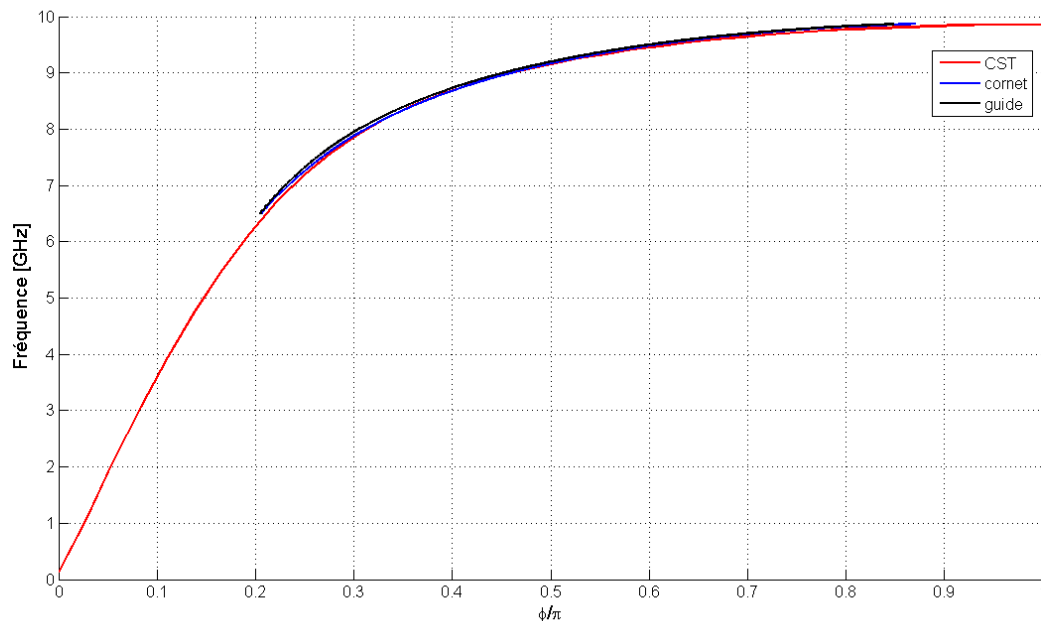


FIGURE II.44 – Diagramme de dispersion obtenu par transmission par guide et par cornet ainsi que par simulation CST.

IV.D Mesure du diagramme de dispersion en onde stationnaire.

Pour obtenir le diagramme de dispersion en onde stationnaire, il existe différentes méthodes telles que la sonde mobile, le court-circuit mobile et les résonances [27]. C'est cette dernière méthode que nous avons utilisée.

IV.D.1 La méthode des résonances.

Cette méthode de mesure consiste à provoquer une réflexion aux deux bouts du circuit en assurant un couplage lâche au générateur. On place une sonde couplée au circuit loin de l'attaque du générateur. On détermine les fréquences pour lesquelles le courant détecté est maximum. On peut aussi placer une ligne de mesure entre le générateur et le transformateur de couplage, et mesurer l'impédance à l'entrée du transformateur en fonction de la fréquence [27, 28].

S'il y a N cellules entre les courts-circuits, on a une résonance chaque fois que $N\varphi = k\pi$. Si l'on repère toutes les résonances, on connaît k , qui varie entre 0 et N . On en déduit alors l'angle φ et il suffit de relever les fréquences de résonance pour chaque valeur de k .

On obtient alors les valeurs des vitesses de phase (\mathcal{V}_n) avec la relation :

$$\frac{\omega}{\mathcal{V}_n}p = \varphi + 2n\pi = \beta_n p \quad (\text{II.88})$$

L'inconvénient de cette méthode est que si le circuit possède peu de cellules, les résonances sont bien distinctes et l'on obtient des valeurs précises de la vitesse de phase mais seulement pour un petit nombre de fréquences assez espacées. Si l'on cherche à obtenir un plus grand nombre de valeurs, il faut augmenter la longueur du circuit, mais les résonances deviennent très voisines et d'autant plus difficiles à déterminer que la surtension est souvent assez basse. Si l'on omet une seule résonance, on commet une erreur très importante sur toutes les mesures ultérieures.

Cette méthode permet, en principe, de trouver les fréquences de coupure. Néanmoins, au voisinage des fréquences de coupure, la dispersion est très grande et la propagation est extrêmement sensible aux irrégularités mécaniques : certaines cellules peuvent être exactement à la fréquence de coupure, tandis que d'autres sont de part et d'autre de celle-ci. Même pour un circuit très bien réglé, l'influence des pertes sur la dispersion est très grande au voisinage des fréquences de coupure.

IV.D.2 Mesure du diagramme de dispersion de la ligne à retard.

Nous avons placé une section de la ligne à retard composée de 78 cellules entre deux plaques de court-circuit afin de créer une structure résonante. Un orifice circulaire est fait dans une des deux plaques afin de pouvoir coupler la cavité électromagnétique ainsi réalisée via une sonde électrique. Ce montage est représenté sur la figure II.45.

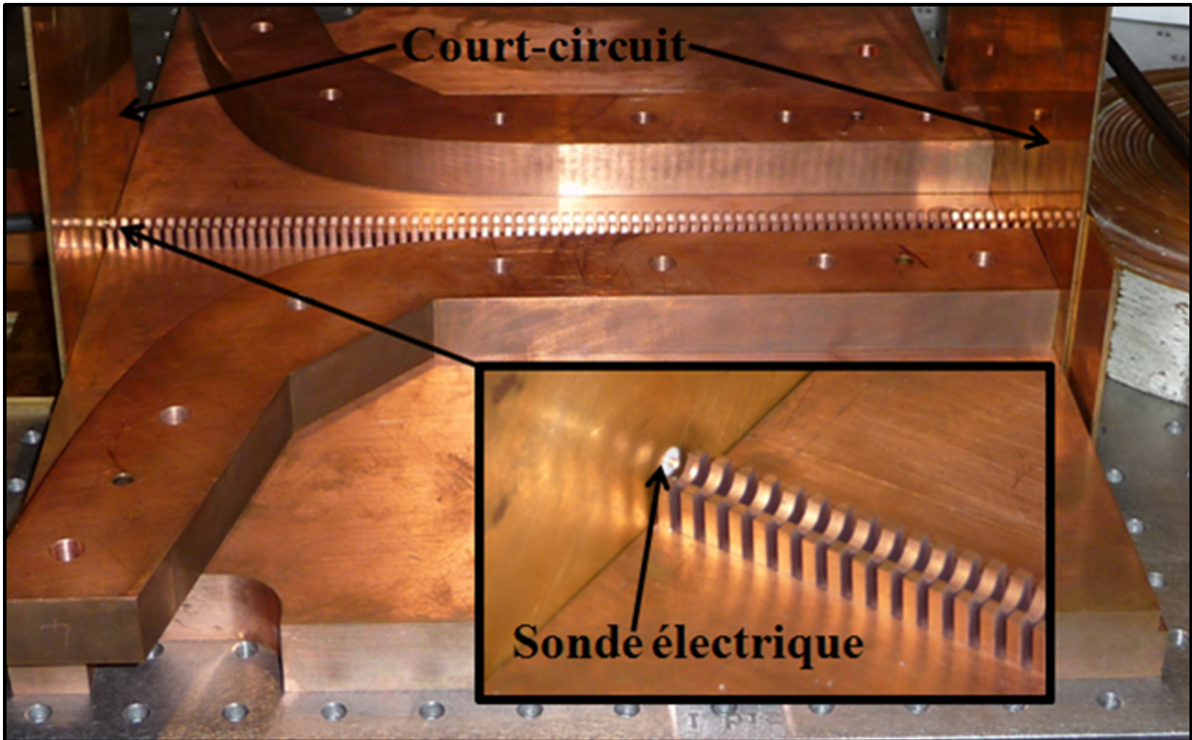


FIGURE II.45 – Mesure en onde stationnaire : un tronçon de ligne est placé entre deux court-circuits dont l'un possède un trou de couplage afin d'insérer un sonde électrique. Pour raison de visibilité le capot recouvrant la structure a été enlevé sur la photo.

Comme vu dans la partie présentant la méthode des résonances, la mesure en résonance devrait faire ressortir 79 pics associés chacun à une fréquence de résonance mais du fait qu'aux alentours de la coupure haute de la ligne, il y a un recouvrement entre les différents pics de résonance, on ne peut pas obtenir de point de mesure au dessus de 9.85 GHz. Ce recouvrement est dû en partie à l'écart en fréquence entre deux pics qui diminue avec la montée en fréquence, mais aussi au fait que les pertes entraînent un élargissement des pics. Pour remédier en partie à ce problème et afin d'obtenir des valeurs déphasage supplémentaires au niveau de la coupure, on peut effectuer la même mesure avec un nombre de cellule inférieur. Ainsi les pics de résonance sont moins nombreux et ne se chevauchent plus. Les mesures avec respectivement 10 et 20 cellules permettent par exemple d'obtenir les fréquences correspondant à un déphasage de 0.90π et 0.95π .

La figure II.46 représente le coefficient de réflexion (S_{11}) en fonction de la fréquence. On dénombre 59 pics de résonances. Chaque fréquence de résonance est associée à la phase qui lui correspond d'après l'équation II.86. On peut donc ainsi tracer une partie du diagramme de dispersion dans la bande de fréquence accessible par les mesures (figure II.47).

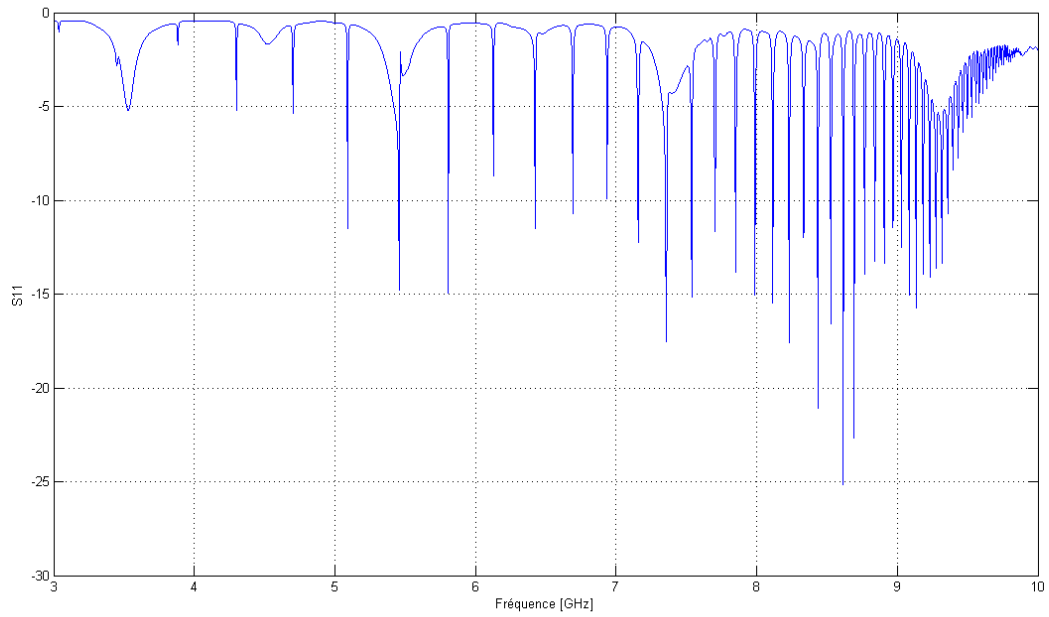


FIGURE II.46 – Fréquences de résonance associées au mode fondamental de la cavité.

La courbe de dispersion obtenue par la méthode des résonances est présentée sur la figure II.47. On retrouve la coupure haute de la ligne à 10 GHz. La mesure est limitée ici à 3 GHz pour les basses fréquences mais on remarque qu’une extrapolation de la courbe donnerait une fréquence nulle pour un déphasage nul.

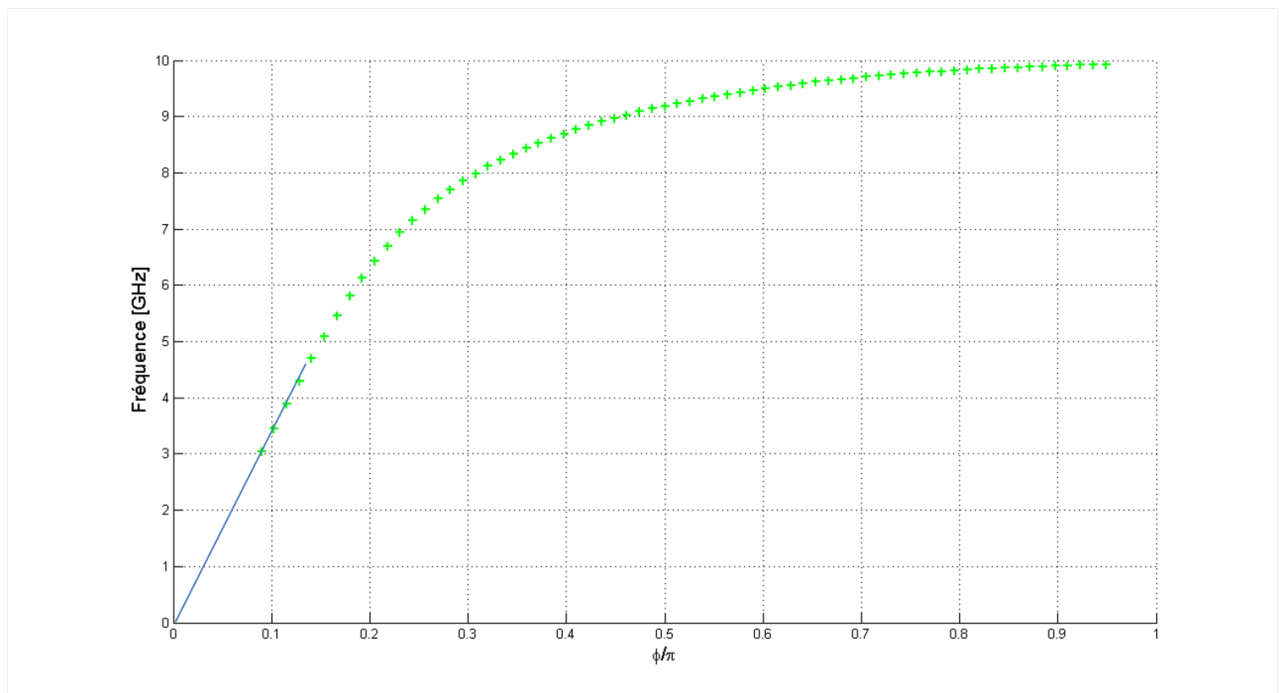


FIGURE II.47 – Diagramme de dispersion de la ligne à retard obtenu par la méthode des résonances.

V Comparaison des différents résultats de mesures de pertes et de dispersion à 10 GHz.

V.A Comparaison des mesures de pertes.

Les mesures de pertes en transmission avec couplage par guide et par cornet se regroupent parfaitement comme le montre le graphe de la figure II.48. Entre 8 et 9.5 GHz, l'écart de pertes par cellule n'excède pas les 0.0035 dB. On retrouve dans les deux cas la coupure haute de la ligne aux alentours de 10 GHz.

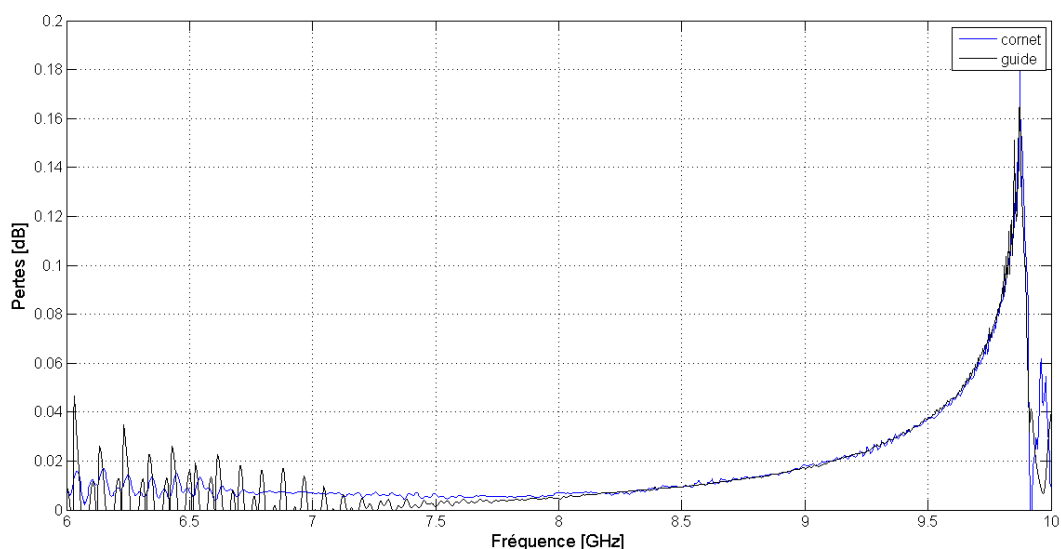


FIGURE II.48 – Comparaison entre les mesures de pertes obtenues avec couplage par guide et par cornet.

V.B Comparaison des mesures de dispersion.

La figure II.49 présente les quatre diagrammes de dispersion obtenus par transmission par guide, cornet, par résonance et sous CST. Tous les résultats se superposent entre eux dans la bande de fréquence commune, et une extrapolation de la mesure en résonance conduit aux mêmes résultats que ceux obtenus sous CST aux basses fréquences.

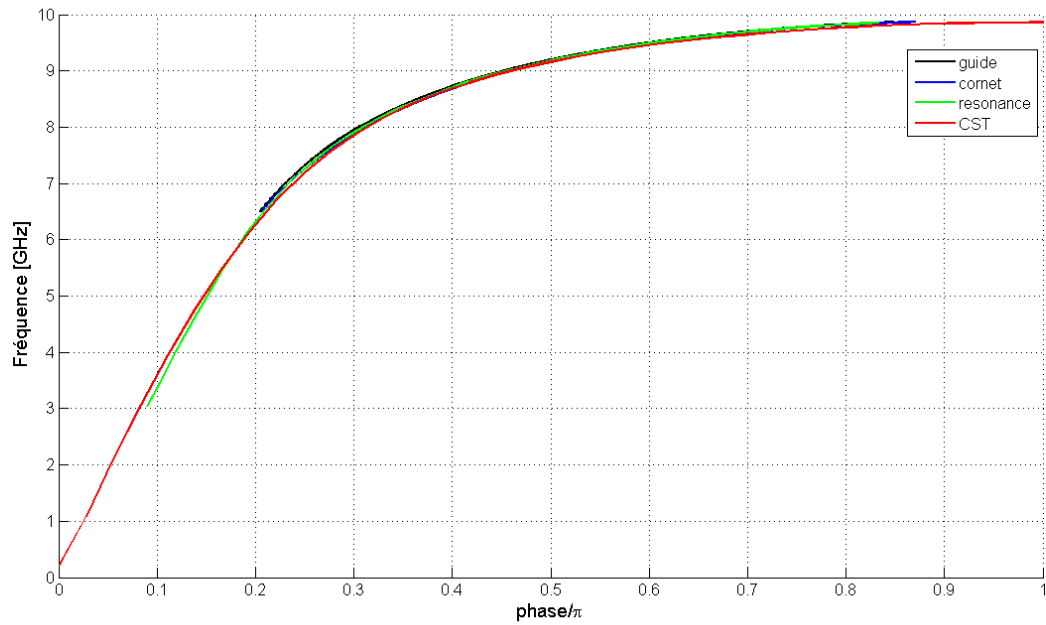


FIGURE II.49 – Superposition des diagrammes de dispersion obtenus par différentes méthodes.

On peut donc conclure que, comme pour les mesures de pertes, les différentes méthodes de mesure de diagramme de dispersion sont pertinentes. Il faut alors les transposer à des fréquences supérieures.

Chapitre III :
Mesures et caractérisations à
100 GHz.

Chapitre III

Mesures et caractérisations à 100 GHz.

Les mesures à 100 GHz sont une étape de confirmation entre le passage des mesures à 10 GHz et 1 THz. En effet, dans cette partie, nous avons caractérisé une ligne à retard ayant un rapport d'homothétie 10 avec la ligne du carcinotron TH4229. Contrairement aux mesures à 10 GHz seules les méthodes en ondes progressives et donc par transmission ont été réitérées à 100 GHz.

I Dispositifs de mesure.

Contrairement au dispositif de mesure à 10 GHz où l'ajout de section de ligne entre les deux zones d'adaptation permettait de faire varier la longueur de la ligne à retard, le dispositif à 100 GHz est monobloc. Ainsi, afin de réaliser les mesures de pertes par différence de longueurs, 2 dispositifs de mesure à 100 GHz ont été usinés : l'un comportant 105 ailettes et l'autre 155 ailettes. Compte tenu du rapport d'homothétie, les dimensions des ailettes sont ici de 0.2 mm pour l'épaisseur, 0.75 mm pour la hauteur et 100 mm pour la largeur. Comme précédemment, chaque extrémité de ligne est composée d'une zone de rampe où la hauteur des ailettes passe progressivement de 0 à 0.75 mm. La figure III.1 montre les 2 lignes à retard usinées ainsi que les capots qui les recouvrent..



FIGURE III.1 – Dispositifs de mesure à 100 GHz : la ligne à 105 ailettes et la ligne à 155 ailettes avec les zones de transition incorporées dans la capot.

II Mesures en transmission avec couplage par guide.

II.A Couplage par guide

Le couplage entre la sortie en guide WR 10 de l'analyseur de réseau et la ligne à retard se fait comme dans les mesures à 10 GHz au moyen d'une transition WR 10 vers WR 15 suivi d'un guide à évasement exponentiel permettant de passer progressivement en espace libre au niveau de la ligne. Ces deux éléments sont directement usinés dans le capot de la structure (figures III.2 et III.1).

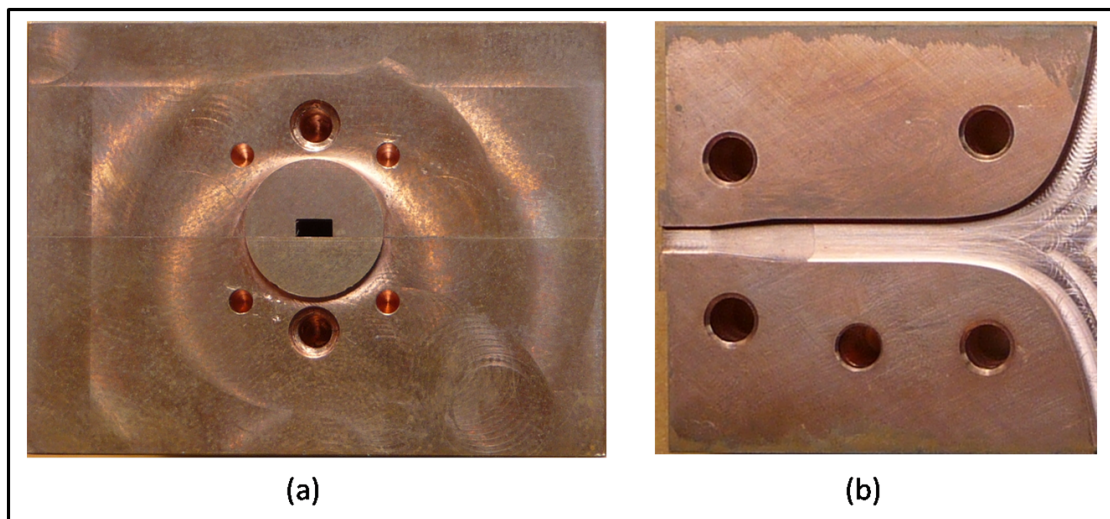


FIGURE III.2 – (a) couplage entre l'analyseur de réseau et la structure (WR10), (b) transition WR10 vers WR15 puis guide à évasement exponentiel.

Le tableau III.1 donne les principales caractéristiques des guides d'onde WR 10 et WR 15 utilisés à 100 GHz.

WR	Grand côté [mm]	Petit côté [mm]	Fréquence de coupure [GHz]	$F_{min} = 1.25 F_c$ [GHz]
15	3.78	1.88	39.7	50
10	2.54	1.27	59.06	75

TABLE III.1 – Principales caractéristiques des guides d'onde WR 10 et 15.

II.B Résultats de mesure.

II.B.1 Symétrie de la structure.

Comme dans le cadre des mesures à 10 GHz, il faut vérifier que la structure à 100 GHz est bien symétrique pour cela on s'assure que la différence entre $|S_{11} - S_{22}|$ reste faible. Dans notre cas, cette différence reste inférieure à 0.1 jusqu'à plus de 99 GHz, la structure est donc bien symétrique. Nous utiliserons des valeurs moyennes obtenues dans les deux sens pour la caractérisation de la ligne.

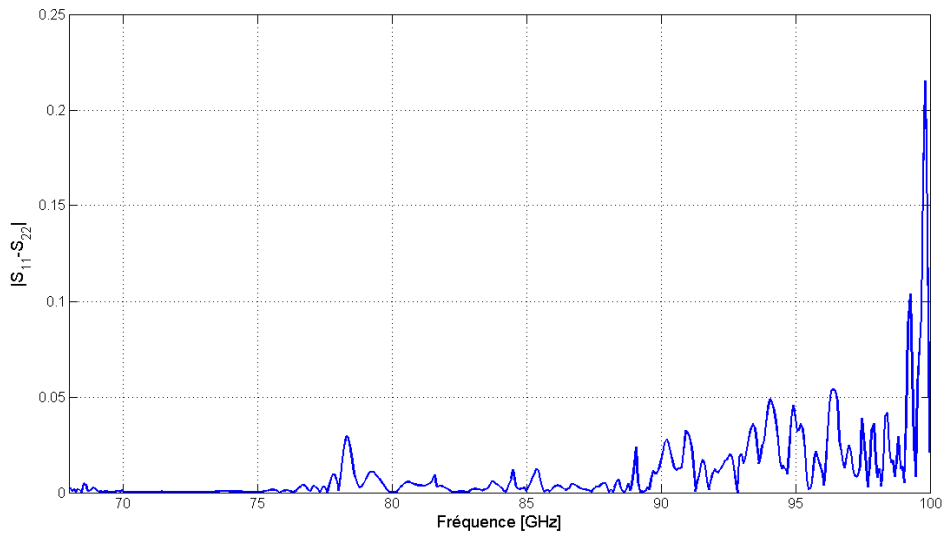


FIGURE III.3 – Comparaison entre les paramètres S_{11} et S_{22} du dispositif de test symétrique. La longueur de la ligne est de 42 mm.

II.B.2 Adaptation de la ligne.

Le ROS est inférieur à 1.5 jusqu'à 94 GHz et reste inférieur à 2 jusqu'à 98.45 GHz, la ligne est donc bien adaptée sur cette bande de fréquence.

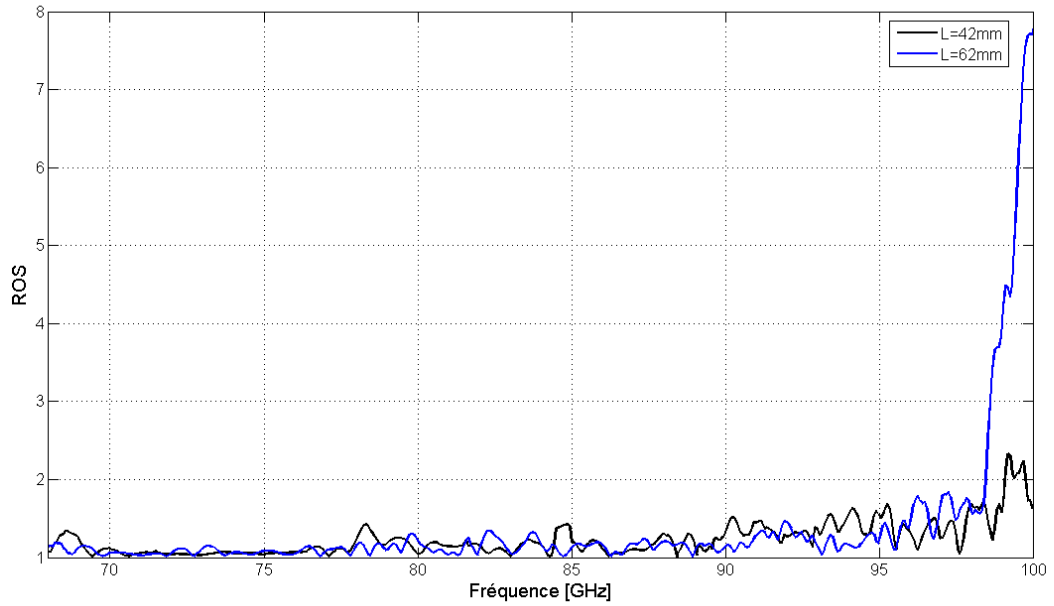


FIGURE III.4 – Rapport d’onde stationnaire pour les 2 longueurs de ligne.

II.B.3 Puissance réfléchie et puissance transmise le long de la ligne.

Le bilan de puissance entre les puissances réfléchie, entrante et transmise se schématise comme au chapitre précédent sur la figure II.21.

La figure III.5 représente les puissances réfléchies au port 1 et au port 2 pour les deux longueurs de ligne mesurées.

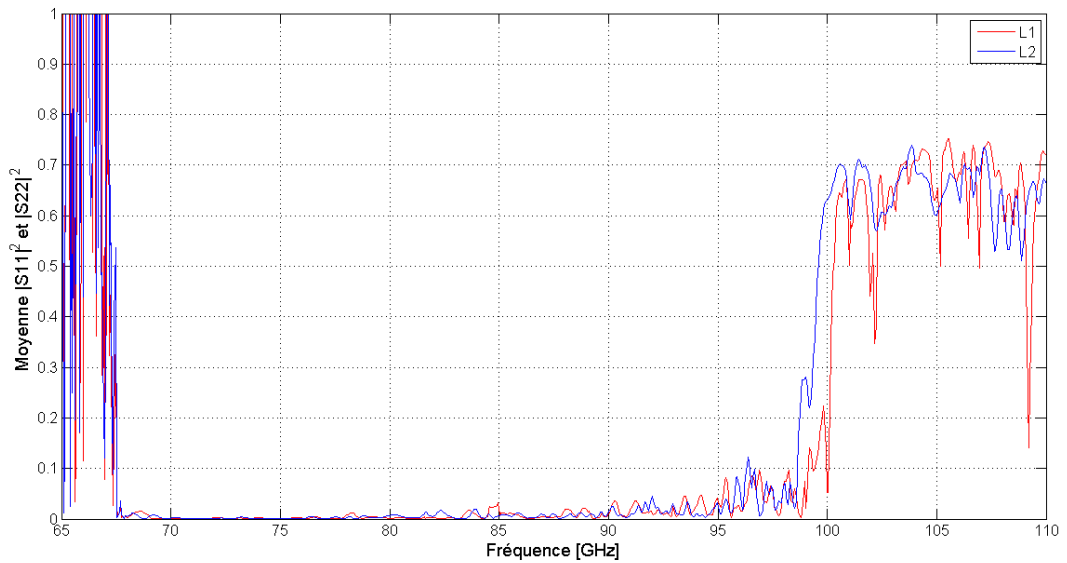


FIGURE III.5 – Puissance réfléchie au port 1 et 2.

La figure III.6 correspond aux puissances entrant dans la structure au port 1 et au

port 2. Aux basses fréquences, on observe la coupure due à l'utilisation d'un guide d'onde WR 10 (59.06 GHz en théorie). La puissance entrante dans la structure est de 100% à partir de 68 GHz. La puissance commence de nouveau à être réfléchie significativement au dessus de 95 GHz et ce de plus en plus que l'on se rapproche de la coupure haute de la ligne périodique soit 100 GHz. Au dessus de la fréquence de coupure haute, la partie qui n'est pas réfléchiée à l'entrée, entre dans la structure pour être finalement absorbée le long de la ligne comme on peut le voir sur la figure III.7 représentant la puissance transmise au port 1 et au port 2.

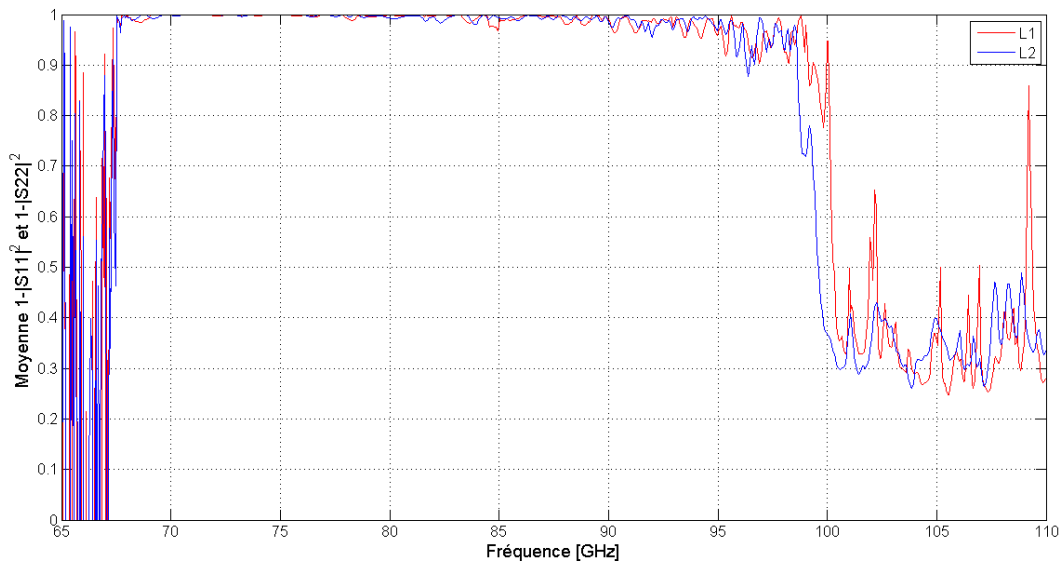


FIGURE III.6 – Puissance pénétrant dans la structure au port 1 et 2.

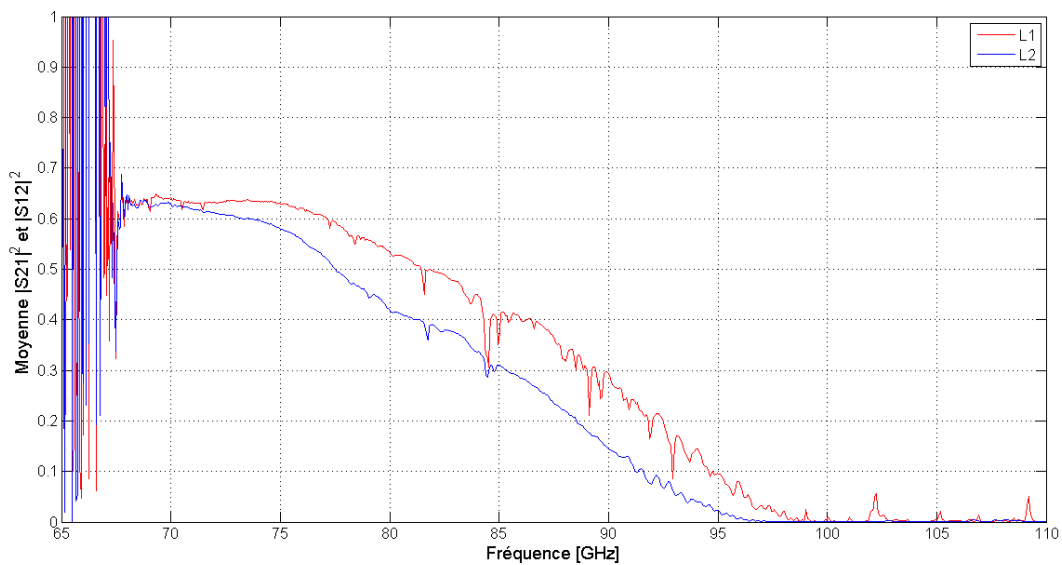


FIGURE III.7 – Puissance transmise au port 2 et 1.

On note bien sûr que plus la ligne est longue plus la puissance transmise est faible et donc que les pertes augmentent.

II.B.4 Calcul des pertes.

Le calcul des pertes normalisées par cellule se fait de manière identique au chapitre précédent en soustrayant les puissances transmises pour la ligne courte et la ligne longue et en divisant par le nombre de cellules élémentaires en plus.

On note une augmentation des pertes avec la montée en fréquence qui s'accroît au voisinage de la fréquence de coupure à 100 GHz.

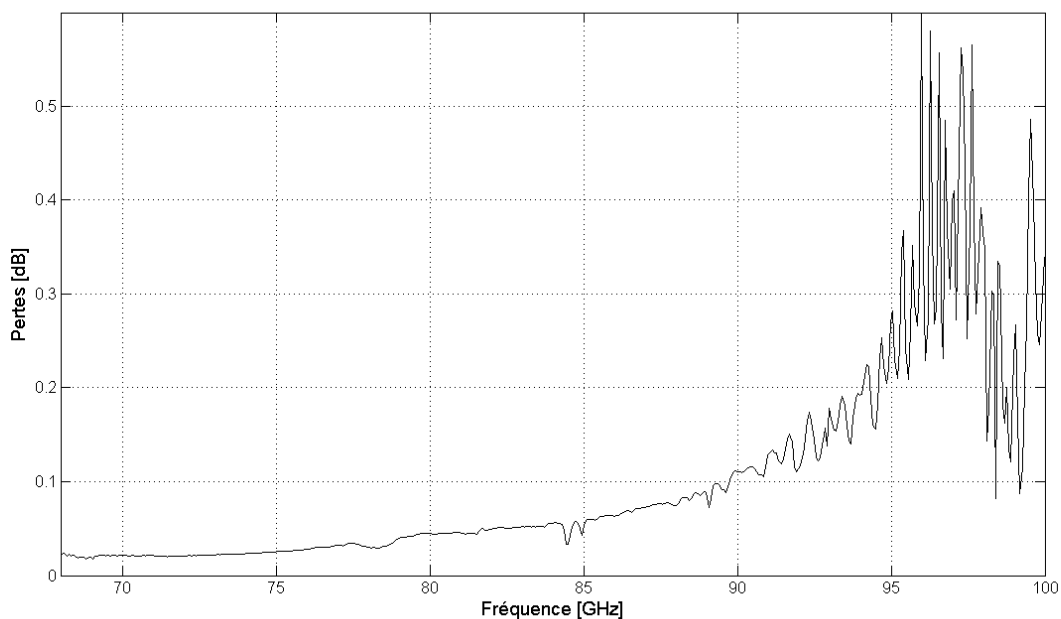


FIGURE III.8 – Pertes normalisées par cellule en dB avant nettoyage.

Cependant si l'on regarde les basses fréquences, on note qu'il y a un niveau de pertes d'environ 0,02 dB par cellule au lieu d'une décroissance progressive. Les origines de ces pertes sont les impuretés, l'oxydation et principalement la pollution à la surface de la ligne dont notamment des restes d'huiles de coupes utilisées pour l'usinage. Pour palier à ce problème, les deux lignes ont subi un traitement chimique et thermique dans un four à hydrogène afin d'enlever l'oxydation. Ainsi de nouvelles mesures ont pu être faites. Nous notons à présent que les pertes aux basses fréquences sont proches de 0 dB par cellule. Les pertes pour quelques valeurs de fréquences sont données dans le tableau III.2.

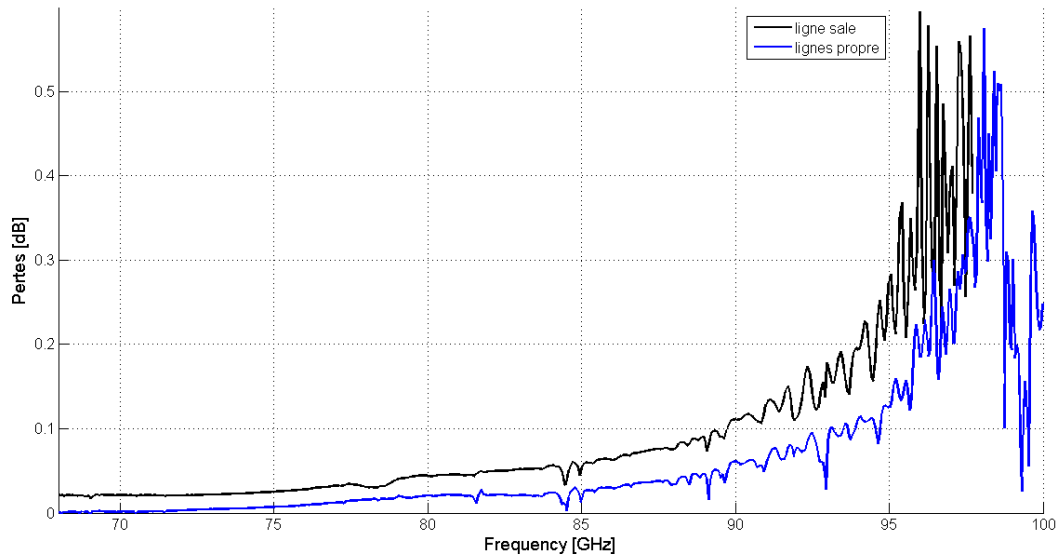


FIGURE III.9 – Pertes normalisées par cellule en dB après nettoyage.

Fréquence [GHz]	Pertes [dB]
80	0.0206
85	0.0166
90	0.0608
95	0.1244

TABLE III.2 – Pertes moyennes en dB pour quelques valeurs de fréquences.

III Mesures en transmission avec couplage par rayonnement.

III.A Couplage par cornet pyramidal.

Le couplage des cornets avec la ligne se fait comme pour les mesures à 10 GHz. On ne déplace, au départ, qu'un seul cornet afin de rechercher la position qui donnera le S_{21} le plus élevé. Une fois cette position atteinte, on fait de même avec le deuxième cornet.

Afin qu'il n'y ait aucune interaction directe ou par réflexion entre les cornets, deux plaques d'absorbants électromagnétiques sont collées de part et d'autre d'une plaque de cuivre comme montré sur la figure III.10. Une petite ouverture a été réalisée dans l'absorbant autour de la ligne périodique (figure II.11) afin que le signal utile puisse passer. Comme nous l'avons vu précédemment, le champ électromagnétique est censé resté confiner aux abords de la ligne ainsi les absorbants ne devraient pas interférer dans la mesure des pertes.

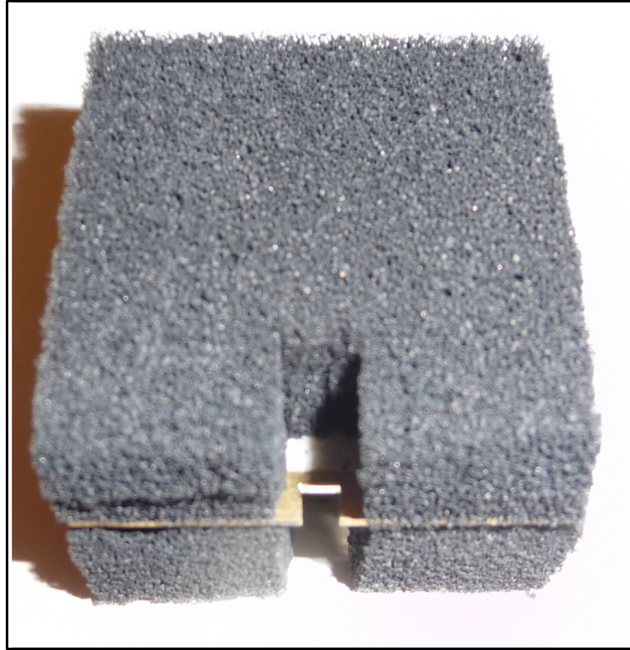


FIGURE III.10 – Couches d'absorbant électromagnétique placées de part et d'autre d'une plaque de cuivre.

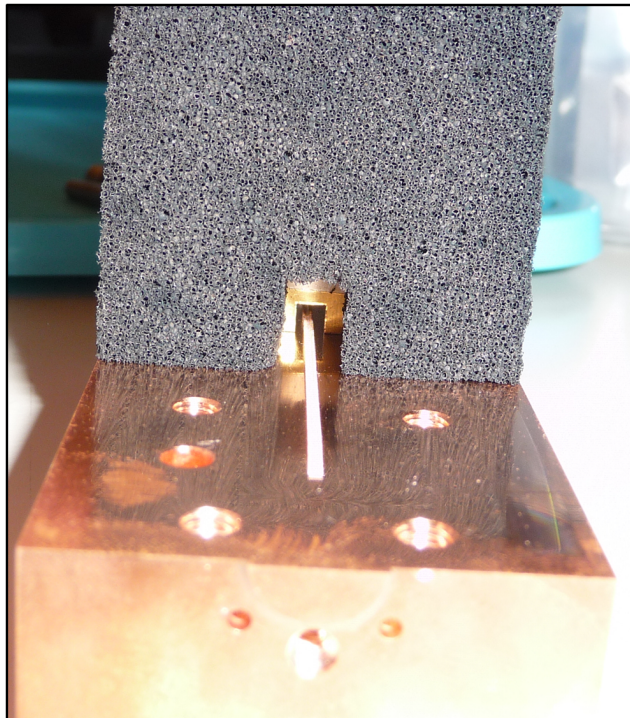


FIGURE III.11 – Absorbant électromagnétique placé autour de la ligne à retard.

La mesure est faite avec un angle $\alpha = 30^\circ$ entre la ligne périodique et l'axe des cornets.

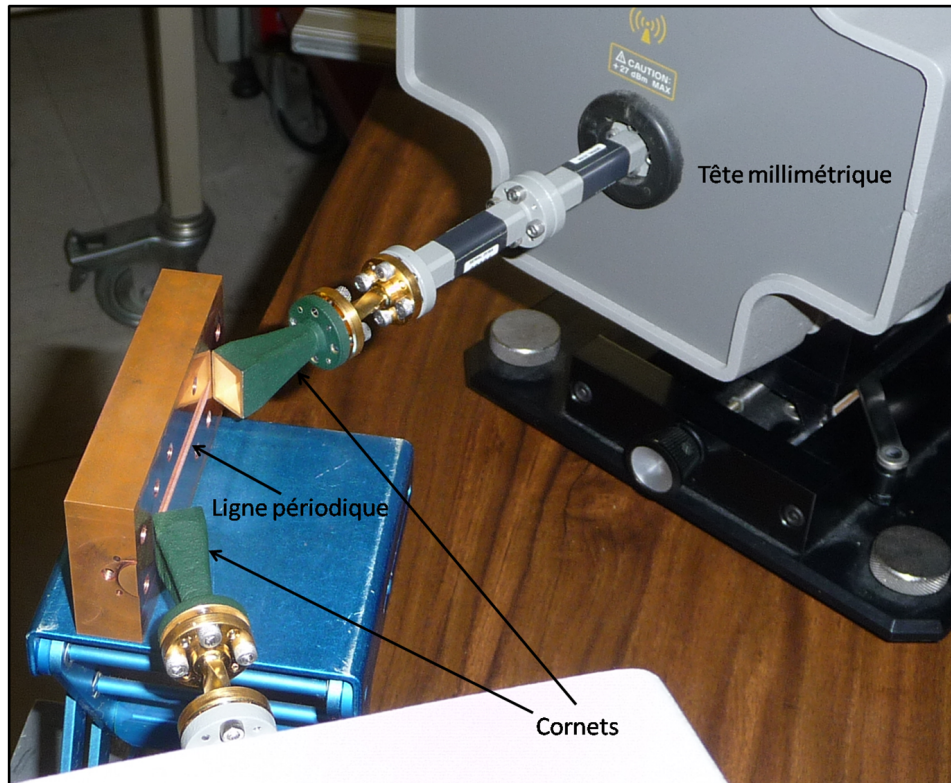


FIGURE III.12 – Mesure avec cornets rayonnants.

III.B Puissance réfléchie et puissance transmise.

La figure III.13 représente la puissance réfléchie au port 1 et au port 2. On retrouve l'influence de la coupure basse du guide WR 10 de la tête millimétrique qui fonctionne idéalement entre 75 et 110 GHz. La puissance n'est quasiment plus réfléchie entre 68 et 98 GHz.

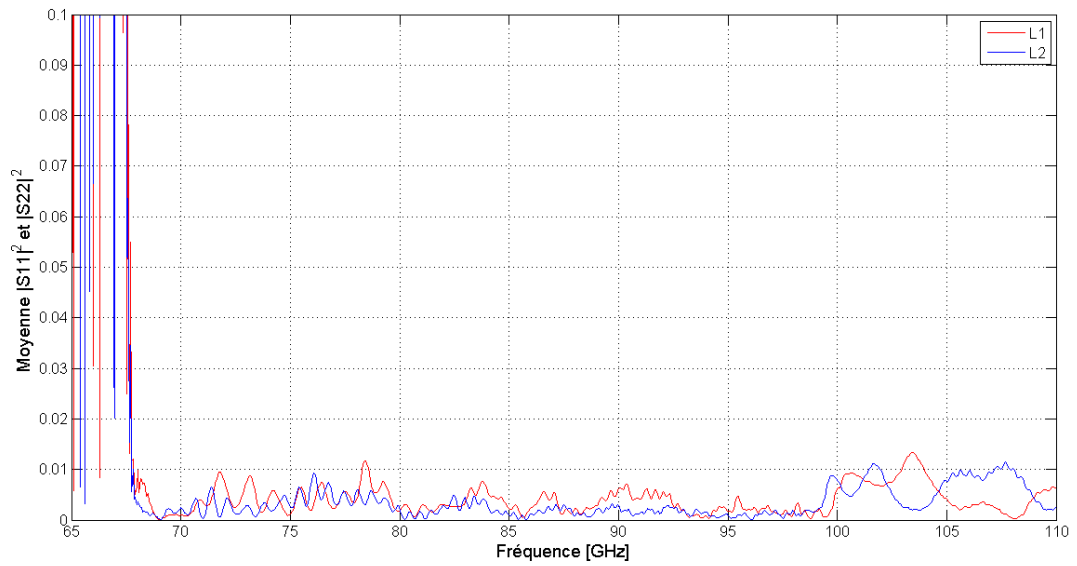


FIGURE III.13 – Puissance réfléchi au port 1 et 2.

La puissance qui n'est pas réfléchi à l'entrée de la structure va soit entrer dans cette dernière soit être absorbée par la couche d'absorbant électromagnétique intercalée entre les deux cornets. La somme de la puissance entrante et absorbée est présentée sur la figure III.14.

Comme on peut le voir sur la figure III.15, le taux de puissance transmise est très faible, ceci car la majorité du signal incident est absorbée et ne tombe pas sur la ligne périodique. Ainsi la valeur maximale du taux de puissance transmise passe d'environ 0.65 pour le couplage par guide à 0.035 pour le couplage par rayonnement.

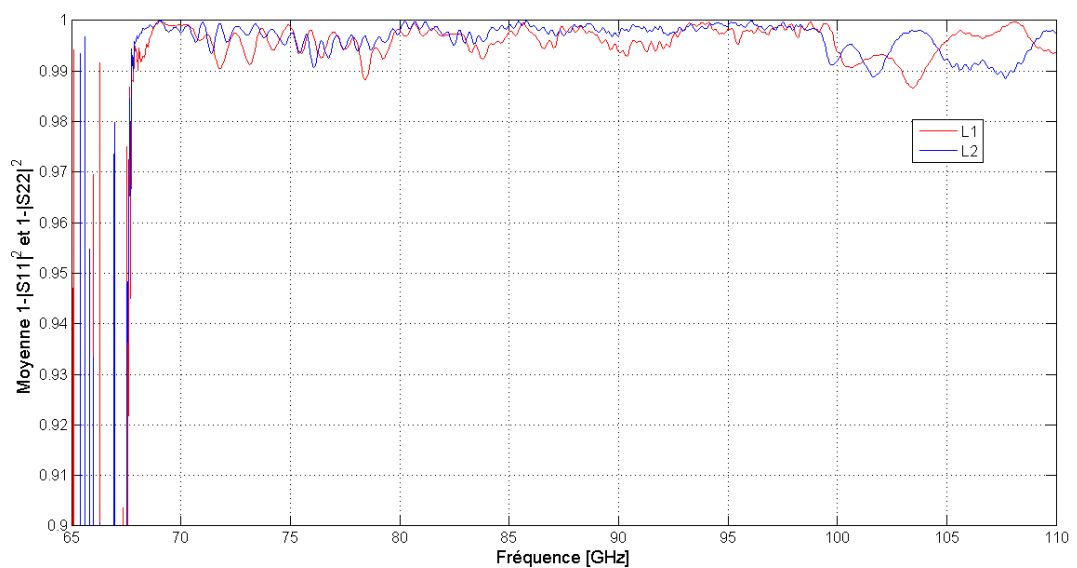


FIGURE III.14 – Somme de la puissance entrante et de la puissance absorbée.

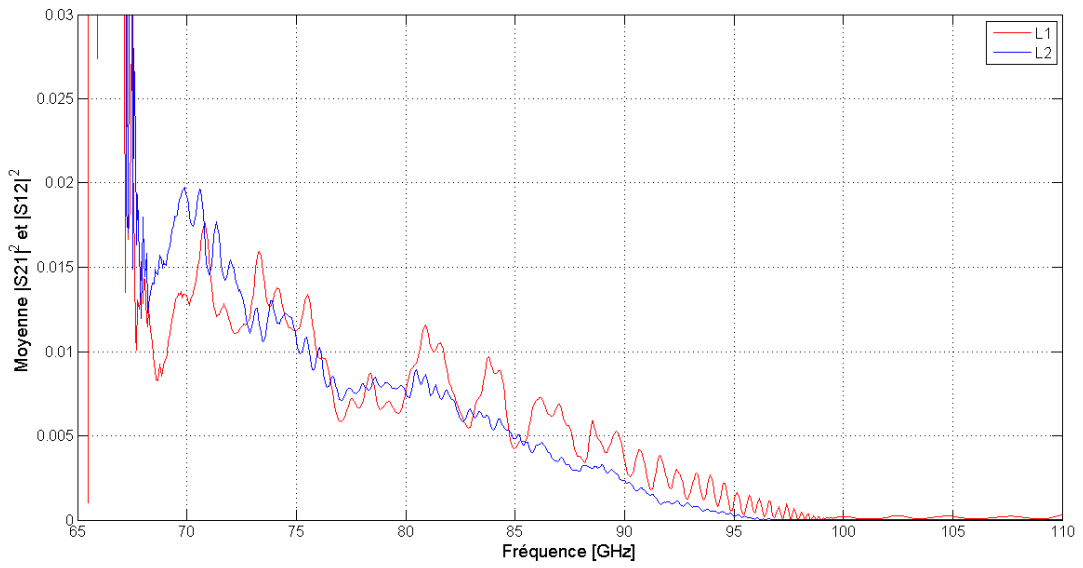


FIGURE III.15 – Puissance transmise au port 2 et 1.

La puissance transmise normalisée définie par l'équation II.25 est représentée sur la figure III.16 pour la ligne courte de 105 ailettes avec un couplage par guide et un couplage par cornet. On note la chute de la puissance transmise lorsque la fréquence tend vers la fréquence de coupure haute de la ligne à 100 GHz.

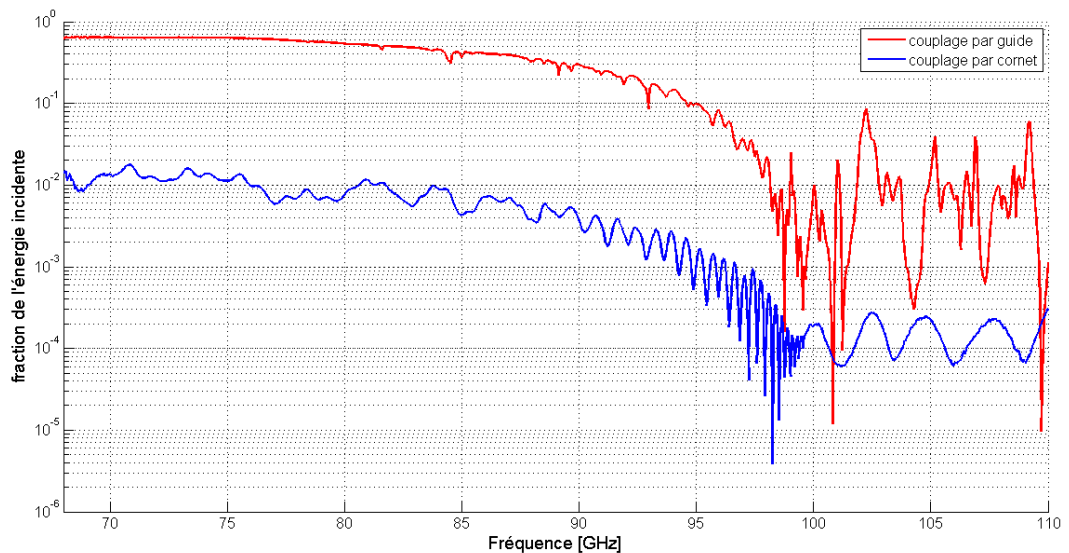


FIGURE III.16 – Puissance transmise normalisée avec couplage par guide et par cornet pour la ligne courte.

III.C Calcul des pertes.

Les pertes se calculent comme précédemment en comparant la puissance transmise suivant les deux longueurs de ligne différentes (105 et 155 ailettes). La figure III.17 représente les pertes par cellule en dB ainsi qu'un fit de la courbe. Comme précédemment, les pertes ne dépendent que de la fréquence et non de la longueur de la ligne. Cette mesure par rayonnement est beaucoup moins précise que celle obtenue par guide, en effet on note que la courbe est très fortement bruitée. Ceci est peut-être dû à la difficulté que nous avons eu pour l'alignement des cornets et notamment la mesure des angles d'incidence. En effet, les têtes de mesures sont placées sur des supports qui ne sont pas faits, à la base, pour être pivotés. On remarque notamment des pertes un peu trop élevées aux basses fréquences. De plus les ondulations observées sont peut-être en partie dues à la présence de la plaque de cuivre entre les deux absorbants.

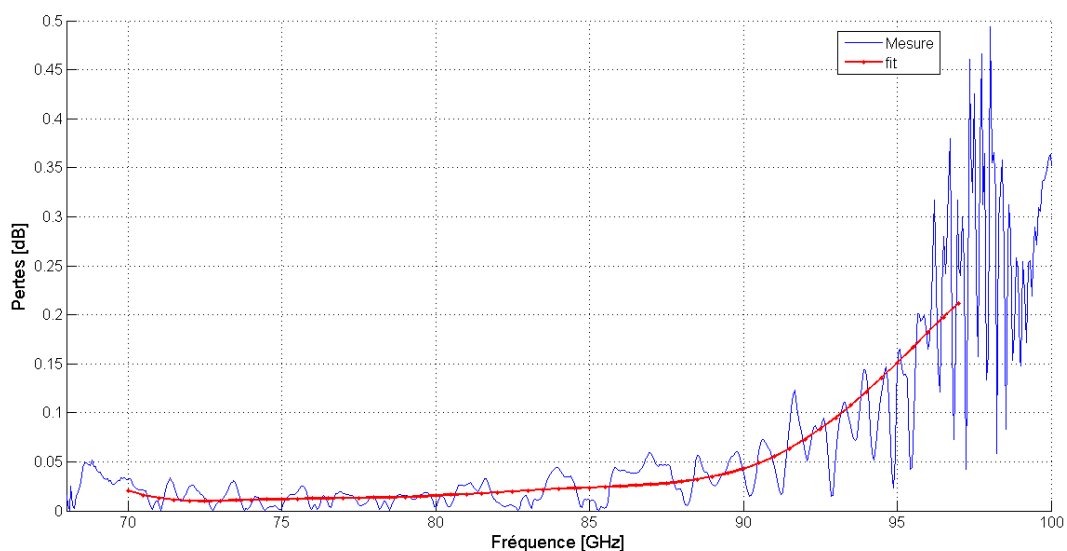


FIGURE III.17 – Pertes normalisées par cellule en dB pour un couplage par rayonnement.

On note toujours l'augmentation des pertes avec la montée en fréquence jusqu'à la coupure haute de la ligne. Les pertes pour quelques valeurs de fréquences sont données dans le tableau III.3.

Fréquence [GHz]	Pertes [dB]
80	0.0154
85	0.0239
90	0.0435
95	0.1534

TABLE III.3 – Pertes moyennes en dB pour quelques valeurs de fréquences.

IV Diagramme de dispersion.

IV.A Diagramme de dispersion obtenu par simulation.

Comme dans le chapitre précédent, la ligne à retard a fait l'objet d'une simulation sous le logiciel CST mais aussi sous Helmot3D logiciel interne à Thales.

Dans un premier temps, le motif élémentaire a été modélisé comme lors de la simulation à 10 GHz au facteur d'échelle près (figure III.18). Or cette modélisation a donné des résultats de simulation qui ne permettaient pas de recouper les différentes données déduites des mesures. L'usinage de la ligne à retard a été fait par électroérosion, or comme nous l'avons vu au chapitre I, ce type d'usinage induit un arrondi en fond de gorge, dans notre cas, cet arrondi a un rayon de $10\ \mu m$. Aux dimensions nécessaires à 10 GHz, les techniques d'usinage permettent d'obtenir des pièces dont les défauts ont des tailles négligeables devant la longueur d'onde mais à 100 GHz, ces défauts ont une réelle incidence sur les mesures. Pour cela, le motif élémentaire a été dessiné comme sur la figure III.19 pour être le plus proche possible de la réalité.

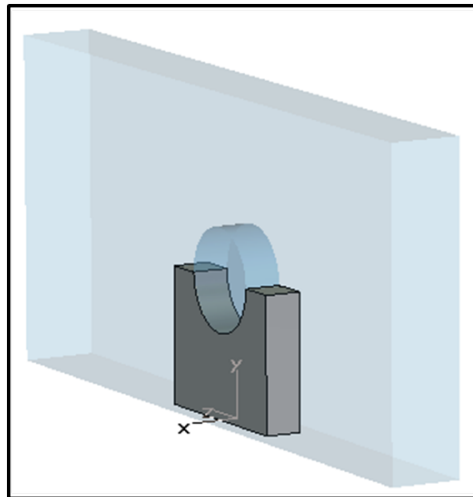


FIGURE III.18 – Motif élémentaire de base pour la simulation sous CST et sous Helmot3D.

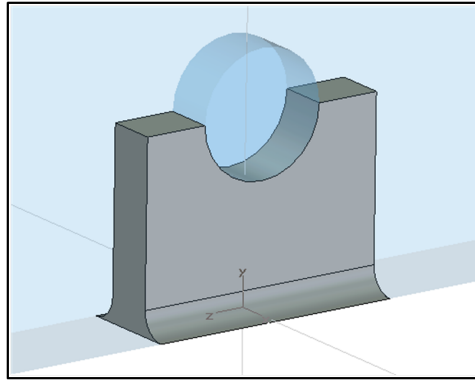


FIGURE III.19 – Motif élémentaire modélisé avec un arrondi de $10 \mu m$ en fond de gorge pour la simulation sous CST et sous Helmot3D.

Les diagrammes de dispersion obtenus après simulation sous CST et sous Helmot3D sont présentés sur la figure III.20. On retrouve la coupure de la ligne un peu en dessous de 100 GHz. Le calcul sous Helmot n'a été fait que pour $\phi/\pi \geq 0.2$ alors que sous CST toute la bande a été couverte. Cependant le volume de calcul n'étant pas infini, on relève une fréquence de 2,5 GHz pour $\phi/\pi = 0$ alors que théoriquement ce genre de ligne n'a pas de coupure basse. On a en fait, la coupure basse du guide d'onde rectangulaire dans lequel est placé le motif élémentaire.

On relève la fréquence de coupure haute aux alentours de 100 GHz et on note que les deux méthodes donnent des résultats très proches.

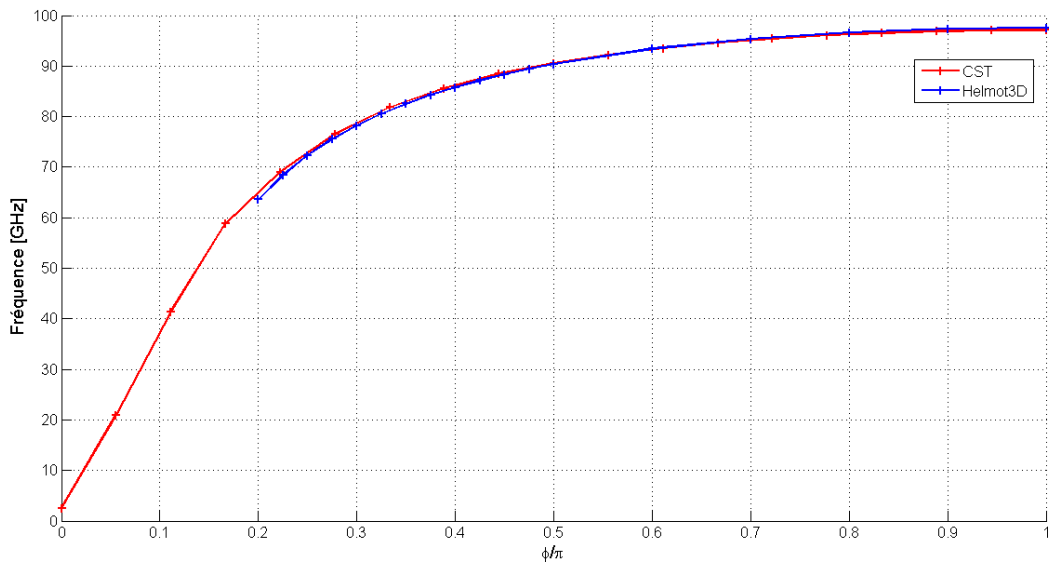


FIGURE III.20 – Diagrammes de dispersion de la ligne à 100 GHz obtenus sous CST et sous Helmot3D.

IV.B Mesure du diagramme de dispersion.

Contrairement au dispositif de mesure à 10 GHz, où le diagramme de dispersion a été obtenu via des mesures en ondes progressives et des mesures en ondes stationnaires, le dispositif de mesure à 100 GHz ne permet que les mesures en ondes progressives. La méthode est rigoureusement la même qu'au chapitre précédent, c'est à dire une comparaison de l'évolution des phases du coefficient de transmission en fonction de la fréquence pour les deux longueurs de ligne.

Les figures III.21 et III.22 représentent la moyenne des phases des paramètres S_{21} et S_{12} pour les 2 longueurs de ligne dans le cas d'un couplage respectivement par guide et par rayonnement. Compte tenu des fréquences de coupure des guides d'onde utilisés, on ne peut pas descendre en dessous de 68 GHz.

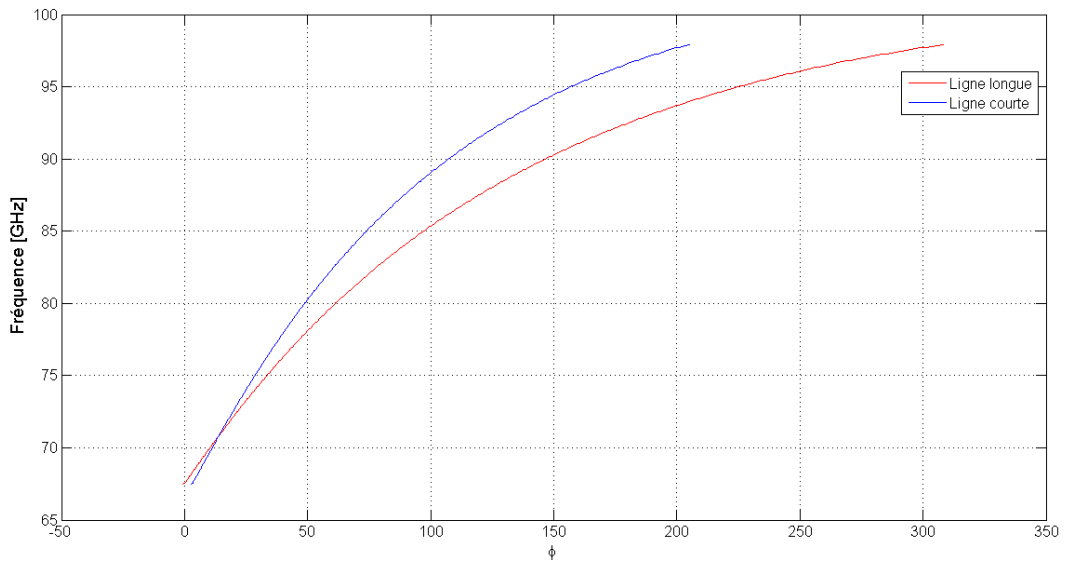


FIGURE III.21 – Variations de la phase en fonction de la fréquence pour les 2 longueurs de ligne dans la cas d'un couplage par guide.

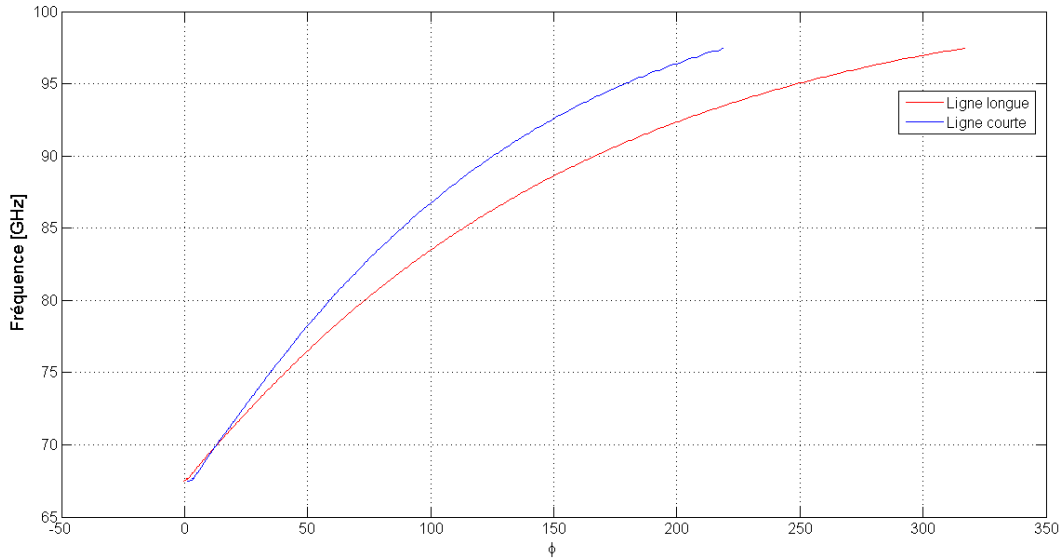


FIGURE III.22 – Variations de la phase en fonction de la fréquence pour les 2 longueurs de ligne dans la cas d'un couplage par cornet.

En procédant de la même manière qu'au chapitre précédent, c'est à dire en faisant la différence entre les phases pour chaque ligne et en divisant par la différence de longueur, on obtient le diagramme de dispersion de la ligne périodique. La figure III.23 présente les deux diagrammes de dispersion obtenus par mesure auxquels on a superposé celui obtenu par simulation sous Helmut3D. On retrouve la fréquence de coupure haute obtenue par simulation. On note un léger écart entre les deux courbes de dispersion mesurées que l'on n'avait pas pour la mesure à 10 GHz. Cet écart est sûrement dû comme pour les mesures de pertes à la difficulté d'avoir des mesures aussi précises qu'en couplage guidé.

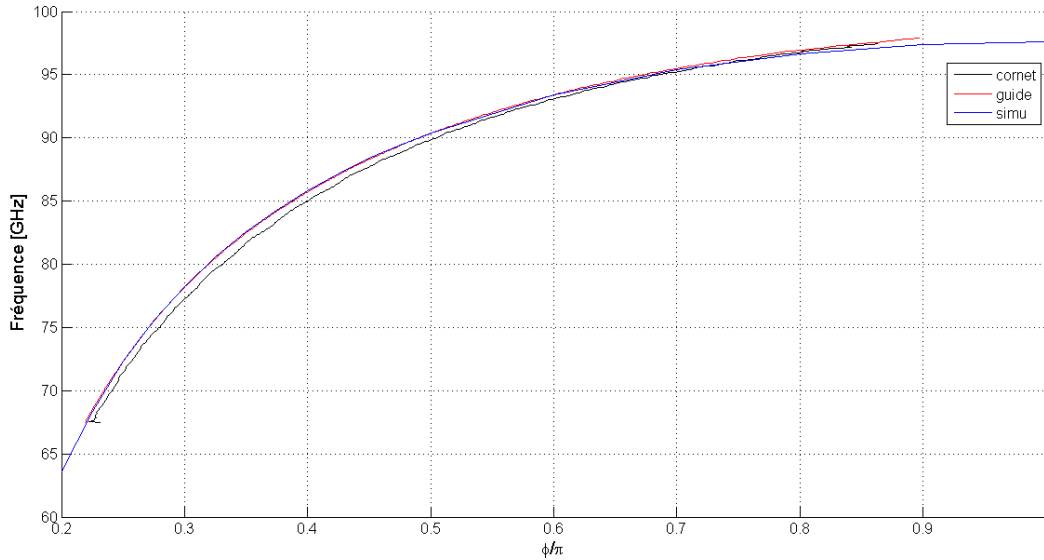


FIGURE III.23 – Diagramme de dispersion obtenu par transmission par guide et par cornet ainsi que par simulation sous Helmot3D.

V Comparaison des différents résultats de mesures de pertes et de dispersion à 100 GHz.

V.A Comparaison des mesures de pertes.

Comme on peut le voir sur la figure III.24, les pertes obtenues par couplage par guide et par rayonnement se superposent mais contrairement à celles obtenues à 10 GHz, les pertes obtenues par rayonnement sont fortement bruitées. Ceci est sûrement dû comme nous l'avons vu à la difficulté de positionnement des cornets mais aussi à celle des absorbants électromagnétiques. En effet dans la mesure à 10 GHz, les absorbants et les cornets étaient déplacés ensemble et la zone d'éclairement de la ligne restait rigoureusement identique puisqu'il suffisait juste d'intercaler une portion de ligne supplémentaire. Dans la mesure à 100 GHz, c'est toute la ligne qui est changée et donc il faut refaire le positionnement des cornets et de l'absorbant. Ce bruit est d'autant plus gênant que à 1 THz, il n'existe pas de guide d'onde à ce jour, la mesure devra donc se faire par rayonnement.

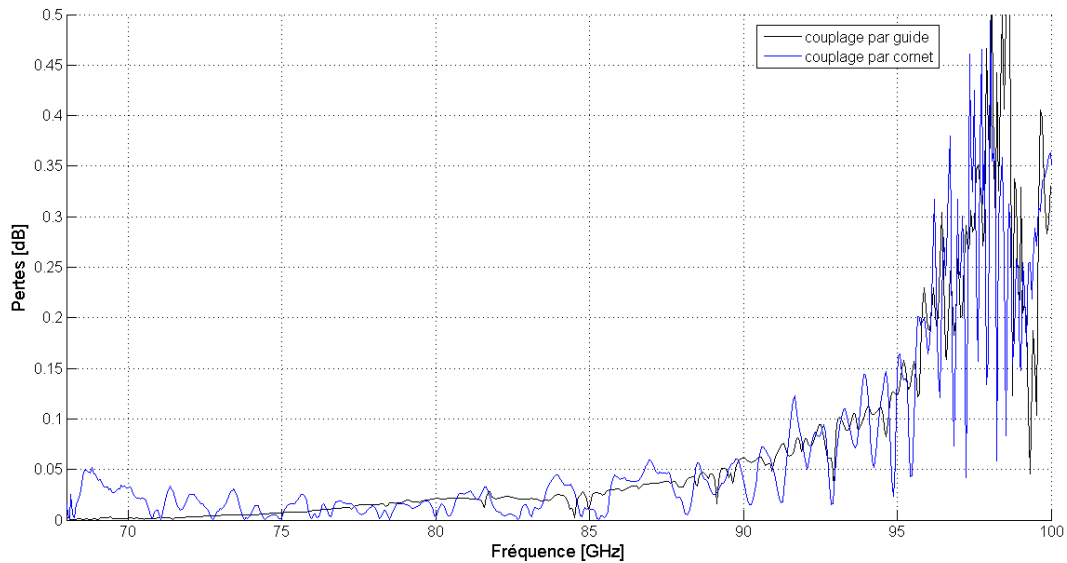


FIGURE III.24 – Comparaison entre les mesures de pertes obtenues avec couplage par guide et par cornet.

En parallèle, des mesures réalisées à Xlim, des mesures de pertes avec couplage par guide ont été réalisées à l'université de Frankfurt (GUF). Comme le montre la figure III.25, les pertes que nous avons mesurées à Xlim sont très proches de celles obtenues à GUF, exceptée un petite différence aux basses fréquences. Cette légère différence s'explique peut être par le fait qu'entre la mesure à Xlim et celle au GUF, les lignes n'ont pas été rennettoyées et une légère pollution a pu se déposer à la surface.

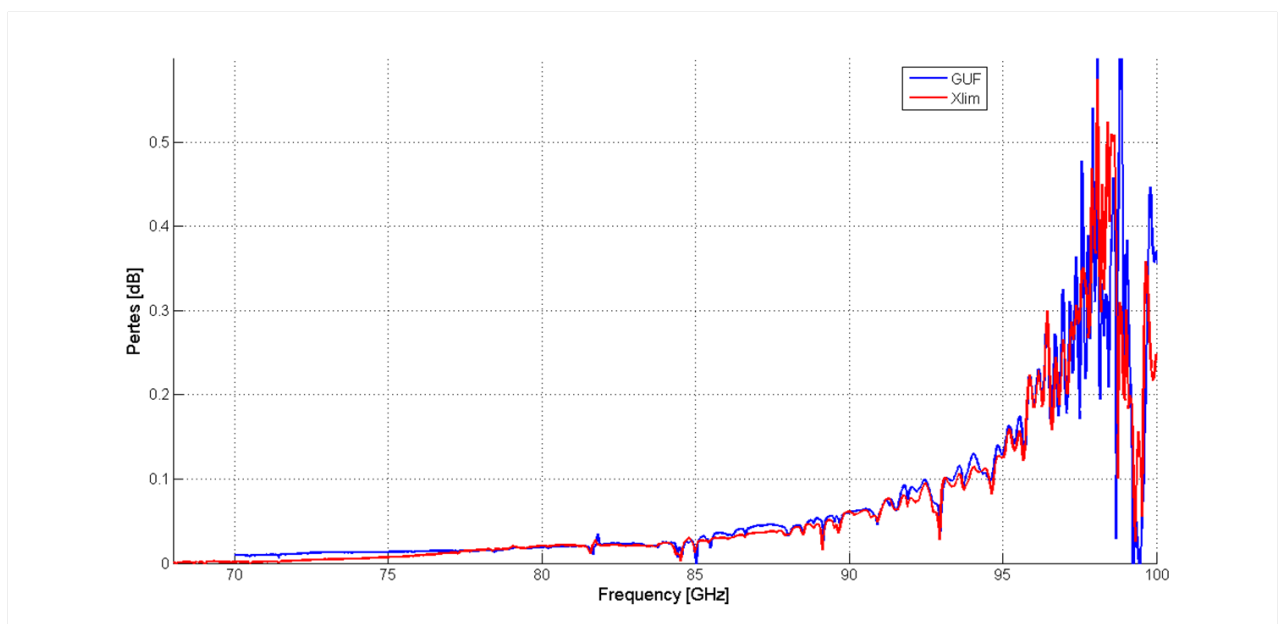


FIGURE III.25 – Comparaison entre les mesures de pertes avec couplage par guide réalisées à Xlim et au GUF.

V.B Comparaison des mesures de dispersion.

La figure III.26 présente les quatre diagrammes de dispersion obtenus par transmission par guide, par cornet et par simulation sous CST et Helmot3D. Tous les résultats présentent des valeurs qui se recoupent. Il en va de même avec la mesure de dispersion réalisée au GUF qui se superpose très bien avec notre mesure.

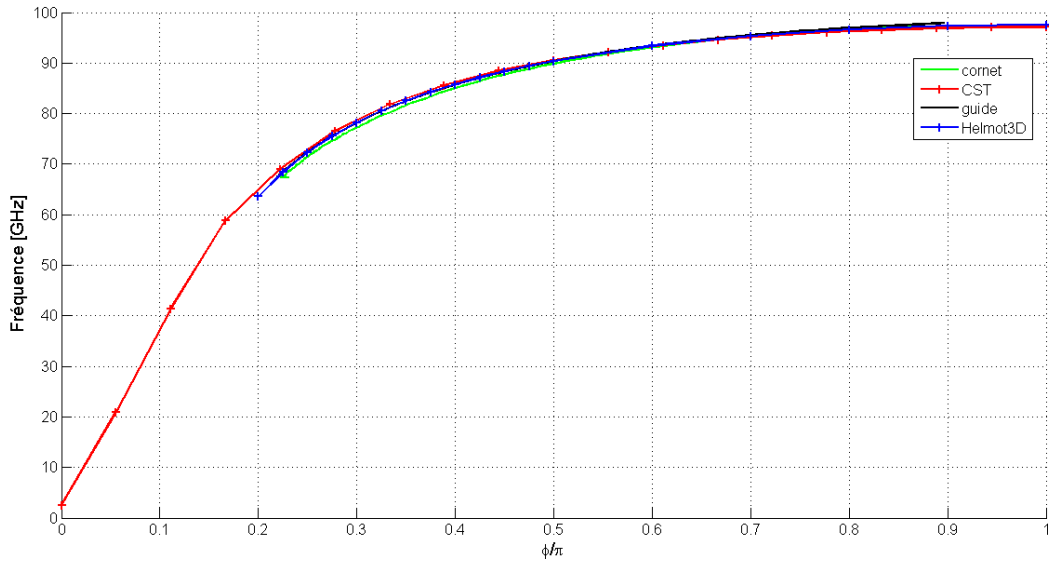


FIGURE III.26 – Superposition des diagrammes de dispersion obtenus par différentes méthodes.

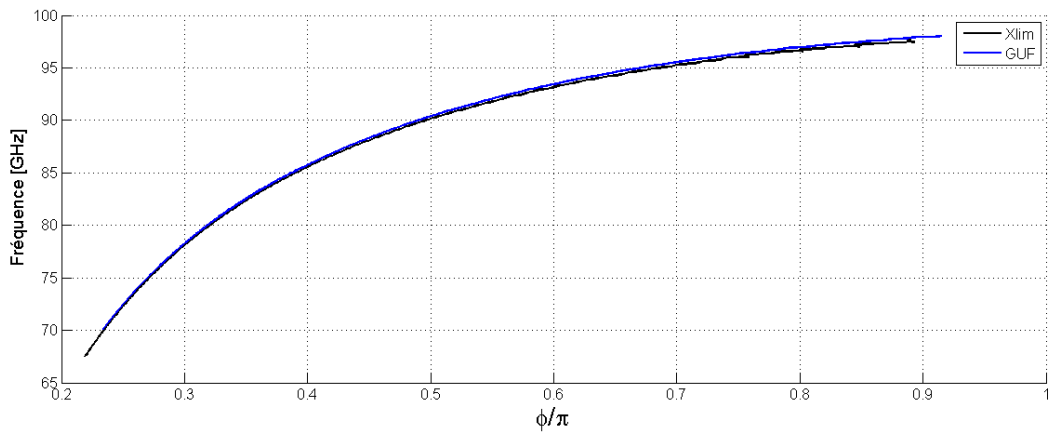


FIGURE III.27 – Comparaison entre les mesures de dispersion avec couplage par guide réalisées à Xlim et au GUF.

Les différentes méthodes de mesure de dispersion que nous avons utilisées sont pertinentes comme pour les mesures à 10 GHz ce qui nous permet de valider ces méthodes de mesures. Il faut maintenant les transposer à des fréquences avoisinant les 1 THz sur une véritable ligne de carcinotron.

Chapitre IV :
Perspectives vers des mesures et des
caractérisations à 1 THz.

Chapitre IV

Perspectives vers des mesures et des caractérisations à 1 THz.

Avant de pouvoir réaliser quelque mesure que ce soit de la ligne à 1 THz, il est nécessaire d'être capable de générer une onde THz, mais aussi de la détecter afin d'obtenir des mesures de puissance. Nous présenterons, tout d'abord, de manière générale les différentes techniques de génération et de détection d'onde THz puis de manière plus détaillée le banc THz du laboratoire Xlim. S'en suivra une présentation de la manipulation de caractérisation de la ligne à retard que nous envisageons de faire par la suite.

I Principe et généralités sur la génération et de la détection d'ondes THz.

Depuis quelques années, de nouvelles sources, détecteurs et techniques expérimentales sont disponibles dans le domaine THz, ainsi diverses méthodes sont en compétition :

- ✓ méthodes optoélectroniques temporelles,
- ✓ battement de fréquence optiques
- ✓ mélangeurs supraconducteurs
- ✓ puits quantiques
- ✓ etc.

Les méthodes optoélectroniques temporelles sont, à ce jour, les plus abouties que ce soit en terme d'émission ou de réception. Le principe de base consiste en la transformation d'une impulsion optique ultra brève (subpicoseconde) en une impulsion électrique très brève (quelques picosecondes). Une antenne permet le rayonnement de cette impulsion électrique qui viendra éclairer un détecteur déclenché par une partie de l'impulsion optique ayant servi à l'émission, mais qui a été retardée au moyen d'une ligne à retard optique afin de pouvoir échantillonner le signal détecté. Ceci nécessite l'utilisation de la-

sers femtosecondes délivrant des impulsions optiques répétitives à très haute fréquence de récurrence (typiquement 100 MHz). Le signal temporel ainsi obtenu a une durée de l'ordre de la picoseconde dont on obtient, via une transformée de Fourier numérique, le spectre qui s'étend jusqu'au domaine térahertz. Il s'agit donc ici d'une technique opto-électronique très large bande présentant des avantages non négligeables par rapport aux méthodes classiques de l'infrarouge lointain qui présentent des temps d'enregistrements longs (spectroscopie en transformée de Fourier), un fonctionnement délicat et monochromatique (lasers millimétriques) ou une bande passante plus limitée (analyseur de réseau).

I.A Génération d'onde THz.

On sait qu'un dipôle électrique, dont le moment dipolaire varie, rayonne des ondes électromagnétiques. Le champ lointain étant proportionnel à la dérivée temporelle du courant circulant dans le dipôle, la traversée du dipôle par une impulsion de courant ultra brève engendre un champ lointain intense. Le spectre de ce champ étant inversement proportionnel à la durée de l'impulsion électrique est donc très étendu (de l'ordre de 10 THz pour des impulsions de 100 fs. Actuellement, il est difficile de générer électroniquement des impulsions de courant d'une durée inférieure à la vingtaine de picoseconde, c'est pour cela que l'on utilise des impulsions laser ultra brèves afin de générer des impulsions électriques sub-picosecondes pour lesquelles seules des techniques optoélectroniques autorisent la génération. Le dispositif de génération doit donc être un convertisseur d'impulsion optique en impulsion électrique ayant des propriétés en terme de rapidité de réponse, de sensibilité et de dynamique.

L'impulsion électrique obtenue est le résultat de la convolution de l'impulsion optique avec la réponse du commutateur et de son matériau. Comme dit précédemment, la largeur temporelle à mi-hauteur de l'impulsion optique est de l'ordre de 100 fs, ceci engendre une réponse spectrale de largeur à mi-hauteur d'environ 10 THz, il faut cependant prendre en compte la fréquence de coupure du dispositif convertisseur qui dans la plupart des cas limitera la largeur de la bande spectrale à seulement quelques THz.

Plusieurs solutions optoélectroniques ont été mises au point afin de générer des impulsions THz en espace libre dont la génération par redressement optique, par champ de surface et par photocommutateurs.

I.A.1 Génération par redressement optique.

Une première méthode consiste à éclairer un cristal non-linéaire avec une impulsion optique femtoseconde afin de réaliser un redressement optique dans certains matériaux non linéaires tels que le ZnTe, CdTe, GaAs, LiTaO₃, InP, DAST (cristal organique), ...[35].

Dans les milieux non centro-symétriques, il apparaît un phénomène non linéaire du second ordre que l'on peut décrire par un terme de polarisation non linéaire :

$$\vec{P}_{NL}^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \bar{\chi}^{(2)}(\vec{E}(t).cos(\omega t))(\vec{E}(t).cos(\omega t)) = \frac{\varepsilon_0}{2} \bar{\chi}_{2\omega} \vec{E}^2(t).cos(2\omega t) + \frac{\varepsilon_0}{2} \bar{\chi}_0 \vec{E}^2(t) \quad (\text{IV.1})$$

où $\bar{\chi}^{(2)}$ est le tenseur susceptibilité non linéaire, $E(t)$ le champ électrique de l'impulsion optique et ω sa pulsation. Le premier terme correspond au doublage de fréquence dans le cristal (2ω), le second à un champ électrique pseudo-statique dont la durée est limitée par celle de l'impulsion pompe optique. Le signal THz rayonné par le cristal est caractérisé par un spectre inversement proportionnel à la durée de l'impulsion optique et n'est limité que par cette dernière. Cette méthode a permis de générer, via une impulsion laser d'une durée de 15 fs sur un substrat de GaAs, des impulsions dont les bandes spectrales s'étendent de 20 à 43 THz [36]. Malgré de bonnes performances dans le domaine fréquentiel, cette technique nécessite une source laser couteuse en puissance d'éclairement (plusieurs centaines de milliwatts voire plus) afin de faire apparaître les effets non linéaires. De plus les spectres associés présentent souvent des zones de moindres amplitudes liées à l'excitation de phonons optiques dans les cristaux non linéaires.

I.A.2 Génération par champ de surface.

Une deuxième méthode consiste à utiliser l'effet d'accélération à la surface des semi-conducteurs [37, 38, 39, 40]. Dans ce dispositif, les bandes de conduction et de valence s'incurvent au voisinage de la surface du semi-conducteur du fait des états de surface. Il en résulte alors un champ électrique de surface dirigé normalement et pénétrant dans le semi-conducteur sur une épaisseur inférieure au micron. Ce champ peut être exprimé en fonction du potentiel V de la barrière de potentiel et de la densité de pièges N :

$$E(x) = \frac{eN}{\varepsilon}(W - x) \text{ avec } W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{eN} \left(V - \frac{k_b t}{e} \right)} \quad (\text{IV.2})$$

e étant la charge de l'électron, ε la constante diélectrique du milieu, W la largeur de la zone déplétée et x la distance à la surface.

Lorsque le matériau est éclairé par l'impulsion optique, les porteurs (paires électrons-trous) qui sont photogénérés à la surface du semi-conducteur vont être accélérés par le champ électrique surfacique créant ainsi une impulsion de photocourant. Le temps de montée de cette impulsion est du même ordre de grandeur que l'impulsion optique tandis que le temps de descente est lui limité par le temps de transit des électrons dans la zone du champ électrique, ou par leur temps de vie dans le cas où celui-ci serait inférieur au précédent. Le courant photo-induit va donc rayonner comme un dipôle de Hertz. Le dipôle étant normal à la surface, le substrat semi-conducteur doit être incliné par

rapport à la direction de propagation des ondes THz afin de recueillir un signal dans cette direction. Cette contrainte géométrique rend ce système de génération peu compatible avec l'utilisation de systèmes quasi-optiques de focalisation du champ THz rayonné [40]. La génération par effet de surface a été réalisée et étudiée sur divers matériaux semi-conducteurs tels que : InAs, InP, GaAs, GaSb, InSb, ... [41].

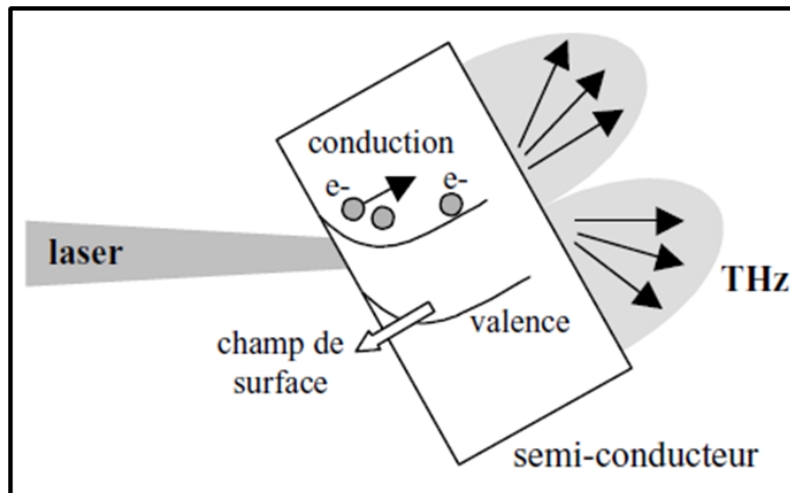


FIGURE IV.1 – Emission THz par accélération de porteurs à la surface d'un semi-conducteur [40].

I.A.3 Génération par photocommutateurs à semi-conducteur.

Une troisième méthode consiste en l'utilisation de photocommutateurs à semi-conducteur. C'est cette dernière solution qui est utilisée sur le banc de mesures térahertz du laboratoire Xlim.

I.A.3.a Principe.

Cette méthode a été proposée en 1984 par Auston et al, et se base sur les expériences de H. Hertz sur le rayonnement d'un dipôle : un dipôle dont le moment varie au cours du temps rayonne une onde électromagnétique. Ici, le dipôle est constitué de deux lignes métalliques (en or par exemple) déposées sur un substrat photoconducteur (InGaAs, LT-GaAs, GaAs-BT, ...) parallèlement, excepté au milieu où se trouve un resserment (gap de quelques μm). Le circuit ainsi obtenu est polarisé par une source de tension continue V extérieure de telle sorte que règne un fort champ électrique au niveau du gap. En l'absence d'éclairement, le circuit réalisé est ouvert, en effet le substrat présente une grande résistivité et donc un très faible courant d'obscurité. Ce n'est qu'en éclairant le gap, c'est à dire la partie nue du semi-conducteur, avec une impulsion laser que l'on ferme le circuit. En effet, l'impulsion optique va créer des porteurs (paires électrons-trous). Les électrons et les trous vont être chacun attirés respectivement par le potentiel positif et le potentiel négatif

ainsi la partie éclairée devient conductrice et il apparaît un courant transitoire $J(t)$. Ceci n'est possible que du fait que l'énergie des photons est supérieure à l'énergie de la bande interdite du semi-conducteur. La figure IV.2 présente le schéma d'un photocommutateur ainsi que le processus d'émission THz par photoconduction.

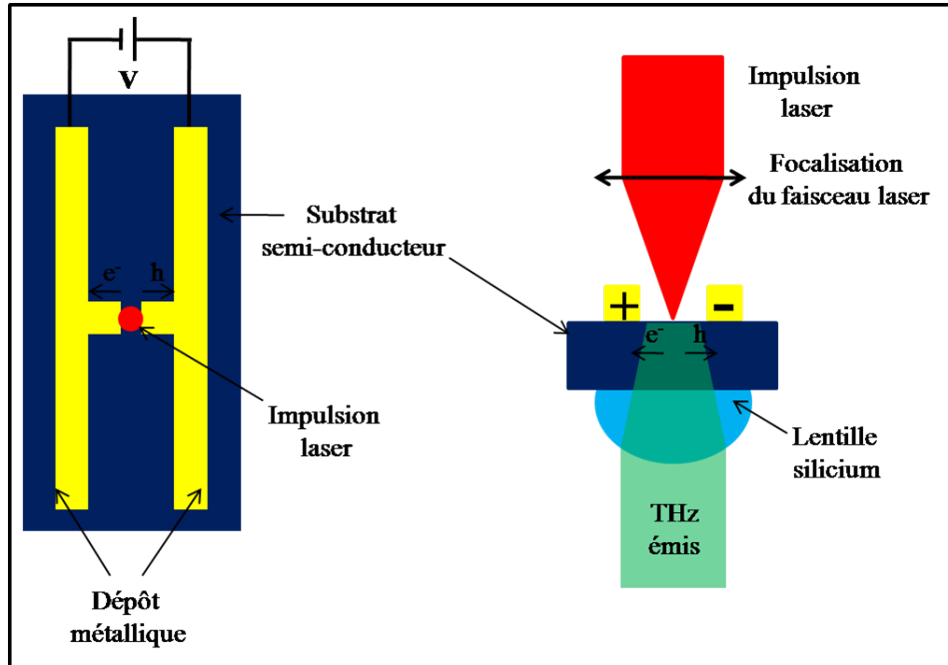


FIGURE IV.2 – Schéma d'un photocommutateur et génération d'onde THz par photoconduction.

La durée de l'impulsion optique va directement influencer sur la durée de l'impulsion de courant qui lui sera proportionnelle mais cette dernière sera aussi dépendante du temps de génération et de recombinaison des porteurs ainsi que de leur mobilité dans le semi-conducteur [42]. Le champ $E_{THz}(t)$ rayonné varie en fait comme la dérivée temporelle du courant photocréé, ses caractéristiques temporelles sont donc de la même manière liées aux propriétés du substrat photoconducteur.

I.A.3.b Champ électromagnétique rayonné.

Plusieurs études permettant de trouver l'expression mathématique du processus de génération d'onde électromagnétique par photoconduction ont été menées et ont permis de donner la formule théorique du champ THz [43, 44, 45, 46]. Sans rentrer dans les détails, et en première approximation, l'espace inter-électrode l_g étant très inférieur à la longueur d'onde centrale rayonnée, nous pouvons assimiler le photoconducteur à un dipôle hertzien de moment dipolaire $p(t)$ dans un milieu isotrope d'indice $n = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$. Ainsi, le champ rayonné à une distance r , et sous un angle θ par rapport à l'axe du dipôle est donné par

l'expression suivante [47] :

$$E(r, \theta, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left(\frac{1}{r^3} p(t) + \frac{n}{cr^2} \frac{dp(t)}{dt} + \frac{n^2}{c^2 r} \frac{d^2 p(t)}{dt^2} \right) \sin(\theta) \quad (\text{IV.3})$$

On distingue dans l'équation IV.3 trois termes qui se rapportent respectivement au champ statique, au champ proche et au champ lointain. On s'intéresse ici au champ lointain variant en $1/r$. La dérivée première par rapport au temps du moment dipolaire étant égale au produit du photocourant $J(t)$ dans le gap par la largeur l_g de ce dernier, on en déduit une relation entre $E_{THz}(r, t)$ lointain et le courant $J(t)$ pour une valeur de $\theta = \pi/2$ [48] :

$$E_{THz}(r, t) = \frac{nl_g}{4\pi\epsilon c^2 r} \frac{\partial J(t)}{\partial t} \quad (\text{IV.4})$$

Le photocourant $J(t)$ dans l'antenne correspond à la convolution de la forme temporelle de l'impulsion optique et de la réponse du semi-conducteur, son expression est donc [49] :

$$J(t) = P_{opt}(t) \otimes [n_{em}(t)qv_{em}(t)] \quad (\text{IV.5})$$

où $n_{em}(t)$, q , $v_{em}(t)$ sont respectivement la densité, la charge et la vitesse des porteurs. $P_{opt}(t)$ est la puissance de l'impulsion optique.

Tout ceci montre que l'impulsion THz dépend de la durée et de la puissance de l'impulsion optique, de la tension de polarisation V , ainsi que du choix du matériau photoconducteur le plus rapide possible.

I.A.4 Autres types de sources THz.

En plus des sources détaillées précédemment, il existe de nombreuses autres sources de rayonnement térahertz telles que :

- ✓ les diodes térahertz (Gunn, Impatt, Tunnett)
- ✓ les corps noirs
- ✓ le battement de fréquence
- ✓ les transistors HEMT
- ✓ les sources lasers
- ✓ le laser à cascade quantique
- ✓ bien sûr le carcinotron ou BWO
- ✓ ...

Toutes ces sources sont détaillées dans [50].

Source	Gamme spectrale [THz]	Puissance	Avantages	Inconvénients
Corps noir	Toute la gamme	pW à 0.1 THz μ W à 10 THz	Simplicité, large bande	Peu puissant, incohérent
Diode Gunn	0.1→1	100 mW CW 1 mW W	Compact	Fréquence limitée
Diode Impatt	→0.3	10 mW	Compact	Fréquence limitée
Diode Tunett RTD	→0.4	10 μ W	Compact	Peu puissant, fréquence limitée
Smith-Purcell	Toute la gamme	100 nW	Accordable	Gros appareil
Laser à électrons libres	Toute la gamme	Très puissant → 100 W CW	Puissance spectre	Grands instruments
BWO	→0.2	10 μ W	Compact, accordable	Bruyant, fréquence limitée
Lasers moléculaires	Lignes spectrales	ex : CH ₃ OH 100 mW à 2.52 THz	Pureté spectrale	Stabilité, volumineux
Lasers QCL	1.9 ←	10 mW	Compact, rendement	Cryogénie, puissance
Impulsionnel (Optoélectronique)	0.1→60	μ W	Spectre cohérent, aspect temporel	Puissance limitée, résolution spectrale
CW battement optique (Optoélectronique)	→3	μ W	Compact, pureté spectrale	Puissance faible

TABLE IV.1 – Comparaison des performances des différentes sources THz les plus communes [50].

I.B Détection d'onde THz.

Il existe, comme pour la génération, plusieurs types de détection d'onde THz. Les deux principales méthodes sont par effet électrooptique et par photocommutation.

I.B.1 Détection par effet électrooptique.

La détection électro-optique, démontrée en 1995 par Wu et Zhang [51, 52], est basée sur un phénomène optique non linéaire du second ordre dans lequel un champ électrique quasi statique appliqué induit une modification de l'indice de réfraction d'un matériau électro-optique aux fréquences visibles - proche infrarouge. Ce phénomène est appelé effet Pockels. De façon générale, quand un champ électromagnétique est appliqué à un milieu, il en perturbe les propriétés diélectriques. Dans un milieu isotrope, une biréfringence est induite, alors que dans un milieu anisotrope, la biréfringence est altérée. Lorsqu'un matériau est soumis à un champ électromagnétique $E(t)$, il répond par une polarisation que l'on peut écrire sous la forme d'un développement limité en fonction de $E(t)$:

$$\vec{P}(t) = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \bar{\chi}^{(2)} \vec{E}^2(t) + \bar{\bar{\chi}}^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots \right] \quad (\text{IV.6})$$

où $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité diélectrique du premier ordre représentant la réponse linéaire (réfraction et absorption) du matériau et $\chi^{(2)}$ la susceptibilité du deuxième ordre qui rend compte des interactions entre deux champs électromagnétiques (optique et électrique dans le cas de l'effet Pockels).

Si l'on appelle E_1 le champ électrique statique térahertz et $E_2(t)$ le champ électrique infrarouge, le champ électrique total dans le matériau s'écrit : $E(t) = E_1 + E_2(t)$ et la polarisation au deuxième ordre devient :

$$\vec{P}(t) = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \vec{E}_1 + \chi^{(1)} \vec{E}_2(t) + \bar{\chi}^{(2)} \vec{E}_1^2 + \bar{\chi}^{(2)} \vec{E}_2^2(t) + 2\bar{\chi}^{(2)} \vec{E}_1 \vec{E}_2^2(t) \right] \quad (\text{IV.7})$$

$$\vec{P}(t) = \varepsilon_0 \left[\chi' \vec{E}_2(t) + \chi^{(1)} \vec{E}_1 + \bar{\chi}^{(2)} \vec{E}_1^2 + \bar{\chi}^{(2)} \vec{E}_2^2(t) \right]$$

où $\chi' = \chi^{(1)} + 2\bar{\chi}^{(2)} \vec{E}_1$ est la susceptibilité effective pour le champ électrique infrarouge.

Sachant aussi que $\vec{P} = \varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)\vec{E}$ et $n = \sqrt{\varepsilon_r}$, on trouve pour l'indice de réfraction vu par le champ électrique infrarouge la relation :

$$n = \sqrt{1 + \chi'} = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + 2\bar{\chi}^{(2)} \vec{E}_1} \quad (\text{IV.8})$$

qui varie proportionnellement avec le champ électrique de l'onde térahertz E_1 dans notre cas et qui ne dépend pas de $E_2(t)$ [53].

Le principe de la détection électro-optique consiste donc à mesurer cette variation d'indice pour remonter à la variation du champ électrique. Cette mesure de la variation de l'indice de réfraction se fait par une technique d'ellipsométrie. Il s'agit en pratique de mesurer l'influence du champ électrique sur l'ellipticité (effet pockels) d'un faisceau sonde impulsionnel, polarisé linéairement et se propageant colinéairement avec l'onde térahertz dans un cristal électro-optique.

Les critères les plus souvent utilisés sont, hormis le ZnTe qui est le plus employé, le LiTaO₃, CdTe, GaP, DAST, et LiNbO₃.

I.B.2 Détection par photocommutation.

Cette méthode est celle que nous utilisons sur le banc THz du laboratoire Xlim.

Les détecteurs à photocommutateur sont pratiquement identiques aux émetteurs de même type, à ceci près que le dispositif n'est pas polarisé par une source de tension mais par le champ électrique du signal THz à détecter. Comme pour la génération, une impulsion laser vient créer des paires électrons-trous au niveau du gap entre les électrodes, ce qui a pour effet de faire fortement chuter la résistivité de l'antenne. Ici, c'est le champ THz incident qui va accélérer les porteurs et donc induire un courant $J(t)$ qui sera proportionnel à l'amplitude du champ THz à l'instant de l'éclairement. Le détecteur est connecté à un amplificateur de courant et le signal obtenu est donc proportionnel au produit de convolution des impulsions THz et optique.

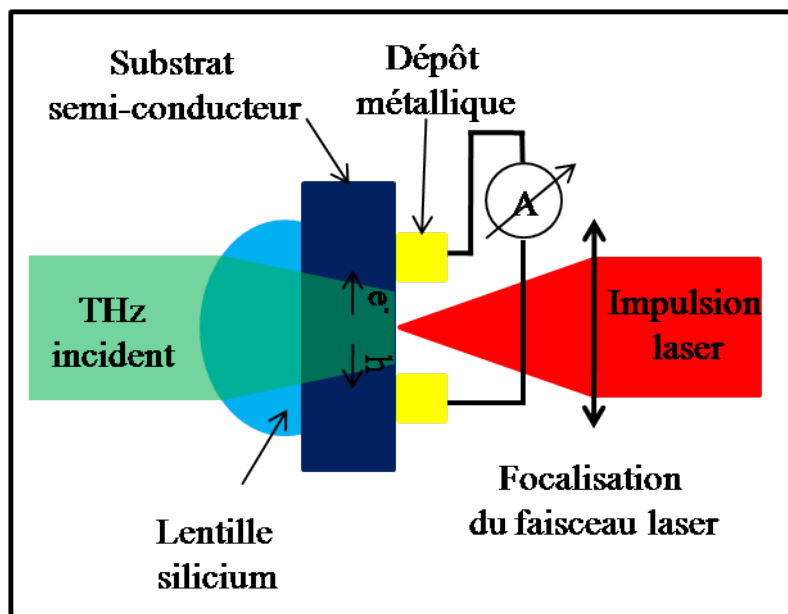


FIGURE IV.3 – Schéma de principe de la détection d'onde THz par photocommutateur.

En retardant l'impulsion optique qui éclaire le récepteur par rapport à celle qui illumine l'émetteur (on se place ici dans le cas où les impulsions optiques de génération et de détection sont issues d'une même source), il devient alors possible de sonder la valeur du champ rayonné en fonction de ce retard. La représentation du courant traversant le gap, en fonction du retard optique, permet de remonter à la forme temporelle du champ rayonné (on utilise ici une technique d'échantillonnage que l'on détaillera par la suite). On remarque que le courant détecté est proportionnel à l'amplitude du champ THz et non à son intensité : il s'agit de la caractéristique la plus importante et la plus remarquable de

ce type de détecteur.

Cette méthode offre une très bonne sensibilité ainsi qu'une bonne résolution temporelle, limitée essentiellement par la durée de l'impulsion optique ainsi que par la durée de vie des porteurs dans le matériau photoconducteur.

I.B.3 Autres types de détecteurs THz.

Il existe d'autres types de détecteurs THz, dont on trouvera les détails dans [50], tels que :

- ✓ le bolomètre
- ✓ la cellule de Golay
- ✓ le transistor HEMT
- ✓ ...

I.C Reconstitution du signal THz par échantillonnage en temps équivalent.

Comme vu précédemment, nous utilisons une génération d'onde THz impulsionnelle, le spectre qui lui est associé est donc très large et peut s'étendre à quelques dizaines de THz. Ceci ce traduit, dans le domaine temporel, par une durée d'impulsion de l'ordre de la picoseconde, voire moins. Afin de pouvoir les mesurer, il faut pouvoir les échantillonner tout en respectant le théorème de Shannon qui assure la conservation de l'information contenue dans le signal : *si l'on veut échantillonner sans perte d'information un signal dont le spectre présente une fréquence maximale f_{max} , alors la fréquence d'échantillonnage f_e doit être au moins égale à deux fois f_{max} soit [50] :*

$$f_e \geq 2f_{max} \quad (\text{IV.9})$$

On voit très bien qu'un tel échantillonnage en temps réel pour une impulsion THz, imposerait d'avoir un appareil électronique capable de prendre un nombre suffisamment conséquent d'échantillons en moins d'une picoseconde, ce qui à ce jour n'est pas possible. En effet les plus grandes bandes passantes atteintes sont tout au plus de quelques dizaines à une centaine de GHz. Il faut donc utiliser une technique d'échantillonnage mieux adaptée au signaux à mesurer.

Le signal que l'on souhaite mesurer est périodique, en effet le laser présente un taux de répétition fixe, on peut donc utiliser une technique d'échantillonnage dite en temps équivalent. Elle permet l'utilisation de systèmes d'acquisition lents comparé à la rapidité des signaux à mesurer, c'est à dire des systèmes dont la bande passante est très inférieure à

celle des signaux mesurés. La périodicité du signal va permettre une prise d'échantillons non pas sur une seule et même période mais sur une succession de périodes ainsi mis bout à bout ces échantillons permettront de reconstituer le signal [50, 41, 39]. La figure IV.4 schématise cette reconstitution.

Les conditions requises pour la mise en place de cette technique sont :

- ✓ la périodicité du signal à mesurer
- ✓ la synchronisation entre le système de mesure et le signal
- ✓ la possibilité de retarder avec précision la mesure du signal à échantillonner
- ✓ un détecteur rapide avec une bande passante supérieure à celle du signal (Ne pas confondre le détecteur et le système d'acquisition qui lui est lent)

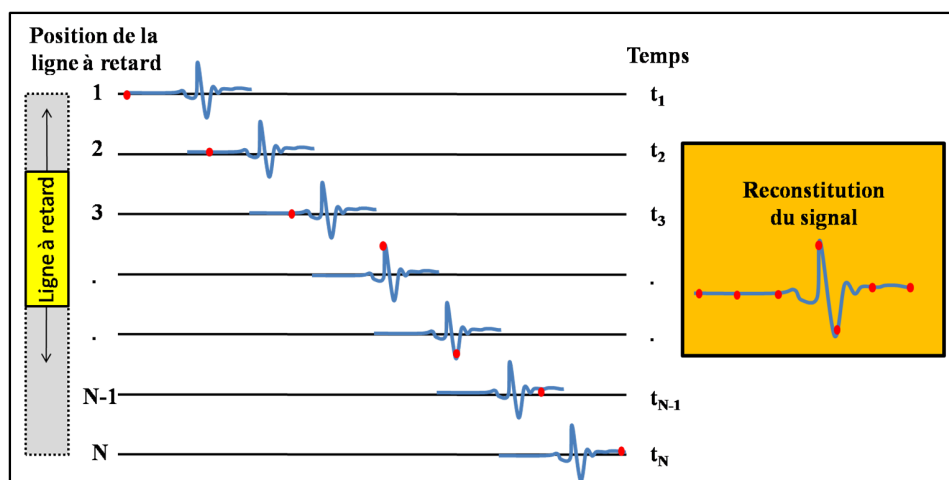


FIGURE IV.4 – Reconstitution d'un signal impulsionnel périodique par échantillonnage en temps équivalent à l'aide d'une ligne à retard [41].

Cette technique a de plus l'avantage de pouvoir moyenner la mesure sur un grand nombre de périodes, ce qui notamment pour les signaux très faibles, permet d'augmenter le rapport signal sur bruit.

II Le banc de génération et détection d'onde THz du laboratoire Xlim.

Le banc de mesure THz monté à Xlim est un banc de spectroscopie dans le domaine temporel. La génération et la détection sont faites par photocommutateur de type GaAs rapide dont le temps de désexcitation des porteurs est de l'ordre de la picoseconde (figure IV.6), un laser à saphir dopé titane (Ti :Sa) permet de délivrer les impulsions optiques d'une centaine de femtosecondes à 800 nm qui seront, après avoir traversé une lame semi-réfléchissante (BS), dirigées respectivement, via des miroirs, sur le générateur et le détecteur. Le fait d'avoir une impulsion unique divisée en deux permet d'assurer

le synchronisme entre la détection et l'émission. La longueur du trajet optique servant à la génération, est modifiée à l'aide d'une ligne à retard optique afin de pouvoir réaliser l'échantillonnage expliqué précédemment. Cette ligne à retard est en fait un doublet de miroirs placés en angle droit et montés sur un chariot dont on peut faire varier la position avec une résolution de $1\mu\text{m}$ via un moteur (figure IV.5). L'incrément temporel Δt engendré par la ligne à retard optique se déduit de l'incrément spatial Δx par :

$$\Delta t = 2 \frac{\Delta x}{c}$$

où c est la vitesse de la lumière. Le facteur 2 est dû à l'aller-retour effectué par le faisceau laser. Les deux faisceaux optiques sont focalisés sur les gaps des photocommutateurs au moyen de lentilles optiques de très courtes focales.

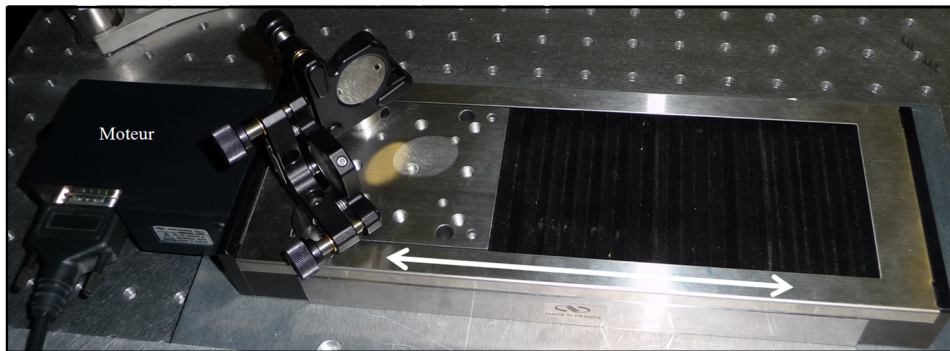


FIGURE IV.5 – Ligne à retard optique.

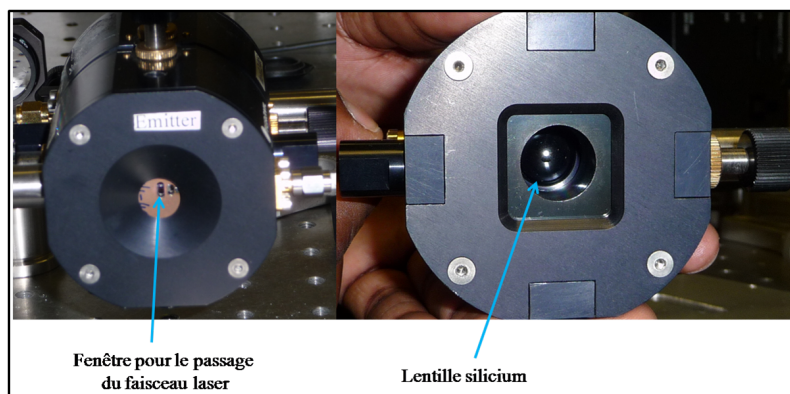


FIGURE IV.6 – Emetteur THz à photocommutateur vue côté laser et côté émission. La lentille en silicium et le générateur sont directement insérés dans le même boîtier.

Les lentilles en silicium, servant à focaliser le faisceau THz, sont placées respectivement juste après l'émetteur et juste avant le détecteur (figure IV.6), leurs propriétés seront présentées par la suite. Dans notre cas, lentille silicium et photocommutateur forment un seul et même ensemble pour plus de précision. L'émetteur est connecté à une source de tension continue V . Rappelons que ce n'est pas le champ électromagnétique THz qui est

mesuré mais un photocourant qui lui est directement proportionnel or avec une émission par photocommutation on ne peut pas obtenir plus de quelques dizaines de nA. Afin de pouvoir mesurer les faibles courants moyens engendrés au niveau du détecteur, on est obligé d'utiliser un hacheur optique ainsi qu'un amplificateur à détection synchrone relié à un ordinateur pour le traitement des données. La ligne à retard et la détection synchrone sont pilotées par une interface Labview.

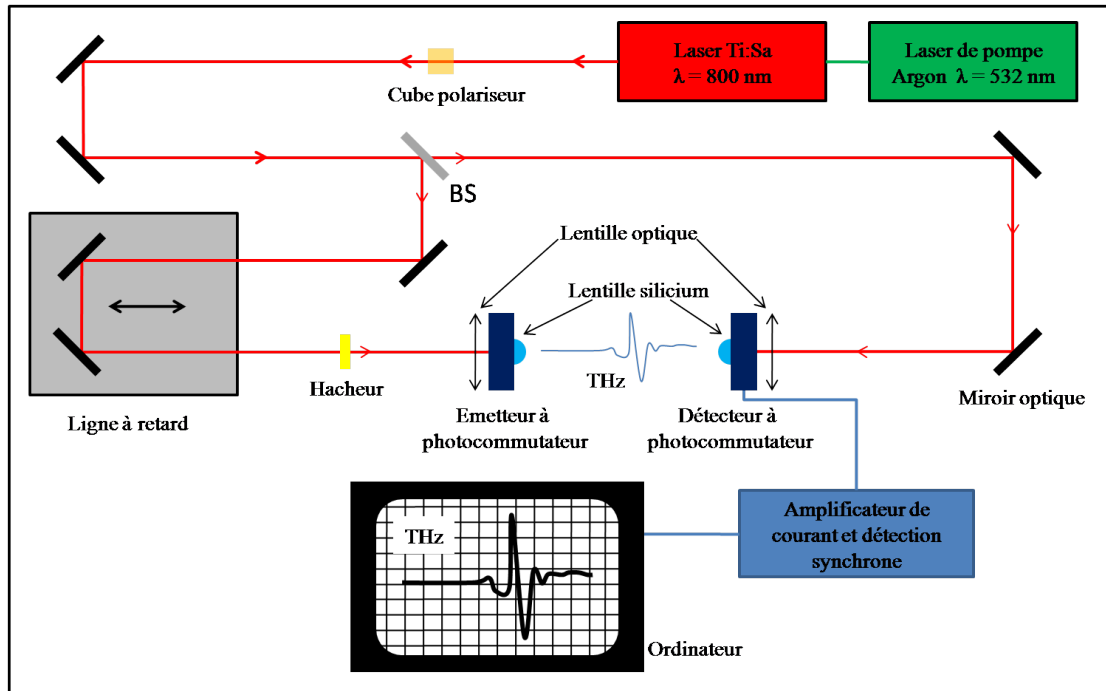


FIGURE IV.7 – Schéma du banc THz du laboratoire Xlim.

L'utilisation conjointe d'une détection synchrone et d'un hacheur optique permet d'augmenter le rapport signal sur bruit. En effet, le hacheur vient moduler le faisceau optique au niveau de l'antenne émettrice. Ces éléments permettent de s'affranchir des différentes sources de bruit et notamment celles favorisant l'augmentation de l'amplitude THz à basses fréquences (bruit laser).

Une fois le photocourant détecté, le spectre de l'impulsion THz est obtenu numériquement à l'aide d'un algorithme de transformée de Fourier qui donne accès au module de l'impulsion en fonction de la fréquence mais aussi à sa phase.

II.A Le laser Titane-Saphir.

Le laser solide à saphir dopé au titane est le laser femtoseconde le plus couramment utilisé. Le cristal de saphir dopé avec des ions titane présente comme propriété une très large bande d'émission comprise entre environ 700 nm et 1100 nm. Le cristal absorbant dans le vert, on doit pomper le laser Ti :Sa au moyen d'un laser argon refroidi par eau ou un laser à solide doublé en fréquence (532 nm) de quelques watts (minimum 2 W). Dans

notre cas, nous utilisons le pompage par laser argon. Le blocage de mode permettant à ce laser de fournir des impulsions repose sur l'autofocalisation par effet Kerr. À noter, ce type de laser détient le record des impulsions les plus courtes (3.4 fs). Dans sa version standard, le laser Ti :Sa délivre des impulsions de durée allant de 10 fs à plusieurs picosecondes, l'énergie de ces dernières s'étendant de la dizaine de picojoules à quelques nanojoules.

II.B Lentilles.

Dans le domaine THz, les lentilles sont principalement utilisées de façon couplée avec les antennes photoconductrices d'émission et de détection, ceci afin de supprimer les réflexions à l'interface entre l'air et le substrat des antennes et de réduire angulairement le lobe principal d'émission/réception des antennes. Selon la taille et la forme des lentilles utilisées, celles-ci servent à assurer une meilleure adaptation d'impédance de l'antenne avec le vide et jouent le rôle d'élément de collimation et de mise en forme du faisceau THz émis ou reçu par l'antenne. Dans l'approximation de l'optique géométrique, deux formes de lentilles plano-convexes s'avèrent particulièrement intéressantes car elles satisfont la condition de stigmatisme rigoureux. Elles permettent en fait de former une image ponctuelle à partir d'un point source particulier [54, 50]. Ces deux lentilles sont :

- ✓ la lentille hyper-hémisphérique d'extension [55]
- ✓ la lentille hémisphérique dite demi-boule

Intégrée à une antenne photoconductrice, la lentille hémisphérique est conçue pour intégrer l'épaisseur du substrat garantissant ainsi qu'aucune onde ne restera piégée par le substrat qui, en l'absence de lentille, joue le rôle de guide planaire à fort confinement vu l'indice de réfraction du matériau. L'ajout d'une telle lentille permet de collecter beaucoup plus efficacement les ondes émises par l'antenne mais sans changer la dispersion angulaire du lobe principal. La lentille hyper-hémisphérique d'extension a en plus l'avantage de conduire à une forte réduction de la dispersion angulaire du lobe principal d'émission cependant, du fait que les ondes forment un angle marqué par rapport à l'axe optique de la lentille et donc arrivent avec une forte incidence au niveau de l'interface lentille-air le coefficient de réflexion est grandement augmenté. La figure IV.8 représente les deux types de lentilles mentionnés ainsi que leurs incidences respectives sur le faisceau THz.

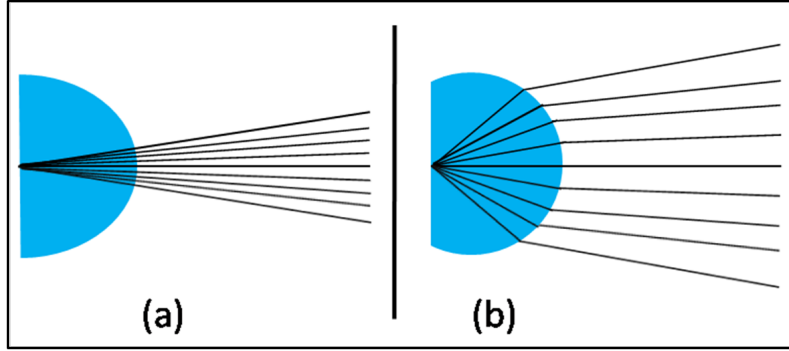


FIGURE IV.8 – Lentille hémisphérique (a) et hyper-hémisphérique (b) pour la focalisation d’onde THz.

Afin de limiter les réflexions de Fresnel aux interfaces semi-conducteur/lentille et donc les pertes, les matériaux utilisés pour fabriquer ces lentilles doivent présenter une absorption faible aux longueurs d’ondes THz mais aussi un indice de réfraction le plus proche possible de celui du semi-conducteur émetteur ($n_{GaAs} = 3.6$). Les matériaux qui répondent à ces exigences dans le domaine THz (absorption inférieure à quelques cm^{-1}) sont le silicium ($n_{Si} = 3.41$), le téflon ($n_{téflon} = 1.438$), le polyéthylène haute densité ($n_{PHED} = 1.53$) et le picarin. Le choix de tel ou tel matériau est lié aussi aux focales des lentilles qui leur sont associées ainsi le silicium sera le plus souvent choisi au contact des antennes alors que le téflon et le PHED sont plutôt utilisés entre les antennes et à une distance non nulle de ces dernières.

Les lentilles placées sur nos antennes d’émission et de détection sont des lentilles hémisphériques en silicium. Des lentilles en téflon seront utilisées pour focaliser l’onde THz sur la ligne à retard à caractériser ultérieurement.

II.C Miroirs paraboliques.

Contrairement à l’optique, les miroirs sont très souvent utilisés pour la focalisation des faisceaux THz, ils permettent bien entendu aussi de faire varier la direction du faisceau à volonté. On emploie très régulièrement des miroirs paraboliques d’axe 90° ou 45° . Le diamètre du point focal d’un tel miroir est spécifique à chaque longueur d’onde et se calcule par la formule suivante :

$$\varnothing_{pf} = \frac{4\lambda f_m}{\pi d_m} \quad (\text{IV.10})$$

où λ est la longueur d’onde, f_m la distance focale du miroir et d_m son ouverture. La figure IV.9 schématise l’action d’un miroir parabolique à 90° sur un faisceau incident.

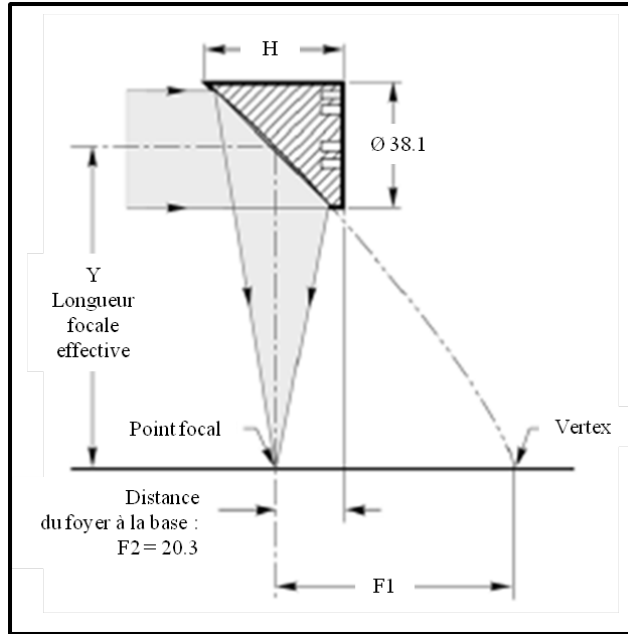


FIGURE IV.9 – Schéma d'un miroir parabolique à 90°.

Ce type de miroir sera utilisé pour diriger et focaliser le faisceau THz sur la ligne à retard du carcinotron à caractériser.

II.D Spectre THz généré et détecté sur le banc.

Nous présentons dans cette partie l'allure temporelle ainsi que son équivalent dans le domaine fréquentiel d'une impulsion THz générée et détectée sur notre banc de mesure à Xlim.

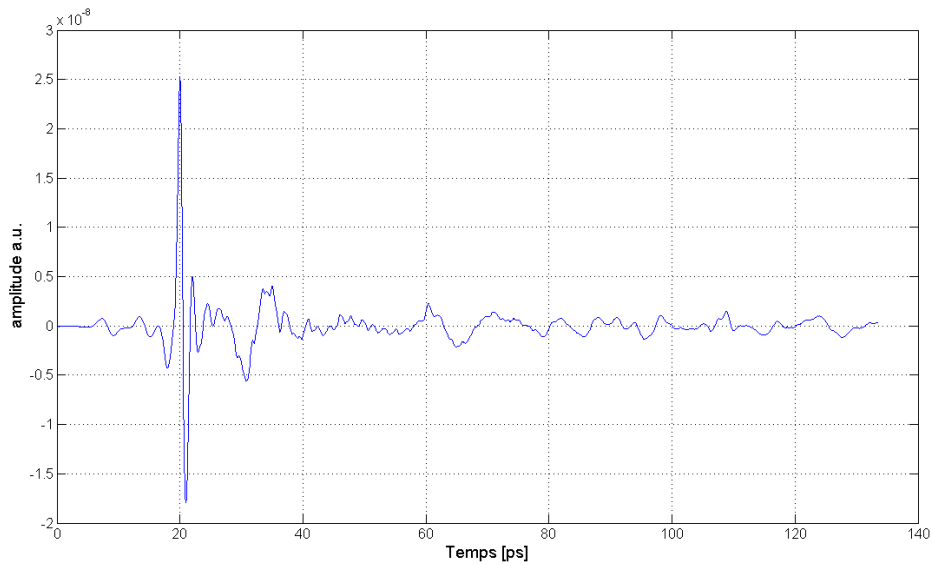


FIGURE IV.10 – Impulsion THz mesurée dans le domaine temporel.

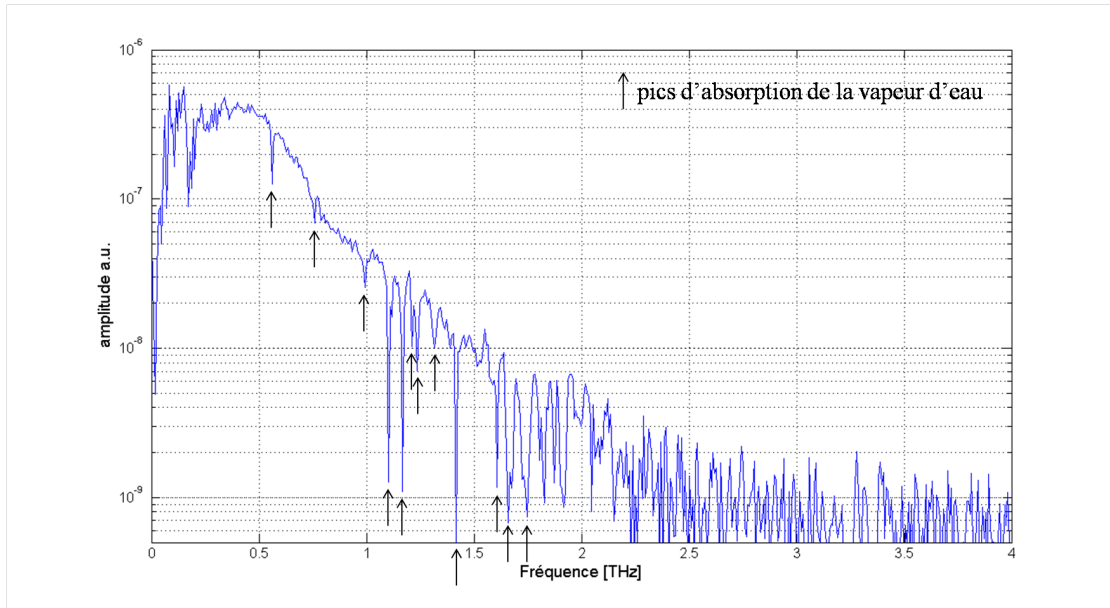


FIGURE IV.11 – Spectre de l’impulsion THz mesurée. Les pics d’absorption de la vapeur d’eau sont repérés par les flèches.

L’expérience ayant été réalisée en air libre, on peut observer sur le spectre de l’impulsion THz des pics d’absorption. En effet, l’air est transparent pour les ondes THz, mais cette transparence est largement perturbée par la vapeur d’eau, qui montre des raies d’absorption très intenses principalement entre 0.4 et 2.5 THz.

Le tableau IV.2 présente les principales raies d’absorption théoriques de la vapeur d’eau (certaines de ces raies ont déjà été relevées par une expérience similaire par M. van Exter et al. [56] et d’autres sont répertoriées dans [50]) ainsi que celles que nous pouvons observer sur notre spectre THz.

Raies théoriques [GHz][50]	Raies détectées [GHz]
557	560.7
752	758.5
988	993
1097	1103
1163	1169
1208	1213
1229	1235
1308	1315
1411	1418
1602	1609
1660	1661

TABLE IV.2 – Principales raies d’absorption de la vapeur d’eau théoriques et détectées.

Ces raies sont parfaitement reproductibles quant à leur position fréquentielle, seules leurs amplitudes peuvent varier en fonction du taux d'humidité de l'air ambiant. Sur la trace temporelle elles se traduisent par des oscillations de faible amplitude qui suivent l'impulsion principale [39].

III Mesure de la ligne à retard du carcinotron.

Afin de réaliser des mesures de pertes sur la ligne à retard du carcinotron, il est nécessaire d'adapter le banc THz afin de pouvoir diriger et focaliser parfaitement l'onde THz que ce soit à son entrée sur la ligne ou à sa sortie vers le détecteur. Pour cela, on utilisera des miroirs plans ainsi que les miroirs paraboliques et les lentilles en téflon présentés précédemment. En effet, comme vu dans les chapitres précédents, le couplage par rayonnement se fait avec un certain angle par rapport au plan de la ligne à retard, la ligne ne peut donc pas être directement placée entre l'émetteur et le détecteur comme cela se fait parfois pour des expériences de spectroscopie ou tout simplement comme pour les mesures en transmission avec couplage par guide réalisées à 10 et 100 GHz.

Afin d'avoir une mesure de référence, c'est à dire sans insertion de la ligne à retard, on fait parcourir au faisceau un trajet sur lequel pourra venir s'insérer ultérieurement la ligne à mesurer. Le signal THz émis par le générateur est redirigé vers un miroir plan via un miroir puis il est focalisé par une lentille en téflon. Après réflexion sur le miroir plan l'onde THz subit le même traitement mais à l'envers et en direction du détecteur (trajet en pointillé sur la figure IV.12. Compte tenu de la largeur de la ligne à retard périodique, $100 \mu\text{m}$, si l'on veut coupler au mieux le signal THz avec la ligne, il faut utiliser des lentilles de très courtes focales.

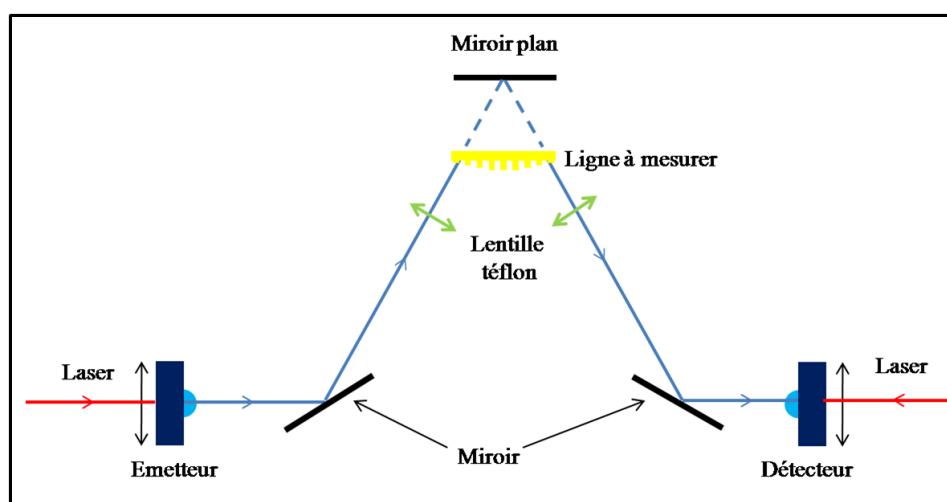


FIGURE IV.12 – Dispositif de mesure entre l'émetteur et le détecteur THz. En pointillé : trajet de référence du faisceau THz.

La détermination des pertes sera donc réalisée ici en comparant l'intensité du courant

détecté entre la mesure à vide (ligne à retard non insérée) et la mesure à travers la ligne.

Nous envisageons donc ici une mesure avec couplage par rayonnement or nous avons vu dans les chapitres précédents que ce type de mesure entraîne des pertes importantes du fait d'un éclairage plus large que la ligne. A 2 THz, la limite de diffraction fait que l'on ne peut pas avoir une tache inférieure à $200\mu m$. Le signal térahertz étant déjà très faible ceci risque de rendre la mesure difficile. Cependant un tel banc de mesure présente un très bon rapport signal sur bruit ce qui devrait permettre de récolter un signal suffisant.

Si une partie du signal incident ne passant pas par la ligne arrive jusqu'à l'antenne de réception et ce malgré les absorbants, elle devrait être facilement détectable du fait que sa trace temporelle serait en avance par rapport à celle de la partie traversant la ligne à retard.

Conclusion

Conclusion

Au cours de cette thèse, mes travaux ont consisté à mener les premières recherches sur des mesures de pertes et de dispersion sur une ligne à retard de carcinotron aux fréquences THz.

Dans la première partie, nous avons fait un état de l'art non exhaustif sur les tubes électroniques et sur leur principe de fonctionnement. Nous avons présenté plus en détails le carcinotron TH4229, mis sur le marché par la société Thomson CSF, et en particulier les caractéristiques de sa ligne à retard. Dans cette même partie, nous nous sommes intéressés aux méthodes d'usinage qui permettront de fabriquer de nouvelles lignes à retard avec une précision, sur les formes et les dimensions, nettement supérieure à celle obtenue précédemment.

Afin de contrôler et de maîtriser les mesures de pertes et de dispersion aux fréquences térahertz, nous avons réalisé deux campagnes de mesures à 10 et 100 GHz. Les méthodes de mesures retenues, en ondes stationnaires ou progressives avec couplage par rayonnement ou par guide, ont été présentées en début de deuxième partie de ce manuscrit. La ligne à retard usinée pour les mesures à 10 GHz est la reproduction de celle du carcinotron avec un rapport d'homothétie de 96,2. Les mesures de pertes en ondes progressives avec couplage par guide et par rayonnement ont donné des résultats qui se recoupent avec un écart inférieur à 0.0035 dB et l'on retrouve bien la fréquence de coupure haute de la ligne à retard aux alentours de 10 GHz. La mesure de dispersion a été réalisée avec les mêmes méthodes d'excitation que pour les pertes avec en plus une mesure en ondes stationnaires avec couplage par guide et les mesures obtenues ont été comparées avec une simulation sous le logiciel CST. Comme pour les mesures de pertes, les courbes de dispersion ont montré une bonne similitude entre les différentes techniques de mesure. Ces résultats ont permis de valider, entre elles, les différentes méthodes de mesures que nous avons sélectionnées. Seule la mesure de pertes par la méthode des résonances n'a pu être réalisée.

Dans la troisième partie, nous avons reproduit les mesures en ondes progressives avec couplage par guide et par rayonnement, sur une ligne à retard ayant un rapport d'homothétie de 10 par rapport à la ligne du carcinotron. Nous avons mis en évidence qu'avec la montée en fréquence, les pertes ont été plus importantes mais aussi qu'une bonne précision sur la mesure est beaucoup plus difficile à obtenir notamment avec un couplage par

rayonnement qui présente un bruit beaucoup plus important. Concernant les courbes de dispersion qu'elles soient obtenues par mesure ou par simulation on obtient des résultats qui se recoupent avec une fréquence de coupure à 100 GHz. Les mesures avec couplage par guide ont été également réalisées à l'université de Frankfort et l'on obtient les mêmes résultats. La figure IV.13 présente à la fois les pertes et la dispersion en fonction du déphasage à 10 et 100 GHz.

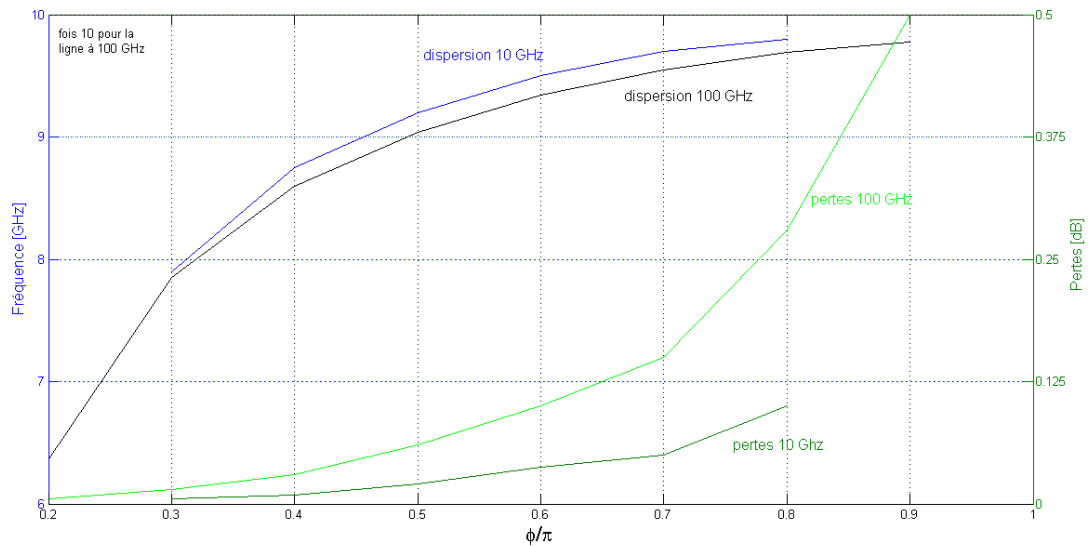


FIGURE IV.13 – Fréquences et pertes en fonction du déphasage des lignes à retard à 10 et à 100 GHz.

Si nous considérons les valeurs de pertes et de dispersion mesurées à 10 GHz et 100 GHz sur les dispositifs à l'échelle respectivement fois 100 et fois 10, nous pouvons établir les tableaux IV.3 et IV.4 dans lesquels les valeurs de pertes à 1 THz sont extrapolées des précédentes mesures. En effet, pour passer des fréquences à 10 GHz aux fréquences à 1 THz, il faut multiplier les pertes par $\sqrt{100}$ et pour passer de 100 GHz à 1 THz les pertes sont multipliées par $\sqrt{10}$. On note que les valeurs de pertes extrapolées sont relativement proches, ce qui semble normal étant donné que les deux lignes ont bien entendu la même géométrie mais aussi la même technique d'usinage.

Déphasage par cellule	radian/ π	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
Fréquence	GHz	7.9	8.75	9.2	9.5	9.7	9.8
Pertes	dB	0.005	0.0095	0.02	0.0373	0.058	0.1
Pertes extrapolées à 1 THz	dB	0.05	0.095	0.2	0.373	0.58	1

TABLE IV.3 – Valeurs des pertes en fonction du déphasage à 10 GHz et pertes extrapolées pour la ligne à 1 THz.

Déphasage par cellule	radian/ π	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
Fréquence	GHz	78.28	86	90.4	93.44	95.54	96.95	97.92
Pertes	dB	0.015	0.03	0.06	0.1	0.17	0.316	0.54
Pertes extrapolées à 1 THz	dB	0.047	0.095	0.19	0.3162	0.538	0.999	1.708

TABLE IV.4 – Valeurs des pertes en fonction du déphasage à 100 GHz et pertes extrapolées pour la ligne à 1 THz.

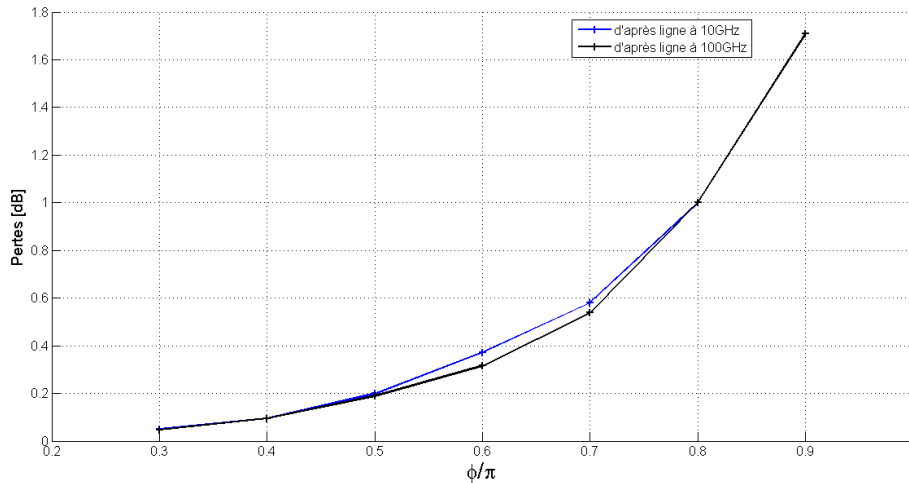


FIGURE IV.14 – Valeurs des pertes extrapolées à 1 THz.

La mesure aux fréquences térahertz devra requérir une très grande attention au niveau de l'état de surface de la ligne. Il faudra s'assurer que la ligne en cuivre électrolytique ne contiennent aucune impureté qui pourrait venir créer une pollution surfacique. Il faudra donc là aussi réaliser un nettoyage chimique et une désoxydation pour pouvoir mesurer des pertes proches de la réalité.

Dans la quatrième partie nous avons présenté, de manière non exhaustive, les différentes solutions permettant d'émettre et de réceptionner des ondes THz ainsi que le banc de mesure en construction dans notre laboratoire Xlim. La mesure prévue aux fréquences térahertz se faisant par rayonnement nous serons sûrement soumis aux mêmes difficultés qu'avec la mesure par rayonnement à 100 GHz avec un bruit qui risque de prendre une part plus importante. Pour les mesures de lignes qui seront usinées dans l'avenir, il sera peut être judicieux d'insérer, à chaque bout de la ligne à retard, des cornets dont l'ouverture est plus grande que la taille du faisceau THz. Ce type de couplage, qui permettrait un couplage par guide, aurait également pu être fait avec une ligne à 100 GHz, devrait permettre de diminuer les pertes par rapport à la méthode actuelle.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] L. Guyot, J.J. Salembier, and B. Lévi. *Les tubes électroniques de THOMSON-CSF regards sur soixante années d'activités (1939-1999)*. Thomson Tubes Electroniques, novembre 1999.
- [2] G. Faillon and G. Fleury. Tubes pour hyperfréquences. *Techniques de l'ingénieur, traité Electronique*, Référence E 2 355.
- [3] A.J. Durand. Physique des tubes hyperfréquences, point de situation sur les principes, la technologie et leur évolution. *Journée SEE-Club 23*, 18 octobre 2000 (parution dans l'onde électrique).
- [4] T. Lemoine. Tubes électroniques hyperfréquences. technologies, tubes à grilles et klystrons. *Techniques de l'ingénieur*, Référence E 1 620.
- [5] O. Cahen. La focalisation des faisceaux d'électrons par un champ magnétique longitudinal alterné. *Annals of telecommunications*, 11 (7-8), juillet 1956.
- [6] A. Leblond. *Les tubes hyperfréquences. Tome 2*. Paris, Masson, janvier 1972.
- [7] J. Plouin. *Injection d'harmonique dans un tube à Ondes Progressives : amélioration de la puissance de sortie*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 10 juin 2004.
- [8] T. Lemoine. Tubes électroniques hyperfréquences. tubes à ondes progressives et à champs croisés. *Techniques de l'ingénieur.*, Référence E 1621.
- [9] F. Gardiol. *Hyperfréquences*. Traité d'électricité, volume XIII. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Presses polytechniques et universitaires romandes, 1987.
- [10] R. Cousin. *Compréhension des mécanismes régissant le fonctionnement d'un tube hyperfréquence de type MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator)*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 18 avril 2005.
- [11] F. Gardiol. *Electromagnétisme*. Traité d'électricité, volume III. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Presses polytechniques et universitaires romandes, 1981.
- [12] J. A. Swegle, J. W. Poukey, and G. T. Leifeste. Backward wave oscillators with rippled wall resonators : Analytic theory and numerical simulation. *Phys. Fluids*, 28 (9) :2882–94, September 1985.
- [13] A. Schaer. Millimeter bwo's. *The microwave journal*, page 69, april 1970.

- [14] G. Convert and T. Yeou. *Millimeter and submillimeter waves. Chapter 4.* Illiffe Books, London, 1964.
- [15] G. Kantorowicz and P. Palluel. *Infrared and millimeter waves. Vol. 1. Chapter 4.* Academic Press, Inc, 1979.
- [16] A. Vander Vorst and Danielle Vanhoenacker-Janvier. *Bases de l'ingénierie micro-onde.* De Boeck Université, 1996.
- [17] CSF. *Tubes Electroniques - Tubes hyperfréquences.* Février 2006.
- [18] D. Kremer. Usinage par électroérosion. *Techniques de l'ingénieur*, Référence BM 7 251.
- [19] A. Descoedres. *Characterization of electrical discharge machining plasmas.* PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 9 juin 2006.
- [20] D. Estève and J. Simonne. Microsystèmes. *Techniques de l'ingénieur*, Référence E 2 305.
- [21] G. Boulon. Génération d'impulsions lasers ultracourtes jusqu'à la femtoseconde. *Techniques de l'ingénieur*, Référence AF 3 282.
- [22] S.A. Schelkunoff. *Electromagnetic Waves.* Princeton NJ D Van Nostrand, 1943.
- [23] E. L. Ginzton. *Microwave Measurements.* McGraw-Hill Book Company, INC., London, 1957.
- [24] S. Colson. *Etude de la matière de vortex dans $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ à l'aide de la résonance de plasma Josephson.* PhD thesis, Ecole Polytechnique, 15 octobre 2003.
- [25] P. F. Combes. *Micro-ondes : 1. Lignes, guides et cavités.* Paris : Dunod, 1996.
- [26] T. Berenc and C. Deibele. Simulation and measurement considerations for resonant cavity couplers and extrapolating results to multiple cells and varying conductivities. *RFI*, note 005.
- [27] B. Epsztein and G. Mourier. Définition, mesure et caractères des vitesses de phase dans les systèmes à structure périodique. *Annales de radioélectricité.*, X (39), Janvier 1955.
- [28] A.W. Horsley and A. Pearson. Measurement of dispersion and interaction impedance characteristics of slow-wave structures by resonance methods. *IEEE Transactions on Electron Devices*, XIII (12), December 1966.
- [29] J. C. Slater. *Microwave Electronics.* D. Van Nostrand Company, INC., Princeton, 1950.
- [30] L. Brillouin and M. Parodi. *Propagation des ondes dans les milieux périodiques.* Paris : Masson, 1956.
- [31] R. E. Collin. *Foundations for microwave engineering.* McGraw-Hill Book Company, New-York, 1966.

- [32] F.L.H.M. Stumpers and al. *Electromagnetic wave theory - Part 1 September 1965, Proceedings of a Symposium held at Delft, The Netherlands*. J. Brown - Pergamon Press, 1967.
- [33] M. K. Alaria, A. Bera, A. K. Sinha, and V. Srivastava. Analysis of helix slow wave structure for high efficiency space twt. *J. Infrared Milli Terahz Waves*, 30 :211–216, 2009.
- [34] M. Hélier, M. Ney, and C. Pichot. Structure de guidage hf. modélisation et calculs. *Techniques de l'ingénieur*, Référence E 1 171.
- [35] K. H. Yang, P. L. Richards, and Y.R. Shen. Generation of far-infrared radiation by picosecond light pulses in linbo3. *Applied Physics Letters*, 19 (9) :320, 1 november 1971.
- [36] A. Bonvalet, M. Joffre, J.-L. Martin, and A. Migus. Generation of ultrabroadband femtosecond pulses in the mid-infrared by optical rectification of 15 fs light pulses at 100 mhz repetition rate. *Applied Physics Letters*, 67 (20) :2907, 13 novembre 1995.
- [37] X.-C. Zhang and D. H. Auston. Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces with femtosecond optics. *J. Appl. Phys.*, 71(1) :326, 1 january 1992.
- [38] B.I. Greene, P.N. Saeta, D.R. Dykaar, S. Schmitt-Rink, and S. L. Chuang. Far-infrared light generation at semiconductor surfaces and its spectroscopic applications. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28 (10) :2302, octobre 1992.
- [39] F. Garet. *Génération optoélectronique d'impulsions électromagnétique ultra-courtes ; application à la spectroscopie THz*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 21 novembre 1997.
- [40] J.-L. Coutaz, L. Duvillaret, F. Garet, and J.-P. Gex. Les ondes térahertz : techniques optoélectroniques temporelles. *REE*, N°5, Mai 1999.
- [41] E. Nguema Agnandji. *Génération et détection térahertz : Application à la caractérisation de matériaux en couches minces*. PhD thesis, Université Bordeaux I, 2009.
- [42] N. Breuil. *Contribution à la génération optoélectronique d'impulsions électromagnétiques ultra-brèves. Application à la caractérisation de matériaux photoconducteurs*. PhD thesis, Université de Limoges, 11 décembre 1997.
- [43] S.-G. Parks, M.R. Melloch, and A. Weiner. Analysis of terahertz waveforms measured by photoconductive and electrooptic sampling. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35 (5) :810, May 1999.
- [44] E. Camus, J. Lloyd-Hughes, and M.B. Johnston. Three-dimensional carrier-dynamics simulation of terahertz emission from photoconductive switches. *Phys. Rev B*, 71 :195301, june 2005.

- [45] T. Dekorsy, T. Pfeifer, W. Kütt, and H. Kurz. Subpicosecond carrier transport in GaAs surface-space-charge fields. *Phys. Rev. B*, 47 (7) :3842, 15 February 1993.
- [46] P. Uhd Jepsen, R.H. Jacobsen, and S.R. Keiding. Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13 (11) :2424, November 1996.
- [47] M. Born and E. Wolf. *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light*. Pergamond, 1965.
- [48] P.R. Smith, D.H. Auston, and M. C. Nuss. Subpicosecond photoconducting dipole antennas. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24 (2) :255, February 1988.
- [49] L. Duvillaret, F. Garet, J.F. Roux, and J.-L. Coutaz. Analytical modeling and optimization of terahertz time-domain spectroscopy experiments using photoswitches as antennas. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 7 (4) :615, 2001.
- [50] J.-L. Coutaz and al. *Optoélectronique térahertz*. EDP Sciences, 2008.
- [51] Q. Wu and X.-C. Zhang. Free-space electro-optics sampling of terahertz beam. *Appl. Phys. Lett.*, 67 :3523, 1995.
- [52] Q. Wu and X.-C. Zhang. Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses. *Appl. Phys. Lett.*, 71 :1285, 1997.
- [53] N.C.J. Van Der Valk. *Towards Terahertz Microscopy*. PhD thesis, Delft University of Technology, 2005.
- [54] J.-P. Perez. *Optique - Fondements et Applications*. Masson (Paris), 2004.
- [55] W.B. Dou and E.K.N. Yung. FDTD simulation for the focusing property of extended hemispherical lens as receiving antenna. *Int. j. Infrared and Millimeter Waves*, 21 :2077, 2000.
- [56] M. van Exter, Ch. Fattinger, and D. Grishkowsky. Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor. *Opt. Lett.*, 14 :1128, 1989.

Résumé : Le carcinotron (ou tube à ondes rétrogrades) présente une baisse de puissance en sortie trop élevée au dessus de 800 GHz. Cette baisse de rendement est en partie due à des défauts d'usinage sur sa ligne à retard. De nouvelles techniques d'usinage ont été mises au point depuis et il est nécessaire de les caractériser.

Ainsi, des méthodes de mesure de pertes et de dispersion doivent être mise en place. Parmi elles, trois méthodes ont été retenues dont deux en ondes progressives avec couplage, par guide et par rayonnement, et une en onde stationnaire avec couplage par guide.

La mesure à des fréquences térahertz demandant un certain recul, les premières mesures ont été réalisées sur des lignes à retard identiques, à un facteur d'échelle près, mais fonctionnant à 10 et 100 GHz. Les résultats ainsi obtenus ont permis la validation des différentes méthodes de mesure.

En conséquence, les perspectives vers une mesure sur une ligne à taille réelle fonctionnant à 1 THz sont étudiées en conclusion de ces travaux.

Mots-clés : Carcinotron, tubes électronique, tube à onde rétrograde, térahertz, hyperfréquence, ligne à retard, dispersion, mesure de pertes

Abstract : The carcinotron (or backward wave oscillator) presents too great a decrease above 800 GHz. This decrease of yield is partly due to machining defects on its delay line. New machining techniques have been developed since and it is necessary to characterize them.

Thus, methods for measuring losses and dispersion should be set up. Among them, three methods have been selected : two in progressive waves with guide and radiation coupling, and one in stationary wave with wave guide coupling.

In the terahertz domain, measurement requires careful analysis, so the first measurements have been performed on identical delay lines, with a scale factor, but running at 10 and 100 GHz. The results obtained have enabled us to validate the different methods of measurement.

Accordingly, the perspectives of a measurement on a line size operating at 1 THz are reviewed at the conclusion of this work.

Keywords : Carcinotron, electronic tubes, Backward Wave Oscillator, terahertz, hyperfrequency, delay line, dispersion, loss measurement